

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

JINR - D1,2-86-668 .

Труды
VIII Международного семинара
по проблемам физики высоких энергий

(19-24 июня 1986 г., Дубна)

Том II

Proceedings
of the VIII International Seminar
on High Energy Physics Problems

(June 19-24, 1986, Dubna)

Volume II

Дубна 1987

Оргкомитет

Председатель Оргкомитета
Ученый секретарь
Члены Оргкомитета

А.М. Балдин
В.В. Бузов
Н.П. Зотов
А.Д. Коваленко
В.К. Лукьянов
А.В. Радюшкин
М.И. Соловьев
В.С. Ставинский
Н.П. Терехин
А.И. Титов

Главными темами семинара, проходившего в Дубне с 19 по 24 июня 1986 г., были вопросы феноменологического описания хромодинамики больших расстояний /мешки, струны, эффективные лагранжианы, мультикварковые системы, скрытый цвет и т.д./, влияния кварковых степеней свободы на свойства ядер и ядерных реакций, исследования структурных функций ядер и коллективных эффектов в ядро-ядерных столкновениях.

На предыдущих семинарах неоднократно подчеркивалось, что асимптотическая область столкновений ядро-ядро начинается довольно рано - при энергии \sqrt{s} 3,5 - 4 А·ГэВ. В области энергий ядер выше этой границы до последнего времени велись работы только на дубненском синхрофазотроне. В ближайшее время ожидается начало активных экспериментальных исследований в пучках ядер с энергией до 12 А·ГэВ /Брукхейвен/ и 200 А·ГэВ /ЦЕРН/. В этой связи в программе VIII семинара заметное место уделено процессам множественного рождения частиц в релятивистских ядерных столкновениях, возможности обнаружения и исследования кварк-глюонной плазмы. Автомодельность этих процессов в пространстве относительных скоростей, принцип ослабления корреляций и универсальность четырехмерных струй свидетельствуют о том, что деконфаймент кварков и преобладающая роль цветных степеней свободы активно проявляются уже при энергии ядер \sqrt{s} 3,5 - 4 А·ГэВ. Не исключено, что при энергиях ядер до 200 А·ГэВ будут обнаружены те же закономерности множественного рождения частиц в ядро-ядерных взаимодействиях, что и обсуждавшиеся на предыдущих семинарах этой серии. По этим темам прошли интересные дискуссии.

В работе семинара приняли участие более 200 ученых, представляющих 65 научных центров из 15 стран /СССР, ИРБ, ГДР, ПНР, ЧССР, ВНР, МНР, СРР, КНДР, Швеция, Канада, Франции, США, ФРГ, Японии/. 97 участников было из ОИЯИ, 109 - из СССР /Алма-Аты, Владивостока, Гомеля, Гатчины, Душанбе, Еревана, Киева, Ленинграда, Минска, Москвы, Новосибирска, Серпухова, Сухуми, Ташкента, Тбилиси, Томска, Харькова, Фрунзе/, 26 - из стран-участниц ОИЯИ и 15 - из других стран. Было заслушано и обсуждено более 100 докладов и сообщений, большинство из которых публикуется в Трудах семинара.

Надеемся, что предлагаемый сборник с достаточной полнотой отразит научную проблематику семинара.

Оргкомитет

СОДЕРЖАНИЕ

1.	Н.П.Зотов, В.А.Салеев, В.А.Царев Жесткие процессы на ядрах в модели флуктонов с рескейлингом 6	6
2.	S.Rock Elastic Electron-Proton Scattering at High Q^2 17	17
3.	J.P.Vary, A.Harindranath Quark Cluster Model for High Energy Lepton-Nucleus and Hadron-Nucleus Interactions 27	27
4.	Л.А.Григорян, В.А.Шахбазян EMC-эффект и КХД-эволюция трехкварковой картины нуклона 38	38
5.	L.L.Frankfurt, M.I.Strikman Towards Probing Superdense Nuclear Matter in Lepton-Nucleus Collisions 48	48
6.	В.А.Петров, А.Ю.Смирнов Цветовые осцилляции нуклонов в ядре 55	55
7.	С.И.Нагорный и др. Интерпретация эффекта EMC-SLAC и его A -зависимость в самосогласованном подходе без "экзотики" 58	58
8.	А.Д.Линкевич и др. Релятивистские волновые функции и соотношения между структурными функциями и моментами составных систем 65	65
9.	J.Kwiecinski Gluon Distributions in the Small x -Limit 72	72
10.	Б.А.Шахбазян, А.О.Кечечян, А.М.Тарасов Мультикварковые связанные и резонансные состояния 84	84
11.	Ю.А.Троян и др. Узкие дипротонные резонансы в реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ при $P_{\text{п}} \approx 1,257$ ГэВ/с и модель вращающихся соединенных ориентированных струн 94	94
12.	L.A.Kondratyuk et al. Multiquark Resonances and Bag Model 100	100
13.	И.Л.Грач и др. Адрон-адронное взаимодействие (NN, nN , pn , nK , KN) в модели составных кварковых мешков 105	105

14. Ю.В. Кулиш	Массы и ширины экзотических барионов с отрицательной четностью	114
15. Н.П. Андреева и др.	Поиск экзотических барионных систем в реакциях развала релятивистских ядер	119
16. L.S.Schroeder	Probing Nuclear Matter with Dileptons	123
17. S.Fredriksson	Diquarks	134
18. Б.З.Копелиович, Л.И.Лапидус	Эффекты экранирования цвета в дифракционном рассеянии адронов на ядрах	148
19. В.В.Levchenko, N.N.Nikolaev	Quark Models of Multiproduction off Nuclear Targets	169
20. R.Ноżyński, M.Jeżabek, U.Woźniak	Description of the Particle Production in Pion-Nucleus Collisions by the Additive Quark Model	178
21. T.T.Chou	A Unified Physical Picture of Hadron-Hadron and e^+e^- Collisions	186
22. H.Müller, H.W.Barz, H.Schulz	A Statistical Model for Multiparticle Production in Hadron-Hadron Interactions	196
23. М.И.Горенштейн	Кварк-адронный фазовый переход в релятивистской гидродинамике .	204
24. Э.О.Оконов	Экспериментальные проблемы поиска кварк-глюонной плазмы в ядро-ядерных взаимодействиях	214
25. R.J.Slobodrian	Antiquark and Antinucleon Condensates in Nuclear Reactions	226
26. I.Otterlund	Alpha-Particle Interactions with Nuclei at 12A GeV/c	236
27. H.Schulz, G.Röpke	Specific Entropy and the Light Particle Yield in Relativistic Heavy Ion Collisions	243

28. Н.-А.Густавссон et al. Composite Particles and Entropy Production in Relativistic Nuclear Collisions	251
29. А.С.Ботвина, А.С.Ильинов, К.К.Гудима Пространственно-временная картина релятивистских ядерных столкновений и ее проявление в спектрах вторичных частиц	261
30. Р.Р.Мехтиев, А.П.Чеплаков Поиск коллективных эффектов в соударениях релятивистских ядер с ядрами	277
31. К.Д.Толстов и др. Неупругие взаимодействия ядер неона-22 с ядрами фотоэмульсии при импульсе $4,1 \text{ А} \cdot \text{ГэВ/с}$	283
32. В.И.Манько Инклюзивные спектры легких продуктов взаимодействия релятивистских ядер в кинематической области фрагментации ядра-мишени	290
33. P.Radanyi et al. Charge Exchange Reactions with Relativistic Complex Nuclei at SATURN	298
34. С.М.Елисеев и др. Обнаружение в процессе ^3He , t/-перезарядки при высоких энергиях доминирования Δ -изобарных возбуждений ядра-мишени и их коллективного характера	308
35. Е.С.Кокоулина, В.И.Кувшинов Особенности корреляций и нарушение КНО-скейлинга в области малых и больших переданных импульсов в адрон-адронных и адрон-ядерных процессах	319
36. А.Д.Коваленко От синхрофазотрона к нуклотрону	324
37. Y.E.Kim Theory of "Anomalons"	334
38. Y.Iga, R.Hamatsu, S.Yamazaki, H.Sumiyoshi Baryon Multiplicity Distribution in Nuclear Matter Produced by Heavy Ion Collisions at Stopping Energy Regime	347

ЖЕСТКИЕ ПРОЦЕССЫ НА ЯДРАХ В МОДЕЛИ ФЛУКТОНОВ С РЕСКЕЙЛИНГОМ

Н.П.Зотов, В.А.Салеев

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

В.А.Царев

Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Проведенные в последние годы экспериментальные исследования кумулятивных процессов ^{/1/} и глубоконеупругого рассеяния (ГНР) лептонов на ядрах ^{/2-4/} выявили существенное различие структурных функций ядер и свободных нуклонов. В дальнейшем мы будем исходить из того, что это различие связано с присутствием в ядрах многокварковых конфигураций и отличием партонных распределений в ядре и свободных нуклонах. Многокварковые конфигурации мы будем учитывать в рамках флуктонной модели ^{/5,6/} с рескейлингом ^{/7/} партонных распределений в ядрах. Этот подход ^{/8/} описывает обогащение ядер мягкими партонами при $x \ll 0,3$ ^{/4/}, подавление вклада валентных кварков в области средних x ($0,3 \leq x \leq 0,8$) ^{/3,4/} и наличие в ядрах партонов с $x > 1$ ^{/1,2/}, которых нет в свободных нуклонах.

Первая часть работы посвящена описанию ЕМС-эффекта и некоторых особенностей кумулятивных процессов ^{/9/}. Во второй части рассматриваются ядерные эффекты в процессах рождения лептонных пар, прямых фотонов и фоторождения $\Upsilon\psi$ -частиц на ядрах ^{/10/}.

I. ГНР лептонов на ядрах и кумулятивные процессы

Во флуктонной модели ^{/5,6/} структурная функция ядра выражается через структурные функции K -нуклонных флуктонов:

$$F_2^A(x, q^2) = \sum_{k=1}^A E(k, A) F_{2,k}^A(x, q^2), \quad (1)$$

а для оценки $E(k, A)$ - среднего числа флуктонов из k нуклонов в ядре A - используется приближение идеального "нуклонного газа". Распределение кварков во флуктоне определяется как свертка нуклонных кварковых распределений с распределением нуклонов во флуктоне. Для последнего используется модель фазового объема ^{/11/}.

В отличие от предыдущих расчетов ^{/8/} (и работ ^{/12,13/}, в которых также используется идея рескейлинга для объяснения ЕМС-эффекта)

здесь мы будем явно учитывать ферми-движение нуклонов в ядре, используя

$$\tilde{F}_{2,1}^A(x, Q^2) = \int d^4y \int d^4z \delta(x-yz) F_{2,1}^A(y, Q^2) N_F(z) \quad (2)$$

с $N_F(z)$ в виде ферми-ступеньки /14/.

Согласно гипотезе динамического рескейлинга /7,12/ распределения партонов данного сорта в ядре и свободном нуклоне связаны следующим соотношением:

$$q^A(x, Q^2) = q^N(x, \xi_A(Q^2) Q^2), \quad (3)$$

то есть "сдвиг" по Q^2 определяется параметром рескейлинга

$$\xi_A(Q^2) = (R_A^2 / R_N^2)^{\lambda_A(Q^2)}, \quad (4)$$

где

$$\lambda_A(Q^2) = \alpha_s(R_A^{-2}) / \alpha_s(Q^2). \quad (5)$$

Размерные параметры R_i^2 ($i = A, N$), входящие в (4), определяют область распространения цвета (область конфайнмента) в ядре и нуклоне, а $Q_i^2 = 1/R_i^2$ - значения Q^2 , при которых весь импульс нуклона (свободного или в ядре) несут валентные кварки, - начало КХД эволюции партоновых распределений.

В работах /7,12,13/ параметр R_A интерпретируется как радиус конфайнмента "среднего" для данного ядра кластера, а под $q^A(x, Q^2)$ (см.(3)) понимается распределение партонов в этом "среднем" кластере. При такой интерпретации из рассмотрения исключается кинематически запрещенная для рассеяния на отдельном нуклоне область, в которой вклады многокварковых (многонуклонных) образований должны проявляться непосредственно. Это обстоятельство явно учитывается выражением (1) для структурной функции ядра.

С другой стороны, в КХД ожидается, что в ядерной материи может иметь место изменение свойств индивидуального связанного нуклона, эффективно выражающееся в увеличении его радиуса конфайнмента. Это "разбухание" может быть обусловлено, например, уменьшением внешнего давления на нуклон - кварковый мешок в ядерной материи /15/ или подавлением вклада кварк-глюонных компонент малого радиуса /16/. Поэтому, с нашей точки зрения, увеличение радиуса конфайнмента в ядре естественно связать не с коллективными эффектами /7,12,13/, а с "разбуханием" отдельных связанных нуклонов. Тогда в соотношении рескейлинга (3) функция q^A будет описывать распределение партонов в связанном нуклоне из ядра A : $q^A(x, Q^2) \equiv q_N^A(x, Q^2)$.

Зависимость кварковых распределений от Q^2 можно параметризовать следующим образом:

$$q_N^A(x, Q^2) \approx q_N^A(x, Q_0^2) (Q^2/Q_0^2)^{f_A(x)}, \quad (6)$$

где $f_A(x) \approx \frac{1}{2}(0,15 - x)$. Такая параметризация при $x \geq 0,1$ (область, которую мы в дальнейшем рассматриваем) близка к КХД-описанию структурных функций ^{/19/}.

Параметр рескейлинга $\xi_A(Q^2)$ для каждого ядра определяется нами из условия наилучшего согласия расчетов с экспериментальными данными ^{/17/} для отношения $R_D^A = 2F_2^A(x, Q^2) / A \cdot F_2^D(x, Q^2)$ при $x \approx 0,6$, когда $\frac{1}{2} F_2^D(x, Q^2) \approx F_2^U(x, Q^2)$. Радиус когерентности r_c флюктуонной модели ^{/5,6/} находится из подгонки расчетов для $F_2^c(x, Q^2)$ при $x > 1$ к экспериментальным данным ^{/2,18/}.

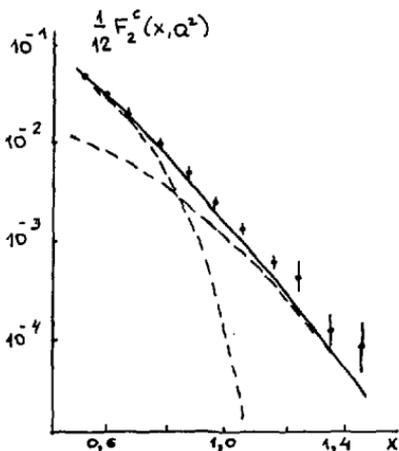


Рис. I

На рис. I показана зависимость структурной функции углерода от x при $Q^2 = 100(\text{ГэВ}/c)^2$ с учетом эффектов рескейлинга, ферми-движения и примеси двух-нуклонных флюктуонов. При этом $\xi_c(Q^2) \approx 1,7$ (при $Q^2 \approx 10(\text{ГэВ}/c)^2$), а $r_c = 0,8 \text{ фм}$ ¹⁾. На рис. 2 представлена зависимость структурной функции углерода от Q^2 для различных значений x . Видно, что теоретические кривые для x и Q^2 -зависимости структурной функции углерода хорошо описывают экспериментальные данные ^{/18/}. Кроме того, предсказывается зависимость структурной функции от Q^2 в кумулятивной области ($x = 1,3$). На рис. 3 пунктиром показаны результаты расчетов зависимости от x отношений R_D^A при $Q^2 = 10(\text{ГэВ}/c)^2$ для различных ядер ²⁾. Значения структурной функции дейтерия в области $0,1 < x < 0,85$ извлекались из подгонки к экспериментальным данным EMC-коллаборации ^{/4/} (при $0,05 < x < 0,5$) и

1) Сводка параметров, используемых при расчетах, дана в таблице. Значения фермиевского импульса K_F брались из работы ^{/19/}.

2) Аналогичные расчеты проведены для ядер Be, Ae, Ca, A (см. ^{/19/}).

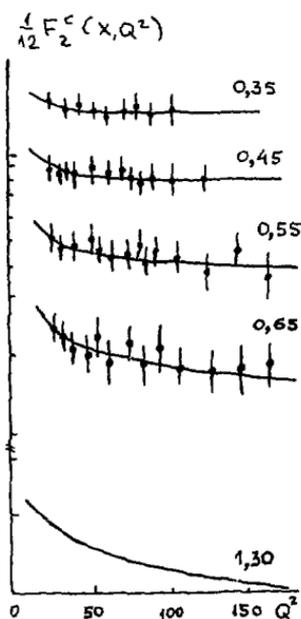


Рис.2

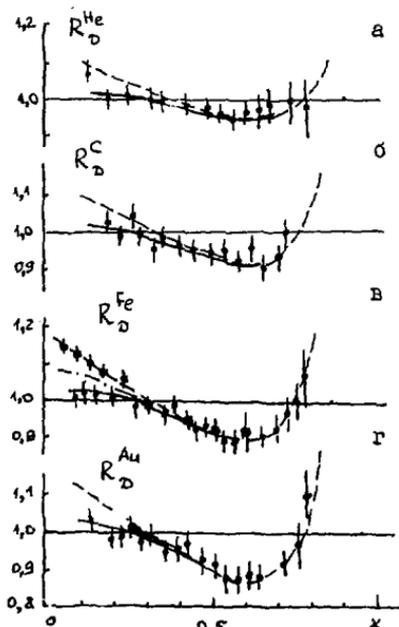


Рис.3

Таблица

A	K_F МэВ/с	$\sum A$ $Q^2 = 10(\text{ГБэВ})^2$	R_A/R_N	λ_A $Q^2 = 10(\text{ГБэВ})^2$	$A^* P(2, A)$ $r_0 = 0,8 \text{ фм}$
^1N	-	1	1	9,22	-
^4He	170	1,55	1,023	9,91	0,030
^9Be	200	1,60	1,024	9,95	0,047
^{12}C	221	1,70	1,027	10,06	0,054
^{27}Al	240	1,90	1,032	10,22	0,070
^{40}Ca	251	1,95	1,033	10,26	0,077
^{56}Fe	257	2,10	1,036	10,32	0,082
^{108}Ag	260	2,30	1,041	10,54	0,091
^{197}Au	265	2,60	1,045	10,70	0,092

SLAC /17/ (при $0,5 < x < 0,85$) для отношения $R_D^{Fe}(x, Q^2)$ при условии, что рассчитанные значения абсолютной величины структурной функции железа в этой области x и Q^2 согласуются с экспериментальными данными /20/ (см. /9/). Сплошными линиями на рис.3 показаны результаты расчетов x -зависимости отношения сечений $2\sigma^A(x, Q^2)/4\sigma^P(x, Q^2)$ при $Q^2 = 10(\text{ГэВ}/c)^2$ для тех же ядер в предположении, что отношение сечений поглощения виртуальных фотонов с продольной и поперечной поляризацией $r = \sigma_L/\sigma_T \neq 0$ и может быть представлено в виде $r(A) = 0,08 A^{1/3}$ /21/. Теоретические расчеты согласуются с экспериментальными данными /17/. Отметим также, что тем самым хорошо описывается A -зависимость ЭМС-эффекта /9/.

Однако появившиеся недавно экспериментальные данные BCDMS-коллекции /22/ для отношения структурных функций азота и дейтерия, представленные на рис.4, демонстрируют, что различие экспериментальных данных ЭМС-коллекции и BCDMS может быть связано не с $r \neq 0$, а с отличием структурных функций дейтерия и свободного нуклона ($R_N^D \neq 1$). Для иллюстрации этого на рис.4 пунктирной линией показан результат расчета отношения $R_N^C (= R_N^{N,N})$, а сплошной линией - аппроксимация экспериментальных данных /17, 22/. Сопоставляя эти кривые, мы нашли отношение R_N^D структурных функций дейтерия и нуклона, которое показано сплошной кривой на рис.5. Пунктирная кривая на этом же рисунке получена из расчета для отношения R_N^{Fe} и аппроксимации экспериментальных данных ЭМС-коллекции для отношения R_D^{Fe} (пунктирная кривая на рис.3в). Обе кривые на рис.5 лежат в пределах ошибок экспериментальных данных для R_N^D /3/, то есть не позволяют однозначно судить о структурной функции дейтерия на основании данных либо ЭМС-, либо BCDMS-коллекций. Используя найденное из экспериментальных данных /22/ отношение R_N^D и результаты расчета для R_N^{Fe} , можно предсказать отношение R_D^{Fe} , показанное на рис.3в штрихпунктирной кривой.

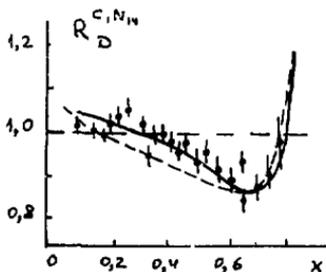


Рис. 4

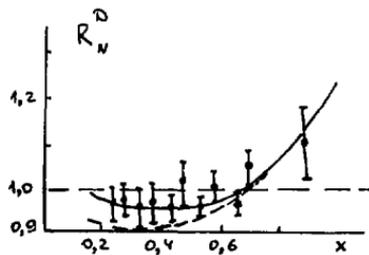


Рис. 5

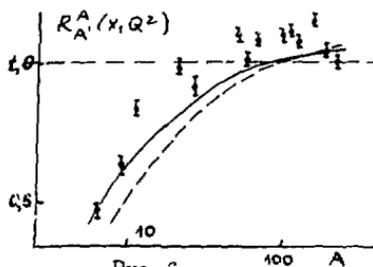


Рис. 6

Теперь перейдем к краткому анализу в рамках нашей модели процессов рождения адронов на ядрах в кумулятивной области ($X > 1$), в которой поведение структурных функций ядер однозначно связано с наличием многокварковых конфигураций, флуктонов (рис.1). Поскольку согласно гипотезе предельной фрагментации ^{/1/} сечение рождения

π -мезонов в pA - и AA' -взаимодействиях в области фрагментации ядра определяется его структурной функцией, зависящей от масштабной переменной X ^{/23/}, аналогичной бьеркенской переменной x в ГНР лептонов, то представляется интересным сравнить наши расчеты для A -зависимости отношения $R_{A'}^A(x, Q^2)$ при $x=1,3$, $Q^2=100(\text{ГэВ}/c^2)$ и $A'=197\text{Au}$ с экспериментальными данными по кумулятивному рождению пионов на ядрах при $X=1,3$ и $A'=208\text{Pb}$ ^{/1/}. Как видно из рис.6, результаты теоретических расчетов качественно согласуются с экспериментом.

Как отмечалось в ^{/8,9/}, модель флуктонов с учетом эффектов рескейлинга предсказывает нетривиальную X -зависимость отношения структурных функций ядер в кумулятивной области. Одно из таких предсказаний демонстрируется на рис.7, где теоретическая кривая для отношения структурных функций свинца и углерода буквально совпала с экспериментальными данными для выхода кумулятивных протонов при фоторождении на ядрах золота и углерода ^{/24/}.

Коротко остановимся на существенном отличии основных параметров нашего подхода и работ ^{/7,12/}. При близких значениях параметра рескейлинга $\xi_A(Q^2)$ у нас $R_N/R_N=1,02-1,05$, а в работах ^{/7,12/}

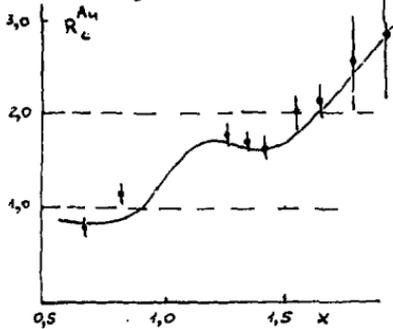


Рис. 7

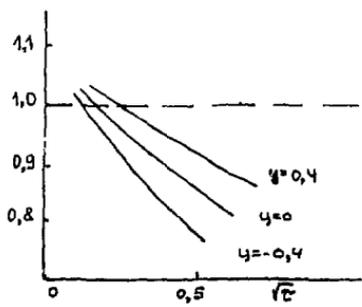


Рис. 8

$R_A/R_N=1, 10-1, 20$. Формально это различие обусловлено различным выбором параметра нормировки $M_A^2 = Q_A^2$ или константы $\alpha_s(M_A^2)$, от которой зависит значение $\lambda_A(Q^2)$ в формулах (4) и (5): в нашей работе $^{/9/}$ $\lambda_A(Q^2) \approx 10$, а в работе $^{/12/}$ $\lambda_A(Q^2) \approx 2+3$ при $Q^2 = 10(\text{ГэВ}/c)^2$. То есть небольшое увеличение радиуса конфайнмента (2-5%), которое мы связываем с "разбуханием" нуклона в ядре, а не с "гулянием" цвета по ядру $^{/12/}$, требует выбора стартовой точки КХД-эволюции при слишком малом, с точки зрения последовательной теории возмущений, значении M_A^2 (большом значении $\alpha_s(M_A^2)$). Однако последнее обстоятельство не является столь удручающим, если учесть, что формула (4) отвечает ГЛП. Теоретический анализ Q^2 -зависимости моментов структурных функций показывает $^{/25,26/}$, что при выборе $M_A^2 \approx \approx 1(\text{ГэВ}/c)^2$ для количественного согласия с экспериментом необходим учет поправок к ГЛП, в том числе степенных. В то же время логарифмическая теория, применяемая в точке нормировки $M_A^2 \approx 5 \cdot 10^{-2}(\text{ГэВ}/c)^2$ ($\alpha_s(M_A^2) \approx 2$), с хорошей точностью воспроизводит вклад неучтенных в эволюционных уравнениях членов $^{/27/}$.

Таким образом, увеличение радиуса конфайнмента в ядре по сравнению со свободным нуклоном может быть весьма небольшим (2-5%, а не 10-20%). Отметим, что (2-5)% увеличение радиуса конфайнмента дает правильные значения моментов структурных функций $^{/9/}$, правильные оценки для ядерных величин $^{/9,28/3)}$ и согласуется с ограничениями, полученными из у-скейлинга $^{/30/}$. Наконец, оно совместимо с глауберовской теорией рассеяния адронов на связанных нуклонах ядра, которой противоречит 10-20% увеличение радиуса конфайнмента $^{/12/}$ в ядре $^{/31/}$.

2. Рождение лептонных пар и прямых фотонов и фоторождение J/ψ -частиц на ядрах

В этой части работы будет показано $^{/10/}$, что различие структурных функций ядер и свободных нуклонов приводит к значительным эффектам в ряде других процессов на ядрах. При расчетах мы будем учитывать перестройку волновых функций нуклонов в ядре согласно соотношению (3) и использовать значения параметра рескейлинга $F_A(Q^2)$ при $Q^2 = 10(\text{ГэВ}/c)^2$ из таблицы, найденные для разных ядер в $^{/9/}$ при описании экспериментальных данных ГНР. Процессы рождения прямых фотонов и лептонных пар в рА-взаимодействии рассматриваются в кинематической области, отвечающей значениям аргументов структурных функций ядер $X \leq 0,6$. Можно показать, что в возникающий при вычислении сечения фоторождения J/ψ -частиц интеграл по аргументу глюонной функции

³⁾Связь параметра рескейлинга с ядерными величинами позволяет говорить о "двуальности" между КХД-подходом $^{/7-9,12/}$ и обычной ядерной моделью $^{/29/}$.

распределения ядра $g_A(x, Q^2)$ значения $x > 0,6$ дают пренебрежимо малый вклад. Поэтому в дальнейшем мы не учитываем эффекты, связанные с ферми-движением нуклонов и наличием экзотических многокварковых состояний в ядре, которые существенны только при $x > 0,6$.

Сечение рождения массивной лептонной пары ($M \geq 4$ ГэВ) в процессе $pA \rightarrow \ell\bar{\ell}X$ в модели Дрелла-Яна [32] записывается в следующем виде:

$$S \frac{d\sigma(pA \rightarrow \ell\bar{\ell}X)}{d\sqrt{s} dy} = 8\pi\alpha^2 K x_1 x_2 / 9\tau^{3/2} x \sum_i e_i^2 \left[q_P^i(x_1, M^2) \bar{q}_A^i(x_2, M^2) + \bar{q}_P^i(x_1, M^2) q_A^i(x_2, M^2) \right], \quad (7)$$

где S - квадрат полной энергии сталкивающихся частиц в расчете на один нуклон в их системе центра масс, $\tau = M^2/s$, $x_1 = \sqrt{\tau} \cdot \exp(y)$, $x_2 = \sqrt{\tau} \cdot \exp(-y)$, y - быстрота лептонной пары, K - фактор, равный примерно 2. На рис.8 показано вычисленное нами в указанном подходе отношение сечений (как и выше, для изоскалярных ядер)

$$A^{-1} \frac{d\sigma}{d\sqrt{s} dy} (pA \rightarrow \ell\bar{\ell}X) / \frac{d\sigma}{d\sqrt{s} dy} (pN \rightarrow \ell\bar{\ell}X) \quad (8)$$

как функции $\sqrt{\tau}$ для разных y при $A=2$, $Z=200$ и $Z_A=2,6$. Из рис.8 видно, что зависимость отношения (8) от $\sqrt{\tau}$ качественно повторяет зависимость отношения структурных функций ядра A (например, ^{197}Au) и дейтерия от бьеркенской переменной x [3,4,17]. Вместе с тем величина эффекта (отклонение от единицы отношения (8)) сильно зависит от быстроты пары и при малых y может быть значительно больше, чем для отношения структурных функций. Еще больший эффект будет наблюдаться в AA- взаимодействиях, как это видно из рис.9, где показано отношение

$$A^{-2} \frac{d\sigma}{d\sqrt{s} dy} (AA \rightarrow \ell\bar{\ell}X) / \frac{d\sigma}{d\sqrt{s} dy} (NN \rightarrow \ell\bar{\ell}X) \quad (9)$$

и отношение (8) при $y=0$, $A=2$, $Z=12$, $Z_A=1,7$.

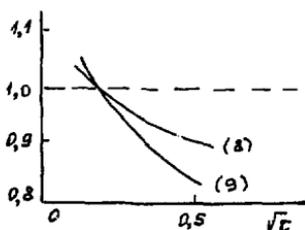


Рис.9

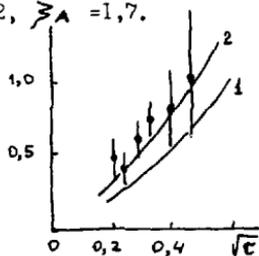


Рис.10

В работе ^{13/} было замечено, что величина параметра наклона в распределении по быстроте

$$S' = \frac{d}{dy} \left[\ln \left(s \frac{d\sigma}{d^2q_\perp dy} (pA \rightarrow \ell \ell X) \right) \right]_{y=0}, \quad (10)$$

измеренная в реакции $p + Pt \rightarrow \mu \bar{\mu} X$, больше, чем следует из наивного представления о структурной функции ядра как сумме структурных функций свободных протонов и нейтронов (кривая 1 на рис.10). Для описания экспериментальных данных авторы ^{133/} предположили существование сильной асимметрии между \bar{u} - и \bar{d} - кварками в протоне:

$$\bar{u}_p(x) = (1-x)^{3,5} \bar{d}_p(x). \quad (11)$$

Однако необходимость в такой дополнительной гипотезе отпадает, если учесть рескейлинг партонных распределений в связанных нуклонах, который может объяснить большую часть эффекта (кривая 2, рис.10).

Сечение рождения фотона с большим поперечным импульсом $q_\perp \gg 3$ (ГэВ/с)² в процессе $p + A \rightarrow \gamma + X$ в системе центра масс сталкивающихся частиц можно представить в виде ^{134/}

$$\frac{d\sigma}{d^2q_\perp dy} (pA \rightarrow \gamma X) = \int_{y_1}^{y_2} dy' \frac{d\sigma}{d^2q_\perp dy dy'} (pA \rightarrow \gamma h X), \quad (12)$$

где $d\sigma(pA \rightarrow \gamma h X) / d^2q_\perp dy dy'$ - сечение рождения фотона с поперечным импульсом q_\perp и быстротой y , адронной струи h с быстротой y' , $y_1 = \ln[x_1 / (2 - x_1 \exp(-y))]$, $y_2 = \ln[(2 - x_1 \exp(y)) / x_1]$, $x_1 = 2 q_\perp / \sqrt{s}$. Явный вид сечения процесса $p + A \rightarrow \gamma + h + X$ дан в ^{134/} с учетом диаграмм первого порядка по константе сильного взаимодействия $\propto s(q^2)$. На рис.11 показан результат вычисления величины отношения сечений

$$A^{-1} \frac{d\sigma}{d^2q_\perp dy} (pA \rightarrow \gamma X) / \frac{d\sigma}{d^2q_\perp dy} (pN \rightarrow \gamma X) \quad (13)$$

как функции x_1 для разных y при $A = 2Z = 200$, $\xi_A = 2,6$. Видно, что

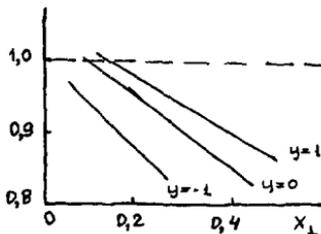


Рис.11

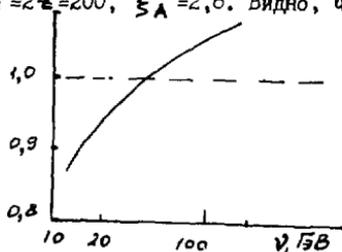


Рис.12

сечение рождения прямых фотонов на ядре падает с ростом X_1 быстрее. Это является следствием того, что распределение кварков и глюонов в ядре более мягкое, чем в свободном нуклоне. Как и в рождении лептонных пар, величина эффекта тем больше, чем меньше быстрота фотона.

Сечение фоторождения J/ψ - частиц в модели фотон-глюонного слияния дается выражением /35/:

$$\sigma(\gamma A \rightarrow J/\psi X) = F \int_{4m_c^2}^{4m_D^2} \frac{d\sigma}{dM^2}(\gamma A \rightarrow c\bar{c}X) dM^2, \quad (14)$$

где $m_c = 1,5$ ГэВ, $m_D = 1,87$ ГэВ - соответственно массы очарованно-го кварка и D - мезона, $F = 1/6$, а

$$\frac{d\sigma}{dM^2}(\gamma A \rightarrow c\bar{c}X) = \frac{1}{2} 4\pi e_c^2 \alpha_s g_A(M^2/s, M^2) \times$$

$$\times \left\{ \left(1 + \frac{4m_c^2}{M^2} - \frac{8m_c^4}{M^4} \right) \ln \left[\frac{1 + \sqrt{1 - 4m_c^2/M^2}}{1 - \sqrt{1 - 4m_c^2/M^2}} \right] - \left(1 + \frac{4m_c^2}{M^2} \right) \sqrt{1 - \frac{4m_c^2}{M^2}} \right\}, \quad (15)$$

ν - энергия фотона в системе покоя ядра, $g_A(x, Q^2)$ - функция распределения глюонов в ядре. На рис. 12 показан результат вычисления зависимости от ν отношения

$$A^{-1} \sigma(\gamma A \rightarrow J/\psi X) / \sigma(\gamma N \rightarrow J/\psi X), \quad (16)$$

где $A = 56$, $Z_A = 2,1$. При малых ν рождение $c\bar{c}$ -пар идет на жестких глюонах ($x = M^2/2m\nu$), которые в ядрах подавлены. С ростом энергии фотона ν аргумент функции распределения глюонов x уменьшается и начинает играть роль обогащения ядер мягкими глюонами. Как результат, отношение (16) становится больше единицы для $\nu \geq 40$ ГэВ. Это качественно согласуется с недавно полученными EMC-коллекцией данными /36/.

Таким образом, проведенное в этой части рассмотрение показывает, что процессы рождения лептонных пар и прямых фотонов в pA - взаимодействиях, а также фоторождения J/ψ - частиц на ядрах, существенно отличаются от аналогичных процессов, происходящих на свободных нуклонах.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, 429; Балдин А.М., Панебратцев Ю.А., Ставинский В.С. ДАН СССР, 1984, 279, 1352.
2. Савин И.А. ОИЯИ, Д1, 2-81-728, стр. 223, Дубна, 1981.
3. Bodek A. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, 50, 1431; Bodek A. Preprint University of Rochester, UR-858, 1983.

4. Aubert J.J. et al. Phys.Lett., 1983, 123B, 275.
5. Блохинцев Д.И. ЖЭТФ, 1957, 33, 1295; Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1979, 10, 815.
6. Ефремов А.В. ЭЧАЯ, 1982, 13, 613.
7. Close F.E., Roberts R.G., Ross G.G. Phys.Lett., 1983, 129B, 346; Jaffer R.L. et al. Phys.Lett., 1984, 134B, 449.
8. Зотов Н.П., Салеев В.А., Царев В.А. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 200; ОИЯИ, Д1, 2-84-599, с.135, Дубна, 1984.
9. Зотов Н.П., Салеев В.А., Царев В.А. Препринт ФИАН №245, Москва, 1985.
10. Салеев В.А. Препринт ФИАН № 274, Москва, 1985.
11. Berlad G., Dar A., Silam G. Phys.Rev., 1980, D22, 1547.
12. Close F.E. et al. Phys.Rev., 1985, D31, 1004.
13. Dias de Deus J., Pimenta M., Varela J. Phys.Rev., 1984, D30, 697; ОИЯИ, Д1, 2-84-599, стр.171, Дубна, 1984.
14. Llewellyn Smith C.H. Oxford preprint - 37/83, 1983.
15. Левин Е.М., Рыскин М.Г. ЯФ, 1984, 40, 809.
16. Слив Л.А., Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. УФН, 1985, 145, 553.
17. Arnold R.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, 727. Preprint SLAC-PUB-3320, 1984.
18. Bollini D. et al. Phys.Lett., 1981, 104B, 403.
19. Monitz S.J. et al. Phys.Rev.Lett., 1971, 26, 445.
20. Aubert J.J. et al. Phys.Lett., 1981, 105B, 322.
21. Савин И.А., Смирнов Г.И. Краткие сообщения ОИЯИ, №2, Дубна, 1984.
22. Bari G. et al. Preprint CERN-EP/85-132, Geneva, 1985.
23. Ставинский В.С. Препринт ОИЯИ, P2-9528, Дубна, 1976.
24. Аланакян К.В. и др. ЯФ, 1985, 41, 353.
25. Dokshitzer Yu.L., Duakonov D.I., Troyan S.I. Phys.Reports, 1980, 58, 259.
26. Nikolaev N.M. Preprint INS-539, Токуо, 1985.
27. Волошин М.Б., Тер-Мартirosян К.А. Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц. Москва, Энергоатомиздат, 1984.
28. Close F.E., Roberts R.G., Ross G.G. Preprint RAL-85-101, 1985.
29. Акулиничев С.В., Ваградов Г.М., Кулагин С.А. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 105; Birbrair B.L. et al. LNPI preprint №1031, Leningrad, 1985.
30. Sick I. Nucl.Phys., 1985, A434, 677c.
31. Николаев Н.Н. ОИЯИ, Д1, 2-84-599, стр.90, Дубна, 1984.
32. Drell S., Yan T.M. Ann. of Phys., 1971, 66, 578; Kenyon I.R. Preprint CERN-EP/82-81, Geneva, 1982.
33. Ito A.S. et al. Phys.Rev., 1981, D23, 604.
34. Kajantie K., Lindfors J. Nucl.Phys., 1978, B144, 422.
35. Barger V., Kenng W.Y., Phillips R.J.N. Phys.Lett., 1980, 91B, 252.
36. Aubert J.J. Preprint CERN-EP/84-164, Geneva, 1984.

ELASTIC ELECTRON-PROTON SCATTERING AT HIGH Q^2 *

Submitted by Stephen Rock
The American University, Washington, D. C. 20016
and Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, CA 94305
USA

1. Introduction

In the years it took to plan, run and analyze this experiment there have been significant changes in the way the results can be interpreted. In the early eighties Brodsky and Lepage^[1] had predicted that the proton form factor could be calculated using perturbative QCD. The unknown parameters were the proton quark wave function and the QCD coupling constant α_s . The naive belief was that the wave function would be easy to determine and at most would affect the absolute normalization of G_M^P . Our plan was to extract G_M^P as a function of Q^2 from the measurements of the elastic electron proton cross section from 3 to 31 $(GeV/c)^2$. Thus we would measure α_s as a function of Q^2 and this would enable us to determine Λ . This pretty picture has become more complex in the past few years for two reasons. 1) There is a heated dispute over whether perturbative QCD is relevant at experimentally measurable values of Q^2 .^[2-4] 2) Determining the proton wave function has become a complex and controversial subject. So now using the value of $\Lambda = 200 MeV$ from other experiments^[6] the results of this experiment can be seen as an important constraint on the shape and normalization of the proton wave function within the context of perturbative QCD.

The rest of this paper is divided as follows: I will review the current status of our knowledge of elastic form factors including the measurements proposed and those in progress. Next will be a brief introduction to the various theoretical models used to predict the nucleon elastic form factor. Section 4 describes the experiment and the results and Section 5 compares the results with theoretical predictions.

* Work supported by U. S. Department of Energy contract DE-AC03-76F00515 and National Science Foundation Grant PHY85-10549.

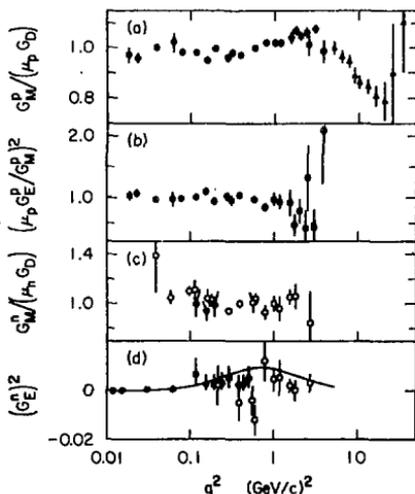
2. The Elastic Form Factors of Nucleons

In the one photon exchange approximation the cross section for elastic electron proton scattering can be written as:

$$d\sigma/d\Omega = \sigma_{\text{Mott}}[(G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2)/(1 + \tau) + 2\tau G_M^2 \tan^2(\theta/2)]. \quad (1)$$

The symbol $\tau = Q^2/(4M^2)$ and $G_E(Q^2)$ and $G_M(Q^2)$ are the electric and magnetic form factors. The two form factors are often expressed in terms of the Dirac and Pauli form factors $F_1 = (\tau G_M + G_E)/(1 + \tau)$ and $F_2 = (G_M - G_E)/(1 + \tau)$.

At large values of τ the contribution of G_M to the cross section dominates that of G_E . This makes G_E difficult to determine at large Q^2 . The situation is made even more painful because G_E has been found to be small compared to G_M at low Q^2 for both proton and neutron. The values of the two form factors can be determined by using values of cross section measured at the same Q^2 but at different angles. Table I. shows the range of Q^2 where the form factors have been determined and where new experiments will be improving our knowledge in the next few years. Figure 1 shows the previously measured values of the form factors. The figure indicates that form factor scaling $G_E^p = G_M^p/\mu_p$ represents the data quite well over its measured range. Beyond $Q^2 = 2.5 (GeV/c)^2$ form factor scaling is just conjecture. However, people do extract values for G_M^p from cross section measurements at a single angle using the assumption of form factor scaling well beyond its measured range of validity. This is probably quite safe at high Q^2 where G_E contributes little to the cross section. There is also electron neutron scattering data shown in Figure 2 at $Q^2 \leq 10(GeV/c)^2$ at a single angle which has not been used to separately determine G_M^n and G_E^n .

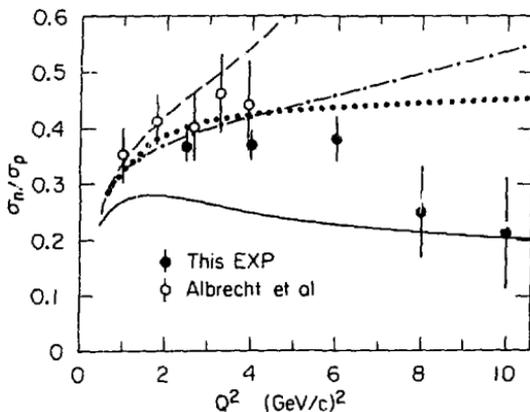


1. Existing data for the elastic nuclear form factors. G_D is the dipole form $(1 + Q^2/71)^{-2}$. a) $G_M^p/(\mu_p G_D)$. b) $(\mu_p G_E^p/G_M^p)^2$. c) $G_M^n/(\mu_n G_D)$. d) $(G_E^p)^2$.

TABLE I

EXPERIMENTAL STATUS OF NUCLEON FORM FACTORS

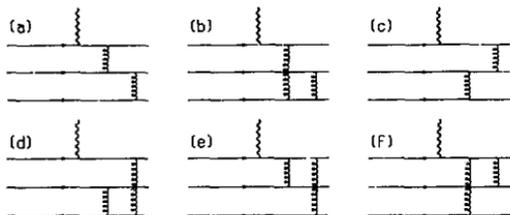
Form Factor	Max Q^2	
G_E^p	3.5	Large Errors Now - New Results Soon
G_M^p	31	With Assumptions on G_E^p
σ_n	10	10°
G_A^n	2.5	Proposed to 5.5 (GeV/c) ²
G_E^n	2.5	Proposed to 5.5 (GeV/c) ²



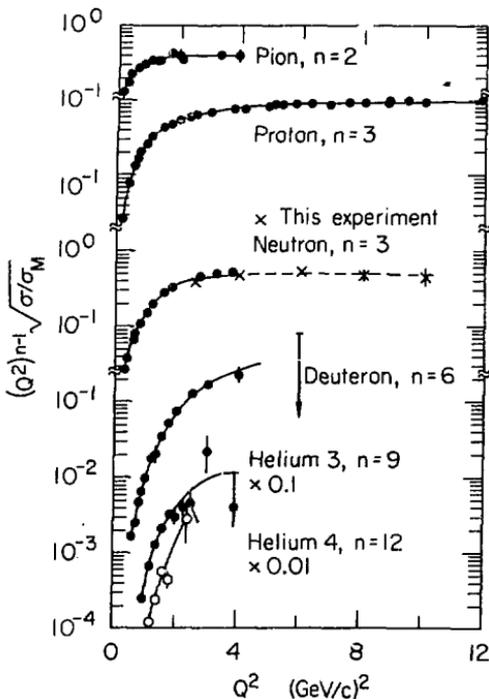
2. The ratio σ_n^i/σ_p^i . Open circles^[12] are at 10° and dark circles^[12] are at 48° .

3. Theory

Naively one expects that at high enough values of Q^2 quark dimensional scaling will predict the behavior of the form factors. Figure 3 shows a photon interacting with one of the three valence quarks in a nucleon and the gluons being exchanged to share the momentum transfer. Each gluon propagator will introduce a factor of $1/Q^2$ into the amplitude. The number of gluons is equal to the number of spectator quarks = $N_q - 1$. For a pion the form factor $\sim 1/Q^2$, for a nucleon $F \sim 1/Q^4$ and in general $F \sim 1/Q^{2(N_q-1)}$. Figure 4 shows that these dimensional scaling predictions are reasonable characterizations of the data at high enough Q^2 .



3. Diagrams for a photon interacting with one valence quark in elastic scattering. Two hard gluons are exchanged to redistribute the photon's momentum.

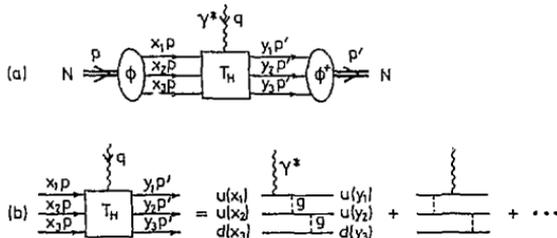


4. The Q^2 dependence of the elastic form factors of light nuclei and pions. The form factor is approximated by the $(\sigma/\sigma_M)^{1/2}$ where σ_M is the Mott cross section. $(Q^2)^{-(n-1)}$ is the Quark Dimensional Scaling prediction for a particle with n quarks.

Let us now focus on the nucleon and examine the calculation of the form factors in more detail. One should be able to calculate the nucleon form factors using QCD and in particular at high enough Q^2 one should be able to use perturbative QCD. It is still an open question as to how large Q^2 has to be before perturbative QCD dominates. For the moment let us assume that PQCD is applicable and see what the model predicts. Figure 5 shows a nucleon of momentum p with wave function $\phi(x_1, x_2, x_3, Q^2)$ where x_i are the fractional momenta of the valence quarks. It undergoes a hard scatter of amplitude T_H which alters the momentum distribution of the quarks so that their fractional momenta are now y_i . The diagrams for the hard scattering amplitude, shown in Figure 5b, are a sum of terms where the gluons are interchanged in different time order with respect to the virtual photon. The form factor is then given by^[6]

$$Q^4 F(Q^2) = (4\pi\alpha_s(Q^2))^2 / 54 \times |f_n|^2 \int d^3x d^3y \phi(x) T_H \phi^*(y), \quad (2)$$

where α_s is the QCD coupling constant $4\pi/\beta \ln(Q^2/\Lambda^2)$ and f_n is the normalization of the wave function at the origin. Since α_s decreases with Q^2 we expect $Q^4 F$ to decrease with Q^2 provided that the effect of the evolution of the wave function with Q^2 is small. T_H is the sum of terms whose form is $|x_i x_j (1-x_k) y_l (1-y_m) (1-y_n)|^{-1}$. Since the kinematic limits for x and y are $0 \leq x, y \leq 1$ the integral is very sensitive to the values of the wave function at these limits. I will discuss specific models for the wave function and compare them with the new experimental results.



5. Hard scattering diagram. The incoming nucleon with momentum p and wave function $\phi(x_1, x_2, x_3)$ scatters from a photon and leaves with momentum p' and wave function $\phi(y_1, y_2, y_3)$.

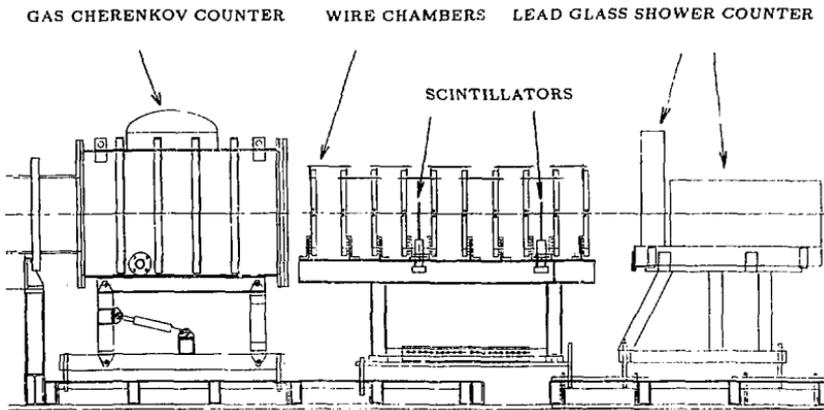
4. New Experimental Results

A new experiment to measure the elastic electron proton cross section at high Q^2 was carried out by a collaboration from American University, SLAC, Georgetown and Saclay. The experiment spanned the kinematic range $3 \leq Q^2 \leq 31 (\text{GeV}/c)^2$. The electron beam energy was set at values in the range $5 \leq E_0 \leq 21 \text{GeV}$ and had an energy spread of less than $\pm 0.2\%$. The average intensity of up to 12μ amps was measured by two toroidal charge monitors to an accuracy of $\pm 0.5\%$. Scattered electrons were detected in the $8 \text{GeV}/c$ spectrometer which was set at angles of 21° , 25° , and 33° and at values of momentum in the range $3 \leq E' \leq 8.5 \text{GeV}/c$. Most of the data was taken using a 65 cm long liquid hydrogen target. The liquid was circulated through the target at high speed to assure uniform density independent of beam intensity.

4.1 DETECTORS

Over this range of Q^2 the cross section varied by six orders of magnitude. At the highest Q^2 the elastic electron counting rate was as low as 3 events/day. Thus it was very important to reduce backgrounds far below this level. To accomplish this the 8 GeV/c spectrometer was equipped with some new detectors shown in Fig. 6. There were 10 planes of proportional wire chambers designed to reject noise and spurious signals caused by neutral particles. Using the tracks in the chambers the production angles and momentum of each event was reconstructed and its missing mass determined. The nitrogen gas Cerenkov counter and the rebuilt two layer lead glass shower counter rejected pions, muons and spurious signals by a factor of better than 10^4 and had an electron efficiency of about 99%. The target was long to maximize counting rate and had its endcaps shielded from the spectrometer acceptance to reduce backgrounds. Figure 7 shows the clean separation between electrons and pions obtained with the two layer shower counter.

Elastic electrons were selected on the basis of their missing mass. The number of events as a function of missing mass and Monte Carlo calculation predictions are shown for two extreme values of Q^2 in Figure 8. There is a clear signal seen at the missing mass of the proton. The cross sections were obtained by using the radiative correction methods of Mo and Tsai^[9].



6. The 8 GeV/c spectrometer detectors. From left to right the electron passes through a gas cherkov detector, ten planes of proportional wire chambers, two planes of scintillation counters and two layers of lead glass.

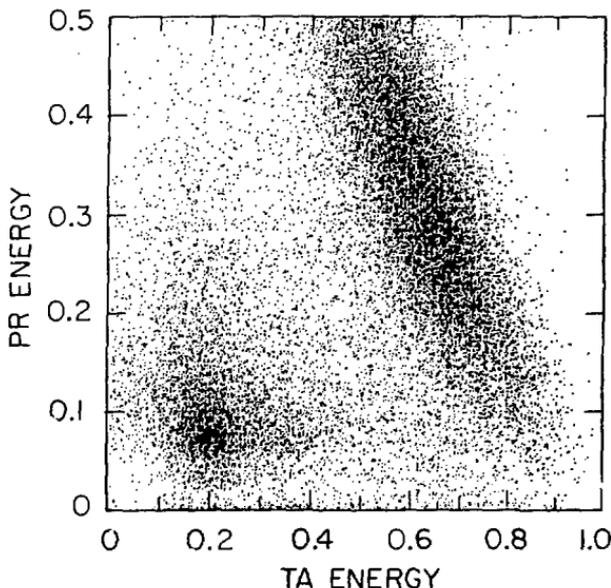
4.2 SYSTEMATIC CHECKS

Data were taken under a variety of controlled experimental conditions to check on possible systematic uncertainties due to spectrometer acceptance, radiative corrections and target density. A) Cross sections measured with the same kinematics but different target length agreed to within $(0.5 \pm 1.0)\%$. This checked acceptance, radiative corrections and target density. B) Cross sections measured at the same kinematics but with different amounts of material in the beamline agreed to within $(2.0 \pm 1.5)\%$. This checked the calculation of the external bremsstrahlung portion

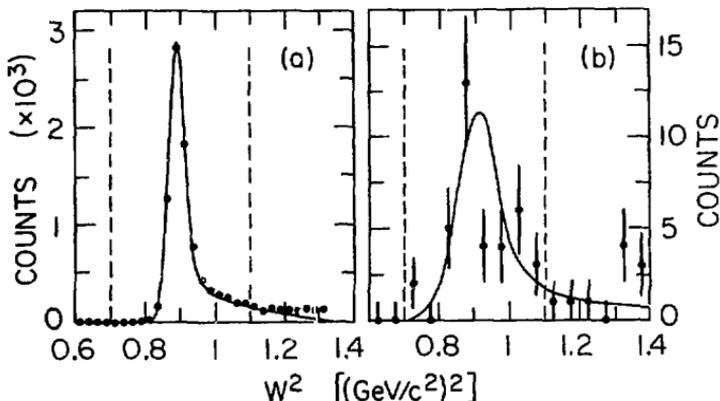
of the radiative corrections. C) Measurements of G_M^P at the same Q^2 but at three different angles agreed to within $(2 \pm 2)\%$. This checked acceptance and radiative corrections. D) Cross sections were measured at the same kinematics but with different velocity of liquid hydrogen in the target. This checked possible boiling in the target at high beam intensity. No variation in cross section was found to within $1/2\%$. From these and other measurements we estimate a point to point systematic uncertainty of about 2% and an overall normalization error due to spectrometer acceptance of 2% .

4.3 G_M^P

I want to emphasize that the experimentally measured quantity is the cross section. To compare with theoretical models of the magnetic form factor we extract G_M^P from cross section data using the assumption of form factor scaling. In Section 1 we showed that at high Q^2 the quantity $Q^4 G_M^P$ should vary slowly with Q^2 . Figure 9 shows this variable (divided by μ_p) plotted versus Q^2 . Our new data is shown as dark circles while previous data^[12] are shown as open circles. The two data sets agree at low Q^2 . The new results show a clear decrease with Q^2 in the region above $12 (GeV/c)^2$. A linear fit in this region shows this is a 5 standard deviation effect. So the main trend of perturbative QCD predictions is confirmed. In the next section we examine this in more detail with regard to particular models.



7. The separation of π and e in the lead glass detector. The vertical axis is the normalized energy deposited in the 3.6 radiation length first counter (PR) and the horizontal axis is the normalized energy deposited in the 15 radiation length total absorption counter (TA).



8. The elastic peak at missing mass of M_p^2 . The curves are the result of a monte carlo simulation of the experimental apparatus.
 a) $Q^2 = 12 \text{ (GeV/c)}^2$ b) $Q^2 = 31 \text{ (GeV/c)}^2$.

5. Comparison with Theoretical Models

Both perturbative QCD^[8,10,11] and non perturbative 'soft' gluon models^[2,3] have been used to calculate the proton magnetic form factor. Proponents of both ideas seem quite convinced of the virtues of their own approaches. Unfortunately the new data does not extend out to high enough Q^2 to resolve the issue.

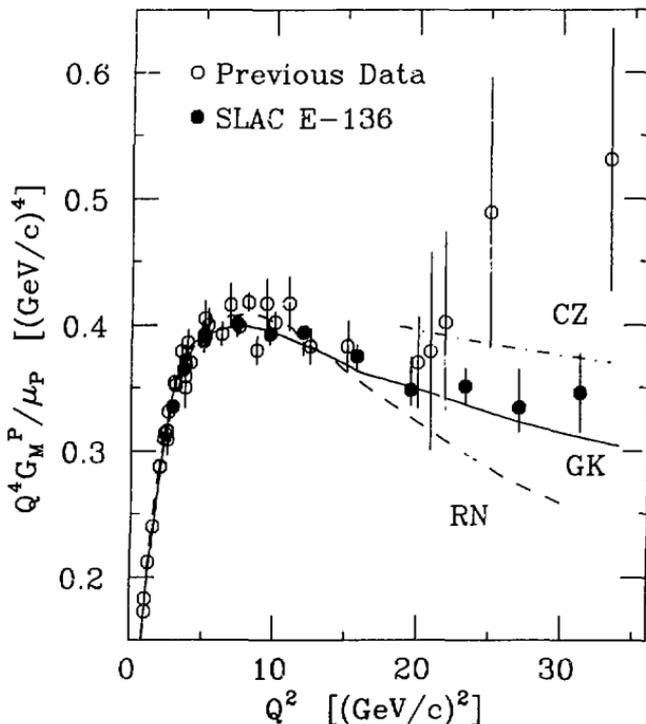
5.1 PERTURBATIVE QCD

After several years of theoretical work it seems clear now that perturbative QCD with a symmetric wave function such as $\phi = x_1^2 x_2^2 x_3^2$ results in an integral which is too small by a factor of 100 compared to experimental data. However recent work^[10,13] using QCD sum rules as a constraint on the proton wave function has shown that the wave function is highly asymmetric in momentum space with one of the up quarks carrying most of the momentum. When the wave function is large for large x_1 , the integral is greatly enhanced due to the functional form of T_H . Their predictions are shown in Figure 9. Also shown are the predictions of Gari and Krumpelmann^[1/GARI] who also use a fit to all the low Q^2 elastic form factor data combined with perturbative QCD with an asymmetric wave function derived from QCD sum rules. They use $\Lambda = 210 \text{ MeV}$ and claim a normalization uncertainty of 10%. They also predict that G_M^N will be greater than G_E^N at $Q^2 > 4 \text{ (GeV/c)}^2$.

5.2 SOFT GLUONS

Nesterenko and Radyushkin^[2] as well as Isgur and Llewellyn Smith^[3] have pointed out that G_M^p can be calculated without the use of perturbative QCD. The results of the former are shown in Figure 9. At larger Q^2 the non perturbative predictions for $Q^4 G_M^p$ will fall like Q^{-2} compared to the logarithmic fall off predicted for perturbative QCD. Unfortunately our data does not

extend to $Q^2 \geq 50(\text{GeV}/c)^2$ region where the above authors believe that perturbative QCD is applicable. Thus it is still an open question if we can use perturbative QCD to check the proton wave function calculations in the regime of $Q^2 \leq 31(\text{GeV}/c)^2$.



9. $Q^4 G_M^P / \mu_P$ derived from cross section measurements as a function of Q^2 . The dark circles are new data from this experiment and the open circles are from Ref 10. The dot-dashed curve is the perturbative QCD model of Chernyak and Zhitnitsky.^[6] The solid curve is the model of Gari and Krumpelmann^[9] and the dashed curve is the non perturbative model of Nesterenko and Radyvshkin.^[11]

6. Conclusions

1. $Q^4 G_M^P$ decreases for $Q^2 > 12(\text{GeV}/c)^2$.
2. We are still unsure if perturbative QCD is applicable in elastic scattering for $Q^2 \leq 31(\text{GeV}/c)^2$. Soft gluon calculations seem to describe the magnitude and shape of the form factor correctly.

3. Perturbative QCD describes the elastic form factor magnitude and shape using a highly asymmetric proton wave function derived from QCD sum rules. We need better estimates of the proton and neutron wave functions.
4. We need measurements at values of Q^2 near 100 $(GeV/c)^2$ to settle the question of soft contributions. This may be possible using the 50 GeV electron beam soon to be available at SLAC for the SLC.

REFERENCES

1. S.J. Brodsky and G.P. Lepage, Phys.Scripts **23**,945(1981); Phys.Rev. **D22**,2157(1980); Phys. Rev. Lett. **43**,545(1979)
2. V.A. Nesterenko and A.V. Radyushkin, Yad. Fiz. **39**,1287(1984) (English translation Sov. J.Nucl.Phys. **39**,811(1984))
3. N. Isgur and C. Llewellyn-Smith, Phys. Rev. Lett. **52**, 1080(1984)
4. C.E. Carlson, Lectures given at the NATO Advanced Study Inst., Banff, Canada, Aug 22-Sept 4,1985, Lund Preprint LU-TP-85-9
5. Particle Data Group, Phys. Lett. **170B**,73(1986)
6. S.Rock *et al.*, Phys. Rev. Lett, **49**, 1139 (1982).
7. W. Albrecht *et al.*, Phys. Lett. **26B**, 642 (1968).
8. G. Peter Lepage and Stanley Brodsky, Phys. Rev. **D22**, 2157(1980)
9. L.W.Mo and Y.S. Tsai, Rev. Mod.Phys. **41**,205(1969)
10. V. I. Chernyak, I.P. Zhitnitsky, Nucl. Phys. **B246**,52 (1984); V.L.Chernyak and A.R. Zhitnitsky, Phys. Rep. **112**,173(1984).
11. M. Gari and W. Krumpelmann, Z. Phys. **A322**,689(1985)
12. M. D. Mestayer, SLAC-214, Ph.D. thesis, Stanford University (1978, unpublished); W. B. Atwood, SLAC-185, Ph.D. thesis, Stanford University (1975, unpublished); W. B. Atwood, in Proc. Summer Institute on Particle Phys., Stanford, Ca,1975, SLAC-191, edited by M. C. Zipf(1976); G.Hohler *et al.*, Nucl. Phys. **B114**, 505(1976); F. Borokowski *et al.*, Nucl. Phys. **B93**, 461 (1975); Nucl. Phys. **A222**, 269 (1974); Z. Phys. **A275**, 29 (1975); P. N. Kirk *et al.*, Phys. Rev. **D8**,63(1973); D. H. Coward *et al.*, Phys. Rev. Lett. **20**, 292(1968) and references contained therein.
13. I. D. King and C. T. Sachrajda, preprint SHEP 85/86-15 (1986, unpublished)

QUARK CLUSTER MODEL FOR HIGH ENERGY LEPTON-NUCLEUS AND HADRON-NUCLEUS
INTERACTIONS

James P. Vary and Avaroth Harindranath
Physics Department, Iowa State University
Ames, IA 50011
USA

1. Model assumptions

The quark cluster model (QCM) was proposed¹⁻⁵ to explain the deep inelastic electron-³He scattering (DIS) results from SLAC⁶. In the QCM for any application one assumes the nucleus at all times is organized into color singlet clusters. We label the clusters by their leading Fock space component in the infinite momentum frame⁷ as three-quark (3-q), six-quark (6-q) etc. clusters. Larger clusters are assumed to form by the overlap of small clusters. Specifically a 3-q cluster is assumed to have a critical radius, R_c such that clusters of 6, 9, etc., quarks are defined by the number of 3-q clusters joined by center of mass separations $d \leq 2 R_c$. The overlap probabilities, and coordinate and momentum space probability distributions for these clusters are obtained in the rest frame from conventional nuclear wavefunctions.

We have assumed a sharp transition radius, R_c , for two reasons. First, it leads to a simple orthonormal cluster decomposition of a many-body wavefunction. Second, the limited data available can determine at most one parameter of the model. One may entertain the idea of relaxing this restriction as additional data become available or as quantitative results from non-perturbative calculations of QCD emerge. There are established methods to generate an orthonormal cluster decomposition with a transition function of finite spatial extent so that one may generalize the QCM in a straightforward way. Since we view the QCM as a

model which allows us to write down the quark distributions in nuclei we expect it will be ultimately superceded by direct calculations within non-perturbative QCD. In the meantime we expect the QCM to form a basis for the uniform interpretation of a variety of high energy lepton-nucleus and hadron-nucleus interactions. In this context we are able to summarize all our efforts to date with the claim that all the data we have examined are consistent with $R_C=0.50\pm 0.05$ fm which is the same value determined by the initial fits¹ to DIS data on ³He.

To apply the QCM to DIS and to the Drell-Yan (DY) process^{8,9} we make two additional assumptions. First, as is customary in parton phenomenology, we assume that the participating quark (or antiquark) is quasifree. That is, we ignore initial and final state interactions. In the case of DY there has been much discussion of this approximation¹⁰. Second, since the cluster from which the participating quark originates is, by the definition of cluster configurations, spatially isolated from the remaining clusters, we assume the cluster is also quasifree. Consistent with this second assumption we assign to an i-quark cluster a mass equal to 1/3 times the nucleon mass. This last assumption is also equivalent to neglecting quark exchange processes between clusters. Encouraging support for this approximation is obtained from the demonstration by Frankfurt and Strikman¹¹ that the leading exchange graph correction to a 3-q cluster contribution to the European Muon Collaboration (EMC) effect¹² virtually disappears for $x > 0.3$.

2. ³He data and the determination of R_C

The earliest effort¹ obtained a best fit to DIS data from SLAC on ³He⁶. Subsequent analyses²⁻⁵ with improved nuclear wavefunctions yield no major differences from the first fits.

We will now summarize the model details for DIS on ³He. To conserve on time and space this will be presented in a simplified version which is nevertheless valid at high Q^2 . For proper accounting of $O(Q^2/M^2)$ effects and thresholds see references¹⁻⁴.

The variables employed are the 4-momentum transfer of the photon squared (Q^2), the lab energy loss of the lepton (ν), the mass of the nucleon (m), the baryon number of the nucleus (A) and the Bjorken $x = Q^2/(2m\nu)$ which has the range $0 \leq x \leq A$. Then the measured DIS cross section multiplied by ν and divided by the Mott cross section gives the nuclear structure function $\nu W_2(\nu, Q^2)$ if the data are restricted to sufficiently small lab scattering angles of the lepton. The QCM gives

$$v W_2(v, Q^2) = \sum_{\text{quarks } j} e_j^2 \frac{x}{A} P_j(x) \quad (2.1)$$

where e_j is the charge on quark j and $P_j(x)$ is the probability that quark j carries fraction x/A of the total nuclear 4-momentum P in the infinite momentum frame. We take weighted averages of up and down quark distributions to obtain a nucleus dependent $P(x)$

$$P(x) = \sum_i \bar{P}_i \bar{P}_i(x) \quad (2.2)$$

where \bar{P}_i is the probability the quark is obtained from an i -q cluster and $\bar{P}_i(x)$ is the x -distribution of quarks from an i -q cluster in the nucleus. The quantities \bar{P}_i depend sensitively on R_C and are obtained by overlap integrals calculated with wavefunctions appropriate for each nucleus¹³. The distributions $\bar{P}_i(x)$ are given by

$$\bar{P}_i(x) = \int_0^A dy \int_0^{i/3} du n_{q/i}(u) N_{i/A}(y) \delta\left(\frac{u}{i/3} \frac{y}{A} - \frac{x}{A}\right) \quad (2.3)$$

which is the convolution of the probability $n_{q/i}(u)$ that a quark carries momentum fraction $u/(i/3)$ of the cluster's momentum with the probability $N_{i/A}(y)$ the cluster carries momentum fraction y/A of the total nuclear momentum P . The delta function selects those probability products which give a quark the required momentum $(x/A)P$.

For 3-q clusters the distributions from best fits to the data and from QCD evolution equations are employed¹⁴. Since the \bar{P}_i decrease rapidly for increasing i (when R_C is taken in the range of 0.50 fm) we truncate the sum in Eq. (2.2) at the 9-q cluster term when applying the model to heavier nuclei. Then, using $\bar{n}_{q/i}(3u/i) = (i/3) n_{q/i}(u)$, the quark distributions for 6-q and 9-q clusters are taken from counting rules^{15,16}, Regge behaviour and QCD evolution to be

$$\bar{n}_{q/6}(v) = (B[0.5, 11+\alpha\bar{s}])^{-1} (v)^{-1/2} (1-v)^{10+\alpha\bar{s}} \quad (2.4)$$

$$\bar{n}_{q/9}(v) = (B[0.5, 16])^{-1} (v)^{-1/2} (1-v)^{15} \quad (2.5)$$

where $B[a,b]$ is Euler's beta function, $\bar{s} = \ln[\alpha_s(Q_0^2)/\alpha_s(Q^2)]$, $Q_0^2 = 1.8 \text{ GeV}^2/c^2$, $\alpha = 2.4$ and we have neglected the QCD evolution of the 9-q cluster distribution. For our initial applications⁹ to the DY process, however, we will employ the quark distributions for 6-q clusters given by Ref. 16 and we neglect the small contributions from 9-q clusters.

The role played by Fermi motion in the analyses performed to date has been minor compared to the change in quark distributions from 3-q clusters to 6-q clusters. Hence it is sufficient to adopt a simplified treatment of Fermi motion with

$$N_{i/A}(y) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2} \sigma} \exp - \left[\frac{(y-i/3)^2}{2 \sigma^2} \right] \quad (2.6)$$

for clusters with $i < 3A$ and $\delta(y-i/3)$ for $i = 3A$. A simple estimate for the A-dependence of σ is obtained by using a smooth parametrization of the Fermi momentum k_F calculated in the Hartree-Fock approximation over a range of nuclei¹⁷. This simple approximation consists of

$$k_F = \frac{1.16 A^{1/3}}{\langle r^2 \rangle^{1/2}} \quad \text{and} \quad \sigma = (1/5)^{1/2} k_F / m \quad (2.7)$$

since the deviation in the calculated mass rms radius of a nucleus $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ from systematics is seen to be correlated with the deviation in the calculated rms momentum of a single nucleon¹⁷. In the initial application to DY we have neglected the contributions of Fermi motion.

In order to fit the existing ³He data⁶ we incorporate the contributions of the nucleon quasielastic peak. These contributions have been carefully evaluated by the Hanover group¹⁸ and we employ their results. Hence the final form of the nuclear structure function is

$$v W_2^{\text{tot}}(v, Q^2) = v W_2 + \bar{p}_3 v W_2^{q-e1}(v, Q^2) \quad (2.8)$$

We fit the ³He data sets for $7.26 \leq E \leq 14.70$ GeV since they span $0.8 \leq Q^2 \leq 4$ GeV²/c² and obtain $R_C = 0.50 \pm 0.05$ fm. This value of R_C implies $(\bar{p}_3, \bar{p}_6, \bar{p}_9) = (0.88, 0.11, 0.01)$ respectively for the quark cluster probabilities in ³He when semi-realistic wavefunctions of ³He are used in the overlap calculations. Some fits are shown in Refs. 1-4. Note especially that the ³He data span $0 \leq x \leq 3$ and the most sensitive region for 6-q admixtures is $1 \leq x \leq 2$. Similarly, the most sensitive region to 9-q admixtures is $2 \leq x \leq 3$. These are the regions where traditional nuclear physics models produce far too small a cross section to explain the data. It is the strong sensitivity to multi-quark cluster admixtures that yields the small uncertainty in R_C .

We also note here that, as described in Refs. 2, 3, and 16, the QCM gives an adequate description of the EMC effect provided one accounts for the difference in the average nuclear densities of a heavy nucleus compared to deuterium.

3. Testing of QCM with $x > 1$ data

This brings us to the question of how may we best determine the correct model among the many proposed for the quark structure of nuclei. Experiments in the $x > 1$ region should be decisive^{2,5}. Fig. 1 presents a few predictions for an extended range of x for the characteristic behaviour of the ratio of structure functions of a heavy nucleus A to a

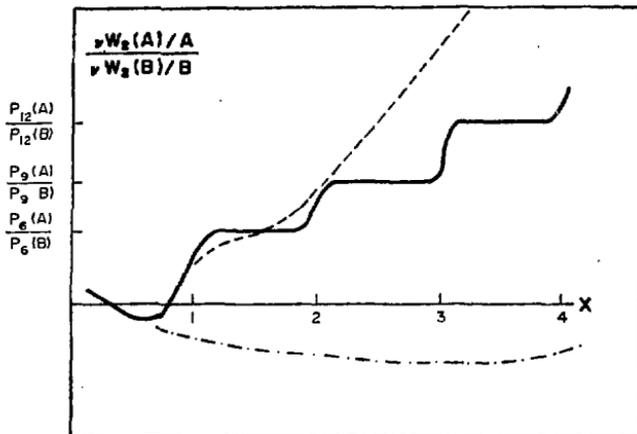


Figure 1. Characteristic behaviour of the ratio of nuclear structure functions per nucleon for different models over a wide kinematic range of x . The QCM gives the solid curve. The dashed curve is due to the model of Ref. 19. The dash-dot curve approximates the predictions of Refs. 20 and 21.

light nucleus B with $B > 4$. The QCM predicts a sequence of steps in a stair case where the height of a step in the region $n-1 < x < n$ with $n > 1$ is the ratio of $3n-q$ cluster probabilities of the heavier to the lighter nucleus. By contrast rather smooth behaviour is predicted so far by other models. The dashed curve is the type of behaviour expected from the relativistic wavefunction model of Frankfurt and Strikman¹⁹ where short range correlations give rise to a shoulder in the $1 < x < 2$ region. Another relativistic wavefunction treatment by Garsevanishvili and Menteshashvili²⁰ and the color dielectric model of Pirner and collaborators²¹ predict behaviour indicated by the dash-dot curve. In the color dielectric model the quarks at very high Q^2 are free to move essentially throughout the volume of the entire nucleus. This naturally

leads to softer momentum distributions of quarks in larger nuclei. Exactly what values of Q^2 for which the color dielectric model is expected to be valid must yet be specified. If the color dielectric picture is valid at high Q^2 the QCM will still be valid if we introduce a Q^2 dependence for R_c . Then, as Q^2 increases R_c will increase in a manner predicted by the color dielectric model. In this case the steps in Fig. 1 for $x > 1$ will drop with increasing Q^2 and will eventually fall below unity until the curve reaches the smooth prediction shown for the color dielectric model. This union of the QCM with the color dielectric model produces a result which contrasts the work of Refs. 22 and 23 where the 6-q cluster probability always rises with Q^2 and the probability in a heavy nucleus never equals that of a lighter nucleus. Thus the QCD evolution of the model in Refs. 22 and 23 will produce a curve for Fig. 1 which always remains above unity for $x > 1$.

Clearly, the wide range of behaviour predicted and, in particular, the dramatic signature of the QCM motivates experiments in the $x > 1$ region.

Of course at $x = A$ the nucleus recoils intact and the experiment obtains the elastic form factor. We refer the reader to Ref. 24 for an extended presentation of the application of the QCM to the elastic nuclear form factors. Particular emphasis has been placed on the longstanding mystery of the $A = 3$ form factor and considerable success has been achieved²⁴.

4. Nuclear Drell-Yan process within the QCM

There has been much recent interest in the possibility that the nuclear Drell-Yan (DY) process⁸ would either distinguish between models successful in explaining the DIS experiments or would further refine their ingredients^{9,25}.

In the hadron-hadron center of momentum frame we denote the total energy by \sqrt{s} . For hadrons A and B the 4-momenta are $P_A = (\sqrt{s}/2, 0, 0, \sqrt{s}/2)$ and $P_B = (\sqrt{s}/2, 0, 0, -\sqrt{s}/2)$. Let $x_1(x_2)$ denote the fraction of longitudinal momentum carried by quark 1(2) in hadron A(B). Then the longitudinal momentum of the lepton pair with invariant mass M is given by

$$P_L = P_1 + P_2 = (x_1 - x_2) \frac{\sqrt{s}}{2} .$$

The kinematical variable $\tau = x_1 x_2$ becomes M^2/s since we are consistently neglecting the transverse momentum of the lepton pair. Then $P_L = (x_1 - M^2/[sx_1])\sqrt{s}/2$, yielding $P_L^{\max} = (1 - M^2/s)\sqrt{s}/2$.

We also employ $x_F = \frac{P_L}{P_L^{\max}} = \frac{x_1 - x_2}{(1-\tau)}$.

Experiments measure laboratory quantities sufficient to determine M , P_L and the lepton pair transverse momentum p_T . We consider only p_T -integrated cross sections.

According to the naive DY model^B the differential cross section for the process $AB \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ is given by

$$\frac{d\sigma}{dM^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{9M^2} \sum e_a^2 \int dx_1 dx_2 F_a(x_1, x_2) \delta(M^2 - x_1 x_2 s), \quad (4.1)$$

where

$$F_a(x_1, x_2) = q_a^A(x_1) \bar{q}_a^B(x_2) + \bar{q}_a^A(x_1) q_a^B(x_2). \quad (4.2)$$

Here the summation is over the flavor index a . Further, q_a^A is the quark distribution of flavor a in hadron A and \bar{q}_a^B is the antiquark distribution of flavor a in hadron B .

$$\text{Thus } \frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{4\pi\alpha^2}{9sx_1 x_2} \sum e_a^2 F_a(x_1, x_2). \quad (4.3)$$

Data is sometimes presented after transforming to the variables x_F and M

$$\text{yielding, } \frac{d^2\sigma}{dM^2 dx_F} = \frac{4\pi\alpha^2}{9M^4} (1-\tau) \sum e_a^2 \frac{x_1 x_2}{x_1 + x_2} F_a(x_1, x_2). \quad (4.4)$$

Due to the constraints of space and time we will only discuss the nucleon-nucleus and pion-nucleus DY process here. For a more complete presentation including detailed comparisons with available data, a discussion of the K factor, the A -dependence, and nucleus-nucleus DY processes the reader is directed to Ref. 9.

The expression for the DY cross section depends on a product of quark momentum distribution functions as opposed to the linear dependence appearing in DIS cross section. By focusing on selected values of projectile x_1 , DY can provide new information regarding target distribution functions. Projectile valence terms are dominant for $x_1 > 0.3$ and projectile sea distributions are dominant for small values of x_1 . Thus at large x_1 DY measures the antiquark distributions of the target nucleus. Due to the assumptions of QCM, the valence quarks carry

a smaller fraction of the total momentum in a 6-q cluster than in a 3-q cluster. If we assume that gluons carry the same momentum fractions in all clusters then a certain enhancement of the sea is required to conserve the total momentum¹⁶. We adopt this assumption for the present work.

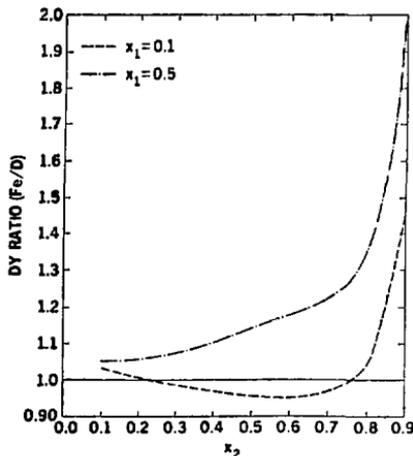


Figure 2. QCM prediction for the ratio of proton-nucleus DY cross sections for Fe and D as a function of x_2 . The two different choices of x_1 indicate where the ratio is sensitive to different ingredients of the QCM. For $x_1=0.1(0.5)$ the ratio is dominated by valence(sea) quark distributions of the target.

In Fig. 2 we present the ratio of DY cross sections for Fe and D as a function of x_2 for two characteristic values of x_1 . Small values of x_1 yield a ratio of cross section similar to the ratio of valence quark contributions to the DIS cross section^{16,27}. Large values of x_1 yield a ratio of the sea quark contributions which display the enhancement arising from the assumed gluon behaviour. Clearly, if data can be obtained at different values of x_1 it would be possible to separately test the valence and the sea distributions within the QCM.

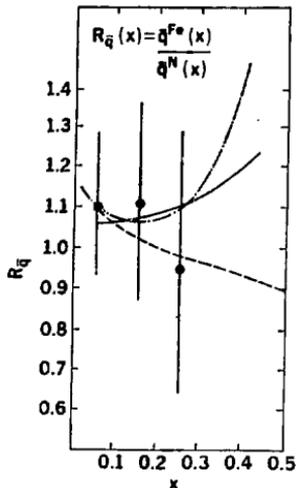


Figure 3. Predictions of QCM,²⁹ (solid), pion exchange model²⁹ (dot-dash), and the rescaling model^{22,23,30} (dashed) are compared with the data of Abramowicz et al.²⁸, for the ratio of antiquark distributions in Fe and D. The latter two predictions are taken from Ref. 26

The ratio of the Fe and the nucleon antiquark distributions has been measured in a deep inelastic neutrino scattering experiment²⁸. In Fig. 3 we compare the QCM result for this ratio with the data. For comparison we present the ratio of antiquark distributions obtained from the pion exchange model²⁹ and the rescaling model^{22,23,30} as summarized in Ref. 26. The existing experimental error bars make it impossible to draw any definite conclusions.

In the pion-nucleus DY process we restrict our considerations to $x_1 > 0.4$ and therefore neglect sea quark distribution in pion. Hence for pion-nucleus the ratio of DY cross sections closely resemble the DIS cross section ratio. We have plotted the pion-nucleus DY cross section ratio for Fe and D as a function of x_F for constant M in Fig. 4.

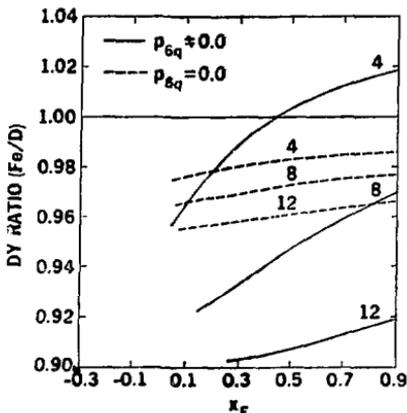


Figure 4. Predictions for the ratio of pion-nucleus DY cross sections with and without six quark clusters for Fe and D. The ratios are given as a function of x_F for three different values of M at $\sqrt{s} = 20.0$ GeV.

Results are shown with and without six quark clusters. Here, $\sqrt{s} = 20$ GeV. For this value of c. m. energy and $M = 4$ GeV, x_F varying from 0.0 to 0.8 corresponds to x_2 varying from 0.19 to 0.04. Thus, as Berger²⁶ has pointed out, measurements of the ratio of cross sections in this kinematical domain is of great interest in the light of differences between EMC¹² and SLAC³¹ data on DIS from nuclear targets.

DY measurements of the sea quark (and hence the antiquark) distributions are as fundamental as the DIS measurements. Future DY experiments could provide precise determination of these ratios for

$x < 0.4$ and would serve to eliminate some models of EMC effect and to refine others. In the QCM these DY measurements could serve to fix what has, to this stage, been assumed for the gluon and sea quark distributions.

Acknowledgements

This work was supported in part by the U.S Department of Energy under contract No. DE-AC02-82ER40068, Division of High Energy and Nuclear Physics.

References

1. H. J. Pirner and J. P. Vary, *Phys. Rev. Lett.* **46** (1981) 1376.
2. J. P. Vary, *Nucl. Phys.* **A418** (1984) 195c; J. P. Vary, in Hadron Substructure in Nuclear Physics, W. -Y. Hwang and M. H. Macfarlane, eds., *AIP Conf. Proc.* **NO. 110** (New York) 1984.
3. H. J. Pirner, *International Rev. of Nucl. Phys.*, Vol. II (Singapore) 1984.
4. J. P. Vary and H. J. Pirner, Recent Progress in Many-Body Theories, eds. H. Kummel and M. L. Rustig (Springer-Verlag, Heidelberg, 1984) *Lecture Notes in Physics* **98**, p. 1.
5. J. P. Vary, *Proceedings of the VII International Seminar on High Energy Physics Problems, Multiquark Interactions, and Quantum Chromodynamics*, Dubna, 1984.
6. D. Day et al., *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 1143.
7. For a recent review of rules for the application of perturbative QCD to nuclear systems see S. J. Brodsky, Short-Distance Phenomena in Nuclear Physics, D. H. Boal and R. M. Woloshyn, eds., Plenum Publishing Corporation, 1983, p. 141 and references therein.
8. S. D. Drell and T. -M. Yan, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 316 (1970) and *Ann. Phys.* **66**, 578 (1971).
For extensive reviews that cover higher order QCD effects see R. Stroynowski, *Phys. Rep.* **71**, 1 (1981) and I. R. Kenyon, *Rep. Prog. Phys.* **45**, 1261 (1982).
9. A. Harindranath and J. P. Vary, to be published.
10. A. H. Mueller, in Proceedings of the Drell-Yan Workshop, Fermi Lab, 1982; S. J. Brodsky, in Progress in Physics, Vol. 8, A. Jaffe, G. Parisi and D. Ruelle, eds., Birkhauser (Boston) 1983, p. 1.
11. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, *Proceedings of the VII international Seminar on High Energy Physics Problems*, Dubna, 1984 and Moscow preprint, 1984.
12. J. J. Aubert et al., *Phys. Lett.* **123B** (1983) 123.
13. For a review of these overlap probabilities and the method of extrapolation to heavier nuclei, see M. Sato, S. A. Coon, H. J. Pirner and J. P. Vary, *Phys. Rev.* **C33**, 1062 (1986).
14. A. J. Buras and K. J. F. Gaemers, *Nucl. Phys.* **B132**, (1978) 249.
15. D. Sivers, S. J. Brodsky and R. Blankenbeckler, *Phys. Rep.* **23C**, (1976) 1, and references therein.
16. C. E. Carlson and T. J. Havens, *Phys. Rev. Lett.* **51**, (1983) 261.
17. M. Sandel, J. P. Vary and S. I. A. Garpman, *Phys. Rev.* **C20**, (1979) 744.
18. H. Meir-Hajduk, Ch. Hajduk, P. U. Sauer and W. Theis, *Nucl. Phys.* **A395**, (1983) 332.
19. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, *Phys. Rep.* **76**, (1981) 215.
20. V. Garsevanishvili and Z. Menteshashvili, *JINR*, **E2-84-314**, Dubna (1984).
21. G. Chanfray, O. Nachtmann and H. J. Pirner, *Phys. Lett.* **147B**

- (1984) 249.
22. F. E. Close, R. G. Roberts and G. G. Ross, *Phys. Lett.* 129B (1983) 346.
 23. R. Jaffe, F. E. Close, R. G. Roberts and G. G. Ross, *Phys. Lett.* 134B (1984) 449.
 24. J. P. Vary, S. A. Coon, H. J. Pirner, in Few Body Problems in Physics, Vol. II, ed. B. Zeitnitz (North-Holland, Amsterdam, 1984), p. 683; Proc. of Int. Conf. on Nuclear Physics, ed. R. A. Ricci and P. Blasi (Tipografia Compositori, Bologna, 1983), p. 320; Hadronic Probes and Nuclear Interactions (Arizona State University) Proceedings of the Conference on Hadronic Probes and Nuclear Structure, AIP Conf. Proc. No. 133, ed. J. R. Comfort, W. R. Gibbs and B. G. Ritchie (AIP, New York, 1985).
 25. R. P. Bickerstaff, M. C. Birse and G. A. Miller, *Phys. Rev. Lett.* 53, 2532 (1984); R. P. Bickerstaff, M. C. Birse and G. A. Miller, *Phys. Rev. D* 33, 3228 (1986); Y. Gabellini, J. L. Meunier and G. Plaut, *Z. Phys.* C28, 123 (1985); N. P. Zotov, V. A. Saleev and V. A. Tsarev, *JETP Lett.* 40, 965 (1985).
 26. E. L. Berger, *Nucl. Phys.* B267, (1986) 231.
 27. H. J. Pirner in Particle and Nuclear Physics, edited by A. Faessler (Pergamon, Oxford, 1985), p. 361; J. P. Vary, *Nucl. Phys.* A418, 195c, (1984).
 28. H. A. Abramovicz *et al.*, *Z. Phys.* C25, 29 (1984).
 29. E. L. Berger, F. Coester, and R. B. Wiringa, *Phys. Rev.* D29, 398 (1984); E. L. Berger and F. Coester, *Phys. Rev.* D32, 1071 (1985).
 30. F. E. Close *et al.*, *Phys. Rev.* D31, 1004 (1985).
 31. A. Bodek *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 50, 1431 (1983) and 51, 534 (1983); R. G. Arnold *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 52, 727 (1984).

ЕМС-ЭФФЕКТ И КХД-ЭВОЛЮЦИЯ ТРЕХКВАРКОВОЙ КАРТИНЫ НУКЛОНА

Л.А.Григорян, В.А.Шахбазян

Ереванский физический институт

1. Введение

Эксперименты по глубоководному рассеянию мюонов на ядрах дейтрона ^{1/1/} и железа ^{1/2/} показали, что структурные функции связанных и свободных нуклонов не совпадают друг с другом, следствием чего является нетривиальное поведение отношения структурной функции нуклона в железе к структурной функции нуклона в дейтроне в зависимости от беркеновской переменной x ^{1/3/}. Эффект не исчезает при рассмотрении и других ядер, а также при замене мюонного пучка на электронный. Это явление, названное ЕМС-эффектом, представляется очень интересным, т.к. открывает новые возможности изучения ядерной структуры на кварковом уровне ^{1/4/}.

Для описания этого явления было выполнено большое число теоретических работ ^{1/5-18/}, в которых развиваются две основные идеи.

Первая из них - это частичный деконфайнмент в ядрах, приводящий к увеличению эффективного размера связанного нуклона.

Вторая - это учет в волновой функции ядер ненуклонных состояний (π -мезонов, Δ -изобар и т.д.).

Ряд авторов пытается объяснить с помощью первого или второго предположения поведение отношения структурных функций $R = \frac{(\frac{1}{A}) F_A^{(e)}}{(\frac{1}{2}) F_d^{(e)}}$ в областях, соответственно, больших или малых x , считая их взаимно дополняющими друг друга.

Наиболее важной нам представляется проверка частичного деконфайнмента кварков в ядрах, т.е. проверка возможности обмена цветными объектами (кварками и глюонами) между нуклонами ядра. Эффективно это должно привести к увеличению размера нуклонов в ядрах. При исследовании этого вопроса следует иметь в виду, что в глубоководной области адроны (в том числе и нуклон) представляются в виде роя партонов (токовых кварков и глюонов), характеризующихся своими распределениями, в которых, однако, не содержится явной зависимости от размера адрона. Повтому для описания разбухания нуклона приходится либо феноменологи-

чески вводить в стэйдлинговую переменную зависимость от размера нуклона (см., например, /11/), либо косвенно учитывать его путем исследования зависимости от импульса нормировки /12-14/. В последнем случае до некоторой степени теряется наглядность рассмотрения, а выбор граничных условий представляется несколько произвольным.

Более последовательным является получение структурных функций в глубоконеупругой области (больших Q^2) из КХД-подхода с использованием эволюционных уравнений Альтарелли-Паризи для распределений кварков (и глюонов). При этом оказывается возможным в качестве граничного условия при малых Q^2 использовать распределения составных кварков. Последние могут содержать в себе зависимость от размера нуклона, который уже будет фигурировать в окончательном решении уравнений. Такой подход, развитый, в частности, в работе Ф.Мартина /19/ (см. также работы /20-23/), дает возможность последовательно учесть зависимость от радиуса нуклона и, следовательно, эффект разбухания нуклона в ядре.

В настоящей работе делается попытка исследования ЕМС-эффекта именно в таком подходе. При этом структурная функция связанного нуклона получается из структурной функции свободного нуклона просто изменением радиуса, которое удается получить путем подгонки теоретического выражения к данным ЕМС. Следует отметить, что для выявления эффекта разбухания нуклона в ядре в чистом виде мы ограничились областью переменной x в интервале $0,25 \leq x \leq 0,65$. Сделано это для того, чтобы пока отвлечься от вклада ненуклонных компонент (пионов, Δ -изобар и т.д.), которые существенны при $x < 0,25$, и от поправок на фермиевское движение, существенных при $x > 0,65$ (надо, однако, заметить, что вклад и тех, и других поправок вполне можно учесть в данном подходе, что будет сделано позже). Как показано в работе, увеличение радиуса нуклона в ядре железа на 10% приводит к хорошему согласию с экспериментом и согласуется со значениями из других работ /7, 12, 14/.

2. Описание модели

Изложим кратко результаты рассмотрения квантовохромодинамических модификаций трехкварковой картины нуклона, следуя работе /19/. Распределения валентных кварков, кварк-антикваркового моря и глюонов записываются соответственно в виде

$$q_v(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dy}{y} q_v\left(\frac{x}{y}\right) \tilde{F}_{vv}(y, t), \quad (I)$$

$$q_{v_s}(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dy}{y} q_v\left(\frac{x}{y}\right) \tilde{F}_{q_{v_s}}(y, t), \quad (2)$$

$$G(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dy}{y} q_v\left(\frac{x}{y}\right) \tilde{F}_{G_v}(y, t), \quad (3)$$

где $q_v(x)$ - распределение структурных кварков (валонів) в нуклоне, которое мы отождествляем при малых $Q^2 \approx Q_v^2$ с распределением $q_v(x, Q_v^2)$ ($q_v(x, Q_v^2) \approx q_v(x)$, $Q_v^2 \sim R_N^{-2}$). $\tilde{F}_{i_v}(y, t)$ - плотности вероятностей того, что при передаче Q^2 внутри структурного кварка можно обнаружить партон i -того сорта ($i = v, q_s, \bar{q}$), уносящий долю импульса у структурного кварка. С помощью обратных преобразований Меллина:

$$\tilde{F}_{i_j}(y, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} dn \cdot x^{-n} F_{i_j}(n, t), \quad (4)$$

они связаны с полученными в /19/ функциями $F_{v_v}(n, t)$, $F_{q_s v}(n, t)$ и $F_{\bar{q}_v}(n, t)$. Так как мы будем использовать только $F_{v_v}(n, t)$ приведем его явный вид /19/:

$$F_{v_v}(n, t) = e^{t A_{q q}(n)}, \quad (5)$$

где

$$A_{q q}(n) = \frac{3}{4} + \frac{1}{2n} - \frac{1}{2(n+1)} - \psi(n+1) - C,$$

$$t = \frac{16}{33 - 2f} \ln\left(\frac{K}{\alpha(Q^2)}\right), \quad C = 0,577,$$

$$\psi(x) = \frac{d}{dx} \ln \Gamma(x) - \text{пси-функция,}$$

K - параметр подгонки.

Заметим также, что $F_{v_v}(n, t)$ входит в решение для моментов распределений валентных кварков:

$$M_{q_v}(n, Q^2) = M_{q_v}(n, Q_v^2) F_{v_v}(n, t), \quad (6)$$

получающегося с помощью стандартной процедуры из уравнения Альтарели-Паризи:

$$\frac{\partial q_v(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha(Q^2)}{4\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \bar{P}_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) q_v(x, Q^2), \quad (7)$$

где

$$\bar{P}_{qq}(z) = \frac{2}{(1-z)_+} - (1+z) + \frac{3}{2} \delta(z-1), \quad (8)$$

$$\left(\int_0^1 dx \frac{f(x)}{(1-x)_+} \equiv \int_0^1 dx \left[\frac{f(x) - f(1)}{1-x} \right] \right).$$

(Подробности вывода для всех трех распределений см. формулы (I) - (8) работы АУ).

Ключевой пункт приводимого рассмотрения состоит в том, что в достаточно широкой области малых передаваемых импульсов $Q_v^2 \sim R_N^{-2}$ нуклон можно представить в виде трех валентных кварков - структурных кварков или валонов, причем доля морских кварков и глюонов равна нулю. Поэтому, следуя /19/, граничные распределения берем в виде

$$x \bar{G}(x) = 0,$$

$$x q_v(x) = 0,$$

а

$$\begin{aligned} x q_v(x) &= x(u_v(x) + d_v(x)) = \\ &= N_1 x \exp\left[-\frac{3}{2} R_N^2 m_n^2 \left(x - \frac{1}{3}\right)^2\right] + N_2 \sqrt{x} (1-x)^3 \end{aligned} \quad (9)$$

либо

$$x q_v(x) = \frac{N_1'}{\left[\left(x - \frac{1}{3}\right)^2 + \frac{3}{R_N^2 m_n^2}\right]} + N_2' \sqrt{x} (1-x)^3. \quad (10)$$

Первый член в распределении (9) соответствует осцилляторной модели^[24], а в (10) – модели обмена векторным глюоном. Член $\sqrt{x}(1-x)^3$ в правых частях (9) и (10) вводится для соблюдения сохранения импульса и числа валентных кварков:

$$\int_0^1 x q_v(x) dx = 1, \quad (11)$$

$$\int_0^1 q_v(x) dx = 3. \quad (12)$$

Для нас важно, что оба распределения (9) и (10) содержат явную зависимость от радиуса нуклона. Параметр подгонки R_N определяется из экспериментального факта:

$$\int_0^1 F_N^{ep}(x) dx \approx 0,16 \quad \text{при} \quad Q^2 = 4 \text{ ГэВ}^2. \quad (13)$$

Численное значение K оказывается равным

$$K/\pi \approx 0,7. \quad (14)$$

Если бы мы приравняли $K = \alpha_s(Q_0^2)$, то получили бы, что $\alpha_s(Q_0^2)/\pi \approx 0,7$, из чего можно было бы определить Q_0^2 . Однако здесь следует соблюдать осторожность, т.к. $\alpha_s(Q_0^2) \sim 1$, вследствие чего может оказаться существенным вклад высших приближений, которые, суммируясь, могли бы дать $K = f(\alpha_s(Q_0^2))/19$, что служит оправданием для выбора данных граничных условий.

При получении распределения валентных кварков $q_v(x, Q^2)$ надо выполнить обратное преобразование Меллина для нахождения $\tilde{F}_{vv}(x, t)$. Для этого можно воспользоваться простым приемом для связи между моментами от $\tilde{F}_{vv}(x, t)$ и самим $F_{vv}(x, t)$ с помощью полиномов Лежандра, использованным в^[25]. Суть в том, что если принять $\tilde{F}_{vv}(x, t)$ равным нулю в области $-1 \leq x \leq 0$, то можно совместить исходное выражение для моментов

$$K_{iv}(n, t) = \int_0^1 dx (x \tilde{F}_{iv}(x, t)) x^{n-2} \quad (15)$$

с преобразованием

$$\bar{K}_{iv}(n, t) = \int_{-1}^1 P_n(x) (x \tilde{F}_{iv}(x, t)) dx = \quad (16)$$

$$= \int_0^1 P_n(x) (x \tilde{F}_{i\nu}(x, t)) dx, \quad (17)$$

где $P_n(x)$ - полиномы Лежандра.

Очевидно, что $K_{i\nu}(n, t)$ окажутся линейными комбинациями $K_i(n, t)$, и тогда, определив из (17) $x \tilde{F}_{i\nu}(x, t)$, получаем

$$x \tilde{F}_{i\nu}(x, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{2} P_n(x) \bar{K}_{i\nu}(n, t). \quad (18)$$

Таким образом, зная моменты $K_{i\nu}(n, t)$, можно построить $\bar{K}_{i\nu}(n, t)$ и с их помощью согласно (18) определить $x \tilde{F}_{i\nu}(x, t)$. В [25] показано, что эта процедура обладает высокой точностью до 12 членов ряда, т.к. вклад более высоких моментов пренебрежимо мал*.

3. Результаты расчета и обсуждения

В работе рассматривается область значений $0,25 \leq x \leq 0,65$. Как указывалось во введении, выбор нижней границы связан с тем, что при расчете не учитывались вклады неуклонных компонент волновой функции ядра (пионов, изобар и т.д.) и "морских" кварков, существенные при $x < 0,25$, а выбор верхней - с тем, что в нашем расчете не учитывается фермиевское движение нуклонов ядра, существенное при $x > 0,65$. В качестве мишеней использовались ядра дейтерия и железа. Дейтрон является изоскаляр, а железо содержит небольшой избыток нейтронов, не существенный при количественных расчетах (добавка от его учета составляет $\sim 1,5\%$). Для изоскалярных мишеней структурная функция глубоконеупругого рассеяния в пересчете на нуклон (в пренебрежении вкладом "морских" кварков) имеет вид

$$\frac{1}{A} F_2^A(x, Q^2) = \frac{5}{18} x q_v(x, Q^2). \quad (19)$$

* Мы так подробно остановились на этом техническом моменте, т.к. использование полиномов Лежандра для получения обратного преобразования Меллина обладает замечательной простотой по сравнению с обычно используемыми методами [19, 29].

Были вычислены структурные функции нуклона в дейтроне и железе в зависимости от Q^2 при значениях χ , равных 0,25; 0,35; 0,45; 0,55; 0,65. Теоретические значения сравнивались с экспериментальными данными из работ /1,2,4/. Результат сравнения приведен на рис. 1 и 2. В процессе расчета были зафиксированы Λ и радиус нуклона R_N . В случае дейтрона получились значения $\Lambda = 0,12$ ГэВ, $R_N = 0,48$ фм, χ^2 на точку оказалось $\sim 1,5$ (учитывались только статистические ошибки /1,4/; следует заметить, что учет и систематических ошибок даже на уровне 20% от статистических ошибок снизил бы χ^2 до 1). В случае железа получилось $\Lambda = 0,12$ ГэВ, а $R_N^{Fe} = 0,53$ фм. χ^2 на точку получилось порядка 0,5 (учитывались как статистические, так и систематические ошибки на уровне 7,5% /2/).

Таким образом, радиус нуклона, зафиксированный из данных по дейтрону, совпал, как и ожидалось, с данными по R_N для свободного нуклона /19/. В железе происходит эффективное разбухание нуклона с увеличением радиуса примерно на 10% по сравнению со свободным нуклоном. Далее в работах, в которых использовались экспериментальные

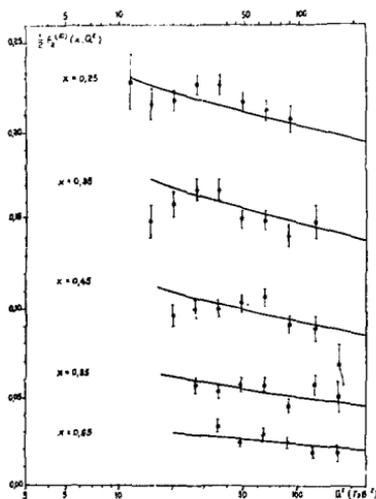


Рис. 1
Структурная функция $\frac{1}{2} F_2^{(2)}(x, Q^2)$ для дейтрона в зависимости от Q^2 при фиксированных значениях χ , равных 0,25; 0,35; 0,45; 0,55; 0,65. Экспериментальные данные взяты из /1,4/, при энергии налетающего мюона в 280 ГэВ. Сплошные кривые — теоретический расчет по формуле (19). Ошибки указаны только статистические.

данные с относительно малыми Q^2 ($\bar{Q}^2 \sim 10$ ГэВ²), значение Λ получалось порядка 0,5 ГэВ. Современный эксперимент продвинулся в область сотен ГэВ² ($\bar{Q}^2 \sim 100$ ГэВ²). Вследствие этого значения Λ имеют тенденцию к уменьшению до значений 0,1 - 0,2 ГэВ /28/, с чем и согласуется полученное нами значение Λ . Причиной этого является улучшение применимости пертурбационной КХД, т.е. уменьшение роли непертурбационных эффектов при увеличении Q^2 .

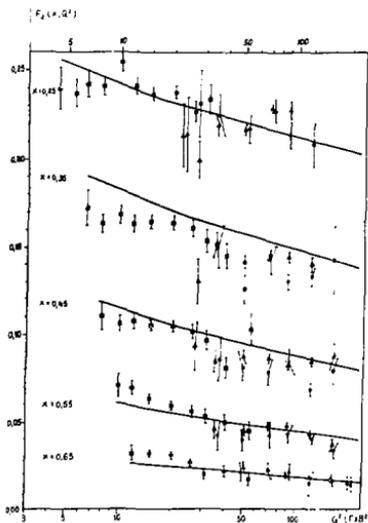


Рис. 3

Отношение $\bar{R} = \frac{F_2^{(Fe)}(x, Q^2)}{F_2^{(D)}(x, Q^2)}$ в

зависимости от x . Экспериментальные точки (черные кружочки с ошибками) — данные ЕМС /3, 4/. Пунктирная линия — теоретический расчет, выполненный при $Q^2 = 50 \text{ ГэВ}^2$. Крестики — теоретические значения отношения \bar{R} , посчитанные при средних значениях Q^2 (своих для каждого x).

$$\bar{Q}_\lambda^2 = \frac{1}{N_\lambda} \sum_i Q_i^2$$

— для каждого x , N_λ — число точек для каждого x .

На рис. 3 приведено отношение усредненных по Q^2 структурных функций железа и дейтерия в зависимости от x /3, 4/. Теоретические точки обозначены крестиками и сравнительно неплохо согласуются с экспериментом. Для сравнения приведен также теоретический расчет отношения структурных функций при $Q^2 = 50 \text{ ГэВ}^2$. Для полноты картины на рис. 4 приведено сравнение с экспериментальными данными коллаборации ВСАМС /4, 5/ отношения R при значениях Q^2 , равных 55 ГэВ^2 , 65 ГэВ^2 , 80 ГэВ^2 , 105 ГэВ^2 , 140 ГэВ^2 . Согласие можно считать удовлетворительным.

Рис. 2

Структурная функция $\frac{1}{A} F_2^{(Fe)}(x, Q^2)$ для железа в зависимости от Q^2 при фиксированных значениях x , равных 0,25; 0,35; 0,45; 0,55; и 0,65. Экспериментальные данные взяты из /2/ для энергий налетающего мюна в 120 ГэВ ($\frac{1}{2}$), 250 ГэВ ($\frac{1}{4}$) и 280 ГэВ ($\frac{1}{5}$). Сплошные кривые — теоретический расчет по формуле (19). Ошибки указаны только статистические.

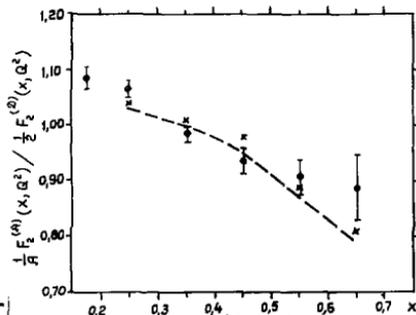
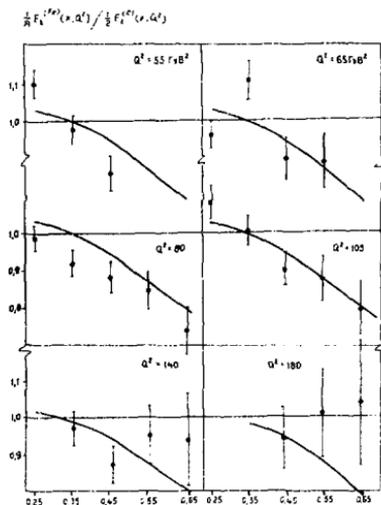


Рис. 4

Отношение $R = \frac{(1/A) F_A^{(e)}(x, Q^2)}{(1/A) F_A^{(p)}(x, Q^2)}$ в зависимости от x при значениях Q^2 , равных 55 ГэВ^2 , 65 ГэВ^2 , 80 ГэВ^2 , 105 ГэВ^2 , 140 ГэВ^2 и 180 ГэВ^2 . Экспериментальные точки взяты из [5, 4].
 Сплошные линии – теоретический расчет.



В заключение мы хотим подчеркнуть, что предложенный здесь подход обладает определенными преимуществами. В рамках КХД удалось включить параметры картины структурных кварков для объяснения EMC-эффекта. Это дало возможность явным образом проследить эффект разбухания нуклонов в ядрах. Далее, вполне возможно в данном подходе учесть ненуклонные компоненты в волновой функции ядра (пионы, Δ -изобары и т.д.) путем соответствующего выбора граничных условий при малых Q^2 , что явится предметом дальнейшего рассмотрения. Проведенный вывод показывает также, что распределения валонов в нуклонах и ядрах различны, что, вообще говоря, до сих пор не учитывалось [26, 27].

Литература

1. Aubert J.J. et al. Phys.Lett., 1983, 123B, p.123.
2. Aubert J.J. et al. Phys.Lett., 1981, 105B, p.322.
3. Aubert J.J. et al. Phys.Lett., 1983, 123B, p.275.
4. Roberts R.G. et al. RAL-84-125, 1984.
5. Benvenuti A. et al. JINR, E1-84-626, Dubna, 1984.
6. Jaffe R.L. Phys.Rev.Lett., 1983, 50, p.228.
7. Левин Е.М., Рыскин М.Г. ЯФ, 1984, 40, с.809.
8. Зотов Н.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, с.200.
9. Стржмак и др. ЯФ, 1985, 41, с.485.

10. Кондратюк Л.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, с.324.
11. Efremov A.V. et al. JINR, E2-84-124, Dubna, 1984.
12. Close F.E. et al. Phys.Lett., 1983, 129B, p.346.
13. Jaffe R.L. et al. Phys.Lett., 1984, 134B, p.449.
14. Close F.E. et al. Phys.Rev., 1985, D31, p.1004.
15. Dias J. de Deus et al. Z.Phys., 1984, C26, 109.
16. West G.B. Preprint LA-UR-84-2072, 1984.
17. Szwed J. Phys.Lett., 1983, 128B, p.245.
18. Birbrair B.L. et al. Preprint of LNPI 1031, 1985.
19. Martin F. Phys.Rev., 1979, D19, p.1382.
20. Altarelli G. et al. Nucl.Phys., 1974, B69, p.531.
21. Le Yaouanc A. et al. Phys.Rev., 1975, D12, p.2137.
22. Novikov V.A. et al. Ann.Phys. (NY), 1977, 105, p.276;
Zakharov V.A. In: Proc. XVIII Intern.Conf. on High Energy Phys.,
Tbilisi, 1976. JINR, D1, 2-10400, Dubna, 1977, Vol.II.
23. Parisi G. and Petronzio R. Phys.Lett., 1976, 62B, p.331.
24. Schmidt I.A. and Blankenbecler R. Phys.Rev., 1977, D15, p.3321.
25. Cherng-Chung Lin. Phys.Lett., 1984, 134B, p.447.
26. Hwa R.C. Phys.Rev., 1980, D22, p.1593.
27. Anisovich V.V. et al. Z.Phys., 1985, C27, p.87.
28. Rith K. Preprint Freiburg University THEP 83/5, 1983.
29. Fox G. Nucl.Phys., 1977, B131, p.107.

TOWARDS PROBING SUPERDENSE NUCLEAR MATTER IN LEPTON-NUCLEUS
COLLISIONS

L.L.Frankfurt and M.I.Strikman

Leningrad Nuclear Physics Institute, AS USSR
Gatchina, Leningrad 188350, USSR

In the talk we shall consider following questions.

1. Two options for the EMC effect at $x < 0.2$: valence versus sea quark shadowing/antishadowing phenomena. Experimentum crucis.
2. Are the EMC effect at $x \sim 0.5$ and related effects being a discovery of point-like configurations in nucleons? The "EMC effect" in solid states physics and its relationship with phase transitions. Crucial experiments to be done.
3. The $x > 1$ physics as a direct probe of superdense nuclear matter. Options for searching of the non-nucleon degrees of freedom nuclei.

Due to lack of space our discussion will be rather sketchy. (For the detailed description and references see /1,2/ and our review in Physics Reports - in press). So we will outline the problems and suggest answers based on the space-time development of the strong interaction characteristic for QCD and on the known properties of bound states in QCD.

1. The $x < 0.2$ physics. Shadowing-antishadowing phenomena.

The essential distances probed in γ^*A interaction

$$z \sim 1/m_N x \approx 0.2 \text{ fm}/x.$$

This result is another manifestation of the approximate Bjorken scaling (Gribov, Ioffe, Pomeranchuk, 1969). It has been checked by performing Fourier transform of the experimental data on $F_{2p}(x, Q^2)$. (Ioffe, 1969). Our analysis shows that essential z are $1/m_N x$ for both sea quark and valence quark distributions. Thus, the description of the γ^*A interaction in terms of the convolution models is unjustified for

$$x \leq 1/m_N r_{NN} \sim 0.15$$

(r_{NN} is the average internucleon distance).

At very small x : $x \leq 1/2m_N R_A$ γ^* converts into a quark-gluon system before nucleus. The interaction of this hadron system transverse size $b \geq 1/m_p$ is strongly shadowed (Gribov 1969, Bjorken 1971). In QCD nuclear shadowing is the leading twist effect. (The parton WF of energetic γ^* contains at large Q^2 soft partons with transverse momentum $\leq m_p$ and a number of hard gluons, $q\bar{q}$ pairs.) This nonperturbative effect logarithmically decreases with Q^2 increase at fixed x and increases at $x \rightarrow 0$ but fixed Q^2 (contribution of perturbative QCD to the nuclear shadowing is negligible at $x \geq 10^{-4}$). Thus,

$$1/A \frac{\sigma_{\gamma^*A}(x, Q^2)}{\sigma_{\gamma^*N}(x, Q^2)} < 1 \quad \text{for} \quad x \ll 1/m_N r_{NN} \sim 0.15$$

and maximal shadowing occurs for $x < 1/2m_N R_A \approx 0.025$ $A \sim 60$. Shadowed term in σ_{γ^*A} is $\sim \pi R_A^2$ and it logarithmically decreases with Q^2 at fixed x . (A. Mueller 1982; Frankfurt and Strikman 1983).

Shadowing of valence quark distribution: $V_A = q_A - \bar{q}_A$ is much stronger effect $/1, 2/$:

$$V_A(x, Q^2) \sim \sigma_{W^+A} - \sigma_{W^-A} \ll R_A.$$

The centre of nucleus is black and does not contribute into this difference. (Note that at $x \rightarrow 0$ perturbative effects are small - $v_{\text{perturbative}} \sim x$ as compared to nonperturbative ones: $v_{\text{nonperturbative}} \sim \sqrt{x}$).

Implications. a) Antishadowing

The region $x < 1/2m_N R_A$ gives large negative contribution into the precise sum rule for baryon charge:

$$\int [v_A(x, Q^2)/A - v_N(x, Q^2)] dx/x = 0.$$

Hence, an increase of $V_A(x, Q^2)/A$ with A at larger x should compensate the contribution of nuclear shadowing phenomenon in this sum rule. Numerically expected effect is comparable with the size of the rise for F_{2A}/F_{2D} reported by Savin at this Conference and with the lack of \bar{q}_A enhancement in the \bar{v}_N data.

Some enhancement for sea quark, gluon distributions in nuclei is expected at $x > 1/2m_N R_A$ due to necessity to satisfy sum rules for nucleus momentum (Zakharov, Nikolaev, 1975)

$$\int_0^1 1/A(q_A(x, Q^2) + q_A(x, Q^2) + g_A(x, Q^2)) - (q_N(x, Q^2) + \bar{q}_N(x, Q^2) + g_N(x, Q^2)) dx = 0.$$

However the relative role of enhancement of quarks and gluons is unknown now.

To clear up what is genuine origin of $F_{2A}(x, Q^2)$ enhancement at $x < 0.2$ it is necessary to measure $V_A(x, Q^2)$. The crucial experiment to be done is the measurement of the A-dependence of

$$\sigma(\mu + A \rightarrow \mu + \pi^+ + X) - \sigma(\mu + A \rightarrow \mu + \pi^- + X) \propto V_A(x, Q^2)$$

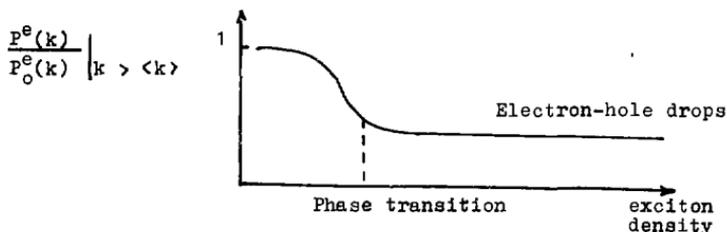
at $x < 0.2$ as in this difference the sea quark contribution is exactly cancelled.

Implication (b). In the current pion models of the EMC effect the essential pion momenta $k \sim 0.5$ GeV/c. Therefore, relative distances between pions and nucleons which are essential in the calculation of the EMC effect are $\pi/2k_\pi \sim 0.6$ fm. But contribution of such configurations into σ_{j^*A} is shadowed at $1/m_N x \geq 0.6$ fm ($x \leq 0.3$)! One cannot use the current pion models in this x range as anti/shadowing completely distorts the original predictions.

We conclude: only $x > 0.3$ range can be used for probing supersdense nuclear matter.

2. The $0.2 < x < 0.6$ physics. Discovery of point-like configurations in nucleons ?

"Nothing is new under the Moon". The EMC effect is really known in the physics of excitons (electron-hole bound states). To explain this point we describe in the figure R(k), which is the ratio of the probabilities of electrons with momentum larger than average one at large and small exciton densities in the exciton liquid as a function of exciton density:



Softening of the electron distribution with increase of the exciton density is a consequence of several effects. a) Collision of excitons in the medium lead to their excitations. But evidently electron distribution is the hardest for the ground state of an atom. b) Smaller radius of exciton, weaker the interaction between excitons. So to increase an interexciton attraction, i.e. the energy binding the exciton radius should increase with the exciton density. c) Formation of free electrons and holes. Real behaviour of $R(\kappa)$ can be somewhat complicated due to formation of biexciton molecules.

Substitute electrons, holes by quarks and you will get the EMC effect. The theoretical foundation for this analogy is that properties a), b) are characteristic features of bound states in QCD also. In particular a nucleon in a quark-gluon point-like configuration (p.l.c.) weakly interacts with other hadrons. If EMC effect at $0.2 < x < 0.6$ is due to suppression of p.l.c. in a bound nucleon it is easy to estimate its A dependence:

$$\eta_A(x, Q^2) = 2/A F_{2A}(x, Q^2)/F_{2D}(x, Q^2) - 1 \approx \langle p_A \rangle f(x, Q^2).$$

So $\eta_A(x, Q^2)$ probes density effects. (Remind that p.l.c. in hadrons are widely searched for now in different reactions, cf. B.Kopeliovich and Lapidus talk at this Conference). It is easy to calculate suppression of p.l.c. in a bound nucleon with momentum :

$$\delta(\kappa^2) \approx 1 - \frac{2\kappa^2 + \epsilon_A m_N \cdot 4}{m_N \cdot \Delta E} + \frac{1}{2} \left(\frac{\kappa^2 + \epsilon_A m_N \cdot 2}{m_N \Delta E} \right)^2.$$

Here $\Delta E \sim m_{N^*} - m_N \sim (0.6-1)\text{GeV}$ is the typical energy excitation for compressed quark-gluon configurations in a bound nucleon. At large κ (in the region of nuclear core) $\delta(\kappa^2) > 1$. This hypothesis can well reproduce the EMC effect at $x > 0.3$. Really, p.l.c. seems to dominate nucleon structure function at $x > 0.3$ but

$$\langle \delta \rangle \approx 1 - \frac{4 \langle T_{kin} \rangle + \epsilon_A}{E} \sim 0.8 \quad \text{for } \Delta E \sim 0.8 \text{ GeV}$$

which is comparable with observed EMC effect at $x \sim 0.5$. This model leads to small admixture of p_{exot} , small change of bound nucleon radius $r^*/r \leq 1.03$. Thus, we name the model as minidelocalization model. To illustrate the qualitative difference between current models of the EMC effect we give in Table the probability of exotic (nonnucleon) component per nucleon necessary within the model to fit the EMC effect at $x > 0.3$.

model	minideloc.	multiquark bags	rescaling, Jaffe, Close..	Pion model
P _{exot.}	≲ 4%	~ 30%	~ 80%	~(10-20)% extra pions

Predictions

At large Q^2 p.l.c. dominate in elastic eN scattering. (This statement can be easily proved in perturbative QCD). Thus, by increasing Q^2 one can enhance in (e,e') reactions the role of quark degrees of freedom in the kinematics where large nucleon momenta are probed. The simplest reaction is $eD \rightarrow e'+p+n$ at large spectator momenta κ . We expect

$$\frac{\sigma_{\text{experimental}}^{eD \rightarrow e'+p+n}(x, Q^2)}{\sigma_{\text{theor.}}^{eD \rightarrow e'+p+n}(\text{two nucleon approximation})} \Big|_{x > 1} \approx \delta(\langle \kappa \rangle)$$

at large Q^2 .

This prediction is consistent with SLAC data, see /2/. Exclusive data on this and similar reactions are needed to check this interpretation. Another possible test feasible with a jet target: deep inelastic $eD \rightarrow e'+p$ (spectator)+X; one can extract $F_{2n}(x, Q^2)$ which should be certain function of spectator momentum.

In terms of the minidelocalization model (in analogy with exciton - drop phase transition) the EMC effect is an indication of phase transition at high nucleon density.

3. $x > 1$ physics as a probe of superdense nuclear matter

The EMC effect unambiguously revealed the presence of nonnucleon degrees of freedom in nuclei. To find out the real value of $p_{\text{exot.}}$ one has to search for the situations where the role of exotic component is enhanced that is in the short-range nucleon correlations which contribution is $\sim \langle \rho_A^0 \rangle$ and $n > 1$ (instead of $2/A F_{2A}/F_{2D} - 1 \sim \langle \rho_A \rangle$ like in the EMC effect) s.r.c. essential internucleon distances $r_{ij} \sim 1$ fm so probed density $\sim (0.5-1)\text{GeV}/\text{fm}^3$.

Obvious choice is to study $x > 1$ processes because

$$\sigma_{eA}(x, Q^2) \Big|_{x > 1, \text{large } Q^2 \sim \langle \rho_A^{x+0.5} \rangle} \cdot f(x, Q^2).$$

Current knowledge on the short-range nucleon correlations comes from

- (i) high Q^2 (e,e'+X) reactions (SLAC)
- (ii) $\mu + A \rightarrow \mu + X$, $x > 1$, $Q^2 \sim 100 \text{ GeV}^2$ (BCDMS)
- (iii) kinematically forbidden fast nucleon and meson production

in $\mathcal{N}, h+A \rightarrow N, \pi, \dots$ (ITEP, JINR, LBL, ErFI, ...)

(iv) correlations in $\bar{\nu} + Ne \rightarrow \mu^+ + \text{fast backward nucleon} + X$ reaction (FIIM Collaboration at FNAL).

3 basic conclusions which follow from the analysis of these data are

- a) large high momentum nucleon and quark components are presented in nuclei: $\int \Psi_A^2(k) \theta(k - k_F) d^3k \Big|_{A \gg 1} \sim (0.2-0.3)$;
- b) nucleon degrees of freedom are important (dominate ?) in short-range correlations because reactions (i)-(iv) are consistently described within the few nucleon correlation approximation with $\sim 30\%$ accuracy (cf. /2/);
- c) for nucleon momenta $k < 0.2 \text{ GeV}/c$ properties of bound and free nucleons are quite close at least up to $Q^2 \sim 4 \text{ GeV}^2$

$$r_{\text{bound}}^* A^{1/3} / r_{\text{N free}} - 1 < 5\% . \quad (\text{I.Sick})$$

The only direct way to study the structure of the s.r.c. is to investigate its decay caused by a probe which transfers large energy to the s.r.c.:

$$\frac{(e+A \rightarrow e+N^*(\Delta, N\pi)_{\text{spectator}} + A' + \text{forward } N)}{(e+A \rightarrow e+N_{\text{spectator}} + A' + \text{forward } N)} \Big|_{x>1} = \left. \begin{array}{l} \gg 1 \text{ multiquark bags} \\ < 1 \text{ for } Q^2 < 2 \text{ GeV}^2 \\ \sim 1 \text{ for } Q^2 > 2 \text{ GeV}^2 \end{array} \right\} \text{midelocalization model}$$

Remind that with Q^2 increase one selects compressed $|3q\rangle$ configurations in a bound nucleon.

Another option: choose $x \lesssim 0.7$, veto pion production and consider $e+A \rightarrow e'+A'$ ($A' = N, \Delta, N\pi, NN, NNN$) + N reactions. It enables to study s.r.c. with different baryon number ($B=2,3,\dots$).

In the current pion models for the EMC effect the ratio

$$\frac{\sigma(e+A \rightarrow e'+A' + \text{leading } \pi)}{\sigma(e+N \rightarrow e'+N + \text{leading } \pi)}$$

should be enhanced if popular in nuclear physics hard formfactor in the $\mathcal{N}NN$ vertex is used. Note that leading π, N at large Q^2 are produced in compressed configurations and weakly interacts with A' . The necessary condition for the strong suppression of f.s.i. of the forward pion, nucleon: $2q_0 / \mu \Delta E \geq R_A$. It is easily satisfied at $Q^2 \gtrsim 2-3 \text{ GeV}^2$.

Conclusions

In the next 10 years the leptonic reactions would become a fine microscope for investigation of superdense (up to $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$) configurations in nuclei especially if combined with experience accumulated in related γ, h reactions with production of the cumulative (kinematically forbidden for the scattering of a single nucleon) particles.

References

1. L.L.Frankfurt and M.I.Strikman, Nucl.Phys., B250 (1985)143-176; Sov.J.Nucl.Phys. 41 (1985) 485.
2. L.L.Frankfurt, L.A.Sliv, and M.I.Strikman, Sov.Physics, Uspekhi 145 (1985) 553-592.

ЦВЕТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ НУКЛОНОВ В ЯДРЕ

В.А.Петров, А.Ю.Смирнов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Проблема нуклон-нуклонного взаимодействия уже пятьдесят лет является основной в ядерной физике. Вера в то, что основными компонентами ядра являются нуклоны, а взаимодействие между ними обеспечивается обменом мезонами, помимо известных внутренних противоречий никак не обоснована и в рамках фундаментальной теории сильных взаимодействий - квантовой хромодинамики. Вопрос о ненуклонных степенях свободы стал еще острее с появлением экспериментальных данных, даже качественно не имеющих объяснения на языке мезон-нуклонных степеней свободы в ядре. Но даже если бы удалось остаться в описании всех имеющих экспериментов в рамках мезон-нуклонного формализма, останется необходимость понимания процессов, происходящих в ядре на кварк-глюонном языке. Попытке взглянуть на ядро как объект, состоящий прежде всего из кварков и глюонов, и посвящена данная работа.

Начнем с простейшего "ядра" - двухнуклонной системы. Если расстояние между нуклонами таково, что существует ненулевое перекрытие их партонных волновых функций, то появится возможность двум нуклонам коррелированно перейти в октеты по цвету, не нарушая бесцветности всей системы в целом. При фиксированном межнуклонном расстоянии мы фактически имеем двухуровневую квантовомеханическую задачу:

$$\Psi_{NN} = \sqrt{E_1(R)} |NN\rangle + \sqrt{E_2(R)} |88\rangle = \sqrt{E_1} \Psi_1 + \sqrt{E_2} \Psi_2,$$

$$\text{где } \hat{H} = \begin{pmatrix} E_1 & V \\ V & E_2 \end{pmatrix} = \alpha \hat{I} + \vec{\beta} \hat{\sigma}^z, \quad E_1 = 2m_N, \quad E_2 = E_{88},$$

$$\alpha = \frac{E_1 + E_2}{2}, \quad \vec{\beta} = (V, 0, \frac{E_1 - E_2}{2}).$$

Недиагональные элементы гамильтониана и будут причиной смешивания состояний Ψ_1 и Ψ_2 . Собственными же состояниями данного гамильтониана будут Ψ_{\pm} :

$$\Psi_{\pm} H = E_{\pm} \Psi_{\pm}, \quad E_{\pm} = \alpha \pm |\vec{\beta}|.$$

Теперь ясно, что $|\mathcal{E}_1\rangle = \langle \Psi_- | \Psi_1 \rangle$, $|\mathcal{E}_2\rangle = \langle \Psi_- | \Psi_2 \rangle$,

$$\Psi_+ = \sqrt{(|\vec{\beta}_1| - \beta_3)/2|\vec{\beta}_1|} \Psi_1 + \sqrt{(|\vec{\beta}_1| + \beta_3)/2|\vec{\beta}_1|} \Psi_2,$$

$$\Psi_- = \sqrt{(|\vec{\beta}_1| - \beta_3)/2|\vec{\beta}_1|} \Psi_2 - \sqrt{(|\vec{\beta}_1| + \beta_3)/2|\vec{\beta}_1|} \Psi_1.$$

В дальнейшем будем считать ядро в основном состоянии состоящим из $A/2$ свободных квазичастиц, единственным отличием которых от двух-нуклонной системы будет модификация весов $\mathcal{E}_{1,2}$ с учетом того, что вокруг выделенного нуклона будет не один, а $n_{\text{эфф}}$ соседей в фиксированном объеме, определяемом радиусом корреляции $R^{\text{эфф}}$. Этот радиус в свою очередь находится из неравенства

$$R/c \leq \tau \approx h/E_2 - E_1 = h/\Delta E.$$

Смысл этого неравенства в том, что время жизни состояния τ должно превышать время обмена глюоном между нуклонами. Время жизни октет-октетного состояния определяется нарушением закона сохранения энергии в этом процессе и пропорционально межнуклонному расстоянию $R_{NN} \approx 1/m_\pi$. Интересно проследить механизм синтеза ядра из A нуклонов в этой модели. Пусть у нас имеется A нуклонов, собранных в объеме ядра. Тогда состояние любого из этих нуклонов является смесью квазичастичных состояний Ψ_- и Ψ_+ . Состояние Ψ_+ , не являясь стабильным, через некоторое время перейдет в Ψ_- , излучив энергию $\mathcal{E}_+ \Delta E$:

$$\mathcal{E}_+ \Delta E = \mathcal{E}_2 \Delta E = \frac{|\vec{\beta}_1| - \beta_3}{2|\vec{\beta}_1|} 2|\vec{\beta}_1| = |\vec{\beta}_1| - \beta_3 = U_{cl} \approx v^2/\Delta E.$$

Эта излученная энергия и будет энергией связи нуклона в ядре, равная глубине потенциальной ямы для ядерного нуклона, так как мы пренебрегли кинетическим движением нуклонов. Теперь легко сделать оценку вероятности найти состояние Ψ_- в ядре:

$$\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_+ \approx U_{cl}/2|\vec{\beta}_1| = U_{cl}/2\sqrt{(\Delta E/2)^2 + v^2} \approx \frac{U_{cl}}{\Delta E} \approx 0,1 \div 0,2.$$

Такой же результат получили бы мы, задав недиагональный элемент V из какой-либо конкретной модели взаимодействия кварков. Если же выбрать $V \sim \exp(-2\mu R)$, то получим непосредственно потенциал Юкавы $U_{cl} \sim \exp(-\mu R)/R$. Таким образом, мы видим, что присутствие в ядре с вероятностью 10+20% состояния Ψ_- формирует ядерную связь. Что же это за состояние Ψ_- ? Оказывается, достаточно перенумеровать кварки, чтобы увидеть, что в другом "топологическом" канале это два

нуклонных возбуждения с квантовыми числами N^* и Δ . Таким образом, получаем для волновой функции "нуклона" в ядре выражение

$$\Psi = \sqrt{\varepsilon_1} |N/N\rangle + \sqrt{\varepsilon_2} |N^*N^*\rangle, \quad \langle NN | N^*N^* \rangle = 0.$$

За счет отсутствия интерференционного члена в электромагнитном корреляторе $\langle NN | \gamma \gamma | N^*N^* \rangle = \langle N | \gamma \gamma | N^* \rangle \langle N | N^* \rangle = 0$

получаем формулу для структурной функции ядерного "нуклона":

$$F_N^A(x, Q^2) = \varepsilon_1 F_N(x, Q^2) + \varepsilon_2 F_{N^*}(x, Q^2).$$

Следовательно, из приведенного анализа видно, что предложенная модель взаимодействия нуклонов позволяет выразить структурную функцию ядра только через нуклонные и дельта-изобарные степени свободы и в этом смысле протянуть мостик от "цветного" мира к "белому". При желании можно восстановить и статус пионов в ядре - они оказались в этой картине "замурованы" в дельта-изобарах и являются коллективными состояниями двух нуклонов. Примечательно, что нам удалось примирить такие разные, на первый взгляд, модели, как "разбухание" нуклона в ядре и дополнительные Δ -изобары или Π -мезоны. Кроме того, в нашей модели явно прослеживается динамика слияния нуклонных мешков. Полученная оценка примеси различной ядерной экзотики хорошо согласуется с найденными другими авторами из фитирования экспериментальных данных. Разумеется, при дальнейшей *ad-hoc* детализации модели не составляет особого труда дать, например, очередное объяснение EMC-эффекта. Мы, однако, видим свою цель не в "объяснении" отдельных экспериментов, а в том, чтобы понять микроструктуру ядер с позиций КХД.

В заключение выражаем благодарность Кородулину В.И. и Султанову С.Ф. за чрезвычайно полезные обсуждения.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭФФЕКТА EMC-SLAC И ЕГО А-ЗАВИСИМОСТЬ В САМОСОГЛАСОВАННОМ ПОДХОДЕ БЕЗ "ЭКЗОТИКИ"

С.И.Нагорный, Ю.А.Касаткин, И.К.Кириченко, Е.В.Инопин,
В.И.Куприков

Харьковский физико-технический институт АН УССР

Эксперименты по глубоконеупругому рассеянию мюонов^{/1/} и электронов^{/2,3/} на ядрах обнаружили существенное отличие отношения $R_A(x) = (2/A) F_2^{\nu}(x)/F_2^{\nu}(x)$ от 1. В настоящее время существует целый ряд различных, иногда взаимоисключающих, вариантов теоретической интерпретации. Однако практически все эти модели носят "одноразовый" характер, т.е. приспособлены для объяснения EMC-эффекта на конкретном ядре и зачастую не согласованы с другими процессами и традиционной низкоэнергетической ядерной физикой. В настоящем докладе мы постараемся ответить на вопрос: возможно ли самосогласованное описание А-зависимости EMC-SLAC эффекта лишь на основе стандартных представлений о ядерной структуре. Подразумевается традиционная мезонная феноменология ядерных сил без дополнительного привлечения кварковой феноменологии. Рассматривая эти подходы лишь как два различных языка описания одних и тех же физических явлений, мы считаем, что в настоящее время речь может идти не о противопоставлении этих двух схем, а лишь о поиске процессов, для описания которых тот или иной язык адекватней.

В настоящее время очевидно, что эффект EMC в области $x > 0,2$ формально можно "описать" исходя из совершенно различных предположений о его механизмах^{/4/}. Однако реально претендовать на объяснение эффекта могут лишь те модели, которые удовлетворяют следующим требованиям: 1) сохранение энергии-импульса; 2) сохранение барионного заряда; 3) самосогласованное описание статических, спектроскопических и динамических характеристик ядер; 4) учет пространственно-временной картины процесса; 5) отсутствие свободных параметров при описании А-зависимости эффекта. Практически все существующие модели не удовлетворяют одному или нескольким пунктам. С целью выяснения вопроса о возможности построения модели, удовлетворяющей всем перечисленным требованиям, особое внимание обратим на корректное и самосогласованное описание ядерной структуры.

Рассмотрим амплитуду виртуального комптон-эффекта на ядре А,

мнимая часть которой определяет структурный тензор $W_{\mu\nu}^{(A)}$:

$$T_{\mu\nu}^{(A)} = \int \frac{d^4 p_{A-1}}{(2\pi)^4} F_{\mu}^* G(p) \Gamma_A \frac{\hat{p}_{A-1} - M_{A-1}}{p_{A-1}^2 - M_{A-1}^2 + i\epsilon} \overline{\Gamma_A} G(p) \overline{F_{\nu}} G(x), \quad (1)$$

здесь F_{μ}^* - вершина $\gamma^* N X$, Γ_A - вершина $N N(A-1)$, а $G(p)$ - функция распространения "нуклона" в среде. Следуя работам^{5,6)}, выберем лагранжиан в виде

$$L = L_0(N, B, \varphi, V) + g_s \bar{N} N \varphi - g_V \bar{N} \hat{V} N + g_s' \bar{B} B \varphi - g_V' \bar{B} \hat{V} B + g_s \bar{N} \gamma_5 N \varphi_{\alpha} \bar{\varphi}_{\alpha} + \dots, \quad (2)$$

где N, B и $\varphi, V_{\mu}, \bar{\varphi}_{\alpha}$ - нуклонные, барионные ($\Delta, N^* \dots$) и мезонные поля. Варьируя (2), получаем систему уравнений для функций распространения нуклонов, барионов и мезонов. При отсутствии прямой связи полей N и B соответствующие уравнения решаются независимо. В приближении Хартри для $G(p)$ имеем $G(p) \Rightarrow G_H(p)$:

$$G_H(p) = G_0(p) + G_0(p) \sum_N G_H(p), \\ G_0(p) = (\hat{p} + m) [(\rho^2 - m^2 + i\epsilon)^{-1} + 2\pi i \delta(\rho^2 - m^2) \theta(\rho_0) \theta(\kappa_F - 1/\bar{F})], \quad (3)$$

$$\sum_N = \sum_S + \sum_V = -g_s \varphi^4(x) - g_s' \varphi^2(x) + g_V \hat{V}(x) + g_s' \gamma_5 \varphi_{\alpha} \bar{\varphi}_{\alpha}(x) + \dots,$$

решение (3) имеет вид $\rho = \rho - \sum_V$; $m^* = m + \sum_S$;

$$G_H(p) = (\hat{p} + m^*) [(\rho^2 - m^{*2} + i\epsilon)^{-1} + 2\pi i \delta(\rho^2 - m^{*2}) \theta(\rho_0) \theta(\kappa_F - 1/\bar{F})]. \quad (4)$$

Видим из (4), что наличие "среды" приводит к смещению полюса в функции Грина, входящей в (1). Обратим внимание, что эффекты "среды" (перенормировки масс и импульсов), связанные с учетом диаграмм типа "пузырь", не могут быть учтены только в вершинах Γ_A , в отличие от перенормировок волновых функций ($B\Phi$) (или ядра) уравнения Бете-Солпитера любым количеством вставок из связанных диаграмм. Не используя явных видов $\gamma^* N X$ блоков и пропагаторов $G(x)$, выразим структурный тензор нуклона $W_{\mu\nu}^{(A)}$, используя условия полноты и переходя к динамике на световом фронте. Последнее позволяет наиболее корректно учесть пространственно-временную картину процесса, связанную с положительно и отрицательно частотными промежуточными состояниями. Как показано в¹⁴⁾, положение полюсов при переходе на световой фронт не меняется, а на "хороших" компонентах тока \bar{x} - диаграммы отсутствуют, что позволяет выразить $W_{\mu\nu}^{(A)}$ через light cone ВФ ядра и $W_{\mu\nu}^{(A)}$. Учитывая, что в структурный тензор дают вклад также пионы, уравнение для структурной функции ($C\Phi$) ядра можно представить в виде

$$F_2^A(x) = \int d^2 k \sum_N |\Psi_N^*(x)|^2 F_2^N(x/\eta_A) + \int d^2 k |\Psi^*(x)|^2 F_2^{\pi}(x/z), \quad (5)$$

где $x = A x_A$, $x_A = Q^2/2M_A \nu$, $x = Q^2/2m \nu$, а наличие барионов и тяжелых мезо-

нов эффективно учитывается в перенормировке массы и импульса внутриядерного нуклона. η и \bar{z} - доли импульса ядра, уносимые эффективным нуклоном и пионом. Уравнение (5) удобно представить в форме конволюции:

$$F_2^A(x) = \int_{\eta > x} d\eta f_A^N(\eta) F_2^N(x/\eta) + \int_{z > x} dz f_A^{\pi}(z) F_2^{\pi}(x/z), \quad (6)$$

$$f_A^{N(\pi)}(\eta) = \int d^3k n_A^{N(\pi)}(k) \delta(\bar{z} - A(\epsilon + k_3)/(\epsilon + \epsilon')),$$

где ϵ и ϵ' - энергии нуклона (пиона) и остаточной системы. $n_A^{N(\pi)}(k)$ - функции распределения "эффективных" нуклонов и пионов по импульсам:

$$n_A^N(k) = \sum_i |\Psi_i^N(k)|^2, \quad n_A^{\pi}(k) = \frac{3}{(\pi m_{\pi})^2} f_{\pi NN}^2(k) C(k) / \Delta_A^{\pi}(k)^2, \quad (7)$$

здесь Ψ_i^N - нуклонная light cone ВФ ядра A , Δ_A^{π} - пионный пропагатор в "среде":

$$\Delta_A^{\pi}(k)^{-1} = \Delta_0^{\pi}(k)^{-1} - \Pi_A^{\pi}(k); \quad \Delta_0^{\pi}(k)^{-1} = k^2 - m_{\pi}^2 + i\epsilon, \quad (8)$$

$\Pi_A^{\pi}(k)$ - поляризационный оператор, $C(k) = 2(mk)^2/\epsilon(k)[\epsilon(k) + m]$.

Заметим, что хотя роль второго слагаемого в (6) существенна лишь в области $x < 0,2$, учет его необходим в правиле сумм, отражающем закон сохранения импульса. Обрабатываем поочередно нуклонный и пионный секторы.

В релятивистском приближении Хартри уравнение для ВФ нуклона в ядре имеет вид

$$[\vec{\alpha} \vec{p} - \gamma_0(m + \Sigma_N(x))] \Phi_N(x) \equiv \hat{H} \Phi_N(x) = B_N \Phi_N(x). \quad (9)$$

Преобразование Фолди-Вуотхоузена приводит (9) к форме уравнения Шредингера:

$$\hat{H} \Psi_N = \epsilon_N \Psi_N, \quad \hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int},$$

$$\hat{H}_0 = [\vec{k}^2 + (m - U_S)^2]^{1/2} \approx m^* + \hat{k}^2 / m^*(k) \hat{k}, \quad (10)$$

$$\hat{H}_{int} = U_0(r) + (1/2m^2) \partial/\partial r [U_0(r) + U_S(r)] \vec{\sigma} \vec{s},$$

где U_S - потенциал, обусловленный обмнами скалярных мезонов, который перенормирует массу нуклона ($m - U_S = m^*$). U_0 - временная компонента векторного потенциала и по своим лоренц-свойствам не содержится в H_0 . Учитывая, что на световом фронте разложение проводится по промежуточным состояниям, которые являются собственными функциями свободного гамильтониана, видим, что в случае ядра это гамильтониан H_0 - эффективных нуклонов. Для нахождения Ψ_N и m^* решалось уравнение Хартри-Фока с эффективным скирмоподобным взаимодействием:

$$[-\vec{\nabla}^2 (\hbar^2/2m^*(k)) \vec{v} + U_q(\vec{r})] \Psi_N(\vec{r}) = B_N \Psi_N(\vec{r}), \quad (11)$$

$$m_2/m_2^*(m) = 1 + \frac{2m_2}{\hbar^2} \left[\frac{1}{4} (t_1 + t_2) (\rho_0 + \beta) + \frac{1}{8} (t_2 - t_1) \rho_2 \right], \quad (12)$$

где g - нейтроны или протоны; m^* - эффективная масса нуклона; U_0 - центральный и спин-орбитальный потенциал; ρ_0 - одночастичная плотность нуклонов; t_1 и t_2 - параметры эффективного взаимодействия. Кинетическая энергия $\hbar^2 k^2 / 2m^*$ определяется собственными значениями H_0 путем специального усреднения m^* , гарантирующего эрмитовость оператора кинетической энергии:

$$\langle m^* \rangle = \frac{1}{A} \int d^3r m^*(r) \sum_{\alpha} |\Psi_{\alpha}|^2. \quad (13)$$

Тогда η_{α} определяется уравнением

$$\eta_{\alpha} = \mathcal{N} (\epsilon_{\alpha} - \kappa_{\alpha}) / (\epsilon_{\alpha} + \epsilon_{\alpha}^{*+1}), \quad (14)$$

где $\epsilon_{\alpha} = \langle m^* \rangle^2 + \kappa_{\alpha}^2$, $\epsilon_{\alpha}^{*+1} = [M_{A-1}^2 + \kappa_{\alpha}^2]^{1/2} + B_{\alpha}$, $M_{A-1} = (A-1)m - \mu_F$ (μ_F - энергия ферми-уровня; $\mu_F \ll m$), а B_{α} - энергия отделения нуклона с оболочки α . Тогда средняя доля импульса ядра, приходящаяся на нуклон,

$$\langle \eta \rangle_A = (1/A) \sum_{\alpha} \int d^3k \eta_{\alpha}(k) |\Psi_{\alpha}|^2 \approx \langle m^* \rangle / m < 1. \quad (15)$$

Покажем, что эффект связанности нуклонов в ядре, имеющий порядок $\langle B \rangle / m$, при последовательном учете отрицательно-частотных промежуточных состояний, вклад которых тоже порядка $\langle B \rangle / m$ ($\langle B \rangle = \sum_{\alpha} B_{\alpha} / A$, n_{α} - числа заполнения оболочек), компенсируется. Используя (14) и (15), замечая, что при $\chi < 1$ важны импульсы $k \sim k_F \ll m$, получаем

$$\eta_{\alpha} \approx \langle m^* \rangle / m - \kappa_{\alpha} / m - \langle B \rangle / M_{A-1} + \kappa_{\alpha}^2 / 2m \langle m^* \rangle. \quad (16)$$

Таким образом, учет пространственно-временной картины приводит к компенсации эффекта связанности $1/A$, который, имея порядок $\langle B \rangle / M_{A-1}$ (но не $\langle B \rangle / m$!), настолько мал, что не может быть положен в основу объяснения эффекта ЭМС. При вычислении $S_0 F_2(x)$ использовался потенциал Рейда. Согласно (15)-(16) для дейтрона имеем $\langle \eta \rangle_d = 1$, тогда как для ядра $\langle m^* \rangle / m < 1$ и $\langle \eta \rangle_A < \langle \eta \rangle_d$. Это неравенство совместно с самосогласованным учетом ферми-движения в ядре приводит к эффекту ЭМС. Физическая суть этого явления с точки зрения традиционной ядерной физики обусловлена существенной нелокальностью среднего ядерного поля. Это легко понять, заметив, что наличие локальных скалярных обменов при переходе к нерелятивистскому пределу приводит к существенной нелокальности поля $1/5$.

На рис. 1 представлены результаты самосогласованных расчетов функции $f_A^N(\eta)$ для ядер: d (штрихпунктир), ^{12}C (сплошная кривая), ^{56}Fe (точечная кривая) и ^{108}Ag (пунктир). Наблюдается характерное смещение максимума распределений в область $\eta < 1$, что отражает уменьшение средней доли импульса, уносимой внутриядерным нуклоном с увеличением

атомного номера (усиление нелокальных эффектов). Теперь лишь с целью иллюстрации выполнения закона сохранения импульса и качественной

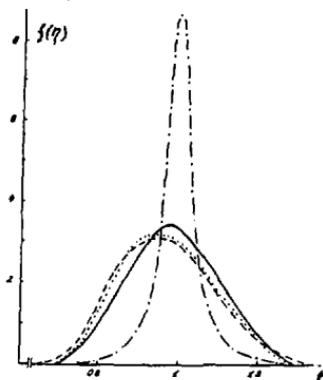


Рис. 1. Распределение нуклонов по доле продольного импульса.

оценки вклада пионов в СФ $F_2^A(x)$ при $x \ll 0,2$ обработаем мезонный сектор. Пропагатор $\Delta_A^*(k)$ выберем в параметризации [17], а СФ $F_2^A(x)$ - в параметризации [18]. Тогда, начиная с нуклонного сектора и вычисляя $\langle \eta \rangle_A$, из закона сохранения импульса

$$\langle \eta \rangle_A + \langle Z \rangle_A = 1$$

находим $\langle Z \rangle_A$, которое для ядра ^{56}Fe составляет $\langle Z \rangle_{\text{Fe}} = 0,051$. Это значение $\langle Z \rangle_{\text{Fe}}$, во-первых, находится в хорошем согласии с результатом [18], а во-вторых, получается путем прямых вычислений, начиная из мезонного сектора, по формулам (6)-(8) и $\langle Z \rangle_A = \int dx \int_{\text{R}}^A(x) Z$, при соответствующем выборе свободного

параметра ρ_2 / ρ . Заметим, что развитый подход может быть использован для нахождения параметра ρ_2 / ρ для различных ядер.

Закон сохранения барионного заряда, как легко заметить из (5)-(6), обеспечен правильной нормировкой ВФ "эффективных" нуклонов: $\int dx^3 n_A^+(x) = A$.

На рис. 2 представлена функция $R_A(x)$. Все расчеты выполнены с единым для всех ядер набором параметров Скирма, обеспечивающих хорошее описание статических, спектроскопических и динамических ядерных характеристик. Пунктиром показан результат с учетом пионного сектора. Для описания СФ ядер в области $x > 1$ необходимо более корректно, чем это делается в методе Хартри-Фока, учесть высокоимпульсную компоненту в ВФ ядра. Учет этих эффектов проведем, предполагая, что "жесткая" асимптотика ВФ при $K \gg K_F$ описывается в квазицейтронной модели, тогда как "мягкая" - $K \leq K_F$ - обеспечена хартри-фоксовскими расчетами.

На рис. 3 представлены СФ ядер ^{12}C и d . Сплошная кривая - СФ ядра ^{12}C с учетом "жесткой" части ВФ, точечная кривая - то же, но в методе Хартри-Фока. Пунктир - СФ дейтрона с ВФ Рейда. Заштрихованная область соответствует неоднозначностям при учете "жесткой" части ВФ.

Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы:

1. Показано, что, оставаясь в рамках традиционной мезонной феноменологии, возможно построение такой схемы описания "жестких" лептонов - ядерных процессов, в которой при полном выполнении требований пп. 1-5 эффект EMC-SLAC присутствует с необходимостью.

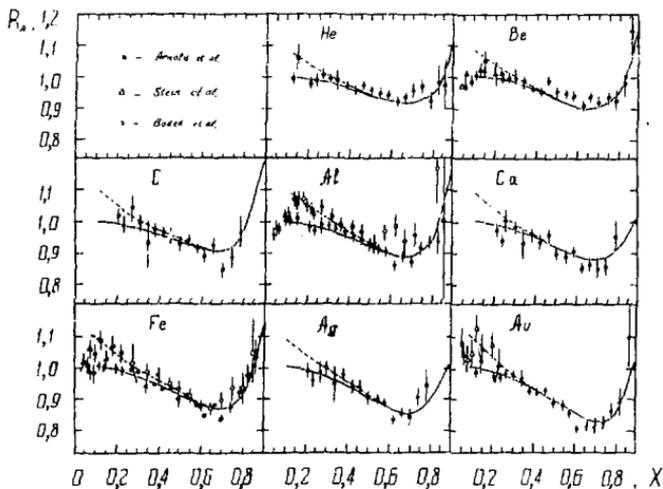


Рис.2. Функция $R_R(x)$.

2. Показано, что при последовательном учете пространственно-временной картины эффекты связности нуклона в ядре компенсируются вкладом $\bar{\kappa}$ - диаграмм и, имея порядок $\langle B \rangle / M_A$, не могут быть положены в основу объяснения эффекта EMC.

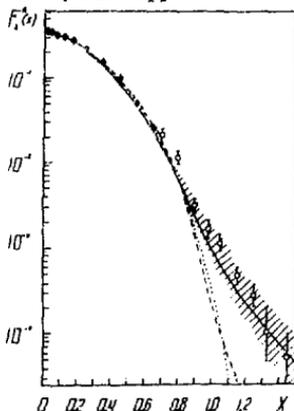


Рис.3. Структурные функции ядер ^{12}C и d .

3. Показано, что в области $x > 0,2$ эффект EMC обусловлен наличием в ядре существенной доли скалярных обменов (нелокальностью среднего ядерного поля) и объясняется интерференцией эффектов нелокальности и ферми-движения.

4. С точки зрения традиционных ядерных представлений без "экзотики" описаны экспериментальные данные по S_F ядра ^{12}C в области $x \leq 1,4$.

5. Эффект EMC и "кумулятивная" область описаны единообразно, в полном соответствии со статическими и спектроскопическими характеристиками ядер, без привлечения "экзотики".

6. Учет ядерных эффектов на основе мезонной феноменологии эффективно приводит к некоторому искажению кварковых распределений во вну-

триядерном нуклоне, что полностью подтверждает эквивалентность (в смысле физического содержания) мезонной и кварковой терминологии.

Таким образом, эксперименты EMC-SLAC в области $x > 0,2$, по-видимому, указывают на тривиальный факт, хорошо известный в традиционной низкоэнергетической ядерной физике, — свободный нуклон отличается от нуклона, связанного в ядре, и поэтому данные эксперименты не являются однозначным указанием на наличие в ядрах экзотических конфигураций. Целый ряд, казалось бы, различных моделей объяснения эффекта EMC, по-видимому, следует рассматривать лишь как различный язык описания одного и того же физического явления. Основной вывод: эффект EMC и его A -зависимость не критичны к выбору мезонной или кварковой феноменологии и не требуют привлечения последней в качестве "экзотики" на фоне обычного описания.

Литература

1. Aubert J.J., Bassompriery G., Becke K.H. Phys.Lett., 1983, v.B123, N3, p.275-278.
2. Bodek A., Glickaris N., Atwood W.B. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, v.50, N19, p.1431-1434.
3. Arnold R.G., Bosted P.E., Chang C.C. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, v.52, N9, p.727-730.
4. Инопин Е.В., Касаткин Ю.А., Кириченко И.К. и др. Препринт ДонФТИ АН УССР, 5(113)-86, Донецк, 1986 .
5. Horowitz C.J., Serot B.D. Nucl.Phys., 1981, v.A368, p.503-528.
6. Nakai T., Takagi S. Progr. of Theor.Phys., 1985, v.74, p.315-330.
7. Бунатян Г.Г., Минутин И.Н. ЯФ, 1982, т.36, с.1127-1135.
8. Field R.D., Feynman F.P. Phys.Rev., 1974, v.D15, p.2590-2599.
9. Edmand L., Berger B. Phys.Rev., 1985, v.D32, p.1071-1080.

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ И СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ
СТРУКТУРНЫМИ ФУНКЦИЯМИ И МОМЕНТАМИ СОСТАВНЫХ СИСТЕМ

А.Д. Линкевич

Новополоцкий политехнический инс. тит им. Ленинского комсомола
Белоруссии

В.И. Саврин

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

В.В. Санадзе

Тбилисский государственный университет

Н.Б. Скачков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Начиная с 1983 года, когда был открыт ЕМС-эффект ^{/1/}, большое внимание уделяется изучению связи между структурными функциями ядра и составляющих его нуклонов, а также между моментами этих структурных функций ^{/2-5/} (см. также ^{/6/}). Обычно рассматриваются лишь моменты структурных функций Корнуолла - Нортон, хотя хорошо известно, что моменты Нахтмана включают в себя ряд "следовых" членов в операторном разложении произведения токов, которые учитывают степенные по $1/Q^2$ поправки. Степенные поправки возникают также при учете эффектов связности нуклонов в ядре, которые, как предполагается, могут оказаться важными для объяснения результатов экспериментального исследования глубоконеупругого рассеяния электронов (мюонов) на ядрах. Таким образом, для последовательного учета степенных поправок необходимо получить выражение для нахтмановских моментов структурных функций ядра через нахтмановские моменты структурных функций нуклонов и волновые функции ядра как связанного состояния нуклонов. Заметим, что эта задача, в принципе, была решена нами ранее в ^{/7/}, где рассматривался случай глубоконеупругого рассеяния лептонов на адронах, составленных из скалярных партонов (кварков). Применим сейчас результаты, полученные в ^{/7/}, для описания рассеяния лептонов на ядрах. Для простоты будем рассматривать нуклоны и токи скалярными. Отметим, что обобщение результатов на случай спинорных нуклонов и векторных токов не встречает принципи-

альных затруднений, но их громоздкость может препятствовать пониманию физической сути рассматриваемого подхода. Для амплитуды комптоновского рассеяния вперед виртуального фотона с импульсом q на ядре с импульсом P в импульсном приближении имеем

$$T(P, q) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{d\vec{p}}{2p_0} I(P, p) t(p, q) \quad (1)$$

или

$$T(\nu, Q^2) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{d\vec{p}}{2p_0} I\left(\frac{P \cdot p}{M}\right) t(\nu_c, Q^2). \quad (2)$$

Здесь введены следующие кинематические переменные: $\nu = P \cdot q / M$, $\nu_c = p \cdot q / m$, $Q^2 = -q^2$, где M - масса ядра, а m - масса нуклона. Амплитуда $t(p, q)$ описывает комптоновское рассеяние вперед виртуального фотона на отдельном нуклоне ядра, который обладает импульсом p . Функция $I(p, P)$ является плотностью распределения по импульсу p нуклона.

В системе покоя ядра (где $\vec{P} = 0$) из (2) получаем

$$T(\nu, Q^2) = \frac{M}{2m\nu'} \int_0^{\bar{\chi}} \frac{d\chi}{\chi} \rho(\chi) \int_{\nu_c^{(-)}}^{\nu_c^{(+)}} d\nu_c t(\nu_c, Q^2), \quad (3)$$

где $\chi = \frac{p_0 + |\vec{p}|}{m}$ - быстрота нуклона, верхний предел интегрирования по χ будет указан ниже, а пределы интегрирования по переменной ν_c задаются соотношением

$$\nu_c^{(\pm)} = \nu \cosh \chi \pm \nu' \sinh \chi; \quad \nu' = \sqrt{\nu^2 + Q^2}. \quad (4)$$

Плотность распределения по быстройте нуклона ядра

$$\rho(\chi) = \frac{(2m)^3}{(4\pi)^2 2M} I(m \cosh \chi) \sinh^2 \chi \quad (5)$$

нормирована условием

$$\int_0^{\bar{\chi}} d\chi \cosh \chi \rho(\chi) = 1. \quad (6)$$

Введя скейлинговые переменные $x = Q^2 / 2m\nu_c$, $x_A = Q^2 / 2m\nu$, выражение (3) можно представить в виде

$$\nu T(x_A, Q^2) = \frac{M}{2m \sqrt{1 + \frac{4m^2 x_A^2}{Q^2}}} \int_0^{\bar{x}} \frac{dx}{2kx} \rho(x) \int_{x_c^{(+)}}^{x_c^{(-)}} \frac{dx_c}{x_c} \nu_2 t(x_c, Q^2), \quad (7)$$

где пределы интегрирования по переменной x_c определяются соотношением

$$\frac{1}{x_c^{(\pm)}} = \frac{1}{x_A} (\text{ch } \chi \mp \text{sh } \chi \sqrt{1 + \frac{4m^2 x_A^2}{Q^2}}). \quad (8)$$

Установки сейчас связь между моментами Корнуолла - Нортон ядра $M_n(Q^2)$ и нуклона $f_n(Q^2)$. С этой целью с помощью вильсоновского разложения представим амплитуды T и t в виде рядов по степеням $1/x_A$ и $1/x_c$:

$$\nu T(x_A, Q^2) = 2M \sum_n M_n(Q^2) x_A^{-n-1}, \quad (9)$$

$$\nu_2 t(x_c, Q^2) = 2m \sum_n f_n(Q^2) x_c^{-n-1}. \quad (10)$$

Подставив (9), (10) в (7) и используя определение момента

$$M_n(Q^2) = \frac{1}{2M 2\pi i} \oint dx_A x_A^n \nu T(x_A, Q^2) = \frac{1}{\pi m} \int_0^{A_0} dx_A x_A^n \text{Im } \nu T(x_A, Q^2), \quad A_0 = M/m, \quad (11)$$

а также аналогичные формулы для $f_n(Q^2)$, мы получаем

$$M_n(Q^2) = \sum_{e=0}^{\infty} \left(\frac{4m^2}{Q^2} \right)^e B_{e, n+2e} f_{n+2e}(Q^2), \quad (12)$$

где

$$B_{e, n} = \frac{1}{n+1} \sum_{\alpha \leq e}^{[n/2]} C_{n+1}^{2\alpha+1} C_{\alpha}^e \int_0^{\bar{x}} dx (\text{ch } \chi)^{n-2\alpha} (\text{sh } \chi)^{2\alpha} \rho(x), \quad (13)$$

в частности,

$$B_{0,n} = \int_0^{\bar{\chi}} d\chi \frac{\operatorname{sh}(n+1)\chi}{(n+1)\operatorname{sh}\chi} \rho(\chi).$$

Формула (12) устанавливает связь между моментами структурных функций ядра и нуклона. Как легко видеть, выражение для $M_n(Q^2)$, кроме члена, пропорционального $\bar{\rho}_n(Q^2)$, содержит бесконечный ряд степенных по $1/Q^2$ поправок, пропорциональных высшим моментам структурной функции нуклона. Если пренебречь этими поправками в пределе $Q^2 \rightarrow \infty$ и перейти к статическому пределу ($\chi \rightarrow 0$), тогда в силу условия нормировки (6) нетрудно получить примерное равенство моментов $M_n \approx \bar{M}_n$.

Установим связь между нахтмановскими моментами ядра $\bar{M}_n(Q^2)$ и нуклона $\bar{\rho}_n(Q^2)$. Для этого вместо разложения (9) воспользуемся следующим разложением амплитуды по полиномам Легендье^{18/}:

$$T(\nu, Q^2) = \frac{4\pi}{\sqrt{q^2}} \sum_{n=0}^{\infty} C_n^1\left(\frac{\nu}{\sqrt{q^2}}\right) \left(-\frac{2m}{\sqrt{q^2 - 4m^2} + \sqrt{q^2}}\right)^{n+1} \bar{M}_n(Q^2). \quad (14)$$

Введем нахтмановские скейлинговые переменные^{18/}:

$$\begin{aligned} \xi_A &= \frac{\sqrt{1 + \frac{4m^2}{Q^2}} + 1}{2m} (\nu' - \nu) = x_A \frac{\sqrt{1 + \frac{4m^2}{Q^2}} + 1}{\sqrt{1 + \frac{4m^2 x_A^2}{Q^2}} + 1}, \\ \xi_c &= \frac{\sqrt{1 + \frac{4m^2}{Q^2}} + 1}{2m} (\nu'_c - \nu_c) = x_c \frac{\sqrt{1 + \frac{4m^2}{Q^2}} + 1}{\sqrt{1 + \frac{4m^2 x_c^2}{Q^2}} + 1}, \end{aligned} \quad (15)$$

которые изменяются в пределах $0 \leq \xi_c \leq 1$; $0 \leq \xi_A \leq A(Q^2) = A_0 \frac{\sqrt{1 + \frac{4m^2}{Q^2}} + 1}{\sqrt{1 + \frac{4m^2}{Q^2}} + 1}$. Тогда разложение (14) можно представить в виде

$$\nu' T(\nu, Q^2) = 2M \sum_n \bar{M}_n(Q^2) \xi_A^{-n-1}. \quad (16)$$

Аналогично

$$\nu'_c t(\nu_c, Q^2) = 2m \sum_n \bar{\rho}_n(Q^2) \xi_c^{-n-1}. \quad (17)$$

Подставим (16), (17) в формулу (7) и воспользуемся определением нахтмановского момента

$$\begin{aligned} \bar{M}_n(Q^2) &= \frac{1}{2M \cdot 2\pi} \int d\xi_A \xi_A^n \nu' T(\xi_A, Q^2) = \\ &= \frac{1}{\pi m} \int_0^A d\xi_A \xi_A^n \text{Im} \nu' T(\xi_A, Q^2) \end{aligned} \quad (18)$$

и аналогичной формулой для $\bar{\mu}_n(Q^2)$. В результате находим связь между нахтмановскими моментами:

$$\bar{M}_n(Q^2) = \bar{\mu}_n(Q^2) \int_0^{\bar{\chi}} d\chi \frac{\chi^{n+1} \rho(\chi)}{(n+1) \chi \rho(\chi)}. \quad (19)$$

Учет аналитических свойств амплитуд T и t , а также исследование порогового поведения структурных функций позволяет определить верхний предел интегрирования по χ в этой и предыдущих формулах:

$$\bar{\chi} = \ell_n A(Q^2). \quad (20)$$

Таким образом, нахтмановские моменты структурных функций ядра и нуклона пропорциональны друг другу, в отличие от моментов Корнуолла-Нортона.

В то же время мы замечаем, что для момента структурной функции ядра как связанной составной системы, кроме Q^2 -зависимости, присутствующей в моменте нуклона, существует также нарушение скейлинга, обусловленное относительным движением нуклонов внутри ядра. Характер этого дополнительного отклонения от скейлинга зависит от вида функции плотности распределения $\rho(\chi)$. Только лишь в статическом пределе, когда можно пренебречь движением нуклонов внутри ядра, моменты $\bar{M}(Q^2)$ и $\bar{\mu}_n(Q^2)$ будут совпадать друг с другом.

Рассмотрим связь между структурными функциями ядра F и нуклона f . Поскольку

$$\begin{aligned} F(\xi_A, Q^2) &= \frac{1}{\pi M} \text{Im} \nu' T(\xi_A, Q^2), \\ f(\xi_c, Q^2) &= \frac{1}{\pi m} \text{Im} \nu_c' t(\xi_c, Q^2), \end{aligned} \quad (21)$$

то, взяв мнимую часть (?), получаем

$$F(\xi_A, Q^2) = \frac{\ell_n A}{2} \int_0^{\bar{\chi}} \frac{d\chi}{\chi \rho(\chi)} \rho(\chi) \int_{\xi_c e^{-\chi}}^{\xi_c e^{\chi}} \frac{d\xi_c}{\xi_c} f(\xi_c, Q^2). \quad (22)$$

Если считать в некотором приближении нуклоны точечными, то

$$f(\xi_c, Q^2) = \delta(1 - \xi_c)$$

и из формулы (22) следует, что

$$F(\xi_A, Q^2) = \frac{1}{2} \int_{|\xi_A|}^{\xi_A} \frac{dx}{x^2} p(x).$$

В выражении (22) поменяем местами порядок интегрирования:

$$\begin{aligned} F(\xi_A, Q^2) &= \frac{1}{2} \int_{\xi_A/A}^{A\xi_A} \frac{d\xi_c}{\xi_c} f(\xi_c, Q^2) \int_{|\xi_A/\xi|}^{\xi_A} \frac{dx}{x^2} p(x) = \\ &= \frac{1}{2} \int_{1/A}^A \frac{d\rho}{\rho} f(\xi_A/\rho, Q^2) T(\rho, Q^2). \end{aligned}$$

Если $\xi_A > 1/A$, то

$$F(\xi_A, Q^2) = \frac{1}{2} \int_{\xi_A}^A \frac{d\xi}{\xi} f(\xi_A/\xi, Q^2) T(\xi, Q^2). \quad (23)$$

В результате мы пришли к связи структурных функций ядра и нуклона, по виду близкой к выражениям, используемым в [2-4]. Важно отметить, что в нашем подходе известен точный смысл функции $T(\rho, Q^2)$:

$$T(\xi, Q^2) = \int_{|\xi|}^{\xi} \frac{dx}{x^2} p(x). \quad (24)$$

Отсюда легко установить свойства этой функции, в частности,

$$T(\rho, Q^2) > 0, \quad \max [T(\rho, Q^2)] = T(1, Q^2),$$

$$\frac{1}{2} \int_{1/A}^A d\rho \rho T(\rho, Q^2) = 1.$$

Общие выражения для амплитуды комптоновского рассеяния T , приведенные нами в [7], содержат, кроме рассмотренного здесь доминирующего члена (I), отвечающего случаю рассеяния фотона на отдельных нуклонах ядра, также сумму вкладов всевозможных других процессов (в том числе с рассеянием фотона на мезонах, $N\bar{N}$ -парах, кварках и т.п.). Тем не менее предварительная оценка показывает, что даже учет одного лишь доминирующего вклада уже может,

в принципе, приводить к ЭМС-эффекту. Более строгое описание ЭМС-эффекта требует более аккуратного анализа, прежде всего - использования достаточно реалистичной плотности $\rho(\lambda)$. С этой целью нужно либо решать квазипотенциальные уравнения с релятивистским обобщением используемых в ядерной физике потенциалов, либо использовать экспериментальную информацию о плотности $\rho(\lambda)$ (которую можно, например, получить из данных по $(e, e' p)$ -реакции).

Литература

1. Aubert J.J. et al. Phys. Lett., 1983, 123B, p. 275.
2. Akulinichev S.V., Kulagin S.A., Vagradoy G.M. Niels Bohr Inst. preprint, NBI-85-20; Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, с. 105; Phys. Lett., 1985, 158B, p. 485. Akulinichev S.V. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, p. 2239; Preprint E2-86-6I, Dubna, JINR, 1986.
3. West G.B. Preprint LA-UR-84-2072, Los-Alamos, 1984.
4. Efremov A.V. Preprint CERN-TH 4417/86, Geneva, CERN, 1986.
5. Левин Е.М. Препринт ЛИЯФ № II47, Л., ЛИЯФ, 1985.
6. Frankfurt L.L., Strikman M.I. Phys. Rep., 1981, 46, p. 215.
7. Линкевич А.Д., Саврин В.И., Санадзе В.В., Скачков Н.Б. Препринт P2-83-745, Дубна, ОИЯИ, 1983; В сб.: "Проблемы физики высоких энергий и квантовой теории поля", т.2, с. 44. Протвино, ИФВЭ, 1984.
8. Nachtmann O. Nucl. Phys., 1973, B63, p. 237.

GLUON DISTRIBUTIONS IN THE SMALL x -LIMIT

Jan KWIECINSKI

Department of Theoretical Physics, Institute of Nuclear Physics,
Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, Poland

The small x limit of parton distributions corresponds to the conventional, high energy Regge limit of hard processes. Presence of large virtualities justifies the use of perturbative QCD and so in studying the small x limit the results concerning Regge limit of perturbative QCD [1 - 2] are applicable.

The "bare Pomeron" in perturbative QCD gives gluon distributions (multiplied by x) which grow faster than any power of $\ln|x|$ in the limit of small x and can potentially violate unitarity. The latter can however be restored after adding the screening corrections [2,3,9]. This increase of gluon distributions in the region of small x was found to have important implications for large p_T gluon (mini) jet production in hadron-hadron collisions (see Fig.1) leading to very strong increase of the cross sections for this process [4,5]. The integrated inclusive cross section which is already in the millibarn range at CERN $p\bar{p}$ collider energies [6] is predicted to reach 100 - 200 mb or so [4,5] in the TeV energy region. This is no doubt very important prediction of perturbative QCD which was obtained however starting from the leading \log^2 approximation for the gluon distributions down to the very small ($\approx 10^{-4}$) values of x . It is therefore important to check whether this approximation is still reliable in this region. The purpose of this talk is to report the recent results concerning fairly detailed quantitative analysis of gluon dis-

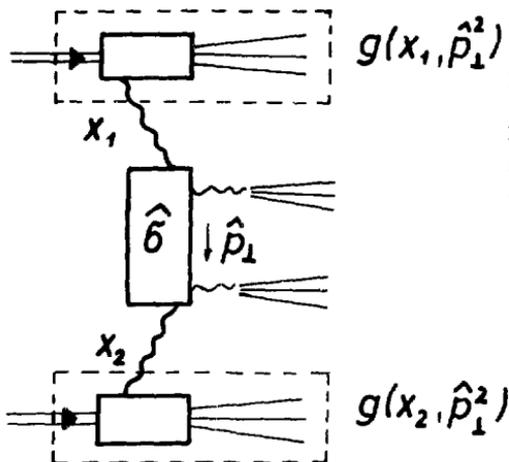


Fig. 1. Mechanism and kinematics of (large p_1) jet production. $g(x_{1,2}, \hat{p}_1^2)$ are the gluon distributions in hadrons and $\hat{\sigma}$ denotes the gluon-gluon hard scattering cross section.

tributions in the region of small x ($10^{-4} \leq x \leq 10^{-2}$) and large Q^2 ($Q^2 \geq 10 \text{ GeV}^2$) which is relevant for gluon jet production up to the TeV energy region and which goes beyond the leading $\log Q^2$ approximation. This analysis includes the following "corrections" to the leading $\log Q^2$ approximation: (a) the screening corrections [7,9,10] and (b) the "corrections" which come from treating the powers of $\log Q^2$ and of $\log 1/x$ on the same footing [8].

The underlying mechanism of gluon jet production is presented in Fig.1 and the corresponding integrated inclusive cross section σ_i is:

$$\sigma_i \simeq \frac{\pi}{S} \int dx_1 dx_2 d\hat{p}_1^2 \hat{\sigma} g(x_1, \hat{p}_1^2) g(x_2, \hat{p}_1^2). \quad (1)$$

The functions $g(x_{1,2}, \hat{p}_1^2)$ are the gluon distributions in a proton, $\hat{\sigma}$ is the elementary hard scattering $gg \rightarrow gg$ cross section, s denotes the total C.M. energy squared of the colliding hadrons.

The kinematics implies:

$$x_1 x_2 S \geq 4 \hat{p}_\perp^2 \quad (2)$$

and so the "typical" values of $x_{1,2}$ which are probed in this process can be crudely estimated as

$$\langle x \rangle \gtrsim \frac{2 p_{\perp}^{\min}}{\sqrt{S}}, \quad (3)$$

where p_{\perp}^{\min} is the minimal value of p_{\perp} defining the (semi) hard scattering (see Fig.1). Assuming $p_{\perp}^{\min} \gtrsim 2 \text{ GeV}/c$ one finds that

$$10^{-4} \leq \langle x \rangle \lesssim 10^{-2} \quad (4)$$

for $40 \text{ TeV} \gtrsim \sqrt{S} \gtrsim .5 \text{ TeV}$.

The leading $\log Q^2$ gluon distribution $g(x, Q^2)$ in the limit of small x are presented in Fig.2. They were obtained evolving the input gluon distributions at $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$ assuming the CDHS parametrisation for the latter [11,12], and adopting some approximations typical for the small x limit [7]. (They agree within 10% or so with the distributions which were calculated exactly from the same input [12].)

One finds from Fig.2 that the distributions $xg(x, Q^2)$ can increase by a factor 2 - 5 or so if x decreases from $x = 10^{-2}$ to $x = 10^{-4}$ (and $Q^2 \gtrsim 10 \text{ GeV}^2$). It is this increase (plus increasing phase space available) which leads to the prediction of large ($\gtrsim 100 \text{ mb}$) cross sections for jet production in the TeV energy region.

Indefinite increase of gluon densities faster than any power of $\ln 1/x$ is in conflict with unitarity for the auxiliary (off-shell) gluon-hadron scattering amplitude [2,3] and so the leading $\log Q^2$ approximation cannot be valid for arbitrarily small values of x (for fixed Q^2).

Potential violation of unitarity by the leading order distribution as well as physical origin of corrections restoring unitarity can be understood in a simple partonic picture. The essential ingredient of

the leading $\log Q^2$ approximation for gluon distributions (i.e. of the QCD modified parton model) is the impulse approximation where one neglects interactions of partons (i.e. gluons which dominate in the small x region) within a hadron. This approximation can only be valid provided the (transverse) area occupied by partons is smaller than the (transverse) area of the hadron.

The former quantity is given by the following formula:

$$S_p = \sigma_{gg} \times g(x, Q^2), \quad (5)$$

where $\sigma_{gg} \sim \frac{\alpha_s(Q^2)}{Q^2}$ is the elementary gluon-gluon elastic cross section which can be assumed to provide a measure of the transverse area of a gluon and $xg(x, Q^2)$ measures the number of soft gluons having x within the range $x, x + \Delta x$ for $\Delta x \approx x$.

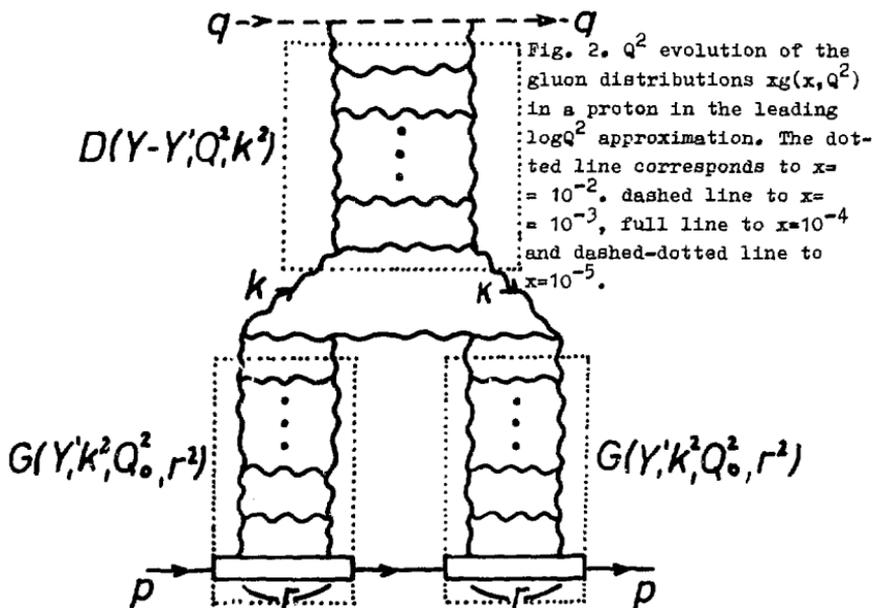


Fig. 2. Q^2 evolution of the gluon distributions $xg(x, Q^2)$ in a proton in the leading $\log Q^2$ approximation. The dotted line corresponds to $x=10^{-2}$, dashed line to $x=10^{-3}$, full line to $x=10^{-4}$ and dashed-dotted line to $x=10^{-5}$.

The leading order gluon distributions $g(x, Q^2)$ can be reliable provided:

$$S_P < \pi R_H^2, \quad (6)$$

where R_H is some parameter characterising the hadronic radius. If the inequality (6) starts to be violated (and this is inevitably going to happen for sufficiently small value of x) then partons start to screen each other and one has to take into account interactions of gluons within a hadron [2,3,9]. The screening corrections have a structure of the Reggeon calculus with the "bare Pomeron" given by the leading order QCD distributions and with the "triple Pomeron" vertices calculable within perturbative QCD [2,3].

The first order screening corrections corresponding to the triple Pomeron diagram of Fig.3 give the following contribution to the gluon distributions in a hadron [7]:

$$A(Y, Q^2) = -\frac{1}{4R^2} \int_{Q_0^2}^{Q^2} dk^2 \int_0^Y dY' \left[\frac{3\alpha_s(k^2)}{k^2} \right]^2 [G(Y', k^2, Q_0^2)]^2 D(Y-Y', Q^2, k^2). \quad (7)$$

In this formula $Y = \ln 1/x$, ($Y' = \ln 1/x'$), $G(Y, k^2, Q_0^2) = xg(x, k^2)$, where $g(x, k^2)$ is the leading $\log Q^2$ gluon distribution in a hadron evolved from the input distribution at $k^2 = Q_0^2$ and the distribution $D(Y - Y', Q^2, k^2)$ satisfies the same evolution equation as that for gluon distribution in a gluon but with the following boundary condition at $Q^2 = k^2$: $D(Y, k^2, k^2) = 1$. The parameter R which characterises the proton radius is the effect of the loop integral over the momentum transfer x along the ladder in the diagram of Fig.3. One can argue [7] that under the reasonable assumptions the parameter $2R^2$

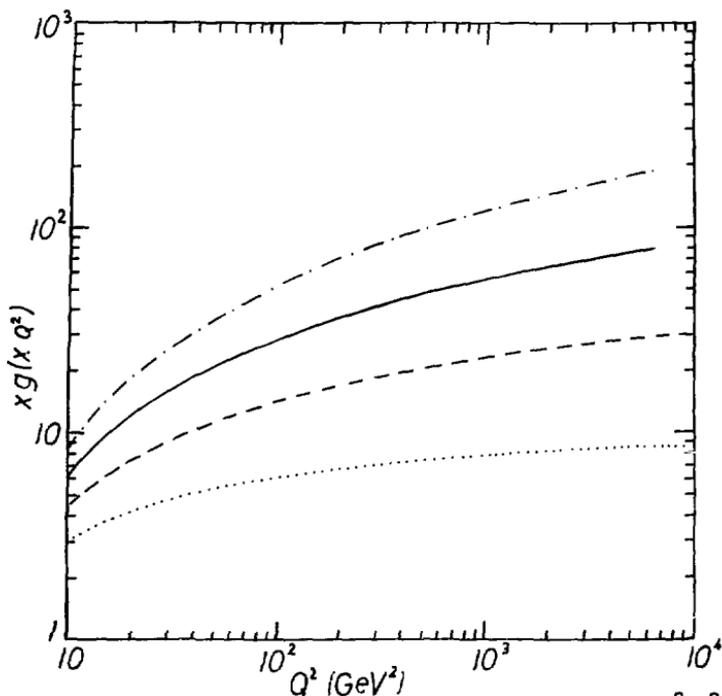


Fig. 3. The triple gluon ladder diagram. The function $G(Y', k^2, Q_0^2, r^2)$ equals at $r^2=0$ to the gluon distribution $x'g(x', k^2)$ in a proton.

should be approximately equal to the energy independent part of the slope of the pp elastic scattering cross section.

The screening corrections $A(Y, Q^2)$ are presented in Fig.4 for the parameter R^2 set equal 5 GeV^{-2} . Comparing with Fig.2 one can find that for $x \leq 10^{-4}$ the screening corrections are relatively small and do not exceed 10% - 15% of the leading order QCD distributions. Similar conclusion was also reached in ref. [4] on the basis of semiquantitative analysis.

In Fig.5 we plot the parameter $P(x, Q^2)$:

$$P(x, Q^2) = \frac{3 \pi \alpha_s(Q^2)}{R^2 Q^2} x g(x, Q^2) \quad (8)$$

which for the Gaussian form of the r^2 dependence (see Fig.3) can be shown to be equal to the central (i.e. $b = 0$) partial wave of describing the scattering of a gluon of high virtuality Q^2 on a proton. Its unitarity limit is $P(x, Q^2) = 1$. One can see from this Figure that the leading $\log Q^2$ gluon distributions stay still beyond their unitarity limit down to the very small values of x .

The most general treatment of screening corrections requires in principle knowledge of the two-gluon distribution in a hadron [9]. The formula (7) may be partly regarded as the (approximate) model for this quantity obtained from the (hadron) pole dominance in the lower part of the diagram of Fig.3. This approximation made it possible (1) to express this quantity in terms of the single gluon

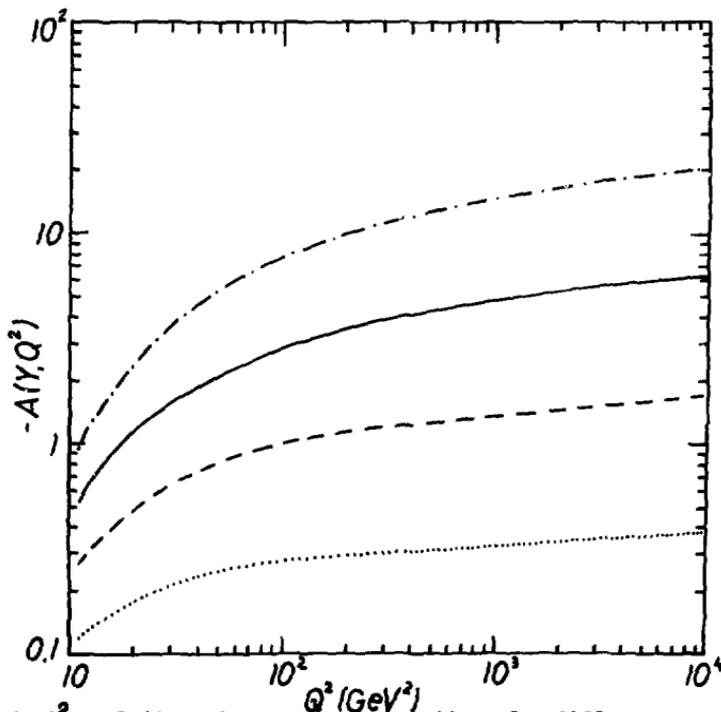


Fig. 4. Q^2 evolution of screening corrections for different values of x . The correspondence between different lines and the x values is the same as in Fig.2.

distributions in a hadron and (2) relate the parameter R^2 characterizing the hadronic size to the slope of the hadron-hadron cross section. The two gluon distributions can also be expressed in terms of the single gluon distributions if the hadron is assumed to be a loosely bound state of its constituents (i.e. quarks) [9]. The screening corrections turn out to be small in this case too [9].

Let us now turn to the "corrections" on the "bare Pomeron" level which go beyond the leading $\log Q^2$ approximation treating powers of $\log 1/x$ and $\log Q^2$ on the same footing. The corresponding system of evolution equations is [3,8]:

$$\begin{aligned}
 f(n, k^2) &= f^0(n, k^2) + \\
 &+ \frac{3\alpha_s(k^2)}{\pi} \left\{ \frac{k^2}{(n-1)} \int_{k_0^2}^{\infty} \frac{dk'^2}{k'^2} \left[\frac{f(n, k'^2) - f(n, k^2)}{|k'^2 - k^2|} + \right. \right. \\
 &+ \left. \frac{f(n, k^2)}{[(2k'^2 + k^2)^2 - 4k'^2 k^2]^{1/2}} \right] + \int_{k_0^2}^{k^2} \frac{dk'^2}{k'^2} [A_{gg}(n) f(n, k') + \\
 &+ 2F A_{gq}(n) h(n, k'^2)] \Big\} \\
 h(n, k^2) &= h^0(n, k^2) + \\
 &+ \frac{3\alpha_s(k^2)}{\pi} \int_{k_0^2}^{k^2} \frac{dk'^2}{k'^2} [A_{gq}(n) h(n, k'^2) + \\
 &+ A_{qq}(n) f(n, k'^2)] .
 \end{aligned} \tag{9}$$

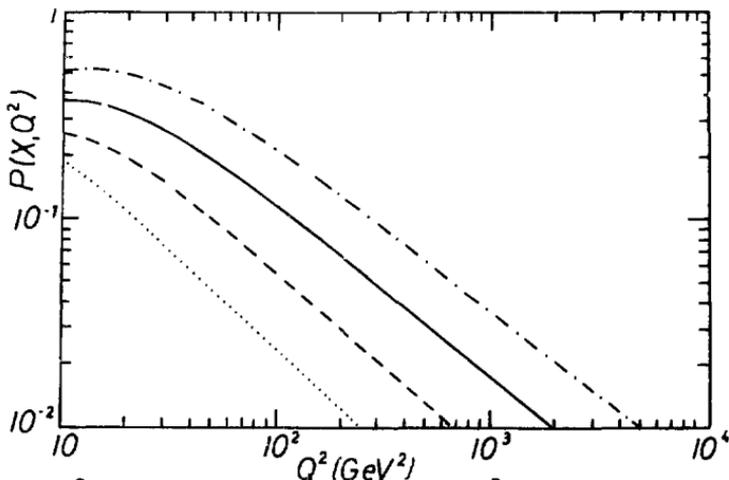


Fig. 5. Q^2 evolution of the parameter $P(x, Q^2)$. The correspondence between different lines and the x values is the same as in Fig. 2.

In the equation (9) the moments $f(n, k^2)$ and $h(n, k^2)$ are the derivatives with respect to $\ln k^2$ of the moments of gluon and (sea) quark distributions in a proton respectively, the inhomogeneous terms f^0 and h^0 can be computed in terms of the input distributions at $k^2 = k_0^2$, the functions $A_{ab}(n)$ are proportional to the moments of the appropriate Altarelli-Parisi kernels except $A_{gg}(n)$ which corresponds only to that part which is finite at $n = 1$ and F denotes the number of flavours. If only the term which is singular at $n = 1$ is retained in the kernel one obtains the equation corresponding to the leading $\ln 1/x$ approximation. If only this term is retained in the leading $\log Q^2$ approximation one gets the double logarithm approximation. The gluon distributions which correspond to the eq.(9) were calculated in ref. 8 and are plotted in Fig. 6 and compared with the leading $\log Q^2$ distributions. One can see that the "corrections" coming from treating both large logarithms on the same footing are small in the relevant region of x ($x \gtrsim 10^{-4}$).

It should however be strongly emphasised that this result is true provided that all terms in (9) are included. In particular the leading $\log 1/x$ approximation gives gluon distributions which can differ by a factor as large as 2 from their (double) logarithm approximation counterpart [8]. The magnitude of the distributions is also large and for large Q^2 they can differ by a factor as large as 5 from the exact leading $\log Q^2$ distributions. The leading $\ln 1/x$ and, in particular, the double logarithm approximations have to be therefore regarded as

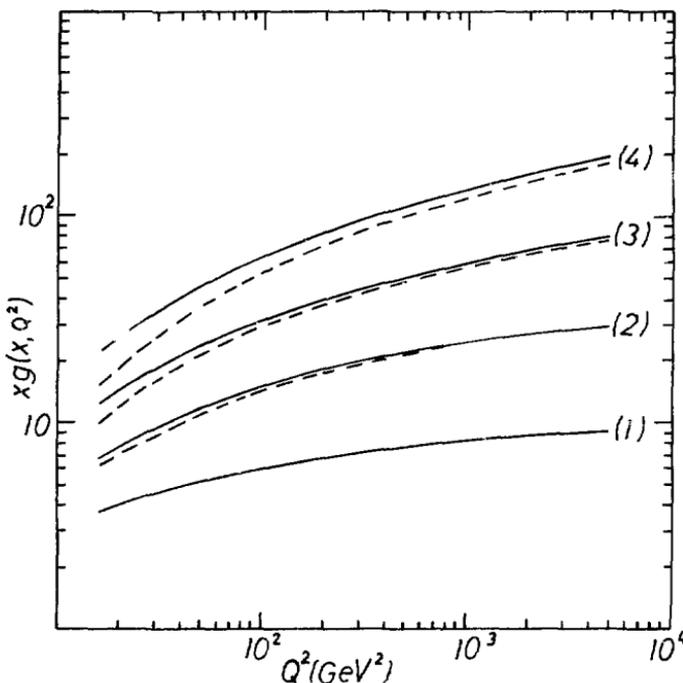


Fig. 6. The Q^2 evolution of gluon distributions in which the powers of $\log 1/x$ and $\log Q^2$ are treated on the same footing (full lines) compared with Q^2 evolution obtained in the leading $\log Q^2$ approximation (dotted lines) for different values of x . (1) $x = 10^{-2}$, (2) $x = 10^{-3}$, (3) $x = 10^{-4}$, and (4) $x = 10^{-5}$.

the very crude and unreliable approximations. In conclusion the following points should be emphasized:

(i) The leading order QCD term gives gluon distributions which increase indefinitely in the limit $x \rightarrow 0$ and can potentially violate unitarity. The latter can be restored by screening corrections whose structure is known.

(ii) Adding the sum of the leading powers of $\log 1/x$ beyond the leading $\log Q^2$ approximation still potentially enhances the increase of the gluon distributions in the small x region.

(iii) In the relevant region $x \gtrsim 10^{-4}$ the screening corrections and the corrections (ii) are relatively small ($\lesssim 10\%$ of the leading $\log Q^2$ contribution) and tend to cancel each other.

(iv) Very strong increase of the cross sections for "large" p_{\perp} (mini) jet production should be regarded as the valid prediction of perturbative QCD. This concerns of course the inclusive cross sections which measure by definition multiplicity of (mini) jets (times inelastic cross section). The magnitude of contribution of semihard processes to the total hadron-hadron cross section may be different and its estimate requires separate discussion [13].

References

- [1] J.B. Bronzan, R.L. Sugar; *Phys. Rev.* **D17**, 585 (1978); Ia.Ia. Balitskij, L.N. Lipatov; *Yad. Fiz.* **28**, 1597 (1978) (*Sov. J. Nucl. Phys.* **28**, 822 (1978)); J. Bartels; *Nucl. Phys.* **B151**, 293 (1979); *Acta Phys. Pol.* **B11**, 281 (1980); A.R. White; *Nucl. Phys.* **B159**, 77 (1979); J. Kwieciński, M. Praszalowicz; *Phys. Lett.* **B94**, 413 (1980); T. Jaroszewicz, J. Kwieciński; *Z. Phys. C - Particles and Fields* **12**, 167 (1982); T. Jaroszewicz; *Acta Phys. Pol.* **B11**, 965 (1980), ICTP-Trieste preprint IC/80/75; M. Praszalowicz; *Acta Phys. Pol.* **B12**, 773 (1981).
- [2] L.V. Gribov, E.M. Levin, M.G. Ryskin; *Phys. Rep.* **100**, 1 (1983) and references therein.

- [3]. L.V. Gribov, E.M. Levin, M.G. Ryskin; Nucl. Phys. B188, 555 (1981); J. Bartels, M. Loewe; Z. Phys. C - Particles and Fields 12, 263 (1982); M. Loewe; Z. Phys. C - Particles and Fields 17, 69 (1983).
- [4]. J.C. Collins; "Theory problems at small x ". Preprint ANL HEP - CP84-97, L. Durand; "Saturation of semihard processes and limits of parton models for hadronic interactions." Univ. of Wisconsin preprint MAD/TH/207 (to appear in the proceedings of the 1984 Snowmass summer study on SSC physics).
- [5]. T.K. Gaisser, F. Halzen; Phys. Rev. Lett. 54, 1754 (1985).
- [6]. UAI Collaboration, CERN, Geneva; "Study of minimum-bias-trigger events at $\sqrt{s} = 0.2 - 0.9$ TeV with magnetic and calorimetric analysis at the CERN proton-antiproton collider", CERN preprint EP/85-196, talk presented by F. Ceradini at the Int. Europhysics Conference on High Energy Physics, Bari, Italy, 18-24 July 1985.
- [7]. J. Kwieciński; Z. Phys. C - Particles and Fields 29, 147 (1985).
- [8]. J. Kwieciński; Z. Phys. C - Particles and Fields 29, 561 (1985).
- [9]. A.H. Mueller, J. Qiu; "Gluon recombination and shadowing at small values of x ", Columbia Univ. preprint CU-TP-322; A.H. Mueller; "Small x behaviour and minijets in QCD", talk given at the Division of Particles and Fields meeting, Eugene, August, 12 - 15, 1985 (Princeton Inst. Adv. Study, preprint).
- [10]. J.C. Collins; "QCD results for small x and for heavy flavour production", talk given at Conference of Super-High-Energy Phys. Eugene, Ok., August 9 - 10, 1985 (Princeton Inst. Adv. Study preprint).
- [11]. H. Abramowicz et al.; Z. Phys. C - Particles and Fields 17, 283 (1983).
- [12]. E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane, C. Quigg; Rev. Mod. Phys. 56, 579 (1984).
- [13]. J. Kwieciński; in preparation.

МУЛЬТИКВАРКОВЫЕ СВЯЗАННЫЕ И РЕЗОНАНСНЫЕ СОСТОЯНИЯ

В.А.Шахбазян, А.О.Кечечян, А.М.Тарасов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Задавшись целью выяснить роль барионного числа B , странности S и гиперзаряда Y в сильных взаимодействиях, мы предприняли поиск связанных и резонансных мультикварковых состояний. Исторически поиск резонансных мультикварковых адронов мы начали раньше связанных, выполнив исследование спектров инвариантных масс сорока девяти адронных систем, варьируя три квантовых числа в довольно широких пределах: $0 \leq B \leq 6$, $-2 \leq S \leq 1$, $0 < Y \leq 6$. Оказалось, что резонансные пики проявляются только в спектрах масс систем с гиперзарядом $Y \leq 1$. В экзотическом секторе обнаружены кандидаты в дибарионы $(Q^6) - \Lambda p$, $\Lambda p \bar{\Lambda}$, $\Lambda \bar{\Lambda}$; в трибарион $M_p - (Q^9)$ и в экзотический барион $(Q^4 \bar{Q}^1) - \Lambda p \bar{\Lambda} / I-6/$. Не обнаружены кандидаты в мультикварковые состояния с гиперзарядом $Y > 1 / I-7/$. Все эту совокупность фактов мы попытались охватить правилом отбора по гиперзаряду: "Гиперзаряд свободных адронов (в том числе и мультикварковых) не может превышать единицы: $Y \leq 1$ ". Возможно, это правило является проявлением неизвестного ранее принципа симметрии. Здесь $Y = B + S + C + \bar{b}$. Поскольку наблюдаемые экзотические резонансы узкие и удовлетворяют правилу отбора, можно, вероятно, ожидать, что стабильность системы должна возрастать с увеличением гиперзаряда вплоть до образования связанных мультикварковых состояний. Экспериментально это осуществимо расширением ассортимента ароматов путем обогащения систем кварками с минимальным гиперзарядом $Y = -2/3$, т.е. s -, c -, \bar{b} -кварками. В области энергий до 10 ГэВ доступны лишь s -кварки. Модели мешков^{8,9,10} предсказывают существование стабильного дибариона H с квантовыми числами $J^P = 0^+$, $I = 0$, $Y = 0$. Стабильность к быстрым распадам обеспечивается условием $M_H < 2M_\Lambda$: $M_H = 2150/8$ и $2164 \text{ МэВ}/c^2 / 9,10/$. Правильный учет поправок на движение центра масс, на пионное облако и связь с реальными или виртуальными каналами быстрых распадов оставляет первоначальное предсказание модели мешков о стабильности H неизменным^{11,12/}. Скирмионные модели также предсказывают существование стабильного дибариона с $S = -2$ и массой в пределах $M_H = (1500-2200) \text{ МэВ}/c^2$. В качестве нижнего предела массы H -дибариона, по-видимому, целесообразно принять $M_H^{min} = 1880 \text{ МэВ}/c^2 / 13/$.

Поиск связанных мультикварковых состояний мы начали в 1978 году, т.е. до появления работ /11,12/, когда еще не исключались нестабильные к быстрым распадам N -дибарионы с массой $M_N > 2M_\Lambda$. Поэтому поиск N мы начали во всем допустимом диапазоне масс, в т.ч. и с $M > 2M_\Lambda$. Для этих целей вполне подходит методика пропановой пузырьковой камеры.

1. Поиск мультикварковых состояний с $|S| \geq 1$ и $M_N > 2M_\Lambda$

В спектре масс $\Lambda\Lambda$ из $\pi^{+12}C$ -и $\pi^{-12}C$ -взаимодействий при 4,0 и 7,0 ГэВ/с соответственно обнаружен пик при $M_{\Lambda\Lambda} = (2365,3 \pm 9,6)$ МэВ/с², $\Gamma_{\Lambda\Lambda} = (47,2 \pm 15,1)$ МэВ/с². Статистическая значимость его определяется 4,2 \pm 1,4 стандартными отклонениями. Сечение образования этого кандидата в $\Lambda\Lambda$ - резонансы составляет 24,2 \pm 7,0 и 10,0 \pm 4,0 микробарн на ядро углерода в $\eta^{+12}C$ - и $\pi^{-12}C$ -взаимодействиях при 7,0 и 4,0 ГэВ/с соответственно. Коэффициент асимметрии в системе покоя $\Lambda\Lambda$ и средняя поляризация гиперонов совместимы в пределах погрешностей с нулем. Мы склоняемся /1-6/ к гипотезе о том, что этот пик - кандидат в предсказанный /9,10/ дибарионный $\Lambda\Lambda$ - резонанс $\mathcal{D}(0,2^+, 2414)$.

В спектре масс Λp обнаружен пик при $M_{\Lambda p} = 3568,3$ МэВ/с² с шириной $\Gamma < 60$ МэВ/с². Сечение образования пика составляет (16,1 \pm 5,2) микробарн на ядро углерода. Ввиду близости массы пика к предсказанной массе Λp -резонанса /9,10/ 3570 МэВ/с² $J^P = 5/2^+$, мы полагаем, что имеем дело с кандидатом в этот резонанс. Заметим, что оба вышеприведенных результата получены с учётом взаимного влияния Λp - и $\Lambda\Lambda$ -пиков.

2. Поиск N -дибариона в области масс ниже порога $2M_\Lambda$

Если масса N дибариона ниже наименьшего порога быстрых распадов $2M_\Lambda = 2231,2$ МэВ/с², то разрешены только медленные распады на гиперон и нуклон. Наиболее удобной для детектирования в пропановой камере и одновременно наиболее вероятной является мода распада $N \rightarrow \Sigma^+ p /8/$. Она позволяет исследовать область масс $M_{\Sigma^+ p} < 2M_\Lambda$.

На 59 К фотографиях 2-м пропановой пузырьковой камеры, облученной ядрами углерода с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон, не было обнаружено ни одного распада подобной топологии, равно как и ни одного взаимодействия с образованием двух или более Λ - гиперонов. Поэтому верхний предел сечения образования N и $\Lambda\Lambda$ в ^{12}C -пропан взаимодействиях на 90% уровне значимости составляет 1 микробарн. Фотографии 55-см пропановой камеры, облученной π^- -мезонами и нейтронами с импульсами 4,0 и 7,0 ГэВ/с, на эту топологию не просматривались.

Между тем 350 К фотографий 2-м пропановой камеры, облученной протонами с импульсом 10 ГэВ/с, в настоящее время просматриваются на предмет поиска странных частиц, в том числе и на распады подобных

топологий. Систематическая идентификация V^0 -событий была начата в мае 1983 года. Фотография двух стереопровекций одного из кандидатов в N -дигарионы, найденного в сентябре 1983 года на 40 К фотографиях, показана на рис. 1. В точке, расположенной на $3/4$ длины камеры, первичный протон образует двухлучевую звезду, с которой ассоциируется V^0 -частица. Оба следа звезды принадлежат положительно заряженным частицам, причем сильно ионизирующая частица идентифицируется как протон. Уже первое измерение и предварительный анализ этого события надежно отвергли K^0 , Λ - и $\bar{\Lambda}$ - гипотезы. Успех сопутствовал лишь N -гипотезе.

Для исключения возможных случайных ошибок событие измерялось много раз несколькими операторами на разных измерительных приборах. Из девяти наилучших измерений разности поперечных импульсов $\Delta P = P_1^- - P_1^+$ ($\vec{P}_1^- = \vec{P}_1^+ + \vec{P}_V$) в четырех измерениях оказались положительными, а в пяти - отрицательными. Отметим также совпадение в пределах погрешностей осей поперечных импульсов P_1^- и P_1^+ , усредненных по $n=9$ измерениям, и малость стандартных отклонений $S(P_1^-)$ и $S(P_1^+)$: $P_1^+ = 115,8$, $S_1^- = 6,4$, $\sigma_1^- = S_1^-/\sqrt{9} = 2,1$ МэВ/с и $P_1^+ = 113,8$, $S_1^+ = 3,0$, $\sigma_1^+ = S_1^+/\sqrt{9} = 1,0$ МэВ/с. Далее, средние по $n=9$ измерениям углы 1) между прямой \vec{r} , соединяющей вершины взаимодействия и распада V^0 -частицы ($\mu = 10^\circ 50'$, $S = 6^\circ 24'$, $\sigma = 2^\circ 8'$), и 2) между \vec{r} и проекцией \vec{P}_V на плоскость распада ($\phi = 3^\circ 42'$, $S = 11^\circ 41'$, $\sigma = 3^\circ 54'$) совместимы с нулем. Все эти факты заставляют думать, что либо наблюдаемая V^0 -частица претерпевает двухчастичный распад, либо суммарный вектор импульса всех нейтральных частиц распада коллинеарен вектору \vec{P}_V или должен быть равен нулю в системе покоя частицы. Исследовалась возможность имитации события фоновыми процессами, вызванными одно- и двухступенчатыми быстрыми реакциями (не больше чем о одной нейтральной частицей в конечных состояниях), а также распадами, вызванными слабыми взаимодействиями. Предварительные результаты опубликованы в [14, 15].

2.1. Реакции по каналам сильных взаимодействий (быстрые реакции)

Значимыми оказались всего две цепочки двухступенчатых реакций: 1) $pp \rightarrow p\pi^+\pi^0$ со второй ступенью а) $n\pi \rightarrow p\pi^+\pi^0$ ($C.L. = 3,77\%$) либо б) $n^0\pi \rightarrow p\pi^+\pi^0$ ($C.L. = 3,77\%$); $C.L.$ характеризует всю двухступенчатую реакцию, 2) $pp \rightarrow \Lambda K^0 p\pi^0$ и а) $\Lambda p \rightarrow \Lambda p\pi^-$; $\Lambda \rightarrow p\pi^0$ ($C.L. = 10\%$), б) $\Lambda n \rightarrow \Sigma^+\pi^0$ ($C.L. = 9,86\%$), в) $\Lambda^0 \pi^+ \rightarrow \Sigma^+\pi^0 K^0$ ($C.L. = 2,76\%$). Выходы событий из 1) и 2) на 80 К фотографиях согласно OFM равны $8 \cdot 10^{-5}$ и $2 \cdot 10^{-6}$. Для данного события реакция $\Lambda n \rightarrow \Sigma p$ в качестве второй ступени исключается законом сохранения энергии - импульса.

Успешной оказалась гипотеза о рождении N -дигариона на внутриядерном флуотоне дейтериевой массы в реакции $pd \rightarrow N K^+ K^0 p$ ($\chi_1^2 = 1,67$; $C.L. = 20,0\%$), причем K^0 в конечном состоянии распадается

ся либо по моде $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, либо по одной из мод долгоживущего состояния K_L .

Подчеркнем, что рождения и фоновые процессы возможны и на более массовых флуктонах. Однако, к сожалению, кинематическая проверка возможна только для мишени минимальной массы - дибарионной, как это и выполнено выше. Поэтому мы ограничиваемся лишь указанием на этот дополнительный источник как эффекта, так и фона.

2.2. Распады по каналам слабых взаимодействий (медленные распады)

Гипотезы о медленных и частичных лептонных распадах всех известных нейтральных странных частиц ($K_S^0, \Lambda, \bar{\Lambda}, \Xi^0, \bar{\Xi}^0$) применительно к найденной V^0 -частице (3С-фит) отвергаются из-за $\chi_K^2 = 152,9$ ($S = 17,3$; $\sigma = 6,8$), $\chi_\Lambda^2 = 335,4$ ($S = 9,3$; $\sigma = 3,1$), $\chi_{\Xi^0}^2 = 62,4$ ($S = 2,0$; $\sigma = 0,7$), $\chi_{\Xi^0}^2 = 52,2$ ($S = 2,2$; $\sigma = 0,7$), $\chi_{\Xi^0}^2 = 23,1$ ($S = 1,5$; $\sigma = 0,5$). Гипотезы о модах распадов e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ даже не испытывались ввиду неравенств $M_{e^+e^-} < M_{K_S^0} < M_{\pi^+\pi^-} < M_K$ (масса найденной V^0 -частицы для гипотезы $V^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ составляет $(371,0 \pm 98)$ МэВ/с²) и неосостоятельности гипотезы $V^0 = K_S^0$.

Необходимо далее испытать гипотезы о трехчастичных распадах. Этот тест имеет смысл, если двухчастичная эффективная масса меньше массы известной частицы. Так, гипотезы обо всех полудептонных распадах $\Lambda, \Xi^0, \bar{\Lambda}, \bar{\Xi}^0$ в предположении $\rho_s = 0$ в соответствующих системах покоя приводят к $B\bar{L}$ - или $\bar{B}\bar{L}$ -эффективным массам, которые значительно выше масс предполагаемых частиц и должны быть отвергнуты (например, $M_{\rho^0} = 1546 \pm 48$, $M_{\rho^+} = 1202 \pm 13$, $M_{\tau^+e^+} = 1965 \pm 50$, $M_{\Sigma^+e^+} = (1943 \pm 45)$ МэВ/с² и т.д.). В нашем случае только для гипотезы $\Sigma^+e^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ имеем $M_{V^0} < M_{K_S^0}$. Следовательно, необходимо проверить гипотезу $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ в предположении, что импульс γ -кванта коллинеарен вектору P_{V^0} . Процесс радиационного распада каона тщательно изучался в нескольких экспериментах, в особенности в $\sqrt{16, 17}$. Было показано, что измеренный спектр хорошо согласуется со спектром внутреннего тормозного излучения. Подставляя величины и их погрешности в формулу дифференциального отношения радиационного распада каона $\frac{d}{dP_{K_S^0}} \gamma$ -квантом, полученным в телесном угле, описанном около $P_{K_S^0}$ -вектора и определяемым погрешностями эксперимента, имеем $d\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma) / \Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = 1,7 \cdot 10^{-8}$.

Вывод $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ -распадов на 80 К фотографиях оказался менее $2 \cdot 10^{-5}$.

Подгонка кинематики радиационного распада под события оказалась успешной только для γ -кванта, полученного назад ($\chi_\gamma^2 = 1,31$;

$C.L. = 25,0\%$). Гипотеза о γ -кванте, испущенном вперед в системе покоя K^0 , отвергается из-за $\chi^2_{\nu} = 43,0$.

Обратимся, наконец, к гипотезе о двухчастичном распаде $H \rightarrow \Sigma^+ p$. Измеренные и подогнанные импульсы для этой гипотезы, устроенные по девяти измерениям, приведены в таблице I. Распад $\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$ не обнаруживается на фотографии (рис. I). Однако вероятность выжить у Σ^- - гиперона с импульсом 5073,9 МэВ/с на длине трека 40,92 см составляет 11,36%. Среднее значение наилучшей подобранной массы $M = (2173,94 \pm 1,32)$ МэВ/с² имеет место при $\chi^2_{\nu} = 0,143 \pm 0,040$, $H_{C.L.} = 93,10\%$ и согласуется с измеренным средним значением $(2172,82 \pm 15,47)$ МэВ/с² (таблица 2), равно как и с предсказанными массами для H-дигиперона: 2150 МэВ/с² /8/ и 2164 МэВ/с² /9,10/. Вре- мя жизни события составляет $0,668 \cdot 10^{-10}$ с, т.е. порядка гиперон- ных времен жизни. Это также не противоречит предполагаемым временам жизни гипотетического H-дигиперона /8/.

Если отождествить наблюдаемое событие с H-дигипероном, приняв тем самым относительную вероятность моды распада $H \rightarrow \Sigma^- + p$ /8/, то с учетом эффективности просмотра, измерения и детектирования формально вычисленное сечение рождения H оценивается в 40 нанобарн во взаимодействиях протон-пропан при 10 ГэВ/с. Заметим, что предварительная оценка сечения 83 нанобарн /14,15/ была получена на первых 40 К фотографиях. На последующих 40 К фотографиях не было обнаружено ни одного кандидата в H-дигипероны. Отсюда новая оценка сечения на 80 К фотографиях - 40 нанобарн. Поиск H с массой $M_H < 2M_{\Lambda}$ продолжается.

3. Поиск H- частицы по особенностям ее сильных взаимодействий

Среди различных каналов сильных взаимодействий H-дигиперона должен существовать специфический процесс конверсии в два гиперона $HN \rightarrow \Upsilon N$, присущий его сильным внутриядерным взаимодействиям. Этот процесс может быть использован для поиска H.

Действительно, если зафиксировать массу H при определенном значении, то можно осуществить подборку кинематики этой реакции с одной степенью свободы. В нашем эксперименте такая процедура выполнима для канала $Hp \rightarrow \Lambda p$. С этой целью все $\Lambda\Lambda$ - комбинации из Π^- и π^- экспозиций 55-ой пропановой пузырьковой камеры числом 79, а также несколько M-событий из протонной экспозиции 2-ой пропановой камеры при 10 ГэВ/с были испытаны на гипотезу $Hp \rightarrow \Lambda p$. Масса H-дигиперона была зафиксирована при следующих трех значениях: 1) при нижнем пределе 1880,00 МэВ/с², 2) при значениях массы кандидата в H, найденного в этом эксперименте, $M_H = 2173,94$ МэВ/с², 3) при инвариант-

Таблица I

Измеренные и подогнанные импульсы P (МэВ/с) для гипотез $H \rightarrow \Sigma^- + p$, усредненные по девяти измерениям. S - стандартное отклонение, σ - погрешность среднего

	Σ^-		p		H	
	Измеренный	Подогнанный	Измеренный	Подогнанный	Измеренный	Подогнанный
P	5053 ± 376	5074 ± 217	2880 ± 184	2866 ± 146	7930 ± 434	7933 ± 260
σ	56 6	50 3	11 1	13 1	70 7	60 2
S	168 17	149 9	32 4	40 3	210 20	168 7

Таблица 2

Измеренная и подогнанная массы (МэВ/с²) и χ^2 , усредненные по девяти измерениям, σ - погрешность среднего S - стандартное отклонение. C.L. (%)

	Масса		M_H		χ^2	C.L.
	Измеренная	Подогнанная	Измеренная	Подогнанная		
	$2172,82 \pm 15,47$		$2173,94$		0,1432	93,10
σ	1,8 0,52		1,32		0,0398	
S	5,39 1,57		3,96		0,1194	

Таблица 3

Значения χ^2 для $3C$ - кинематических подгонок гипотез Λ и K , соответствующие уровни значимости C.L. и минимальные из компонент четырехмерных векторов энергии - импульса F

V^0	Λ			K		
	χ^2	C.L. (%)	F (МэВ)	χ^2	C.L. (%)	F (МэВ)
$N1$	6,042	10,96	10^{-5}	19,65	$2,0 \cdot 10^{-2}$	10^{-5}
$N2$	1,295	73,03	10^{-9}	31,31	$1,0 \cdot 10^{-3}$	10^{-4}

ной массе M рассматриваемого события. Кинематика реакции успешно подгоняется только под одно событие и только при $M_N = 2173,94 \text{ МэВ}/c^2$. Это событие, рожденное в нейтрон - ^{12}C - взаимодействиях, показано на рис. 2. Два Λ -гиперона испущены из четырехлучевой звезды с одним останавливающимся в пропане протоном. Детали, касающиеся идентификации Λ -гиперонов, приведены в таблице 3. Идентификация распадающих частиц гиперонов по ионизации оказалась выполнимой для обоих треков Λ -гиперона $N1$ (p, π^-) и только для отрицательной распадающей частицы гиперона $N2$ (π^-), т.к. импульс положительной распадающей частицы, равный $1265,2 \text{ МэВ}/c$, превышает верхний предел импульсов для идентификации протонов в плоскостных пузырьковых камерах. Для гипотез $\bar{\Lambda}$ и N значения χ^2 равны 6062,0 и 4084,0 для первой V^0 -частицы и 97,0 и 5195,0 для второй частицы соответственно. Таким образом, идентификация обеих V^0 -частиц как Λ -гиперонов совершенно однозначна. Измеренные и подогнанные параметры найденного события (рис. 2) приведены в таблице 4. Подгонка оказалась успешной, с $S.L. = 14,8\%$, только для массы $2173,94 \text{ МэВ}/c$, присущей событию, найденному по моде медленного распада $N \rightarrow \pi^+ p$. События с двумя Λ -гиперонами вполне могут быть результатом внутриядерной конверсии $\Xi^- p \rightarrow \Lambda \Lambda$ или $\Xi^- n \rightarrow \Lambda \Lambda$, причем протон может быть выбит в других стадиях каскадного процесса. Кинематика этих процессов не удовлетворяет событию с $\chi^2 = 329,2$ и $329,3$ соответственно.

Близость инвариантной массы M этого события $2344 \text{ МэВ}/c^2$ к наблюдаемому пику $2365 \text{ МэВ}/c^2$ в спектре масс M позволяет думать, что конверсия, возможно, протекает с образованием $\Lambda\Lambda$ -резонанса с последующим быстрым распадом на два Λ -гиперона: $Np \rightarrow R\rho$, $R \rightarrow \Lambda$. В то же самое время инвариантная масса этого события, равная $3363 \text{ МэВ}/c^2$, далеко отстоит от найденного в спектре масс $M\rho$ пика $3568 \text{ МэВ}/c^2$. Поэтому, вероятнее всего, наблюдаемое $M\rho$ -конечное состояние не коррелирует с возможным $M\rho$ -резонансом. Таким образом, мы получили новое указание на существование стабильного дибариона. Поиск N -дибариона во всей разрешенной области масс M_N продолжается.

4. Мультикварковые резонансные состояния

Продолжая поиск мультикварковых резонансных состояний.

В n ^{12}C -взаимодействиях при $7,0 \text{ ГэВ}/c$ обнаружен новый пик в спектре масс $L\rho$ с параметрами $M = (2223,6 \pm 0,2) \text{ МэВ}/c$ и $\Gamma = (22,0 \pm 1,0) \text{ МэВ}/c$. Статистическая значимость пика характеризуется $6,24 \pm 1,23$ стандартными отклонениями. Сечение образования пика составляет (50 ± 10) микробарн на ядро углерода.

Вероятно, наблюдается кандидат в Q^6 -состояние $L\rho$ с массой 2220 , $J^P = 1^+ / 9, 10$.

Таблица 4

Измеренные и подогнанные P (МэВ/с), $\text{tg} \alpha$, β (радиан) (P - импульсы, α -углы погружения, β - азимутальные углы) обоек Λ - гиперонов, протона и N - нибарона; χ^2 , уровень значимости $C.L.$ (%) и максимальная из компонент четырехмерного вектора энергии - импульса F (МэВ)

	Лямбда № 1		Лямбда № 2		Протон		N	F	χ^2	$C.L.$
	Измерено	Подогнано	Измерено	Подогнано	Измерено	Подогнано	Подогнано			
P	$985,9 \pm 21,0$	$985,6 \pm 21,0$	$1322,0 \pm 63,0$	$1384,6 \pm 62,0$	$384,9 \pm 8,6$	$384,6 \pm 8,6$	$2539,0 \pm 66,9$	$1,6 \cdot 10^{10}$	2,098	14,8
$\text{tg} \alpha$	$-0,4393 \pm 0,0032$	$-0,4393 \pm 0,0032$	$0,0663 \pm 0,0055$	$0,0664 \pm 0,0055$	$-0,1210 \pm 0,0063$	$-0,1209 \pm 0,0063$	$-0,1395 \pm 0,0067$			
β	$1,4653 \pm 0,0031$	$1,4652 \pm 0,0031$	$1,7917 \pm 0,0012$	$1,7917 \pm 0,0012$	$1,9409 \pm 0,4183$	$2,5463 \pm 0,0156$	$1,7806 \pm 0,0042$			

Спектр масс Λp из взаимодействий $p^{12}\text{C}$ при 10 ГэВ/с, полученный пока на ограниченной статистике, воспроизводит все пики, ранее наблюдавшиеся нами при более низких энергиях /1-6/.

Аналогично спектр масс $\Lambda p\pi$ из событий этой же экспозиции воспроизводит, также на ограниченной статистике, ранее наблюдавшийся пик при 2495 МэВ/с²/4-6/.

Набор статистики по мультикварковым резонансным состояниям продолжается.

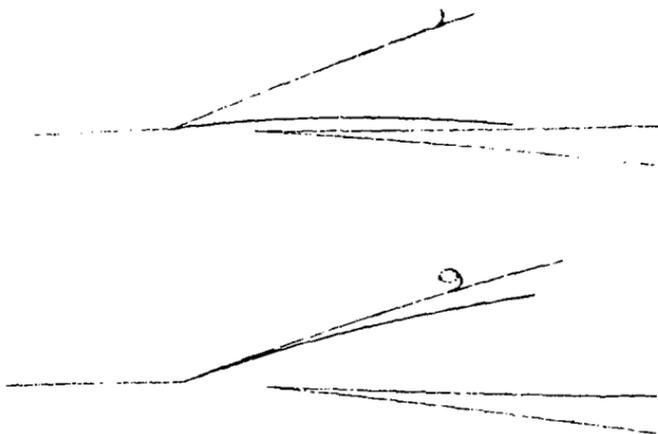
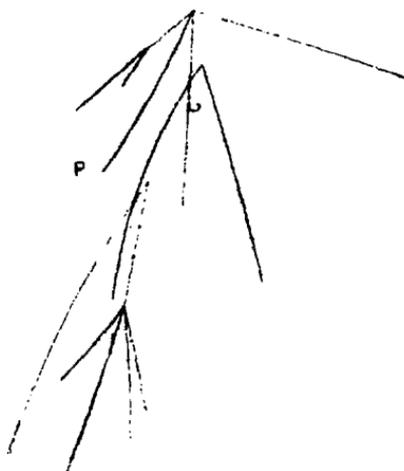


Рис. 1



← Рис. 2

Л и т е р а т у р а

1. Шахбазян Б.А. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1973, Т.4, вып.3, с.811.
2. Shahbazian B.A. and Timonina A.A. Nucl.Phys., 1973, B53, p.19.
3. Shahbazian B.A., Timonina A.A., Kalinina N.A. Lett. al Nuovo Cimento, 1973, v.6, No.2, p.63.
4. Shahbazian B.A. Nucleonika, 1980, 25, p.345.
5. Shahbazian B.A., Temnikov P.P., Timonina A.A. Nucl.Phys., 1982, A274, p. 73с.
6. Shahbazian B.A. In: Proc. Int. Conf. on Hypernuclear and Kaon Physics, Heidelberg, 1982, p. 287.
7. Shahbazian B.A. JINR Communications E1-81-776, Dubna, 1981.
8. Jaffe R.L. Phys.Rev. Lett., 1977, 38, p.135; 1977, 38, p.1617(E).
9. Aerts A.T.M. et al. Phys.Rev., 1978, D17, p.260.
10. Mulders P.J.G. et al. Phys.Rev., 1980, D21, p.2653.
11. Кербиков Б.С. МФ, 1984, 39, с.816.
12. Dover C.V. Nucl.Phys., 1986, A450, p.35с.
13. Khriplovich I.B., Shuryak E.V. Preprint 85-117, ИЯ СО АН СССР, Новосибирск, 1985.
14. Shahbazian B.A. and Kechechyan A.O. JINR Rapid Communications N3-84, Dubna, 1984, p.42.
15. Шахбазян Б.А., Кечечян А.О. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Общая и ядерная физика, 1986, вып.1 (34), с.99.
16. Burgun G. et al. Phys. Lett., 1973, 46B, p.481.
17. Taureg H. et al. Phys. Lett., 1976, 65B, p.92.

УЗКИЕ ДИПРОТОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ В РЕАКЦИИ $n p \rightarrow p p \pi^-$
ПРИ $P_n = 1,257$ ГэВ/с И МОДЕЛЬ ВРАЩАЮЩИХСЯ
СОВДИНЕННЫХ ОРИЕНТИРОВАННЫХ СТРУН

М.А.Тронн, А.В.Никитин, В.Н. Печёнов,
В.И.Мороз, А.П.Иерусалимов, А.И.Стельмах

Объединённый институт ядерных исследований, Дубна

В работах /1,2/ мы сообщили о наблюдении узких ($\Gamma_3 \approx 10$ МэВ/с) особенностей в распределениях эффективных масс двух протонов в различных реакциях $n p$ - взаимодействий монохроматических нейтронов разных энергий в 1 - метровой водородной камере ДЭУ ИИИ.

Здесь на большей статистике и с лучшим разрешением мы представляем исследование спектра эффективных масс двух протонов из реакции $n p \rightarrow p p \pi^-$ при $P_n = (1,257 \pm 0,035)$ ГэВ/с.

Реакция выделяется методом χ^2 с четырьмя степенями свободы. Всего таким образом выделено 3665 событий реакции $n p \rightarrow p p \pi^-$. Сечения реакции при указанном импульсе равно $\sigma_{n p \rightarrow p p \pi^-} = (0,89 \pm 0,15)$ мб.

Для описания реакции использовались матричные элементы трех подпроцессов: обмен π - мезоном, обмен Δ_{33} -изобарами, обмен протоном. Хорошее описание характеристик реакции (за исключением резонансных эффектов) даёт некогерентная сумма распределений: 43% обмена π - мезоном и 57% обмена Δ_{33} - изобарами. Такая смесь использовалась в качестве фона для эффективных масс двух протонов.

На рис.1 представлено распределение эффективных масс двух протонов из реакции $n p \rightarrow p p \pi^-$ при $P_n = 1,257$ ГэВ/с. Оно аппроксимировалось некогерентной суммой распределений от фонового процесса, описанного выше, и восьми резонансов. Пунктиром изображена фоновая кривая, нормированная на число нерезонансных событий. На том же рисунке вертикальными линиями отмечены положения эффективных масс двух протонов, предсказываемые моделью вращающихся совдвиненных ориентированных струн /3/, о которой пойдёт речь ниже.

Результаты аппроксимации экспериментального распределения приведены в таблице I. Там же в четвертой колонке показаны значения полных шириин функций разрешения по массам в соответствующих областях. Чтобы получить значения истинных полных шириин резонансов, надо из значений $\Gamma_{\text{экср.}}$ вычесть значения $\Gamma_{\text{разр.}}$. Включение в аппроксимацию статистически незначимых особенностей при массах

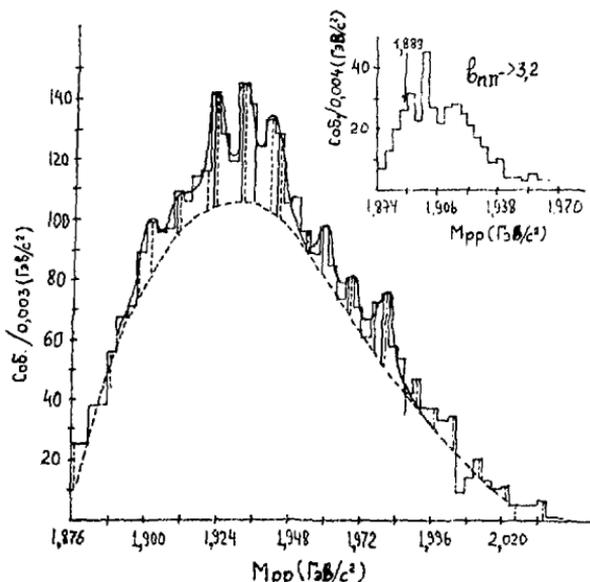


Рис. 1. Спектр эффективных масс двух протонов из реакции $p-p \rightarrow p-pi^+$ при $P_n = 1,257 \text{ ГэВ/с}$. Сплошная линия — аппроксимация фоном и 8 резонансами. Пунктир — резонансный фон, остающийся после аппроксимации. Вертикальные линии — предказания модели ВСОС: пунктир — для $J=0$, сплошная — $J=1$, пунктир с точкой — $J=2$.

Таблица I

$M \pm \Delta M^*$	$\Gamma_{\text{вх}} \pm \Delta \Gamma^*$	$\sigma^* \pm \Delta \sigma^{**}$	$\Gamma_{\text{вых}}^*$
1901 ± 1	$4,6 \pm 4,5$	$11,7 \pm 4,1$	1,5
1911 ± 2	$4,0 \pm 3,9$	$7,0 \pm 2,4$	1,8
1923 ± 1	$4,5 \pm 2,1$	$22,6 \pm 3,4$	2,1
1933 ± 1	$2,7 \pm 1,6$	$19,2 \pm 3,4$	2,5
1942 ± 1	$6,6 \pm 5,3$	$26,7 \pm 5,6$	2,8
1959 ± 2	$3,3 \pm 2,1$	$7,0 \pm 3,2$	3,3
1968 ± 2	$3,5 \pm 3,3$	$4,1 \pm 2,9$	3,5
1979 ± 1	$4,8 \pm 2,5$	$15,8 \pm 3,9$	3,8

* МэВ/с²

** мкб

циклами вида $V \sim \frac{1}{r^p}$ ($p \gg 1$), значительно ослабляют и, наоборот,

1901, 1911, 1959 и 1968 МэВ/с² оправдано тем, что подобные особенности наблюдались в ряде других экспериментов /4-8/.

Более подробно изложенные результаты обсуждены в работе /9/.

В работе /3/ предложена феноменологическая модель вращающихся соевциженных ориентированных струн (ВСОС) и на её основе вычислен спектр масс шестикварковых адронов,

построенных из "u" и "d"-кварков.

Исходным является предположение о том, что при малых возбуждениях система из шести кварков имеет большие пространственные размеры. Действительно, для массы, равной, например, 1936 МэВ/с², получаем из соотношения неопределённости размеры порядка 2,4 ферми. При таких больших расстояниях силы взаимодействия между кварками, обусловленные потен-

возрастают силы с потенциалами типа $V \sim r^p$ ($p \geq 1$), т.е. с потенциалами конфайнмента. Тогда применимы представления о кварк-глюонных струнах.

В построении модели использована идея о триально ориентированных струнах работы /10/. В ней показано, что в рамках развитых представлений шестикварковый адрон может быть построен лишь как адрон "узловой" типа. Применение триальной ориентации к распадам приводит к правилу, что распады адронов, в которых $\Delta N_j < 0$ (здесь ΔN_j - разность полного числа узлов конечных и начального адронов), запрещены. На рис. 2 изображён запрещенный распад шестикваркового адрона A_6 на два трехкварковых B_3 . В этом случае $\Delta N_j = -2$.

Таблица 2

$\Sigma u, \Sigma \bar{u}$ j	0,0	1,0	0,1	2,0	1,1	0,2	2,1	1,2	0,3	2,2	1,3	2,3
0	18765	1889	1898	1902	1911	1920	1925	1932	1941	1945	1954	1966
1	19105	1925	1932	1936	1945	1954	1957	1966	1975	1979	1981	2000
2	19785	1991	2000	2004	2013	2022	2025	2034	2043	2047	2056	2061
3	20805	2095	2102	2106	2115	2124	2127	2136	2145	2149	2158	2170
4	22165	2229	2238	2242	2251	2260	2265	2272	2281	2285	2294	2306
5	23865	2399	2408	2412	2421	2430	2435	2442	2450	2455	2464	2476

Направления стрелок определяются правилами триальной ориентации струн. Здесь сохранены обозначения работы /10/ для шестикваркового и трехкваркового адронов.

Далее предполагается, что шестикварковый адрон, построенный по типу A_6 , находится в поле сил потенциала $V \sim \kappa r_i^{-2}$ осцилляторного типа, где r_i - относительные расстояния между узлами или узлами-кварками. В работах /11, 12/ показано, что такая система характеризуется пятью частотами, три из которых одинаковы, а две оставшиеся меньше в $\sqrt{3}$ раз.

Возбуждения частот могут происходить в разном порядке, и поэтому, в принципе, возможно возникновение двенадцати основных колебательных уровней.

Далее предполагается, что шестикварковая система с жесткими пространственными соединениями обладает несферичностью (имеет, скорее, конфигурацию диска) и вращается достаточно медленно (из-за больших размеров системы тот же орбитальный момент набирается за счёт радиуса, а не скорости вращения). Как известно из ядерной физики, этих условий достаточно для возникновения дополнительных возбуждений системы, так называемых ротационных полос, спектр кото-

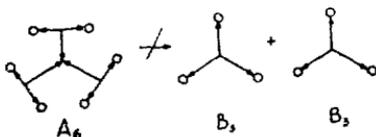


Рис. 2

Запрещенный распад три-
ально ориентированного
шестикваркового адрона
 A_6 на два ориентирован-
ных адрона B_3 .

рых определяется формулой

$$E_J = \frac{1}{2I} \cdot J(J+1), \quad (1)$$

где I - момент инерции, J - пол-
ный момент системы.

Это возбуждение адиабатично
по отношению к другим степеням
свободы, и на каждом колебатель-
ном уровне можно построить свою
вращательную полосу /13-15/.

Окончательная формула для
спектра масс шестикварковой сис-
темы записывается в виде

$$M_{pp}^{j,i,j} = 6m + \frac{3}{2} \omega_0 \left(\sum_{i,j \neq 0}^3 n_i + \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_0^2 n_j \right) + \alpha J(J+1). \quad (2)$$

Параметры подбираются из экспериментальных данных и равны

$$6m = 1876,5 \text{ МэВ}/c^2, \quad 3/2 \omega_0 = 21,5 \text{ МэВ}/c^2, \quad \alpha = 17 \text{ МэВ}/c^2,$$

$$n_i = 0; \quad n_{i,j \neq 0} = 1; \quad J = 0, 1, 2, \dots$$

Например, выбор ω_0 произведен из распределения масс двух
протонов из реакции $n_p \rightarrow pp\pi^-$ при $P_n = 1,257 \text{ ГэВ}/c$, пост-
ровненного о условиях, чтобы разность квадратов четырехмерных скоро-
стей $v_{pp\pi^-}$ была больше $3,2 / \sqrt{16}$. Это распределение показано
в верхнем правом углу рис.1. Из него значения $\frac{1}{\sqrt{3}} \omega_0$ опреде-
лено равным (1889-1876,5) МэВ/ $c^2 = 12,5 \text{ МэВ}/c^2$.

Последовательность уровней, вычисленная по формуле (2) о ука-
занными значениями параметров, представлена в таблице 2 и на рис.1.

Видно хорошее согласие предсказаний о экспериментальными пока-
ми.

На рис.3 представлены все данные, имеющиеся в литературе, по
измерению σ_{pp} в функции $T_{кин}$ падающего протона /17,18/ до
 $T_{кин} = 300 \text{ МэВ}$. Около выбросов в сечениях указаны значения соот-
ветствующих эффективных масс двух протонов (подчеркнуто). Там же в
окобках указаны значения ожидаемых масс резонансов из модели вра-
щающихся соединенных ориентированных струн. Видно соответствие по-
ложения выбросов предсказаниям модели.

Если принять для сечения упругого рассеяния в резонанс зна-
чения его унитарного предела $\sigma = 2\pi k^2 (2J+1)$, которое мож-
жет достигать в этой области энергий величины 100 мб, и принять раз-
брос в энергиях первичного пучка порядка 5 МэВ, то при ширине ре-

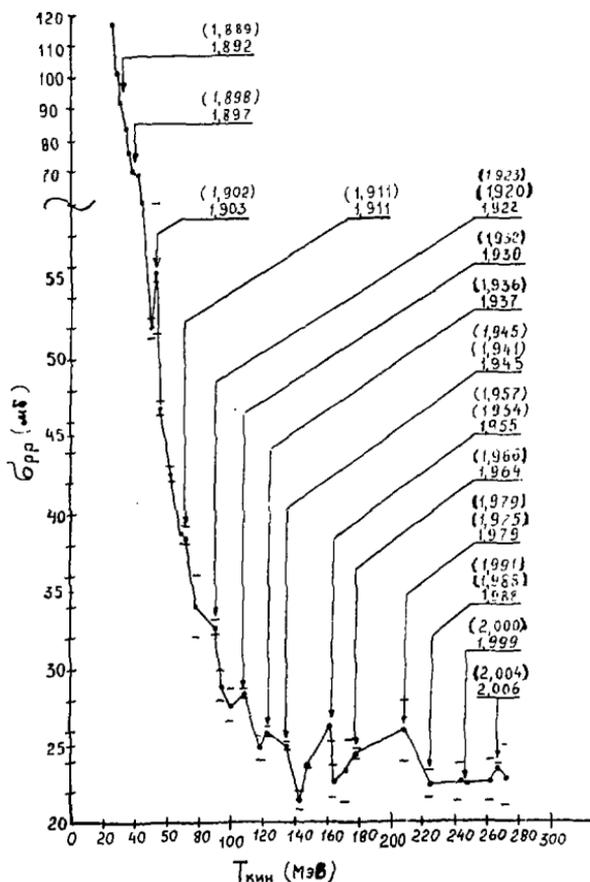


Рис.3

Сечения pp -рассеяния в зависимости от кинетической энергии падающих протонов. Цифры у стрелок: подчеркнуто - экспериментальные значения $M_{pp}^{ЭФФ}$ в окошках - предсказания модели ВСОС.

Очевидно, что исследование таких узких состояний требует постановки опытов на совершенно другом уровне, чем до сих пор. Необходимы опыты с непрерывной вариацией первичной энергии и с разрешением

зонносов около $0,2 \text{ МэВ}/c^2$ мы и должны были бы видеть в соответствующих местах скачки в сечении порядка (1-2) мб.

Такая малая ширина резонансов не противоречит и картина рис.2 из реакции $np \rightarrow pp \pi^-$.

Т.о., можно заключить, что наблюдаемые на опыте выбросы в распределениях эффективных масс двух протонов могут быть обязаны существованию шестикварковых резонансов, имеющих очень малую ширину (доли $\text{МэВ}/c^2$). Малая ширина связана, по-видимому, с существованием запретов на распады таких систем, если в них нарушается пространственная или цветовая ориентация струн, осциллирующих адроны в таких системах.

по массам, по крайней мере, на порядок лучшим, чем в имеющихся в настоящее время экспериментах.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Бешлику К. и др. ОИИИ, Д1-83-815, Дубна, 1983.
2. Бешлику К. и др. ОИИИ, Д1-85-433, Дубна, 1985.
3. Троян Ю.А. ОИИИ, P2-86-35, Дубна, 1986.
4. Байрамов А.А. и др. ОИИИ, P1-83-207, Дубна, 1983.
5. Азимов С.А. и др. Препринт ФТИ, 27-84-ФВЗ, Ташкент, 1984, Азимов С.А. и др. ЯФ, 1985, т.42, с.913.
6. Агакишиев Г.Н. и др. ОИИИ, I-84-103, Дубна, 1984.
7. Юрмаков К.Н. и др. Препринт ЛИИФ, I1089, Л, 1985 .
8. Абдинов О.Б. Краткие сообщения ОИИИ, I5-86, с.34, Дубна, 1986.
9. Троян Ю.А. и др. Краткие сообщения ОИИИ, I3-85, с.12, Дубна, 1985.
10. Imachi M. et al. Progr.Theor.Phys., v.55, No.2 (1976), 551.
11. Ishida S. et al. NUP-A-80-14, Токуо, 1980.
12. Wang F., Wong C.W. Il Nuovo Cim., v.86A, No.4 (1985), 283.
13. Moszkowski S.A. Handbuch der Physik, Bd.XXXIX (1957), 411.
14. Mac Gregor M.H. PRL, v.42, No.26 (1979), 1724.
15. Беляев С.Т., Звездицкий В. Г. УФН, т.147, вып.2 (1985), 210.
16. Беллин А.М. Nucl.Phys., A434 (1985), 965.
17. Барашенков В.С. В кн.: Сечения взаимодействий элементарных частиц. "Наука", Москва, 1966.
18. Flaminio V. et al. CERN-HERA 84-01, Geneva, 1984.

MULTIQUARK RESONANCES AND BAG MODEL

L.A.Kondratyuk, M.I.Krivoruchenko, B.V.Martemianov, M.G.Schepkin
Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, USSR

I. Nonstability of dilambda and of strange quark matter

It is known that the quark bag model (QBM) describes the static properties of mesons $q\bar{q}$ and baryons qqq rather well ^{/1/}. After generalization of QBM on dibaryon $6q$ systems it was predicted the $\Lambda\Lambda$ dihyperon or dilambda $m_H = 2.15 \text{ GeV}$ ^{/2/}, which is on 80 MeV below the $\Lambda\Lambda$ threshold and therefore is not stable due to weak interaction only. Although the available data on existing of double hypernuclei ^{/3/} do not confirm this prediction and give the evidence that $m_H > 2.219 \text{ GeV}$, the interest to possible existence of the long-lived $\Lambda\Lambda$ particle became much higher recently due to assumption ^{/4/} that it might be a source of signal coming from the pulsar Cygnus X - 3 (see also ^{/5/}). Moreover, it was discussed the possibility that the bulk strange quark matter may also be stable (see ref. ^{/6/}).

However, as we have shown in ref. ^{/7/}, due to nonuniversality of the bag constant B , which describes the nonuniversality of the QCD vacuum pressure on a bag, the $\Lambda\Lambda$ particle is found essentially heavier (and above the $\Lambda\Lambda$ threshold) and the bulk strange quark matter becomes apparently unstable. A serious evidence in favour of nonuniversality of B follows from the QCD sum rules ^{/6/} and in particular from the fact that the energy of physical vacuum $\epsilon_0 = -\frac{2}{32} \langle 0 | \frac{\alpha_s}{\pi} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a | 0 \rangle = -(240 \text{ MeV})^4$ is noticeably larger than B . The inequality $B \ll |\epsilon_0|$ means that

inside simplest hadrons the nonperturbative fluctuations of QCD vacuum are not suppressed completely.

It is natural to assume that B becomes larger when the colour charge density increases. For a bag with n quarks $R \sim n^{1/4}$ and $n/V \sim n^{1/4}$. Then we can expect that B_n increases with increasing of the number of quarks in a bag, i.e. $B_2 < B_3 < B_6 < \dots < B_\infty$. This hypothesis was used earlier in ref. ^{17/}, where the spectra of light mesons and baryons were described with different constants $B_2 < B_3 < |E_0|$.

The ratio B_6/B_3 was estimated in ref. ^{17/} using the limitations on the $6q$ -bag admixture in deuteron which follows from the data on M_d . It was found that $R_{6q}/R_{3q} \leq 1.12$. Then taking into account the relation $R_{6q}/R_{3q} = 1.32 (B_3/B_6)^{1/4}$ which is valid in the MIT bag model we get

$$B_6/B_3 = 1.93.$$

It is known that the predictions of MIT bag model can be improved when a pion cloud surrounding a bag is taken into account (it corresponds to the chiral or cloudy bag model - CBM). The calculations of $\eta = B_6/B_3$ performed in ref. ^{17/} using CBM gave the result $\eta_{CBM} = 1.86$ or 1.82 for $R_{3q} = 0.84$ or 1.06 fm. The corresponding calculations for the ITEP bag model ^{19/} with c.m. corrections gave $B_6/B_3 = 1.81$. Therefore for all the models considered we have $B_6/B_3 > 1.8$.

Nonuniversality of B essentially changes the predictions of QBM on the possible existence of the bound dilambda state ^{12/} as well as of the stable strange quark matter ^{16/}. The masses of the Λ particle calculated in different quark models are as follows (in GeV): 2.15 at $B_6 = B_3$ and 2.46 at $B_6 = 1.93 B_3$ for MIT ^{17/}, 2.02 at $B_6 = B_3$ and 2.29 at $B_6 = 1.81 B_3$ for ITEP ^{19/}; 2.10 at $B_6 = B_3$ and 2.37 at $B_6 = 1.82 B_3$ for CBM with $R_{3q} = 1.06$ fm; 2.34 at $B_6 = B_3$ and 2.66 at $B_6 = 1.86 B_3$ for CBM with $R_{3q} = 0.84$ fm. At $B_6/B_3 > 1.8$ for all the models considered the dilambda is not bound. Due to increasing of B the mass of dilambda becomes larger on 270-300 MeV. This effect is noticeably larger than the value of hadronic shift which was estimated in refs. ^{10-11/}.

For the MIT bag model we find that $B_6^{1/4} > 170$ MeV. We also expect that for bags with a number of quarks $n > 6$ $B_n > B_6$. According to calculations of Farhi and Jaffe ^{16/} for such values of B_n the strange quark matter is unstable at zeroth pressure. It can only exist at high external pressure which may be, for example, inside the neutron stars (see ref. ^{12/}).

2. Dibaryon 6q-resonances as stretched rotating bags

Therefore, the nonuniversality of the bag constant B makes spherically symmetrical multi-quark states for $n_q \geq 6$ essentially heavier. Due to the coupling with hadronic channels (see ref. ^{13/}) most of the spherical 6q-bags would acquire rather large widths and would be dissolved within continuous spectrum. In this situation 6q-states consisting of separated colour quark clusters can be dynamically more preferable ^{14/}.

Here we consider the spectra of nonstrange dibaryons using the model of stretched rotating (string-like) bags with colour quark clusters at the ends. Such model of dibaryons had already been discussed in ref. ^{17/}. The main new point of our approach is the inclusion of spin-orbit interaction, which we consider using the approach developed in ref. ^{15/}. We treat also in a different way the quark cluster masses.

The model of stretched rotating bags with spin-orbit coupling was applied in ref. ^{17/} to the description of orbitally excited nonstrange mesons and baryons. Meson trajectories were described using two parameters: the quark mass m_q and string tension ν . For the description of the whole set of trajectories ($q - \bar{q}$ and $q - qq$) only two additional parameters were introduced - the masses of diquarks with the spins 0 and 1: $m(D_{00}) = 220$ MeV and $m(D_{11}) = 530-550$ MeV.

There is variety of splittings of the 6q-system into colour quark clusters. The configuration 4+2 with colour triplet clusters has minimal mass for fixed values of spin and isospin.

We find that the well-known rotational series of dibaryons ${}^3F_3(2.25)$, ${}^1G_4(2.43)$, ${}^3H_5(2.7)$, ${}^1I_6(2.9)$... is most probably described by the configuration $D_{11} - Q_{01}$, where $D_{11} = (2q)_{T=1, S=1}$, $Q_{01} = (4q)_{T=0, S=1}$. This configuration occurs to have lower mass as compared to another possible configuration $D_{00} - Q_{12}$ because of influence of spin-spin and spin-orbit forces. Fitting the masses of 3F_3 , 1G_4 , 3H_5 , 1I_6 we found $m(Q_{01}) = 1.04 + 1.14$ GeV (see the Table). Substituting diquarks D_{11} by a singlet diquark D_{00} we get the new series of dibaryons with $T=0$. The lowest state of this series for $\ell = 1$ is predicted to be rather light: $m(d')$ = 1.95 - 2.05 GeV with the most probable value being around 2.05 GeV. Because of spin orbit coupling the lowest state is splitted into 3 levels: $d'(2.05; 2^-)$, $d''(2.08; 1^-)$ and $d'''(2.11; 0^-)$. It is important to point out that the states 2^- and 0^- cannot decay

Table 1. Dibaryon masses in configuration $(4q)_{T_1 S_1} - (2q)_{T_2 S_2}; m(Q_{11}) = 530 \text{ MeV}, m(Q_{00}) = 220 \text{ MeV}$

J^P	T	$(4q)_{01} - (2q)_{11}$	$(4q)_{101} - (2q)_{11}$	$(4q)_{12} - (2q)_{00}$	$m_{\text{exp}}, \text{ GeV}$
m (4q)	GeV	1.04	1.14	1.3	
3^-	1	2.09	2.19	2.19	$2.25 \pm 0.05 (^3F_3)$
4^+	1	2.43	2.52	2.54	$2.43 \pm 0.07 (^1G_4)$
5^-	1	2.70	2.79	2.82	$2.70 \pm 0.10 (^3H_5)$
6^+	1	2.94	3.03	3.06	$2.90 \pm 0.10 (^1I_6)$
7^-	1	3.16	3.25	3.28	?
2^-	0	1.95(d')	2.05(d')	$\overline{\text{---}}$	$d''(0^-)$
3^+	0	2.31	2.41	$\overline{\text{---}}$	$d''(1^-)$
4^-	0	2.60	2.70	$\overline{\text{---}}$	$d'(2^-)$
5^+	0	2.85	2.95		

into np and thus should be rather narrow, \overline{NN} being the main decay model for them. Moreover we cannot exclude an intriguing possibility for 2^- state to be below the \overline{NN} threshold with $d\gamma$ and $np\gamma$ being the main decay channels.

If we would believe into the hierarchy of quark cluster masses predicted by the MIT bag model, the state $d'(2^-)$ were expected to be the lightest dibaryon, described by the configuration $4+2$. States with $T=1$ should be heavier. Nevertheless there were observed the candidates into very narrow pp resonances with the masses 1.936, 1.965 and 2.020 GeV ¹⁸⁻²¹. To describe these states in our model we have to assume the diquark structure of those dibaryons: $Q_{00} - Q_{11} - Q_{00}$.

In the classical limit a star-like configuration does not correspond to the minimum of energy but to a saddle point ²². The true minimum of energy in the potential model for three diquarks would correspond to the configuration $(Q_{00} + Q_{11}) - Q_{00}$, i.e. to the cluster structure of the $4q$ -cluster itself (we denote $Q'_{11} = Q_{00} + Q_{11}$). Using this assumption and choosing $m(Q'_{11}) = 1.03 \text{ GeV}$ we can describe properly the scale of splittings between three levels considered (see fig. 1a). They could be rather narrow due to relative

stability of diquarks and negative parity. Combining the clusters $Q_{11}' = D_{00} + D_{11}$ and D_{11} we find new series of dibaryons with $T=0$, 1 and 2 and masses 2.05 ± 2.3 GeV which is shown in fig. 1b. (Here we neglect by the spin-spin interaction between clusters). Note that in this mass interval there are also candidates into narrow dibaryon states /23/.

Fig. 1. Dibaryons for configurations $Q_{11}-D_{00}$ (a) and $Q_{11}'-D_{11}$ (b)

<p>$T = 1$</p> <p>_____ $0^-(1.98-1.99)$</p> <p>_____ $1^-(1.96-1.97)$</p> <p>_____ $2^-(1.93-1.94)$</p> <p style="text-align: center;">a)</p>	<p>2.3 GeV _____ $1^-(T=0, 2; S=2)$</p> <p>_____ $0^-(T=1; S=1)$</p> <p>_____ $2^-(T=0, 2; S=2)$</p> <p>_____ $1^-(T=1; S=1)$</p> <p>_____ $1^-(T=0, 2; S=0)$</p> <p>_____ $2^-(T=1; S=1)$</p> <p>2.1 GeV _____ $3^-(T=0, 2; S=2)$</p> <p style="text-align: right;">b)</p>
--	--

References

1. De Grand T. et al. Phys.Rev., 1975, v.D12, p.2060.
2. Jaffe R. Phys.Rev.Lett., 1977, v.38, p.195.
3. Danysh M. et al. Phys.Rev.Lett., 1963, v.11, p.29.
Prowse D. Phys.Rev.Lett., 1866, v.17, p.782.
4. Baym G. et al. Preprint CTP 1287, Cambridge, 1985.
5. Khriplovich I.B. et al. Preprint INPh 85-117, Novosibirsk, 1985.
6. Farhi, Jaffe R.L., Phys.Rev., 1985, v.D30, p.1319.
7. Kondratyuk L.A. et al. JETP Letters, 1986, v.45, p.10.
8. Novikov V.A. et al., Nucl.Phys., 1981, v.B191, p.301.
9. Kobzarev I.Yu. et al. Sov.J.Nucl.Phys. 1979, v.29, p.1620.
10. Badalyan A.M., Simonov Yu.A. Sov.J.Nucl.Phys., 1984, v.39, p.816.
11. Kerbikov B.O. Sov.J.Nucl.Phys., 1984, v.39, p.816.
12. Witten E. Phys.Rev., 1984, v.D30, p.272.
13. Simonov Yu.A., Sov.J.Nucl.Phys., 1983, v.38, p.1542.
14. Kondratyuk L.A. In: "Nucleon-nucleon and hadron-nucleus interactions at intermediate energies", Leningrad, 1984, p.402.
15. Kobzarev I.Yu., et al. Preprint ITEP-65, Moscow, 1985.
16. Mulders P.J. et al. Phys.Rev., 1980, v.D21, p.2653.
17. Kobzarev I.Yu. et al. Preprints ITEP-67 and 72, Moscow, 1986.
18. Verebryusov V.S. et al. Preprint ITEP-273, Moscow, 1964.
19. Beshliu et al. JINR, DI-85-433, Dubna, 1985.
20. Bayramov A.A. et al., JINR, P1-83-207, Dubna, 1983.
21. Agakishiev V.B. et al. JINR, E1-84-492, Dubna, 1984.
22. Martin A. Preprint CERN - TH: 4259/85, Geneva, 1985.
23. Siemiaruchuk T., Zielinski P.Z., Phys.Lett., 1984, v.137B, p.434.
Tatischeff B. Preprint IFNO-DEE 85-19, Orsay, 1985.

АДРОН-АДРОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ (NN , πN , $\pi\pi$, πK , KN)
 В МОДЕЛИ СОСТАВНЫХ КВАРКОВЫХ МЕШКОВ

И.Л.Грач, Ю.С.Калашникова, И.М.Народецкий, Д.А.Симонов

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

В настоящем докладе будут изложены результаты, полученные совместно с И.Л.Грач, Ю.С.Калашниковой, И.М.Народецким, а также результаты этих авторов по модели составных кварковых мешков (СКМ). Более ранние результаты по модели СКМ см. в [1]. В основе метода лежит представление о существенно разных динамических механизмах, доминирующих на малых ($r < \ell$) и больших ($r > \ell$) расстояниях между адронами. На малых расстояниях доминирующим является взаимодействие между кварками и глюонами, находящимися в общей области (общем мешке), на больших адроны взаимодействуют с помощью периферических мезонных обменов. Такая картина по существу предполагается в большинстве современных кварковых моделей. Исходной для модели СКМ является работа Джаффе и Лоу [2], где установлена связь между значениями полюсов R-матрицы и уровнями составного кваркового мешка (примитивами, по терминологии [2]).

R-матрица, т.е. логарифмическая производная адрон-адронной волновой функции в точке $r = \ell$ для случая $\ell = 0$ и одного примитива с массой Z_V , записывается в виде [3]:

$$P(k, \ell) = P'_F(k, \ell) + \frac{mc_V^2}{Z - Z_V} - \frac{F^2}{\Delta(k^2)} - \xi, \quad (1)$$

где P'_F есть свободная R-матрица без одного полюса:

$$P'_F(k, \ell) = k \operatorname{ctg} k\ell + \frac{2}{\ell} \frac{\pi^2}{\pi^2 - (k\ell)^2}, \quad (2)$$

ξ - асимптотическая постоянная от вклада далеких полюсов,

$$\Delta(k^2) = \beta^2 - k^2 + m x_V^2 (z - z_V), \quad \bar{F}^2 = (N\beta - m c_V x_V)^2,$$

$$\beta = \frac{E}{\sigma}, \quad N = \sqrt{\frac{z}{\sigma}}.$$

Здесь z_V и c_V есть соответственно энергия и вычет примитива, $x_V = \sqrt{\bar{n}_1 \bar{n}_2 + 1} g_V$, где g_V^2 есть примесь данного канала адронов с \bar{n}_1 - и \bar{n}_2 - кварками в СКМ. Параметрами P-матрицы (I-2), а также параметрами СКМ потенциала $V(r, r', z)$ является σ , c_V , z_V . В терминах этих параметров потенциал V имеет вид

$$V(r, r', z) = \sum_V \frac{f_V(r, z) f_V(r', z)}{z - z_V}, \quad (8)$$

где формфактор $f_V(r, z)$ есть

$$f_V(r, z) = \frac{1}{r} [-c_V \delta(r - \sigma) + x_V (z_V - z) \eta_V(r)]. \quad (4)$$

Для нахождения параметров σ , c_V , z_V обычно используется P-матричный анализ, впервые предложенный в [2]. При этом экспериментальные значения фаз могут использоваться непосредственно, если периферическим взаимодействием при $r \geq \sigma$ можно пренебречь, как это делалось в [2]. Тогда получаем для S-волн

$$P = k \cot \delta(k\sigma + \delta(k)). \quad (5)$$

Такого рода приближение неплохо работает для $\pi\pi$ -, πK -, πN - и KN -взаимодействий, так как там действует периферический обмен ρ -, ω -мезонами, которыми можно пренебречь при $r \geq \sigma$, когда $\sigma \approx 1,5$ фм. Однако в случае NN -системы необходимо учитывать обмен π -мезонами, что делалось нахождением точных решений при $r \geq \sigma$ в хвосте виймегенского или парижского потенциала. Во многих случаях также необходимо учитывать неупругость, что делается введением неупругих каналов ($KN-K^*N$, $\pi N-\eta N$, $NN-N\Delta$ и т.д.).

P-матричный анализ NN -взаимодействия в области энергий до ~ 1 ГэВ был выполнен в [4] для периферического виймегенского взаимодействия и в [5] для периферического парижского взаимодействия для волн 1S_0 и 3S_1 , 3D_1 .

Фитирование экспериментальной R-матрицы теоретическими выражениями вида (I-2) обнаруживает ряд ограничений, которые надо выполнить, чтобы избежать нефизических свойств получающихся R-и S-матриц. Прежде всего, заметим, что полюса R-матрицы (I-2) бывают трех типов [3]:

- а) примитивы при $Z = Z_V$,
- б) кинематические, или компенсирующие, полюса при $Z_C^n = \frac{U^2 P^2}{F^n}$
($n = 2, 3, \dots$) с вычетами $r_n^2 = \frac{U^2 F^2}{\theta^2} > 0$,
- в) потенциальный полюс из-за $\Delta(k^2) = 0$, что дает

$$Z_p = \frac{Kp^2}{m} = \frac{Z_C^2 - X_V^2 Z_V}{1 - X_V^2} \quad (6)$$

с вычетом $r_p^2 = - \frac{F^2}{2(X_V^2 - 1)Kp}$, \bar{r}^2 дается в (2).

Условие причинности Вигнера требует, чтобы

$$\frac{dP(k, \theta)}{dk} < 0, \quad (7)$$

откуда следует, что все вычеты в полюсах, т.е. $m\alpha^2$, r_p^2 и r_n^2 , должны быть положительны. Нарушение этого условия приводит к появлению комплексных полюсов S-матрицы на физическом листе. Чтобы избежать такой ситуации и удовлетворить (7), X должно лежать (а) в области $X < X_0 = \sqrt{\frac{2}{3}} < 1$ (Z_0 - наименьший из примитивов), либо (б) $X \cong 1$, либо (в) вычет потенциального полюса $\bar{r}^2 = 0$, т.е. $X_V = X_p$.

Заметим, что область $X_0 < X < 1$ приводит к существованию нефизических связанных состояний ($Z_p < 0$) и потому должна быть исключена. Область (а) для NN-рассеяния не дает соответствия экспериментальным фазам. Выборы (б) и (в) приводят к R-матрицам, отличающимся на постоянную; однако вклад далеких полюсов R-матрицы также эффективно сводится к постоянной, так что результаты (б) и (в) различаются только той ролью, которую играют высшие полюса в динамике адрон-адронного состояния.

Ряд потенциалов СКМ в вариантах (б) и (в) для "б" в интервале $1,2 \text{ фм} \leq \theta \leq 1,7 \text{ фм}$ для 1S_0 - и 3S_1 - потенциалов был недавно найден И.Л.Грач, Ю.С.Калашниковой и И.М.Народецким. Следует подчеркнуть, что во всех вариантах настоящего и предыдущих [1,4,5] исследований значение X , близко к единице и тем самым к теоретическому значению $X^2 = 1,1$ [6]. Заметим также, что возможные нефизические свойства возникают только для $X \neq 0$, т.е. для экзо-

тических составных мешков и отсутствуют при равном кварковом составе адронов и СКМ. Можно проследить, что при $X_\nu = 0$ потенциальный полюс в (1) "съедает" компенсирующий полюс в (2) и результирующая Р-матрица есть сумма свободной Р-матрицы и вклада примитива. Предел невзаимодействующих адронов получается при $C_\nu \rightarrow 0$, $P \rightarrow P_F$. (Другой возможный переход к свободному случаю, $Z_\nu \rightarrow z_c$ и $m C_\nu^2 \rightarrow r_\nu^2$, предполагается в работе [2], однако нет аргументов в пользу его предпочтительности).

Заметим, что в конечном счете "опасности" ситуации с $\chi \neq 0$ идут от неортогональности состояний двух адронов в СКМ, за счёт чего можно переопределить волновую функцию внутри СКМ разными способами, например, для одного примитива:

$$\tilde{\chi}(r) = \chi(r) + \frac{1}{\sqrt{4\pi} r} a_\nu X_\nu \eta_\nu(r) \theta(b-r), \quad (8)$$

это приводит к другому потенциалу вместо (3), который в ρ -представлении имеет вид

$$\tilde{V}(\rho, \rho', z) = \lambda_\nu(z) \tilde{f}_\nu(\rho) \tilde{f}_\nu(\rho'), \quad (9)$$

где

$$\tilde{f}_\nu(\rho) = f_\nu(\rho, z) + X_\nu \left(z - \frac{\rho^2}{m}\right) \eta_\nu(\rho)$$

не зависит от энергии и

$$\lambda_\nu(z) = \left\{ (z - z_\nu)(1 - X_\nu^2) + X_\nu^2 (z_\nu - z_c) \right\}^{-1}, \quad z_c = \frac{\pi^2}{m b^2}. \quad (10)$$

При $X_\nu = 1$ новый потенциал \tilde{V} не зависит от энергии. Для любых X_ν оба потенциала дают одну и ту же Z -матрицу на поверхности энергии, т.е. они фазово-эквивалентны.

Как было показано Калашиниковой и Народецки [7], именно \tilde{V} должно быть взято в качестве парного взаимодействия при переходе от двух-х трехчастичным системам.

Модель СКМ позволяет провести анализ дибармионных состояний с целью выявления резонансной структуры и определения параметров взаимодействия в данном канале, при этом здесь широкие состояния надлежно описываются во всем интервале энергий. Примером является

Таблица 1

Канал	$\theta, \text{ см}$	$M_{\text{экв}} \text{ (ГэВ)}$		χ_{ν}		
		МТИ	СКМ	МТИ	СКМ	
$NN (J^P=I^+)$	1,34	2,16	2,16	1,1 0	1 0	3S_1 3D_1
$NN (J^P=0^+)$	1,34	2,24	2,19	1,1	1	
$NN (J^P=2^+)$	1,55	2,34	2,34	0 1,6	0 1,6	1D_2 5S_2
$\pi N S_H$	1,54	1,50	1,473	0,866	0,75	πN
				0,5	0,413	ηN
		1,70	1,631	0,4	0,51	πN
				-0,7	-0,79	ηN
$\pi\pi (I=J=0)$	1,18	0,65	0,69	0,9	1	
		1,1	1,05		0,5	
$\pi K (J=0, I=1/2)$	1,38	0,9	0,96	0,8	0,8	
$\pi K (J=0, I=3/2)$	1,09	1,32	1,4	0,8	1,4	
		1,9	1,8	0	≈ 0	
$KN (J^P=1/2^-, I=0)$	1,51	1,7	1,7	1	1	

Таблица 2

Параметры дибарийонных резонансов

NN	$N\Delta$	$\theta, \text{ см}$	$\sqrt{s}, \text{ ГэВ}$	$M_R, \text{ ГэВ}$	$\Gamma_R, \text{ МэВ}$
$^1D_2^+$	5S_2	1,56	2,34	2,16	200
3F_3	5P_3	2,0	2,32	2,24	150
3P_1	$^3P_1 + ^5P_1$	1,5	2,30	2,20	100
$^3D_3 - ^3G_3$		1,8 - 2,0	2,20-2,30	2,18 - 2,19	200-250

+) СКМ-анализ, остальные - Р матричный анализ.

${}^1D_2(NN)$ -состояние, анализ которого с учетом связи с каналом ${}^5S_2(\Delta N)$ приведен в [8]. Параметры СКМ-состояния приведены в табл. I и находятся в прекрасном согласии с моделью мешков МТИ. Используя параметры СКМ, можно найти положение и ширину полюса матрицы:

$$M_R = 2,15 + 2,17 \text{ ГэВ}, \quad \Gamma = 100 + 200 \text{ МэВ}, \quad \frac{\Gamma_{\text{СКМ}}}{\Gamma} = 0,8.$$

Анализ более высоких дибарийонных состояний производится в настоящее время, его предварительные результаты, полученные Грач, Калашниковой и Народецким, приведены в табл. 2.

Обратимся теперь к мезон-мезонному и мезон-нуклонному взаимодействию. Первые P-матричные анализы в $\pi\pi$ -, πK -системах были выполнены в [2] и были направлены на получение масс и вычетов примитивов, которые оказались близкими к вычисленным в [2]. При описании в рамках СКМ-модели производится описание данных во всей области энергий, где имеется фазовый анализ, ограничение возникает только за счет необходимости введения новых каналов для учета неупругости.

Ситуации различаются в случаях неэкзотических и экзотических примитивов. В первом случае $\chi_\nu = 0$, как правило, вычет g_ν и ширина примитива оказываются относительно малыми. Примеры: $\pi\pi(\rho)$, $\pi K(K^*)$ и $\pi N(\Delta, N, N^*(1440))$, для которых энергия примитива лежит немного выше положения резонанса (~ 50 МэВ для $\pi\pi$) за счет адронного сдвига.

Во всех случаях значение ν оценивается по формуле [2, I] $\nu = 1,37 \sqrt{\frac{n_1 + n_2}{n_1 n_2}} R$, где n_i - число кварков в адроне i , однако значение ν в большинстве случаев используется как параметр подгонки. Значение χ_ν для данного примитива вычисляется как $\chi_\nu = \sqrt{\pi_1 \pi_2 + 1} g_\nu$, где π_1 и π_2 - число тождественных кварков в адронах [1, 2], по которым надо проводить антисимметризацию, g_ν - генеалогический коэффициент, вычисляемый в модели МТИ.

Значения χ_ν для $S_{11}(\pi N)$ системы, вычисляемые в модели МТИ и определенные из подгонки к фазе и неупругости в модели СКМ, приведены в таблице I. Качество подгонки видно из рисунков, где показаны также положения двух экзотических примитивов (ρ) и соответствующих резонансов в S-матрице. Их точные параметры суть

$$\begin{aligned} M_R - i\sqrt{E} &= 1,530 - 0,033 \text{ ГэВ} & \text{и} \\ M_R - i\sqrt{E} &= 1,660 - 0,067 \text{ ГэВ}. \end{aligned}$$

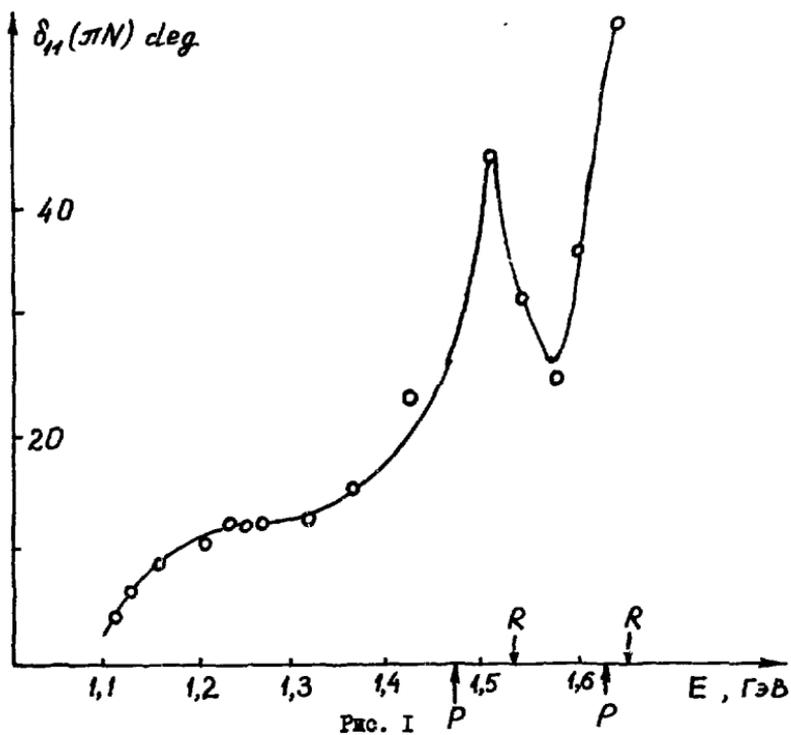


Рис. 1

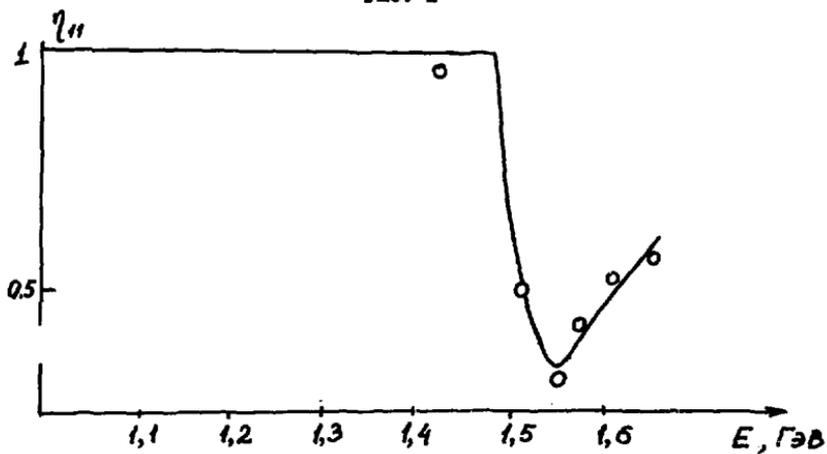


Рис. 2

Отметим, что неплохое согласие параметров χ_ν в S_{11} (σ_{NN}) канале с результатами модели МТИ нетривиально, так как в последнем случае второй примитив (1,7) ГэВ в модели МТИ есть смесь двух представлений 45 группы $SU(3)_F$ с определенным углом смешивания.

Сравнение данных моделей СКМ и МТИ показывает хорошее согласие результатов, т.е. динамика адрон-адронных каналов может быть описана в терминах примитивов модели МТИ с вычисленными там значениями $\beta, \chi_\nu, \sqrt{S}, \approx Z_\nu$. Возникает, однако, вопрос, насколько согласуются модели МТИ и СКМ с другими используемыми в настоящее время моделями.

С этой целью мы взяли потенциал взаимодействия между кварками, близкий к потенциалу Корнальского, но с параметрами для легких кварков, найденными А.М.Бадаляем. Потенциал имеет вид

$$V = V_C(ij) + w(ij),$$

где

$$V_C = -\frac{ze}{r} + \frac{r}{a^2} + c, \quad w = -\frac{f_0 \lambda_3}{6m_i m_j} \delta(F) \lambda_i \lambda_j \bar{\sigma}_i \bar{\sigma}_j,$$

со значениями параметров (в ГэВ)

C_{uu}	$= -0,955$	z	$= 0,52$	α_3	$= 0,735$
C_{us}	$= -0,9$	a	$= 2,34$		
C_{ss}	$= -0,84$	m_u	$= 0,33$	m_s	$= 0,593$

Значения масс барионов и дибарионов находились по общим формулам метода гиперсферических функций [9], параметры, приведенные выше, были подобраны, чтобы воспроизводить центры тяжести мезонных и барионных спиновых мультиплетов, а с данным α_3 также нуклонов и Λ -гиперона. Полученные значения массы дибариона $^3S_1, ^1S_0, N$ (дигамма) равны соответственно 2,5 ГэВ, 2,5 ГэВ и 2,5 ГэВ, что на 200 - 300 МэВ выше значения масс примитивов МТИ. У нас нет оснований для предпочтения кварковой потенциальной модели перед МТИ, так как в первой не учитываются глюонные вакуумные степени свободы, присутствующие в МТИ в виде мешка. Была сделана попытка расчетов СКМ для меньших значений β , при которых масса примитива СКМ получается больше. В канале 1S_0 анализ СКМ, проделанный И.Л.Грач, дает тогда $\beta \approx 1 \text{ фм}$ и $\sqrt{S} \approx 2,5 \text{ ГэВ}$, тогда как в канале $^3S_1 + ^3D_1$ анализ, проведенный совместно с Б.Баккером (Амстердам), не дает правильного поведения P-матрицы при $\beta \approx 1 \text{ фм}$.

Литература

1. Simonov Yu.A. Nucl.Phys., 1984, A416, 109;
Narodetskii I.M. In: Few Body Problems in Physics, eds. Faddeev L.D. and Kopaleishvili T.I., World Scientific, Singapore, 1985, p.55.
2. Jaffe R., Low F.E. Phys.Rev., 1979, D19, 2105.
3. Kalashnikova Yu.S., Narodetskii I.M., Veselov A.I. Z.Phys.A., 1986, 323, p.205.
4. Kalashnikova Yu.S., Narodetskii I.M., Simonov Yu.A. and Veselov A.I. Phys.Lett., 1985, 155B, 217.
5. Bakker B.L.J. In: Proc. of X European Symp. on the Dynamics of Few Body systems. Gy.Bencze, P.Dolehall, J.Revai eds., 1985, p.37.
6. Matveev V.A., Sorba P.A. Lett. Nuovo Cim., 1977, 20, 435.
7. Калашникова Ю.С., НародецкИИ И.М. В сб.: Теория квантовых систем с сильным взаимодействием. Изд-во Калининского ун-та, Калинин, 1986, стр.28.
8. Narodetskii I.M. In: Proc. of X Europ. Symp. on the Dynamics of Few Body Systems, by Bencze, P.Dolehall, J.Revai eds., 1985, p.23.
9. Calogero F., Simonov Yu.A. Phys.Rev., 1968, 162, 789.

МАССЫ И ШИРИНЫ ЭКЗОТИЧЕСКИХ БАРИОНОВ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТЬЮ

В. В. Кулиш

Харьковский физико-технический институт АН УССР

1. Введение

Вопрос о существовании экзотических барионов является одним из важнейших вопросов в физике адронов. К настоящему времени получены экспериментальные данные, указывающие на возможное существование резонансов с $I=5/2$ и $S=0$ ^{1-6/}, а также резонанса со скрытой экзотикой^{7/}. Полученные в последнее время значения минимальных масс барионов с $I=5/2$ имеют близкие значения: 1416 ± 7 МэВ^{4/}, 1438 МэВ^{5/}, 1443 ± 3 МэВ^{6/}. Исследования барионов с минимальными массами представляют интерес по причине относительно простой теоретической интерпретации.

Экзотические барионы предсказываются в квазядерном подходе^{8/} на основе свержходящихся правил сумм^{9/}, в кварковых моделях^{10-12/}. В модели мешков предсказаны два состояния $4Q\bar{Q}$ -системы: одно с $J^P = 3/2^-$ и другое с $J^P = 1/2^-$ и массами $M=2000$ МэВ и 2250 МэВ соответственно^{11/}. Таким образом, предсказания^{11/} по числу барионов с $I=5/2$ и их массам находятся в противоречии с экспериментальными данными^{1-6/}. $4Q\bar{Q}$ -система содержит бесцветные подсистемы ($3Q$ и $Q\bar{Q}$) и состояния со скрытым цветом, причем бесцветные состояния в адроне не обязаны удерживаться на тех же расстояниях, что и цветные. Поэтому волновые функции экзотических барионов должны быть суперпозициями волновых функций адронных и многокварковых систем. Такое смешивание состояний рассматривалось в^{13-17/} ($|NN\rangle$ и $|6Q\rangle$ -состояния в волновой функции дейтрона) и в^{18/} ($|2Q2\bar{Q}\rangle$ и $|\psi\rangle$ в волновой функции скалярного мезона).

В настоящей работе рассмотрены массы и ширины экзотических барионов с $J^P=3/2^-$ в модели, учитывающей смешивания $|4Q\bar{Q}\rangle$, $|DP\rangle$ - и $|D\bar{Y}\rangle$ -состояний (D соответствует декаплету, а P и \bar{Y} - октету группы ароматов $SU(3, F)$). Поскольку мы изучаем экзотические барионы с минимальными массами, то естественным является рассмотрение $4Q\bar{Q}$ -систем с кварками в основном состоянии. Тогда мезоны и барионы в DP - и $D\bar{Y}$ -системах должны иметь нулевой относительный орбитальный момент.

2. Массовые формулы

Вследствие принципа Паули для кварков u -, d -, s - ароматов в основном состоянии бесцветные $4Q\bar{Q}$ -системы описываются представле-

ниями группы $SU(6, FJ)$ размерностей $56, 70, 1134$. Последнее представление имеет следующее разложение по представлениям группы

$$SU(3, F) \times SU(2, J): \quad (1)$$

$$\begin{aligned} 1134 = & 35 \times 4 + 35 \times 2 + 27 \times 6 + (27 \times 4)_1 + (27 \times 4)_2 + (27 \times 2)_1 + (27 \times 2)_2 + \\ & \overline{10} \times 4 + \overline{10} \times 2 + 10 \times 6 + (10 \times 4)_1 + (10 \times 4)_2 + (10 \times 2)_1 + (10 \times 2)_2 + 8 \times 6 + \\ & (8 \times 4)_1 + (8 \times 4)_2 + (8 \times 4)_3 + (8 \times 2)_1 + (8 \times 2)_2 + (8 \times 2)_3 + 1 \times 4 + 1 \times 2. \end{aligned}$$

Состояния $4Q\bar{Q}$ -системы с $I=5/2$ и $S=0$ могут содержаться только в 35 -плете $SU(3, F)$. При вычислении масс воспользуемся формулой

$$M = \sum_i m_i - \frac{3}{8} B \sum_{i>j} \left(\frac{\sigma \lambda}{m} \right)_i \left(\frac{\sigma \lambda}{m} \right)_j, \quad (2)$$

$m_u = m_d = \frac{2}{3} m_s = 360 \text{ МэВ}$, $B/m_u^2 = 50 \text{ МэВ}$,^{19/} которая представляет собой обобщение массовой формулы для барьонов. Используя тензоры $Z_{\beta}^{i_1 i_2 i_3 i_4} / 20$, соответствующие 35 - плету $SU(3, F)$, получаем для состояний с $I=5/2$, $S=0$ $M(4Q\bar{Q}, JP=3/2^-) = 2050 \text{ МэВ}$, $M(4Q\bar{Q}, JP=1/2^-) = 2350 \text{ МэВ}$. Таким образом, мы получили массы $4Q\bar{Q}$ -системы, близкие к полученным в ^{11/}, которые немного превышают наблюдаемые на опыте ^{1-6/}.

Введём ортонормированный базис $|4Q\bar{Q}\rangle, |DP\rangle, |DV\rangle$ -состояний ^{20, 21/}.

$$\begin{aligned} |\psi_1\rangle &= |4Q\bar{Q}\rangle, \quad |\psi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{7}} (\sqrt{8} |DP\rangle - |4Q\bar{Q}\rangle), \quad (3) \\ |\psi_3\rangle &= \frac{1}{4} \sqrt{5} (7 \sqrt{3} |DV\rangle - |DP\rangle + \sqrt{8} |4Q\bar{Q}\rangle). \end{aligned}$$

Для состояний с $I=5/2$ и $S=0$ $M(\psi_1) = 2050 \text{ МэВ}$, $M(\psi_2) = 1250 \text{ МэВ}$, $M(\psi_3) = 1925 \text{ МэВ}$. Так как в $|\psi_2\rangle$ входят $|DP\rangle$ и $|4Q\bar{Q}\rangle$ то будем рассматривать следующие физические состояния:

$$|Z^{(1)}\rangle = \alpha |\psi_1\rangle + \beta |\psi_2\rangle, \quad |Z^{(2)}\rangle = -\beta |\psi_1\rangle + \alpha |\psi_2\rangle, \quad (4)$$

$$|Z^{(3)}\rangle = |\psi_3\rangle, \quad \alpha^2 + \beta^2 = 1.$$

Требую, чтобы $M(Z^{(1)}) = 1430 \text{ МэВ}$ для состояния с $I=5/2$, $S=0$, получаем $\alpha^2 = 0,224$ и $M(Z^{(2)}) = 1870 \text{ МэВ}$, $M(Z^{(3)}) = 1925 \text{ МэВ}$.

Если предположить, что α в (4) не изменяется при переходе от состояний с $I=5/2$, $S=0$ к состояниям с $|S| \leq 1$, то можно получить (в МэВ): для $S=1$, $I=2$ $M(Z^{(1)}) = 1647$, $M(Z^{(2)}) = 2085$, $M(Z^{(3)}) = 2068$; для $S=0$, $I=3/2$ $M(Z^{(1)}) = 1867$, $M(Z^{(2)}) = 2198$, $M(Z^{(3)}) = 2155$; для $S=-1$, $I=2$ $M(Z^{(1)}) = 1637$, $M(Z^{(2)}) = 2023$, $M(Z^{(3)}) = 2098$; для $S=-1$, $I=1$ $M(Z^{(1)}) = 1970$, $M(Z^{(2)}) = 2283$, $M(Z^{(3)}) =$

=2368. В /20/ показано, что при $\alpha^2 < 0,12$ может существовать стабильный экзотический барион со странностью, равной -4 , и изоспином $I=1/2$.

3. Барионы с $I=5/2$ и $S=0$

Знак $\alpha\beta$ из массовых формул определить невозможно. Для определения знака $\alpha\beta$ рассмотрим распады $Z^{(1)} \rightarrow \Delta\pi$. В таблице представлены ширины этих распадов, вычисленные в /21/. Видно, что выбор положительного знака $\alpha\beta$ приводит к лучшему согласию с экспериментом.

Таблица. Массы и ширины барионов с $I=5/2$ и $J^P=3/2^-$ (в МэВ)

Состояние	$M_{\text{теор.}}$	$\Gamma(Z \rightarrow \Delta\pi)_{\text{теор.}}$		$M_{\text{эксп.}}$	$\Gamma_{\text{эксп.}}$	Номер ссылки
		$\alpha\beta > 0$	$\alpha\beta < 0$			
$Z^{(1)}$	1430	24	1	1440	43	1
				1416±7	13±7	4
				1438	23	5
				1443±3	0÷11	6
$Z^{(2)}$	1870	12	84	1740	30	2
				1750	50	3
				1894	≤ 40	5
$Z^{(3)}$	1927	7	7	1990	120	2
				1894	≤ 40	5

4. Барионы с $I=3/2$ и $S=0$

Эти барионы являются состояниями со скрытой странностью. В точной $SU(3, F)$ - симметрии ширины распадов этих барионов на $\Delta\pi, \Delta\eta, \Sigma^*K$ относятся, как 1:5:10. В /7/ наблюдался резонанс в $\Sigma^-(1385)K^+$ - системе с массой 1956 МэВ и шириной 14-12 МэВ. Масса этого резонанса близка к массе состояния $Z^{(2)}$ с $J^P=3/2^-, I=3/2, S=0$ ($M(Z^{(2)})=1867$ МэВ), которая получена в приближении постоянства α . Расхождение значений масс можно объяснить неточностью (2), если предположить, что (2) (имеющая точность 3% в случае $3Q$ -барионов /19/) для $4Q\bar{Q}$ - систем справедлива с точностью 5% (т.е. около 100 МэВ). Поскольку экспериментальные данные /7/ не описываются полностью в случае резонанса с $J^P=3/2^-$, то представляет интерес анализ этих данных с учётом высших парциальных волн в распаде $Z^{(2)} \rightarrow \Sigma^-(1385)K^+$. Для идентификации резонанса /7/ важное значение имеют ширины его распадов на $\Delta\pi$ и $\Sigma^-(1385)K^+$, а также изучение $\Sigma^+(1385)K^+$ - системы.

5. Радиационные распады

Рассмотрим распады $Z_{2I, S}^{(i)} \rightarrow D + \gamma$, предполагая, что в системе равных скоростей переход $3/2^- \rightarrow 3/2^+ + \gamma$ определяется магнитной дипольной амплитудой. В рамках модели, используемой при вычислении амплитуд распадов $Z_{5,0}^{(i)} \rightarrow \Delta \mathcal{P} / 2I$, получим

$$\Gamma(Z^{(i)} \rightarrow D\gamma) = \frac{\alpha_{em}}{36} \left(1 - \frac{m_D^2}{m_\pi^2}\right) (m_D + m_\pi)^2 \left[6 + \frac{(m_D + m_\pi)^2}{m_D m_\pi}\right] \cdot A(Z^{(i)} \rightarrow D\gamma),$$

$$A(Z^{(1)} \rightarrow D\gamma) = \frac{\alpha_\gamma}{2} F(0)(\alpha - d + \frac{\beta}{\sqrt{2}}), \quad A(Z^{(2)} \rightarrow D\gamma) = \frac{\alpha_\gamma}{2} F(0)(\beta + \frac{\alpha}{\sqrt{2}}),$$

$$A(Z^{(3)} \rightarrow D\gamma) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{10}{7}} \left\{ \frac{21\sqrt{2}}{5} [\alpha_p g_{p\gamma} + (\alpha_\gamma - \alpha_p)(g_{\omega\gamma} - \sqrt{2} g_{\eta\gamma}) - \alpha_\gamma F(0)] \right\},$$

где $F(q^2)$ - фактор перехода $4q\bar{q} \rightarrow D + \text{ток } /2I/$. С помощью тензора для $\underline{35}$ -плета группы $SU(3, F)$ можно вычислить константы α_γ и α_p из (5). Рассматривая радиационные распады $Z_{2I, S}$, имеем для

$$Z_{5,0}^{++} \rightarrow \Delta^{++}\gamma \quad \alpha_p = \alpha_\gamma = -1/\sqrt{5}; \quad \text{для } Z_{3,0}^{++} \rightarrow \Delta^{++}\gamma$$

$$\alpha_\gamma = \frac{8}{3} \alpha_p = 2/\sqrt{30}.$$

6. Заключение

В модели со смешиванием $|4Q\bar{Q}\rangle$, $|D\rangle$, $|D\rangle$ - состояний для любого физического состояния с определёнными значениями I и S предсказываются шесть барионов с отрицательной чётностью: два с $J^P = 1/2^-$, три с $J^P = 3/2^-$ и одно с $J^P = 5/2^-$. Некоторые состояния, соответствующие ортонормированному базису (состояния $|\psi_2\rangle$ в (3)) имеют массы намного меньше масс $4Q\bar{Q}$ -систем (состояния $|\psi_1\rangle$ в (3)). Это позволяет получить значения масс физических состояний, близкие к наблюдаемым на опыте. Для идентификации предсказываемых барионов $Z_{2I, S}^{(i)}$ и наблюдаемых необходима информация о спинах и чётностях экзотических барионных резонансов. Интерес могут представлять также исследования радиационных распадов и поиски стабильного экзотического бариона со странностью, равной -4 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Абдильвалев А. и др. Сообщение ОИЯИ, I-III37, Дубна, 1977.
2. Nilov A.F. et al. Preprint ITP-165, Moscow, 1978.
3. Алешин Ю.Д. и др. Препринт ИТЭФ-26, Москва, 1980.
4. Мельниченко И.А. и др. Препринт ИТЭФ-41, Москва, 1983.
5. Абдильвалев А. и др. ЯФ, 1983, 37, с.692.

6. Бешлиу К. и др. Труды Симпозиума "Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях". ЛИАФ, Ленинград, 1984, с.592.
7. Aleev A.N. et al. Preprint JINR, E1-84-125, 1984.
8. Далькаров О.Д. и др. ЯФ, 1973, 17, с.1321.
9. Григорян А. А., Кайдалов А.Б. ЯФ, 1980, 32, с.540.
10. Долгов А.Д., Захаров В.И., Окунь Л.Б. ЯФ, 1974, 20, с.199.
11. Strottman D. Phys.Rev.D., 1979, 20, p. 748.
12. Кулиш Ю.В. УФЖ, 1986, 31, с.325.
13. Симонов Ю.А. ЯФ, 1982, 36, с.722.
14. Кобушкин А.П., Шелест В.П. ЭЧАЯ, 1983, 14, с.1146.
15. Matveev V.A., Sorba P. Nuovo Sim.Lett., 1977, 20, p. 145.
16. Неудачин В.Г., Обуховский И.Т., Смирнов Ю.Ф. ЭЧАЯ, 1984, 15, с.1165.
17. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. Там же, с.1249.
18. Ачасов Н.Н., Девянин С.А., Шестаков Г.Н. УФЖ, 1984, 142, с.361.
19. Glasgow S.L. Physica A, 1979, 96, p. 27.
20. Кулиш Ю.В. УФЖ, 1986, 31, с.485.
21. Кулиш Ю.В. ЯФ, 1986, 43, с.179.

ПОИСК ЭКЗОТИЧЕСКИХ БАРИОННЫХ СИСТЕМ В РЕАКЦИЯХ РАЗВАЛА РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЯДЕР

Н.П. Андреева, Э.В. Анзон, В.И. Бубнов, А.Ш. Гайтинов,
Э.К. Камыгина, И.Н. Часников, Ц.И. Шахова

Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

В последние годы много внимания уделялось экспериментальному и теоретическому исследованию экзотических систем, в частности, аномаленов - аномально взаимодействующих релятивистских фрагментов ядер-снарядов, образовавшихся в столкновениях ядер высоких энергий. Имеется огромное количество публикаций, в которых приведены как положительные, так и отрицательные результаты поиска аномаленов. Литературу по аномалену можно найти, например, в работах /1-3/ и др.

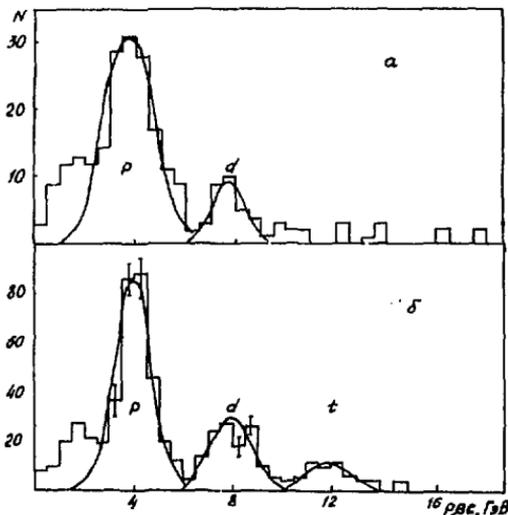
В нашей работе /4/ рассматривалась возможность обнаружения экзотических систем с $Z = I$ и $A > 3$. В реакции полного развала ядра неона-22 с импульсом 4,1 ГэВ/с на нуклон на однозарядные фрагменты нами было обнаружено гиперядро 4_1H (система, состоящая из одного протона, двух нейтронов и одного λ -гиперона).

В настоящем сообщении приводятся результаты дальнейшего поиска гиперядер среди однозарядных фрагментов во взаимодействиях релятивистских ядер углерода и неона в ядерных фотоэмульсиях.

В работе использовались фотоэмульсии типа BP-2, облученные на ускорителе ОИЯИ ядрами ${}^{12}C$ и ${}^{22}Ne$ с импульсом $P_0 = 4,1$ ГэВ/с на нуклон. Методические вопросы, связанные с поиском и идентификацией однозарядных фрагментов, изложены в работе /4/.

В реакциях ${}^{12}C + A$ были измерены импульсы и ионизация 254 однозарядных фрагментов на 204 взаимодействиях и в ${}^{22}Ne + A$ - 556 фрагментов из 505 взаимодействий. Соотношение числа фрагментов с величинами p_{rc} , равными (2-6) ГэВ; (6-10) ГэВ и более 10 ГэВ, равно 62%, 21%, 10% для ${}^{12}C + A$ взаимодействий. Доля частиц, импульсы которых не были определены, составляет 7%. По данным работы /5/ в ${}^{12}C + A$ взаимодействиях доля p -фрагментов составляет 57%, d -фрагментов - 14%, t -фрагментов - 2,4%, других частиц (нефрагментов) - 27%.

На рис. 1а и 1б представлены распределения по энергии, точнее, по величине p_{rc} , для однозарядных фрагментов, образованных во взаимодействиях ${}^{12}C + A$ и ${}^{22}Ne + A$. Как видно из распределений по p_{rc} , в области 4, 8 и 12 ГэВ имеются заметные пики, которые соответствуют протонам, дейтронам и тритонам. Идентификация фрагментов прово-



дидась также путем измерения ионизации, а в реакциях полного развала ядер-снарядов, когда были измерены импульсы всех фрагментов и вторичных частиц, и путем кинематического анализа /4/.

Рис.1. Распределение по величине pvc — однозарядных частиц:

а) из $^{12}\text{C}+A$ взаимодействий (угол вылета частиц $\theta \leq 5^\circ$);
 б) из $^{22}\text{Ne}+A$ взаимодействий (угол вылета частиц $\theta \leq 5^\circ$).

Рассмотрим средние величины пробегов фрагментов имеющих различные величины pvc . Средний свободный пробег для фрагментов с определенным значением величины pvc находился как $\lambda = S/N$, где S — суммарная прослеженная длина, а N — число обнаруженных взаимодействий. На рис.2 представлена зависимость средних значений λ в сантиметрах для фрагментов, имеющих разные величины pvc .

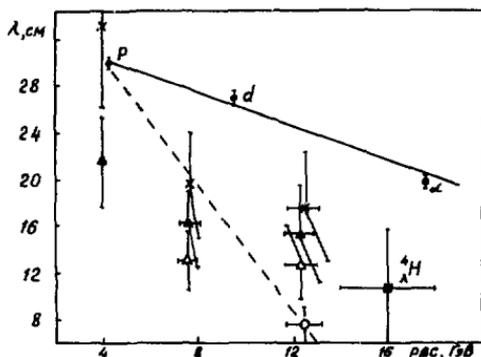


Рис.2. Зависимость средней длины свободного пробега λ от величины pvc для различных частиц и однозарядных фрагментов в $^{12}\text{C}+A$ взаимодействиях. Темные точки — протоны, дейтроны и α -частицы (данные взяты из работы /2/). Остальные точки — пояснения в тексте.

Крестикам соответствуют значения λ без учета взаимодействий частиц с длиной меньше 1 см. Число таких фрагментов, на которых из-за малой длины не удалось определить их энергию и природу, составляет

7% в $^{12}\text{C} + \text{A}$ и 9% в $^{22}\text{Ne} + \text{A}$ взаимодействиях. Темным треугольникам соответствуют значения λ , полученные при учете числа короткопробежных неидентифицированных частиц пропорционально числу фрагментов, попадающих в интервалы по ρ_{BC} : (2-6) ГэВ, (6-10) ГэВ и более 10 ГэВ. При таком учете короткопробежных фрагментов средний свободный пробег для частиц с $\rho_{\text{BC}} = (2-6)$ ГэВ, составляющих в основном протоны, оказывается значительно ниже величины свободного пробега для протонов с импульсом 4,5 ГэВ/с ^[6]. Светлым треугольникам соответствует предположение о том, что короткопробежные фрагменты имеют величины ρ_{BC} больше 6 ГэВ и светлой точке - ρ_{BC} больше 10 ГэВ. Анализ вторичных взаимодействий (распадов) короткопробежных фрагментов показывает, что последнее предположение является наиболее правдоподобным. Как видно из рис.2, при любом учете короткопробежных фрагментов величина среднего свободного пробега λ однозарядных частиц с $\rho_{\text{BC}} > 6$ ГэВ заметно меньше величины λ для дейтонов и α -частиц. Одним из возможных объяснений малой величины λ может быть предположение о том, что среди фрагментов с $\rho_{\text{BC}} > 6$ ГэВ присутствуют гиперядра с временем жизни $\sim 10^{-10}$ с, распадающиеся на расстоянии всего лишь несколько сантиметров. Для идентифицированных гиперядер $^4_\lambda\text{H}$ с массой и энергией, близкой к массе и энергии α -частиц, величина свободного пробега λ оказалась примерно в два раза меньше величины λ для α -частиц. Заметим, что из 6 фрагментов кандидатов в $^4_\lambda\text{H}$ 4 и одно ядро $^3_\lambda\text{H}$ обнаружены в реакциях полного развала ядра-снаряда.

На рис.3 приведена зависимость величин λ для различных ядер от атомного номера A (темные точки - данные из работы ^[2]).

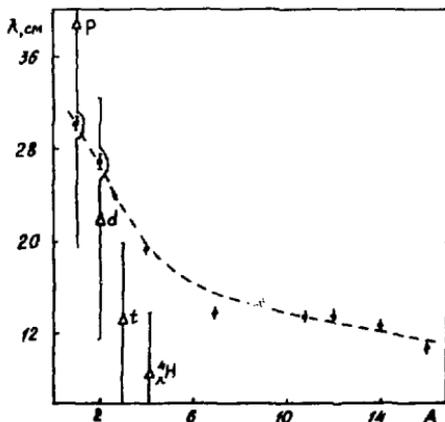


Рис.3. Зависимость средней длины свободного пробега λ от атомного номера A. Пояснение в тексте.

Там же приведены величины λ для однозарядных фрагментов (протонов, дейтронов, тритонов и гиперядер ${}^4\text{H}$), идентифицированных только в событиях полного развала налетающего релятивистского ядра на однозарядные фрагменты. В ${}^{22}\text{Ne} + \text{A}$ взаимодействиях в 2000 событиях обнаружена одна реакция полного развала налетающего ядра на фрагменты с $Z = 1$, а в ${}^{12}\text{C} + \text{A}$ взаимодействиях - в 701 событии - 11 реакций такого развала. Из рисунка 3 видно, что величины λ для тритонов и гиперядер ${}^4\text{H}$ меньше величины λ для α -частиц.

Известно, что существуют и многозарядные гиперядра ${}^{\lambda}\text{Li}$, ${}^{\lambda}\text{B}$ и др. ¹⁷⁾, которые также имеют время жизни $\sim 10^{-10}$ с и, следовательно, малые длины свободного пробега. Вполне возможно, что среди так называемых аномалонов присутствуют гиперядра. Для подтверждения этой гипотезы необходимы дальнейшие исследования свойств релятивистских гиперядер на значительно большем статистическом материале.

В заключение авторы благодарят руководство ЛВЭ ОИЯИ и сотрудничество ¹²⁾ за предоставление ядерных фотоэмульсий и ФЭК ОИЯИ за обсуждение части результатов, представленных в настоящем сообщении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карманов В.А. УФН, 1983, т.141, вып.3, с.525.
2. АВГДЖКЛМТУ - сотрудничество. Сообщение ОИЯИ, PI-84-532, Дубна, 1984.
3. Deeney Wilkinson. Nuclear Physics, 1985, v.4434, p.573.
4. Андреева Н.П. и др. Препринт ИВВЭ АН КазССР № 85-15, Алма-Ата, 1985.
5. БВДЖКЛМТ - сотрудничество. ЯФ, 1980, т.32, вып.5, с.1387.
6. АВДЖКЛМТУ - сотрудничество. Сообщение ОИЯИ PI-13055, Дубна, 1980.
7. Пауэлл С., Фаулер П., Перкинс Д. Исследование элементарных частиц фотографическим методом. ИЛ, Москва, 1962, с.223.

PROBING NUCLEAR MATTER WITH DILEPTONS

L. S. Schroeder

Nuclear Science Division
Lawrence Berkeley Laboratory
University of California
Berkeley, California 94720
USA

1. Introduction

Dileptons have a long and distinguished history in particle physics, e.g., the discovery of the J/ψ and its impact on QCD. In nuclear science dileptons are now being employed to study many interesting features associated with pA and AA collisions at intermediate and high energies. From a theoretical point of view, dileptons are particularly interesting since at high energies they can arise from basic quark-quark or quark-antiquark processes as shown in Fig. 1 (a,b,c)--as such they can be used to probe the quark "degrees-of-freedom" in the collision. In addition, there are other potential sources of dileptons, such as the $\pi^+\pi^-$ annihilation and hadronic(both baryons and mesons) bremsstrahlung processes indicated in Fig. 1 (d,e). We shall see these are also of interest in helping probe extreme conditions of temperature (T) and density (ρ) in nuclear matter. From the

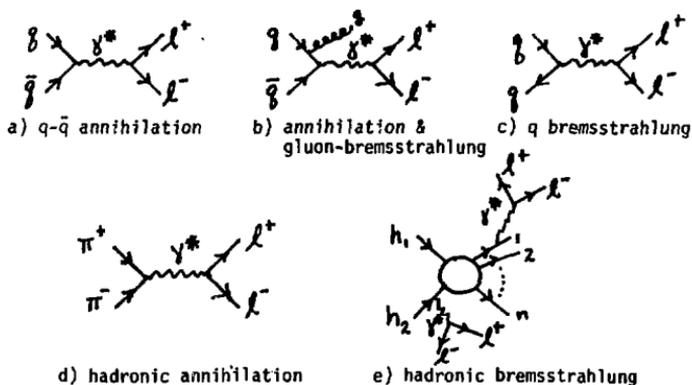


Fig. 1. Examples of processes yielding dileptons (e^+e^- or $\mu^+\mu^-$) in hadron-nucleus and nucleus-nucleus collisions.

experimental side, leptons and dilepton are felt to be particularly useful since they interact weakly with matter and therefore serve as relatively undistorted probes of various stages (pre-equilibrium, equilibrium and the late frozen phase) of the collision process.

In the remainder of the talk I will:

- a) Briefly describe what's known experimentally about dileptons,
- b) Review their use in upcoming experiments with light ions at the CERN SPS^{1,2}--possible signatures of quark matter formation,^{3,4} and
- c) Discuss their use in an upcoming experiment with a new spectrometer at Berkeley--probing the nuclear matter equation of state (EOS) at high T, ρ .

2. Some Features of Dilepton Spectra

Fig. 2 displays the dimuon mass spectrum as measured by the Chicago-Princeton group in π^- -nucleon collisions at 225 GeV/c.⁵ The solid curve represents the estimates of the Drell-Yan hard quark-antiquark scattering process. A rich spectrum of resonances are observed above an apparently smooth background. The Drell-Yan process provides an adequate explanation of the data for $M_{\mu\mu} > 3$ GeV, i.e., in the region where perturbative QCD is expected to be valid. However, it completely underestimates the yield at lower masses. The region below a few GeV then appears to have an "anomalous enhancement" of dileptons. At present, there is no adequate explanation for these low-mass pairs; although such things as the decay of heavy mesons and quark/hadronic bremsstrahlung processes have been considered--and must provide a portion of the observed signal. In Fig. 3 we see that pair masses in this region ($< \text{few GeV}$) scale as $\sim 1/M^2$, where $M = \text{dilepton mass}$. Also the yield appears to be relatively insensitive to energy and projectile type between 13-225 GeV/c.⁶⁻⁹ A more detailed discussion of dileptons and direct leptons (whose source should be dileptons) can be found in the review article by H. Specht in the Proceedings of QM'84.¹⁰ Since the dilepton spectrum is sensitive to the quark "degrees-of-freedom," and because dileptons can exit the interaction volume unscathed, they have been high on the list of experimental observables in the search for the quark-gluon plasma (QGP).^{3,4} Recently, L. McLerran has provided a summary¹¹ of the physics that one is sensitive to for various ranges of dilepton masses. This is summarized below:

<u>Dilepton Pair Mass</u>	<u>Physics Probed</u>
a) < 50 MeV	coherent emission from local charge fluctuations
b) 50-500 MeV	QGP emission plus hadronic decays
c) 500-3000 MeV	QGP emission
d) 3000-10000 MeV	Drell-Yan, perturbative QCD

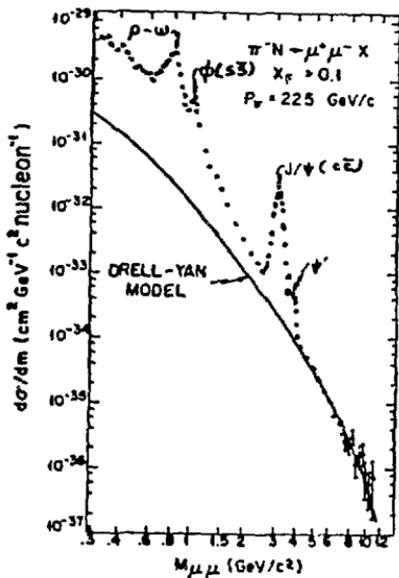


Fig. 2. Dimuon mass spectrum measured by Chicago-Princeton group (Ref. 5). Solid curve is Drell-Yan prediction.

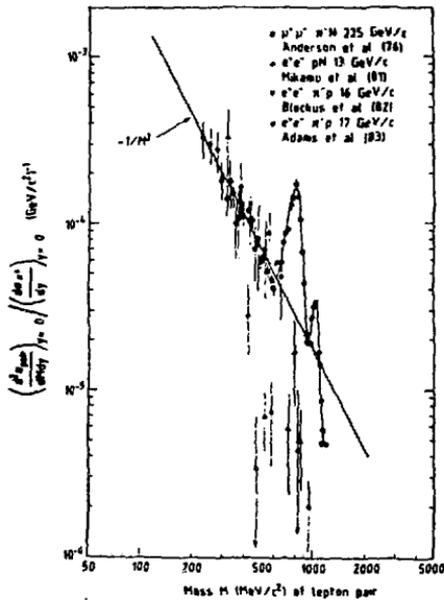


Fig. 3. Compilation of dilepton mass spectrum from several experiments (Refs. 6-9).

elements: 2) target + vertex detector system, 3) compact forward electron spectrometer ($M_{ee} < 1000$ MeV), 4) forward muon spectrometer (formerly NA3) covering from 250 MeV to beyond the J/ψ and 5) wide angle external spectrometer. Strong filtering (~ 10 interaction lengths) is used after the target to remove hadrons and limit decays of π 's and K's into muons. In this way they expect to reduce the problems arising from high multiplicities (expect events with ~ 100 - 1000 particles at 200 GeV/nucleon), lepton identification, and combinatorics. The question of individual electron tracking and identification is made particularly difficult in the front-end of the system by the 1-2 e-pairs expected from π^0 -Dalitz decay alone (they anticipate ~ 100 - 200 π^0 's for central collision events). A wide angle pair spectrometer is being designed, but will not be available for the first round of experiments. Clearly NA34 has undertaken a very ambitious plan to search for the QGP. As in all the CERN experiments, one will not look for a single signature but must look at correlations within a given event, e.g., dilepton mass spectrum correlated with high multiplicity (M) or high transverse energy flow (E_T), correlations between strange particle production and global observables (M , E_T , $dN/dy, \dots$), etc.

Before leaving this section a word is in order on what we might expect from dilepton measurements at SPS energies. Fig. 5 shows a dimuon mass spectrum as

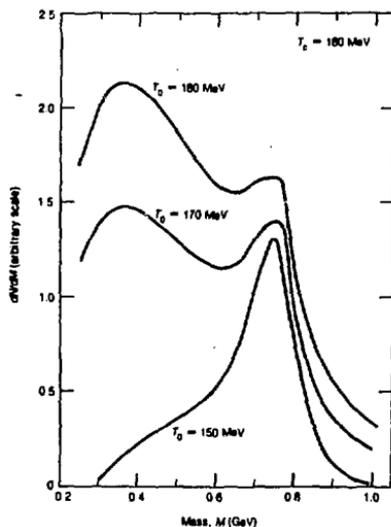


Fig. 5. Shape of dilepton ($\mu^+\mu^-$) low-mass spectrum (calculated by Ref. (3)) for different values of the temperature of the source ($T_0 = 150, 170, 180$ MeV) for a fixed critical temperature of $T_c = 160$ MeV.

calculated by S. Chin¹³ assuming only two contributions: 1) $\pi^+\pi^-$ annihilation and 2) a thermalized QGP with a critical temperature of $T_c = 160$ MeV. For a source at $T_0 = 150$ MeV, only the annihilation process (dominated by the ρ -form factor) contributes but above $T_c = 160$ MeV the QGP provides a substantial yield, particularly for $M_{\mu\mu} < 500$ MeV. Note that the strong roll over at ~ 400 MeV is due to the finite muon mass, and would not be there for the case of e^+e^- production. Clearly such a calculation is meant to be illustrative at best since it neglects many other potential sources of dileptons. But it does indicate that the low-mass region is of particular interest if one is searching for effects due to the QGP. As a further experimental handle on detecting quark matter, one would want to study the mass spectrum of Fig. 5 for increasing projectile mass, since the QGP should be sensitive to the volume ($\propto A$), while the annihilation process should be more of a surface term ($\propto A^{2/3}$) associated with the later hadronic phase of the collision.

4. Dileptons at the Bevalac

Over the last two years an LBL/Clermont-Ferrand/Johns-Hopkins/Louisiana State/Northwestern/UCLA collaboration¹⁴ has undertaken the design and construction of a major new system called the Dilepton Spectrometer (DLS). The DLS will measure the effective mass of e^+e^- pairs at Bevalac energies. At 1-2 GeV/nucleon in the laboratory one does not expect dileptons to arise from formation of the QGP, but rather as the emission of bremsstrahlung (virtual $\gamma \rightarrow e^+e^-$) from cascading baryons in the hot, compressed stage of the collision process (see Fig. 1e) and from $\pi^+\pi^-$ annihilation (see Fig. 1d). Just as in the high energy case, at Bevalac energies dileptons serve as excellent probes since they can exit the interaction volume without being distorted. Kapusta¹⁵ has indicated that the region from 20-250 MeV should be sensitive to the hadronic bremsstrahlung (both initial and final state particles), while above 280 MeV ($\sim 2 m_\pi$) the $\pi^+\pi^-$ annihilation contribution can be studied. A very preliminary estimate of the expected production yield per unit volume per unit mass for these two processes is shown in Fig. 6 for nucleus-nucleus collisions at Bevalac energies. Two fireball temperatures ($T = 50$ and 100 MeV) were assumed at a baryon density of $2\rho_0$. At 50 MeV the $\pi^+\pi^-$ annihilation process will be undetectable, but by 100 MeV it should be observable. In addition, the annihilation contribution should be sensitive to the pion dispersion relation in hot, compressed matter. Experimental data on dileptons (e^+e^- at Bevalac) will then be compared with various theoretical models to gain more insight into the EOS of nuclear matter at high T, ρ .

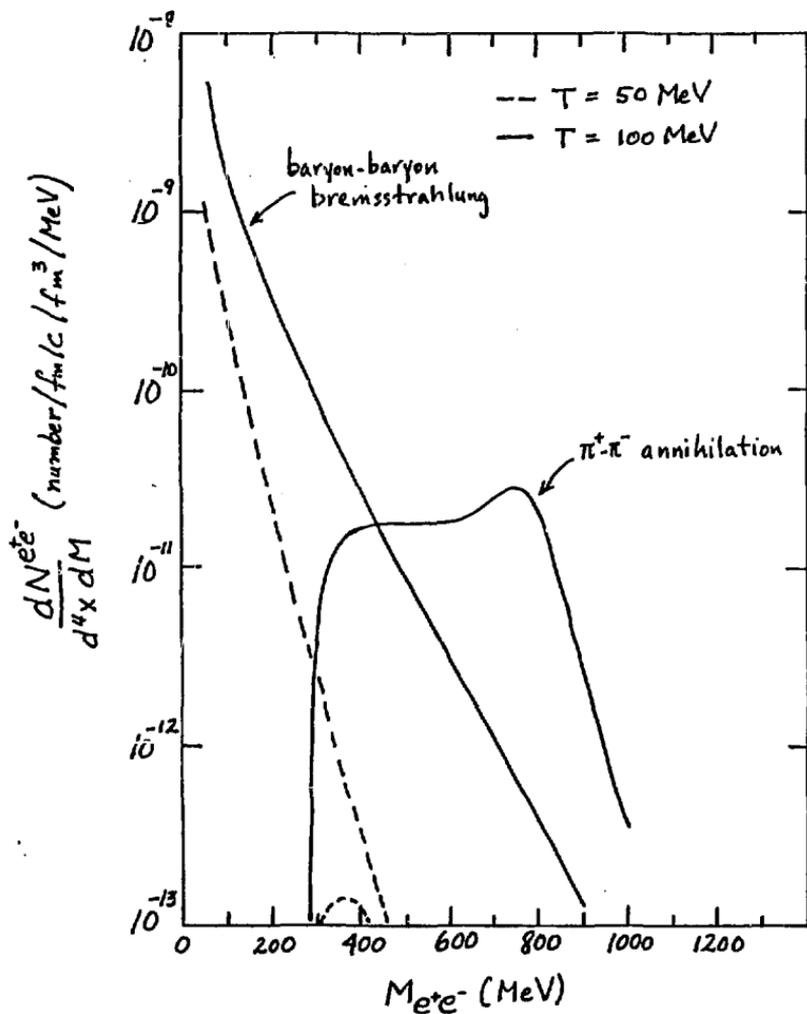


Fig. 6. Preliminary estimate (Ref. 15) of the rate of dilepton (e^+e^-) emission in nucleus-nucleus collisions at Bevalac energies. Two source temperatures are assumed (solid = 100 MeV, dashed = 50 MeV).

Fig. 7 shows a plan view of the DLS. It consists of two identical magnetic arms each of $\Delta\Omega \sim 170$ msr. Each arm contains: 1) a large aperture dipole ($B_{\text{max}} \sim 5$ kG), 2) segmented gas cerenkov counters (front and back of magnet) to identify electrons and positrons, 3) scintillation hodoscopes to provide fast electronic signals, and 4) drift chambers in front and back of the magnet for tracking the e^{\pm} 's. Segmented targets are located inside a scattering chamber. Segmented targets are located inside a scattering chamber.

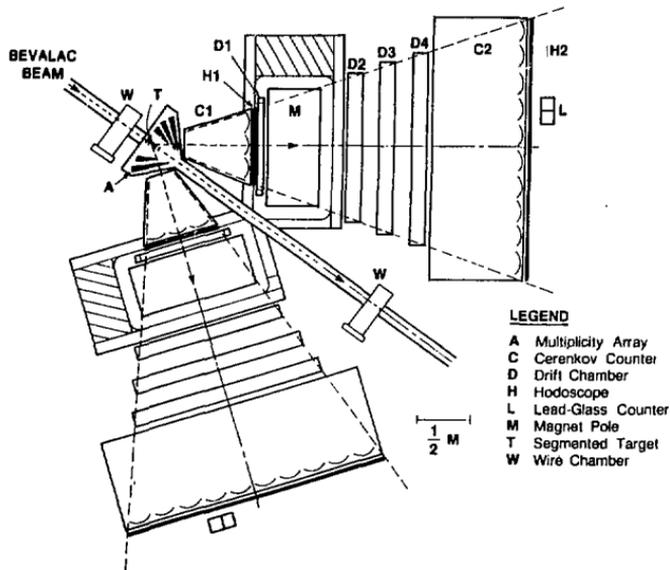


Fig. 7. Plan view of the DLS.

This chamber is surrounded by a multiplicity array to help distinguish between central and peripheral events. The DLS has had one test run (May 1986) and will commence full-scale operation in late 1986/early 1987.

A fundamental limitation to our e^+e^- studies at Berkeley lies in the fact that the Bevalac intensity for masses > 56 is insufficient for a systematic dilepton program. But it is precisely the heavier masses that one needs to produce high T , ρ nuclear matter. Berkeley has recently proposed a Bevalac Upgrade¹⁶ whereby the Bevatron's main ring would be replaced by a modern synchrotron such as that shown in Fig. 8. Such a device would be capable of providing increased beam currents of ~ 100 - 1000 over those presently available and would serve as the focus of a very broad-based nuclear science program. In particular, for the OLS program the Bevalac Upgrade would provide:

- a) 10^9 /sec for heavy ($A > 100$ beams),
- b) Enhance data rate ($\sim 10X$),
- c) Permit e^+e^- measurements to lower energies and to $d\sigma/dM \sim nb/GeV$ level (presently expect 1 - $10 \mu b/GeV$ at the Bevalac),
- d) Allow data at higher P_{\perp} 's ($\sim 1 GeV/c$) for e^+e^- pairs, which should help distinguish between different production mechanisms.

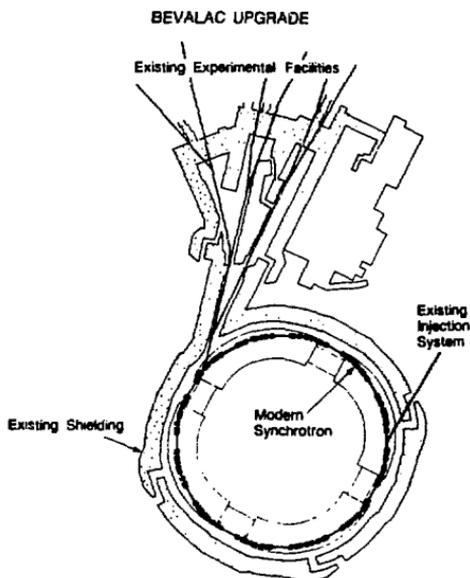


Fig. 8. View of Bevalac Upgrade showing replacement synchrotron and existing experimental halls.

5. Summary

Dileptons are widely considered as one of the fundamental tools available for gaining insight into nuclear matter under extreme conditions--whether in the quest for the QGP or learning more about the EOS of nuclear matter at high T, ρ .

At Berkeley by mid-1987 we expect to have our first results on $pA \rightarrow e^+e^- + x$ (~ 2.1 GeV/nucleon). On the same time-scale several groups should have early results on the e^+e^- and $\mu^+\mu^-$ mass spectra in $^{16}\text{O}+A$ collisions at 60-200 GeV/nucleon at the CERN SPS. These will be eagerly awaited for at the next Quark Matter meeting (August 1987) as perhaps our first inkling of the QGP. There is no dedicated experiment at the Brookhaven AGS to measure dileptons at present, but experiments are expected later--particularly when the heavy beam capability (AGS booster) is realized (~ 1989). Finally, several groups are looking at dilepton possibilities for RHIC (physics in the 1990's). The future for this probe looks promising!

6. Acknowledgments

My thanks to the members of the DLS collaboration for many stimulating discussions on dileptons (particularly J. Carroll and G. Roche). I wish to thank Professor Baldwin and the other members of the Organizing Committee for inviting me to speak at this conference and for their hospitality during the stay in Dubna.

This work was supported by the Director, Office of Energy Research, Division of Nuclear Physics of the Office of High Energy and Nuclear Physics of the U.S. Department of Energy under Contract DE-AC03-76SF00098.

References

1. R. Stock, Nuclear Physics *A447*, 371 (1985).
2. H. Specht, Nuclear Physics *A447*, 387 (1985).
3. L. van Hove, Nuclear Physics *A447*, 443 (1985).
4. Quark Matter '84, Proc. of the 4th Intl. Conf. on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Helsinki, Finland, 17-21 June 1984, ed. by K. Kajantie, Lecture Notes in Physics 221, Springer-Verlag (1985).
5. A.J.S. Smith, Moriond Workshop on Lepton Pair Production, Les Arcs-Savoie-France, Jan. 25-31, 1981.
6. K.J. Anderson *et al.*, Phys. Rev. Lett. *37*, 799 (1976).
7. S. Mikamo *et al.*, Phys. Lett. *106B*, 428 (1981).
8. D. Blockus *et al.*, Nucl. Phys. *B201*, 205 (1982).

9. M.R. Adams *et al.*, Phys. Rev. *D27*, 1977 (1983).
10. H.J. Specht pg. 221 in Quark Matter '84, Proc. of the 4th Intl. Conf. on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Helsinki, Finland, 17-21 June 1984, ed. by K. Kajantie, Lecture Notes in Physics 221, Springer-Verlag (1985).
11. J. Carroll *et al.*, Report of the Working Group on Penetrating Probes at Fixed Target Facilities, pg. 45 of the proc. of the Workshop on Detectors for Relativistic Nuclear Collisions, Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, California, March 26-30, 1984, ed. by L. Schroeder, LBL-18225 (UC-37, CONF-8403137).
12. T. Ludlam, Nuclear Physics *A447*. 349 (1985).
13. S.A. Chin, Phys. Lett. *119B*, 51 (1982).
14. DLS collaboration--LBL: G. Claesson, R. Fulton, D. Hendrie, G. Krebs, E. Lallier, H. Matis, J. Miller, T. Mulera, C. Naudet, D. Nesbitt, H. Pugh, G. Roche, L. Schroeder, A. Yegreswaran, Z. Wang. Clermont-Ferrand: G. Landaud. Johns-Hopkins: T. Hallman, L. Madansky. Louisiana State: S. Christo, Y. Du, J.-F. Gilot, P. Kirk. Northwestern: D. Miller. UCLA: J. Bystricky (on leave from IN2P3, Fr.), J. Carroll, J. Gordon, G. Igo, P. Ouillataguerre, S. Trentalange.
15. J. Kapusta private conversations and invited talk given at the 1986 Bevalac Users' Meeting (April 1986).
16. The Bevalac Upgrade, LBL PUB-5166 (March 1986).

DIQUARKS

Sverker Fredriksson
Department of Theoretical Physics
The Royal Institute of Technology
S-100 44 STOCKHOLM, Sweden



1. Introduction

The philosophy behind the Stockholm diquark model can be pictured in the following way:

Q UARKS



C REATE



D IQUARKS



Hence we argue that the non-perturbative QCD forces can bind two quarks into a small diquark system, and we believe that we have found evidence in the experimental data for the drastic conclusion that this effect is the second-strongest QCD phenomenon. The strongest is naturally confinement, while we think that perturbative gluon forces qualify only for the bronze medal.

These arguments can be true only if

- diquarks can explain the bulk of QCD phenomena that are usually blamed on perturbative gluons, and
- the perturbative expansion parameter Λ_{QCD} is much smaller than believed so far.

It should be noted that there are no basic theoretical arguments against such a view, however ridiculous it may seem at first sight. The free parameter Λ_{QCD} is anyhow only fitted to the data, and a non-perturbative binding effect such as that inside a bound diquark cannot at present be rigorously analysed within QCD (compare the confinement problem). The real challenge at present for Stockholm diquarks is instead that perturbative QCD has been fairly successful in explaining the bulk of high-energy data. In our first round of publications we were therefore busy trying to explain the typical "gluon evidence" in terms of diquarks, while we now concentrate more on finding a "smoking gun" in the form of data and reactions where our model and perturbative QCD give completely different predictions. A problem has been that the groups working with perturbative gluon effects very rarely make critical predictions, while the market is full of successful postdictions. The theme of this talk will therefore be discussions of a few examples of such critical reactions. The basic philosophy behind the Stockholm diquark model, and our way of working, is discussed in Ref. 1:

Are "Gluon Effects" Caused by Diquarks?

Sverker Fredriksson, Magnus Jändel, and Tomas L Larsson
Department of Theoretical Physics, Royal Institute of Technology, S-10044 Stockholm, Sweden

By now we have analysed the following types of reactions and phenomena within the Stockholm diquark model:

- rescattering in hadron-deuteron reactions /2/

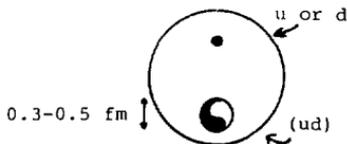
- formation of nuclear matter with only diquarks ("demon nuclei") in heavy-ion collisions /3-7/
- deep-inelastic lepton-nucleon scattering /8-10/
- deep-inelastic lepton-nucleus scattering and the EMC effect /11/
- neutrino-nucleon scattering and backward-jet fragmentation /12/
- large- p_T proton production in hadron-proton reactions /13-14/
- electron-positron annihilation into hadrons /15-17/
- formation of a diquark plasma in heavy-ion reactions /18-19/.

Review articles can be found in Refs. 20-21, as well as in the two PhD theses by Larsson and Jändel /22-23/.

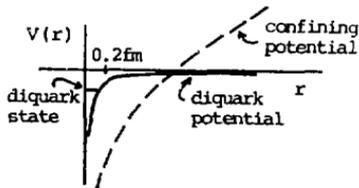
2. The Stockholm diquark

The specific features of the Stockholm diquark that distinguish it from other diquarks on the theoretical market are that it is a bound (but not confined) two-quark state with spin-parity 0^+ and colour 3^* , and that it is very small. We see no phenomenological need, so far, for any kind of excited diquarks, which means that the "allowed" ones are (ud), (us), (ds), (uc), etc; all in spin 0 and internal S wave. The (ud) is first of all found inside protons and neutrons, while the heavier diquarks could exist inside other baryons. Observe that a heavy quark makes a diquark smaller than the (ud), because of trivial kinematic effects.

The most obvious consequence of this model is naturally that a nucleon looks like this:



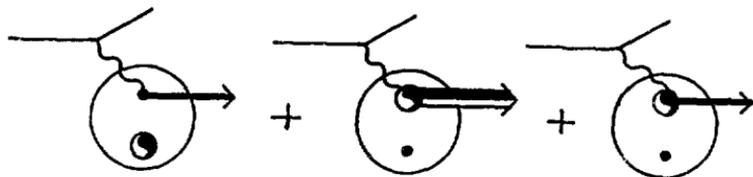
or if illustrated in terms of potentials experienced by a quark inside the (ud) diquark:



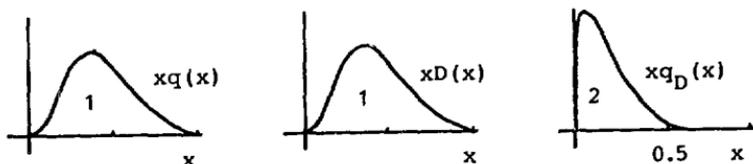
The "extra" nucleon substructure reveals itself in, for instance, the deep-inelastic structure function F_2 , which for a charged lepton beam reads (neglecting sea quarks):

$$F_2(x, Q^2) = e_q^2 xq(x) + e_D^2 xD(x)F^2(Q^2) + e_{q_D}^2 xq_D(x)(1-F^2).$$

Here q is the single quark (u in protons, d in neutrons), D is the (ud) diquark and q_D is the "average" quark, $\frac{1}{2}(u+d)$, inside the (ud) diquark, while e_q etc. are their charges. $F(Q^2)$ is the diquark electromagnetic form factor, which represents the size of the (ud). The three terms signify the contributions from the following three sub-processes:



The corresponding constituent momentum distributions are expected to look something like this:



This illustrates how we expect the diquark distribution to be fairly similar to that of the single quark, while the two quarks inside the diquark carry, on average, less momentum. With this formalism we take into account the fact that the (ud) is not point-like and therefore must be dissolved into its two constituents, a u and a d , if only Q^2 is high enough. That explains the factor $1-F^2$ in the third contribution, which avoids double-counting of quarks and diquarks. In this sense we can also argue that a nucleon always is in a quark-diquark state, but with the diquark itself being a two-quark state. In other diquark models one normally assumes that a nucleon is a clean-cut quark-diquark state some fraction of its time, and a normal three-quark state the other fraction. Then one ignores two important facts,

namely that the transition into a three-quark state is highly Q^2 dependent, and that the three quarks behave quite differently even in the "three-quark state", since two of them are still captured in the small volume of the (ud) diquark. The latter fact obviously explains why the (average) u and the d have so different momentum distributions inside a proton.

The important diquark form factor is parametrised as

$$F(Q^2) = (1 + Q^2/M^2)^{-1}, \text{ with } M^2 \text{ as a free parameter.}$$

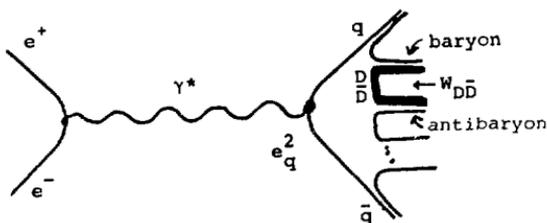
In Refs. 8-10 we have shown that one can indeed fit the world data on deep-inelastic scattering, including those with neutrino beams, with momentum distributions $q(x)$, $D(x)$ and $q_D(x)$ that are quite realistic, and in line with naive dimensional counting rules. For the form factor, the data give

$$M^2 \approx 10 \text{ GeV}^2.$$

This astonishingly high value corresponds to the small diquark radius promoted by us. As you will see, this value appears also in data from other, and quite independent, reactions.

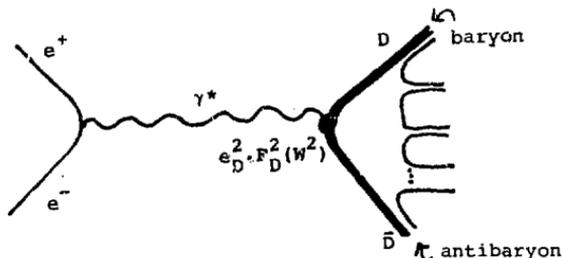
Diquarks are also of importance in e^+e^- reactions, where they are produced as diquark-antidiquark pairs. There they can be created on two levels, and by two completely different mechanisms.

First, there are the pairs produced indirectly, in the strong colour field stretched by the originally produced $q\bar{q}$ pair ^{15,17}:



Here the important quantity is the probability for a pair of scalars to appear in the colour field, as compared to that for a $q\bar{q}$ pair. This number also depends on the diquark mass, and the data on baryon production in e^+e^- reactions have therefore been used by us ¹⁵ to fix the (ud) mass to 200-300 MeV (in the current-mass sense, with massless u and d quarks).

Secondly, diquark-antidiquark pairs can also be produced directly from the virtual photon ^{/15/}:



Now the cross section is instead entirely determined by the charge and form factor of the diquark, and since our diquarks are so small, the rates of certain diquarks can be substantial in energy regions where the form factor is not yet too suppressive. Of special importance is the (uc), since it has charge 4/3. It is therefore favoured by a factor 16 over the (ud), not counting the fact that it is also smaller. A clear bump in the e^+e^- cross section at 5-8 GeV can, in fact, be attributed to the strong influence of charmed diquarks, as has been shown by us in Ref. 16.

Before telling about our most recent projects, I would like to end this section by quoting an interesting effort by a Soviet group to justify the concept of small diquarks with the help of basic theory. This is due to Betman and Laperashvili ^{/24/}, who claim that the instanton model by 't Hooft supports the view that the spin-0 (ud) diquark is very small. This comes about because of the instanton part of the quark-quark and quark-antiquark interaction. Consequently, also the $q\bar{q}$ pair in a pion is very small, and that explains the "paradox" in our model that the Stockholm diquark is smaller than the pion. The size of the pion, as seen in strong-interaction total cross sections, is determined by the extension of the hadronic field around the $q\bar{q}$ pair. If the pion could be probed in deep-inelastic scattering it would turn out to be much smaller. Betman and Laperashvili find a (ud) radius of 0.3 fm and a mass of 330 MeV, which are close to our purely phenomenological values (taking the current mass).

In a naive constituent picture we instead expect a quark to have a mass of around 400 MeV in order to fit the Δ mass of 1,200 MeV, since the spin-3/2 Δ cannot contain any spin-0 diquarks. But then the mass

of the (ud) diquark must be around 500 MeV in order to fit a nucleon mass of 900 MeV. It is interesting to note ^{/10/} that a bound system of 500 MeV, which contains two objects of mass 400 MeV should have a radius of around 0.25 fm, according to simple quantum mechanics.

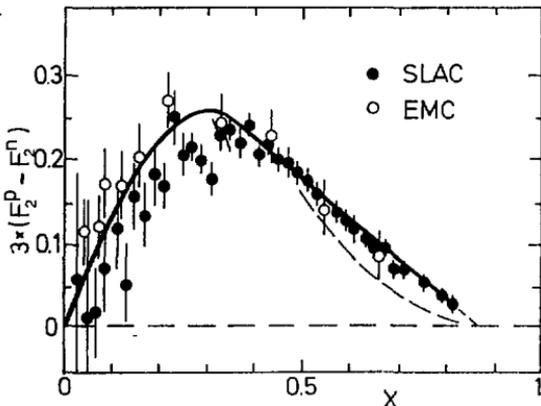
3. Proton-neutron deep-inelastic differences

The first recent project I would like to mention is the one of Ref. 10. There we point out that the structure function difference of $F_2^p - F_2^n$ gives a Q^2 independent result in our model, since the (ud) diquark is the same in protons and neutrons. The two Q^2 dependent contributions to F_2 therefore cancel in p-n, unlike the situation in perturbative QCD, where the same Q^2 dependence is expected in p-n as in p and n taken separately, i.e. at high x values where the sea quarks do not contribute.

The existing data are not accurate enough to discriminate for sure between the two models, although the EMC data ^{/25/} have a best-fit value for the perturbative QCD parameter of only $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 1$ MeV, if determined from p-n (with huge error bars, though). There is also a recent analysis of neutrino data ^{/26/} giving $\Lambda_{\text{QCD}} = 55^{+120}_{-55}$ MeV, which is consistently lower than the values for n and p separately.

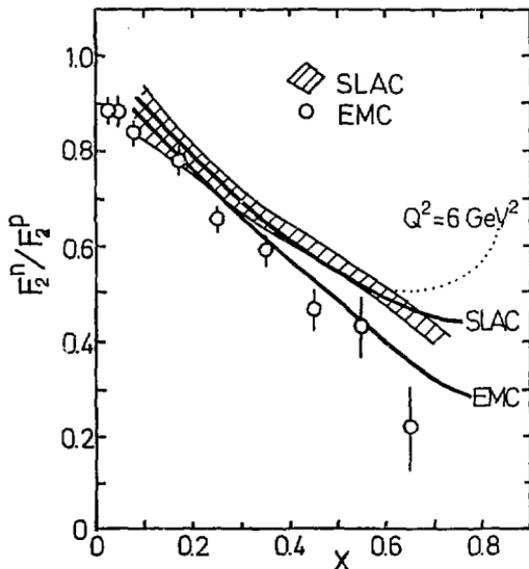
One can also compare the EMC data with those from SLAC ^{/27/}, which are taken at much lower Q^2 values. The figure shows that the Q^2 integrated structure function difference is, within limits, the same in the SLAC and EMC data, which is almost incompatible with the prediction from perturbative QCD, shown here as a dashed curve for the Q^2 values of the EMC data.

The figure shows the structure function difference p-n versus the scaling variable x. The SLAC and EMC data from Refs. 27 and 25 are taken at very different Q^2 values. Our model predicts a Q^2 independent p-n, while perturbative QCD predicts the dashed curve for the EMC data. The full line is drawn to guide the eye.



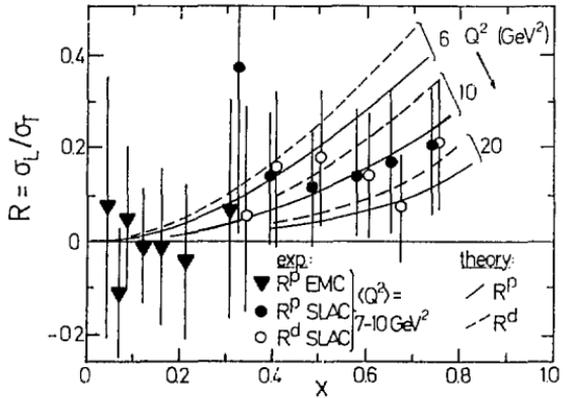
Also the structure function ratio F_2^n/F_2^p is interesting for testing our model and perturbative QCD. We predict a Q^2 dependent ratio, since n and p have different admixtures of Q^2 independent and Q^2 dependent contributions. Perturbative QCD, on the other hand, has a factorised Q^2 dependence that cancels in lowest order in the n/p ratio. The figure shows that there is indeed a clear difference between the low- Q^2 SLAC and the high- Q^2 EMC data, which can be perfectly accounted for in our model, as shown by the two full curves. The new experiment NMC at CERN will hopefully clear out whether this trend is real or whether it can be blamed on systematic errors in the EMC or SLAC data.

The figure shows the structure function ratio of neutrons to protons. The band shows the SLAC data of Ref. 27 and the points the EMC data of Ref. 25, taken at considerably higher Q^2 values. Perturbative QCD predicts the SLAC and EMC data to coincide in the valence quark region at $x > 0.3$, while our model gives the result illustrated by the two curves. The effect is a result of the vanishing of the diquark contributions at high Q^2 .



We have also predicted the ratio R of structure functions for longitudinally to transversely polarised photons as functions of Q^2 and x , and for both proton and deuteron targets. The results are shown in the figure on the next page, together with the scarce data from SLAC /27/ and EMC /28/. Note that perturbative QCD predicts essentially $R = 0$ at $x > 0.4$. It has, in fact, been suggested several years ago /29/ that the high- x SLAC data here can be explained in terms of diquark effects.

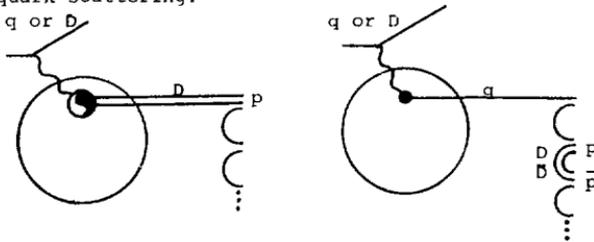
The figure shows the cross section ratio for longitudinally and transversely polarised photons versus x for different Q^2 values and for both proton and deuteron targets. The data are from SLAC (Ref. 27) and EMC (Ref. 28). The lines show our predictions, while perturbative QCD predicts R to be much smaller at $x > 0.4$.



4. Large transverse momentum proton production

My second topic deals with the possibility of knocking out a whole diquark from a proton. If we suppose that the (ud) reacts collectively and stays together with a probability given by the form factor (squared), then it must appear inside a baryon at the end (we neglect the possibility of diquark-antidiquark "mesons"). One may therefore ask if there are "too many" protons in some reactions.

The most well-known example is proton production at large p_T in pion-proton and proton-proton collisions. Conventionally one expects such protons from the knock-out of a quark that picks up a diquark created in the colour field together with an antidiquark. However, in our model there are also scattered diquarks, whose rate is given by the diquark form factor and the cross section for quark-diquark and diquark-diquark scattering:

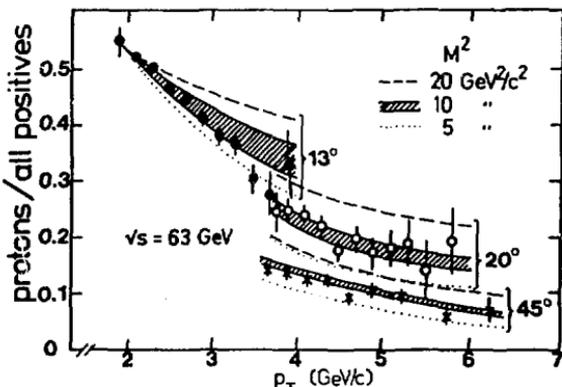


There is by now a wealth of such data, demonstrating that there are far too many protons to be explained by quark scattering only. An interesting indirect "proof" is also that no other explanations than those involving small diquarks have been published after the appearing of those data about three years ago.

We have worked mostly with the data from the CERN ISR ^{/30/}. An earlier analysis by Larsson ^{/13/} treated some Fermilab data from a pion beam. There are also other diquark model analyses of various large- p_T proton data ^{/31-33/}, and an upcoming analysis by Efremov and Kim at JINR of new 70 GeV/c Serpukhov data ^{/34/}.

Our comparison ^{/14/} between the ISR data and the Stockholm diquark model is shown in the figure below. As can be seen, we have tested three different values of the diquark size parameter M^2 , with a clear preference for the "old" value 10 GeV^2 . The shaded band for $M^2 = 10 \text{ GeV}^2$ shows the sensitivity to the fragmentation function for (ud) diquarks turning into protons. This function was varied within a wide range. For the constituent scattering processes we used the Feynman-Field model.

The figure shows the fraction of protons among the large- p_T positive hadrons in pp collisions at the CERN ISR. The data are from Ref. 30, and from three different scattering angles. The lines show the result from our model for three different size parameters in the diquark form factor. The band marks the dispersion when a whole set of different fragmentation functions was used for the (ud) diquark.



A similar analysis, with somewhat different details, was performed by the experimental (Split Field Magnet) group ^{/30/}. The conclusions are the same as ours, namely that models without diquarks seem incapable of explaining the many protons, that the success of the diquark fit is a result of choosing a very high M^2 value, and that other details of the model seem of less importance for the fit. In addition, the SFM group found some very interesting independent pieces of evidence

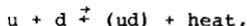
for diquarks in protons. First, the correlation between large- p_T hadrons and those in the forward direction clearly shows that a larger fraction of the initial quantum numbers disappear from the forward direction when triggering on a large- p_T proton instead of on a pion. Hence the large- p_T proton contains more than one quark from the initial proton. Secondly, the charge composition of the away-side jet, when triggering on a large- p_T hadron, is poorly understood within perturbative QCD, but can be well reproduced if the (ud) diquark can act as a single entity in the scattering process.

In conclusion, it therefore seems like many important features of the data, such as the p_T , angle, energy and projectile-type dependences of large- p_T proton production can be well fitted with only one essential parameter, the size parameter M^2 in the diquark form factor. It should be added that the Lund model, where only quark interactions are allowed, is capable of fitting only the high general level of proton yields, but not the dependence on p_T , θ and s . The high number of protons can, however, be achieved only after adding a very high fraction of so-called pop-corn events to the previous version of the Lund model, and the full consequences of such a step has not yet been analysed for other high-energy reactions ^{/35/}.

5. Diquark plasma

Nuclear matter contains as many tightly bound (ud) diquarks as single quarks according to our model. Therefore we expect diquarks to play an important role also when (and if) a quark-gluon plasma is formed by compressed nuclear matter in a high-energy heavy-ion collision. (Observe that in the following we discuss only the plasma in the nuclear fragmentation regions, and not the baryon-poor central plasma.)

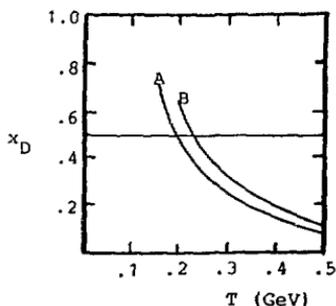
If there is a bound two-quark state, there must start a chemical reaction in any plasma of free quarks:



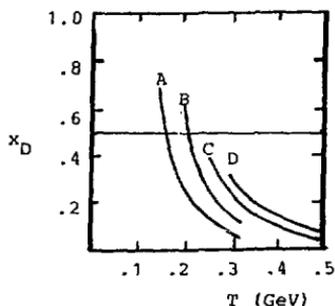
just like when hydrogen atoms form molecules: $H + H \rightleftharpoons H_2$.

The balance of this reaction is naturally determined by the temperature and the diquark binding energy. We argue (see Ch. 2) that the diquark binding energy is typically 300 MeV (2.400 - 500 MeV), which means that a temperature below 300 MeV would favour the forming of diquarks. The point here is that in a plasma the quarks are deliberated to form more diquarks than could be present in normal nuclear matter.

Probably, the temperature in the plasma just after the phase transition will exceed 300 MeV in average "plasma events", but the temperature of importance for the phenomenon of diquark formation is the one just before the moment of hadronisation when the plasma has cooled down. That temperature is believed to be close to 150 MeV. The figures below show calculations by Ekelin /19/ of the fraction of (ud) diquarks among all plasma constituents (quarks plus diquarks) as a function of temperature, under various assumptions about other conditions.



Diquark fractions in the plasma as functions of the temperature for constant volume. Curve A corresponds to the density $n = 4n_0$ and curve B to $n = 7n_0$. n_0 is the density of ordinary nuclear matter.



Diquark fractions as functions of temperature for constant pressure. Curves A, B, C, and D correspond to the pressures

- A : $P = P(T=.15, n=4n_0)$
- B : $P = P(T=.20, n=7n_0)$
- C : $P = P(T=.30, n=4n_0)$
- D : $P = P(T=.30, n=7n_0)$

(T in GeV!)

It can be seen that at a hadronisation temperature of 150 MeV, the diquark fraction will be almost 70%, which is far in excess of the 50% in normal nuclear matter. This number means, for instance, that if an oxygen nucleus, dumped into a fixed target, turns completely into a QCD plasma, then it might contain as much as 20 diquarks and only eight single quarks at the moment of hadronisation. Of all these diquarks only eight can escape into baryons together with the eight quarks, while the other twelve have no simple way to escape. They must form four dibaryons, or even more complicated multiquark systems, which will decay into baryons long after the hadronisation.

We therefore predict a strong dibaryon signal whenever a quark plasma is formed in the nuclear fragmentation regions of heavy-ion collisions. Two-proton correlations, deuteron rates etc. should therefore be measured, if possible in combination with more "conventional" signals, such as enhanced rates of large- p_T pions, hard photons and dileptons.

Maybe such signals exist even in current data ^{/36/}. Examples could be "too many" deuterons with high momenta, which are frequently reported from nuclear targets, an excess of proton pairs with low internal energy, as has been detected in a few experiments, or the so-called anomalous, which we have earlier attributed ^{/3-7/} to the formation of "demon nuclei", built by diquarks only. These "demons" are naturally examples of a rare form of diquark matter with very exotic properties. The bulk of the dibaryons formed from the excess diquarks are expected to have fairly normal quantum numbers and decay characteristics.

Finally, I would like to express my sincere gratitude to Professor Aleksander Baldin and the Organisers for inviting me to this Seminar and for providing the friendly atmosphere that characterised the whole week in Dubna. Inspiring discussions with Svante Ekelin while preparing this talk are gratefully acknowledged.

References

1. S. Fredriksson, M. Jändel and T.I. Larsson, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 2179.
2. S. Fredriksson and M. Jändel, Z. Phys. C14 (1982) 41.
3. S. Fredriksson and M. Jändel, in Proc. Fifth High Energy Heavy Ion Study, Berkeley 1981.
4. S. Fredriksson and M. Jändel, in Proc. VI Int. Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna 1981.
5. S. Fredriksson and M. Jändel, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 14.
6. S. Fredriksson and M. Jändel, Nature 301 (1983) 564.
7. S. Fredriksson, in Proc. Workshop on the Physics Program at CELSIUS, Uppsala 1983.
8. S. Fredriksson, M. Jändel and T. Larsson, Z. Phys. C14 (1982) 35.
9. S. Fredriksson, M. Jändel and T. Larsson, Z. Phys. C19 (1983) 53.
10. S. Ekelin and S. Fredriksson, Phys. Lett. 162B (1985) 373.
11. S. Fredriksson, Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 724.
12. S. Fredriksson and T.I. Larsson, Phys. Rev. D28 (1983) 255.

13. T.I. Larsson, Phys. Rev. D29 (1984) 1013.
14. S. Ekelin and S. Fredriksson, Phys. Lett. 149B (1984) 509.
15. S. Ekelin et al., Phys. Rev. D28 (1983) 257.
16. S. Ekelin et al., Phys. Rev. D30 (1984) 2310.
17. S. Ekelin and S. Fredriksson, Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 2428.
18. S. Ekelin and S. Fredriksson, in Proc. II Int. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Visby 1985, Vol. 1.
19. S. Ekelin, in Proc. XXI Rencontre de Moriond: Strong Interactions and Gauge Theories, Les Arcs 1986.
20. S. Fredriksson, in Proc. VI Int. Symp. on Elementary Particle Physics, Kazimierz 1983.
21. S. Fredriksson, in Proc. XIX Rencontre de Moriond: New Particle Production, La Plagne 1984.
22. T.I. Larsson, Stockholm PhD thesis TRITA-TFY-83-23 (1983).
23. M. Jändel, Stockholm PhD thesis TRITA-TFY-84-13 (1984).
24. R.G. Betman and L.V. Laperashvili, Yad. Fiz. 41 (1985) 463 [Sov. J. Nucl. Phys. 41 (1985) xxx].
25. J.J. Aubert et al., Phys. Lett. 123B (1983) 123.
26. D. Allasia et al., Z. Phys. C28 (1985) 321.
27. A. Bodek et al., Phys. Rev. D20 (1979) 1471.
28. J.J. Aubert et al., Phys. Lett. 121B (1983) 87.
29. L.F. Abbott et al., Phys. Lett. 88B (1979) 157.
30. A. Breakstone et al., Phys. Lett. 147B (1984) 237; Z. Phys. C28 (1985) 335.
31. L.V. Laperashvili, Yad. Fiz. 35 (1982) 742 [Sov. J. Nucl. Phys. 35 (1982) 431].
32. H. Minakata and T. Shimizu, Nuovo Cim. Lett. 27 (1980) 241.
33. R. Sosnowski, in Proc. Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Brighton 1983.
34. A.V. Efremov and V.E. Kim, private communication.
35. G. Ingelman, private communication.
36. For a review of the experimental data from high-energy collisions with nuclear targets, see S. Fredriksson, G. Eilam, G. Berlad and L. Bergström, Phys. Rep., in press.

ЭФФЕКТЫ ЭКРАНИРОВАНИЯ ЦВЕТА В ДИФРАКЦИОННОМ РАССЕЯНИИ
АДРОНОВ НА ЯДРАХ

Б.З.Копелиович, Л.И.Лалинус

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

I. "Мягкие" адронные процессы в КХД

Изучение периферического взаимодействия адронов при высоких энергиях наталкивается на нерешенную в КХД проблему больших расстояний. Можно тем не менее сформулировать некоторые общие следствия того, что в КХД взаимодействие цветное. Адроны, состоящие из цветных объектов, сами бесцветны. Их взаимодействие напоминает взаимодействие нейтральных систем (позитроний, атомы ...) в КЭД. Цвет внутри адронов пространственно распределен, и взаимодействие имеет дипольный характер. Если величина τ характеризует поперечный размер области, в которой распределен внутренний цвет адрона, то следует ожидать, что сечение взаимодействия такой конфигурации равно

$$\sigma(\tau) = \frac{\tau^2}{\langle \tau^2 \rangle} \sigma_{tot}. \quad (I)$$

Здесь $\langle \tau^2 \rangle = \int d^2\tau \tau^2 |\Psi(\tau)|^2$; $\Psi(\tau)$ - волновая функция адрона.

То, что при $\tau \rightarrow 0$ сечение $\sigma(\tau) \rightarrow 0$, означает, что точечный бесцветный адрон не может взаимодействовать.

Начиная с работ Лоу ^{/1/} и Нуссинова ^{/2/}, упругое рассеяние адронов часто описывают ^{/3,4/} в двухглюонном приближении. Соответствующие графики показаны на рис. I для мезон-нуклонного рассеяния. Подразуме-

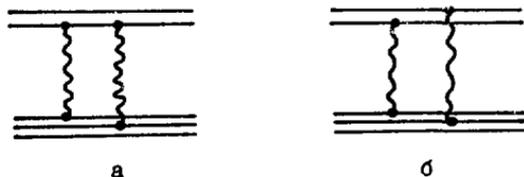


Рис. I. Двухглюонные диаграммы для мезон-нуклонного рассеяния.

вается суммирование по всем способам присоединения глюонов к кваркам нуклона. Естественно, что применимость Борновского приближения не может быть мотивирована в духе теории возмущений, так как константа связи $\alpha_s \approx 0,5$ здесь велика. Причина хорошего соответствия двухглюонного приближения экспериментальным данным по полным сечениям заключается в том, что она правильно воспроизводит зависимость (I) сечения взаимодействия от размера адрона. Действительно, вклад в $\sigma(\tau)$ суммы графиков на рис. I имеет вид

$$\sigma(\tau) = \frac{32}{3} \pi \alpha_s \int \frac{d^2 k}{(2\pi)^2 k^4} (1 - e^{i \vec{k} \vec{\tau}}) (1 - f_N(k^2)). \quad (2)$$

Двухкварковый формфактор нуклона выберем в гауссовской форме:

$$f_N(k^2) \equiv \langle \exp[i \vec{k} (\vec{\beta}_1 - \vec{\beta}_2)] \rangle_N = \exp(-k^2/\lambda^2),$$

где $\lambda^2 \approx 3,2 \text{ фм}^{-2}$. Здесь $\vec{\beta}_i$ ($i = 1, 2, 3$) - прицельные параметры кварков в нуклоне, по которым производится усреднение. Выражение (2) приводится к виду

$$\sigma(\tau) = \frac{16\pi}{3} \frac{\alpha_s^2}{\lambda^2 \ln 2} [1 + C - \exp(-\gamma) + \ln \gamma - (1+\gamma) E_i(-\gamma)], \quad (3)$$

где $\gamma = \lambda^2 \tau^2 / 4$. Константа α_s фиксируется условием $\sigma_{tot}^{pN} = (16/3) \pi \alpha_s^2 / \lambda^2$.

Из (3) видно, что при $\tau \rightarrow 0$ сечение действительно падает как $\tau^2 \ln \tau$. Дополнительный по сравнению с выражением (I) фактор $\ln \tau$ обязан вкладу дипольного дальнего действия в формуле (2).

2. Поглощение адронов ядерной средой. Неупругие поправки

Рассмотрим задачу о поглощении адронов высокой энергии при прохождении через ядерную среду. Сечение адрон-адронного взаимодействия, как было показано в разделе I, зависит от поперечного размера τ налетающего адрона. В системе покоя адрона величина τ флуктуирует за время $t^* \approx \mu^{-1}$, где μ - массовый параметр порядка разности масс адрона и первого дифракционного возбуждения. В л.с. это время увеличивается до $t \approx E/\mu^2$. Если энергия адрона E достаточно велика $E \gg \mu^2 R_A$, где R_A - радиус ядра мишени, то кварки налетающего адрона можно считать "замороженными" на время прохождения через ядро. Поэтому вероятность адрону пройти через ядро без взаимодействия равна

$$W(\tau) = \int d^2 \tau' |\Psi_h(\tau)|^2 \exp(-\sigma(\tau') T) \equiv \langle \exp[-\sigma(\tau) T] \rangle_\tau. \quad (3')$$

Здесь $T = \int dz \rho(z)$ - интеграл от ядерной плотности вдоль траектории адрона. Если $\sigma(\tau)$ подставить в (3) в форме (1) и волновую функцию адрона $\Psi_h(\tau)$ - в гауссовской форме:

$$|\Psi_h(\tau)|^2 = (\pi \langle \tau^2 \rangle)^{-1} \exp(-\tau^2 / \langle \tau^2 \rangle),$$

то

$$W(\tau) = (1 + \sigma_{in}^{hN} T)^{-1}. \quad (4)$$

Таким образом, вместо экспоненциального затухания пучка в ядерной среде имеет место лишь степенное падение ^{/5/}. Заметим, что также поглощаются позитронии при прохождении через вещество.

Эффекты, которые привели к столь сильному "просветлению" ядерной среды, в теории многократного перерассеяния Глаубера-Ситенко ^{/6-8/} являются обычными неупругими поправками. Их конкретный вид определяется выбором базиса собственных состояний взаимодействия ^{/9/}, который зависит от модели. В базисе физических состояний эти поправки выглядят как учет возможности дифракционной диссоциации адрона на одном нуклоне и перехода струи опять в адрон на другом нуклоне. Ясно поэтому, что неупругие поправки уменьшают выбивание адронов из пучка, т.е. "просветляют" ядро.

Если начальная энергия недостаточно велика для условия $E/\mu^2 \gg R_A$, необходимо учитывать смешивание собственных состояний с различными значениями τ ^{/10/}.

3. Дифракционное рассеяние адронов на ядрах

Упругая дифракционная амплитуда адрон-ядерного рассеяния имеет вид ^{/5/}

$$f_{el}^{hA}(b) = 1 - \langle \exp[-\frac{1}{2} \sigma(\tau) T(b)] \rangle_{\tau}. \quad (5)$$

Здесь b - прицельный параметр.

Усреднение по τ во втором слагаемом в (5) приводит согласно (4) к значительному увеличению его по сравнению с глауберовским выражением, если $\sigma_{tot}^{hN} T(b) \gg 1$. При этом, однако, второе слагаемое в (5) является лишь малой поправкой к единице, поэтому отличие (5) от амплитуды, вычисленной в приближении Глаубера-Ситенко, т.е. неупругая поправка, мало. Следовательно, для экспериментальной проверки (5) следует изучать процессы, сечение которых содержит в качестве фактора вероятность прохождения адрона через ядро (см. ниже).

Зная амплитуду упругого рассеяния, легко вычислить сечение неупругой когерентной дифракции адрона на ядре, просуммированное по конечным состояниям адрона ^{/5/}:

$$\sigma_{diff}^{hA} = \int d^2b \left[\langle f_{el}^2(b, \tau) \rangle_c - \langle f_{el}(b, \tau) \rangle_c^2 \right]. \quad (6)$$

Это выражение не содержит неизвестных параметров, и результаты расчета ^{15/} хорошо соответствуют экспериментальным данным.

Часто процессы неупругой дифракции используют в качестве метода для измерения сечения σ_x взаимодействия с нуклоном нестабильных адронных систем, рожденных при дифракционной диссоциации налетающего адрона. Процедура теоретического анализа данных, используемая при этом, полностью игнорирует неупругие поправки. Как следствие этого найденные из анализа сечения σ_x оказываются аномально малы, часто меньше сечения налетающего адрона. В нефизичности такого результата легко убедиться, проделав "теоретический эксперимент": определим σ_x из сечения дифракционной диссоциации, вычисленного по формуле (5). Результат такого анализа приведен на рис.2. Видно, что с ростом толщины ядра величина σ_x падает и становится меньше σ_{tot}^{pN} . Ясно, однако, что малость σ_x есть следствие неучета неупругих поправок, просветляющих ядро. Это не есть сечение поглощения в ядре рожденного адронного состояния, которое образуется лишь вне ядра. Другой пример для реакции $pd \rightarrow Xd$, где сечение σ_x оказывалось отрицательным, был рассмотрен в работе ^{11/}.

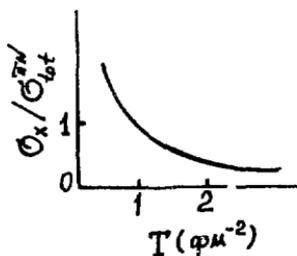


Рис.2. Зависимость параметра σ_x от толщины ядра.

падает и становится меньше σ_{tot}^{pN} . Ясно, однако, что малость σ_x есть следствие неучета неупругих поправок, просветляющих ядро. Это не есть сечение поглощения в ядре рожденного адронного состояния, которое образуется лишь вне ядра. Другой пример для реакции $pd \rightarrow Xd$, где сечение σ_x оказывалось отрицательным, был рассмотрен в работе ^{11/}.

4. Регенерация K_S -мезонов на ядрах

Выше отмечалось, что наиболее подходящими для проверки соотношения (I) являются процессы, где регистрируется прошедшая через ядро волна. Примером этого является когерентная регенерация K_S -мезонов на ядрах ^{12/}. Этот процесс замечателен еще тем, что обмен ω -реджеоном, ответственный за CP-перезарядку $K_L \rightarrow K_S$, выбирает в падающем пучке K_L флуктуации с увеличенным поперечным размером:

$$R^2(E, b) \approx R_0^2 + 4 \alpha' \omega \ln \left(\frac{2E p_0}{\mu^2 T(b)} \right). \quad (7)$$

Здесь $\alpha' \omega \approx 0,75$ (ГэВ/с)⁻² - параметр наклона ω -траектории; $R_0^2 \approx 0,26$ фм² - средний квадрат радиуса K-мезона; E - энергия пучка; $\mu \approx 1$ ГэВ - массовый параметр; $p_0 \approx 0,15$ фм⁻³ - средняя плот-

ность нуклонов в ядре. Благодаря большой величине $\alpha\omega$ радиус $R(E, b)$ быстро растет с энергией и заметно превышает R_0 . Соответственно поглощение K -мезонов ядром возрастает.

На рис.3 приведены результаты расчета ^{/12/} амплитуды регенерации, выполненного при разных энергиях и для различных ядер. Расчет не содержит неизвестных параметров и хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Рассмотренный процесс интересен тем, что неупругие поправки здесь не увеличивают, а уменьшают прозрачность ядра (см. также ниже).

Проведенный расчет согласуется с предсказанием КХД (1), (2). Тем не менее расчет ^{/13/} сечения регенерации K_S -мезонов, выполненный в модели составляющих кварков, также приводит к хорошему согласию. Поэтому этот процесс не является критическим.

5. Квазиупругое рассеяние адронов на ядрах

Б.Г.Захаровым и одним из авторов ^{/14,30/} рассмотрено квази-свободное рассеяние на нуклонах ядра как способ проверки зависимости (1). Можно ожидать, что в мезон-нуклонном рассеянии с переданным импульсом q формфактор "выбирает" в мезоне флуктуации малого поперечного размера $\tau \approx 1/q$. Поэтому если рассеяние происходит в присутствии поглощающей ядерной среды, то поглощение мезона в соответствии с (1) будет сильно зависеть от q и с ростом q должно исчезнуть. Величина $A_{eff}(q^2) = (d\sigma^{hn}/dq^2) / (d\sigma^{hn}/dq^2)$ должна резко возрастать от $A^{1/3}$ при $q^2 \ll m_p^2$ до A при $q^2 \geq m_p^2$.

Сечение однократного квазиупругого рассеяния на ядре можно записать в виде

$$\frac{d\sigma_{rel}}{dq^2} = \frac{1}{4\pi} \int d^2b T(b) \langle f_{rel}(q, \tau) \exp[-\frac{1}{2} \sigma(\tau) T(b)] \rangle_{\tau}^2. \quad (8)$$

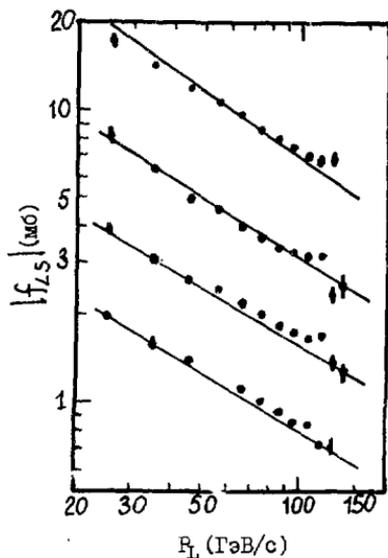


Рис.3. Амплитуда когерентной регенерации $K_L \rightarrow K_S$ на ядрах ^{/12/}.

Амплитуду упругого мезон-нуклонного рассеяния $f_{el}(q, \tau)$ и полное сечение $\sigma(\tau) = \text{Im} f_{el}(0, \tau)$ вычислим в двухглюонном приближении:

$$f(q, \tau) = i \frac{16}{3} \alpha_s^2 \int d^2 k \left(e^{i\vec{q}\vec{\tau}/2} - e^{i\vec{k}\vec{\tau}} \right) \left(e^{-\tau_N^2 q^2/6} - e^{-\tau_N^2 (k^2 - q^2/4)/2} \right) \times \quad (9)$$

$$\times \left[\left(\frac{1}{2} \vec{q} - \vec{k} \right)^2 + M_g^2 \right]^{-1} \left[\left(\frac{1}{2} \vec{q} + \vec{k} \right)^2 + M_g^2 \right]^{-1}.$$

Здесь $\tau_N^2 = 0,7$ фм - среднеквадратичный радиус нуклона; $\alpha_s = 0,126$ - константа КХД, фиксированная из нормировки на полное сечение $\sigma_{tot}^{pN} = 24,5$ мб; $\Psi_N(\tau)$ подставлялась в гауссовской форме с $\tau_N = 0,59$ фм. Для устранения расходимости в наклоне при малых q в (9) введена эффективная масса глюона M_g . Она имеет величину порядка обратного размера адрона и выбрана равной $0,17$ ГэВ/с².

Расчет $A_{eff}(q^2)$ для ряда ядер, выполненный по формулам (8), (9), показан сплошными линиями на рис.4. Там же пунктиром показан расчет в глауберовском приближении. Видно, что A_{eff} растет с q^2 значительно медленнее, чем ожидалось. Величина эффекта того же поряд-

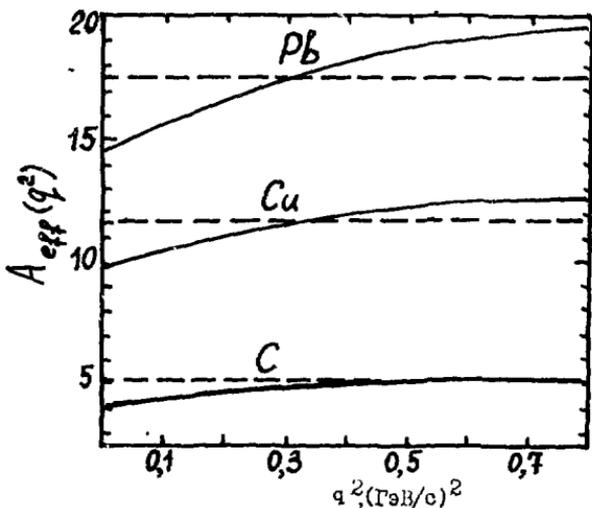


Рис.4. Значения $A_{eff}(q^2)$ для однократного квазиупругого рассеяния.

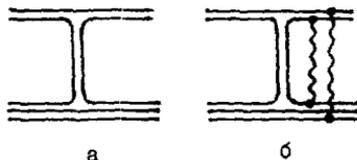
ка, что и в АКМ. Причина этого, как легко понять, в том, что при $q^2 \geq m_p^2$ в упругом рассеянии доминирует график рис. 1б, который, как уже говорилось, не содержит формфактор мезона и не выделяет малые размеры.

Заметим, что при значительном увеличении q^2 ядерное экранирование в квазиупругом рассеянии все же должно исчезнуть. Действительно, для того чтобы рассеяние кварков с большим переданным импульсом не сопровождалось тормозным излучением глюонов, нужно, чтобы и кварки и их цветное поле были локализованы в малой области τ .

6. Квазисвободная перезарядка на ядерных нуклонах

В отличие от квазиупругого рассеяния, процесс с изменением квантовых чисел мезона в той области передач, где доминирует вклад реджевских полюсов, действительно выделяет малый размер мезона $1/\Lambda$. Реджеон, как видно из рис. 5а, передает импульс q лишь одному из кварков мезона, что приводит к появлению формфактора.

Рис. 5. Кварковые диаграммы для амплитуды перезарядки.



Сечение однократной квазисвободной перезарядки на нуклоне ядра запишем в виде

$$\frac{d\sigma}{dq^2} \sigma_{\text{сех}} = \frac{1}{8\pi} \frac{Z}{A} \int d^2b T(b) S_p \left\{ \langle \hat{f}_{\text{сех}}^+(q, \tau) \exp[-\frac{1}{2}\sigma(\tau)T(b)] \rangle_{\tau} \right. \\ \left. \times \langle \hat{f}_{\text{сех}}(q, \tau) \exp[-\frac{1}{2}\sigma(\tau)T(b)] \rangle_{\tau} \right\}. \quad (10)$$

Амплитуда перезарядки $\hat{f}_{\text{сех}}(q, \tau)$ - матрица 2×2 в пространстве спина нуклона. Запишем ее в виде

$$\hat{f}(q, \tau) = F(\epsilon + \vec{\sigma} \vec{n}) \exp(-\lambda q^2 + \frac{1}{2} \vec{q} \vec{\tau}). \quad (11)$$

Здесь F содержит все факторы, не зависящие от q и τ ; \vec{n} - единичный вектор нормали к плоскости рассеяния.

Рассмотрим реакцию $\pi^- p \rightarrow \gamma^0 n$, в которой вклад реджевского A_2 -полуса, видимо, доминирует до $q^2 \approx 1$ (ГэВ)². Это видно из поведения дифференциального сечения этой реакции, показанного на рис.6 линией, проведенной через экспериментальные точки /15/.

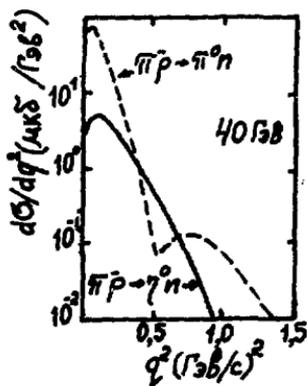


Рис.6. Дифференциальные сечения реакций $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ и $\pi^- p \rightarrow \gamma^0 n$. Кривые проведены по данным работы /15/ при 40 ГэВ/с.

Расчет $Z_{eff}(q^2)$ выполним для двух вариантов зависимости $G(\tau)$: I - $G(\tau)$ вычисляется по формуле (I); II - $G(\tau)$ вычисляется в двухлучном приближении по формуле (2). Пространственные части волновых функций $\Psi_{\pi}(\tau)$ и $\Psi_{\gamma}(\tau)$, а следовательно, и сечения $G_{tot}^{\pi N}$ и $G_{tot}^{\gamma N}$ будем считать одинаковыми.

Результаты расчета для ядра ^{12}C по формулам (10), (11) в вариантах I и II приведены на рис.7 штрихпунктирными линиями. Видно, что Z_{eff} действительно быстро

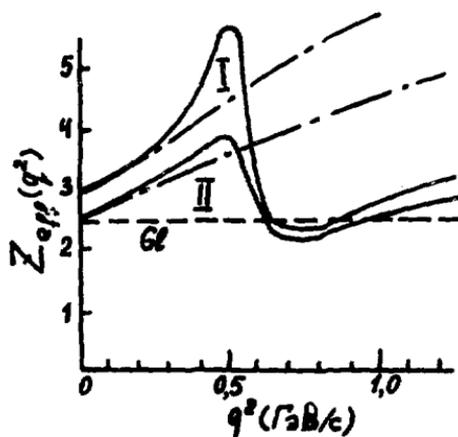


Рис.7. Предсказания для $Z_{eff}(q^2)$ в реакции однократной квазисвободной перезарядки на ядре ^{12}C .

растет с q^2 . Пунктиром показан результат глауберовского приближения, не зависящий от q^2 . Различие двух расчетов есть антиэкранирующий вклад неупругих поправок, достигающих в данном случае сотен процентов. Рост в АКМ того же порядка, что в квазиупругом рассеянии, т.е. почти отсутствует. Спецификой реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ является минимум в дифференциальном сечении /15/ при $q^2 \approx 0,6$ (ГэВ/с)², данном на рис.6. Известны два

объяснения этого явления. Одно связывает минимум с обращением в нуль вычета ρ -полюса в точке с "неправильной" сигнатурой. Другая возможная причина - деструктивная интерференция вкладов ρ -полюса и ρP -ветвления в амплитуде с переворотом спина. Обе интерпретации имеют свои трудности, и вопрос о том, какая правильная, пока не имеет ответа.

Изучение квазисвободной перезарядки $\pi^- \rightarrow \pi^0$ на ядрах открывает новые возможности для дискриминации механизма образования минимума. В первом случае поведение $Z_{eff}(q^2)$ практически не отличается от расчетов для реакции $\pi^- A \rightarrow \eta^0 \chi$, показанных на рис.7 штрихпунктирными линиями. Во втором случае интерференция полюса и ветвления на ядре происходит иначе, чем на водороде. Действительно, в районе минимума полюсный график, показанный на рис.5а, усилен на ядре фактором $Z_{eff} \approx Z$. В графике на рис.5б, отвечающем ρP -ветвлению, импульс передается обоим кваркам мезона, формфактор отсутствует, и этот вклад усилен на ядре лишь фактором $Z'_{eff} \approx Z^{1/3}$. Поэтому минимум в сечении однократной перезарядки на ядре должен сместиться в сторону больших значений q^2 , а на тяжелых ядрах совсем исчезнуть. Это приводит к специфической q -зависимости Z_{eff} , показанной для ядра ^{12}C на рис.7 сплошными линиями.

В существующих экспериментальных данных, к сожалению, не выделен вклад однократного рассеяния. Поэтому следует учесть вклад дополнительных упругих перерассеяний в ядре. Главную поправку дает двукратное рассеяние, вычисляемое в подходе Глаубера-Ситенко:

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{dq^2} q_{cex} = \frac{Z(A-1)}{8\pi A^2} \int d^2b T^2(b) \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} \text{Sp} \left\{ \hat{\rho}_{cex}^+(k, \tau) \times \right. \quad (12)$$

$$\left. \rho_{rel}^*(\vec{q}-\vec{k}, \tau) \exp[-\frac{1}{2}\sigma(\tau)T(b)] \right\} \left\{ \rho_{cex}(k, \tau) \rho_{rel}(\vec{q}-\vec{k}, \tau) \exp[-\frac{1}{2}\sigma(\tau)T(b)] \right\}.$$

Суммарный вклад (10) и (12) для перезарядки $\pi^- \rightarrow \eta^0$ для ядра ^{12}C сравнивается на рис.8 с данными ^{15}N . В эксперименте ^{15}N события с протонами отдачи не регистрировались, поэтому в (12) вводился поправочный фактор 5/12.

Аналогичный расчет для перезарядки $\pi^- \rightarrow \pi^0$ сравнивается с данными ^{15}N на рис.9. Сплошная и штрихпунктирная кривые соответствуют кривым в варианте I на рис.7. Пунктир отвечает приближению Глаубера-Ситенко. Видно, что сплошная кривая лучше согласуется с данными, что является аргументом в пользу важной роли ветвлений в объяснении минимума в сечении реакции $\pi^- \rightarrow \pi^0$. Наиболее ярким является смле-

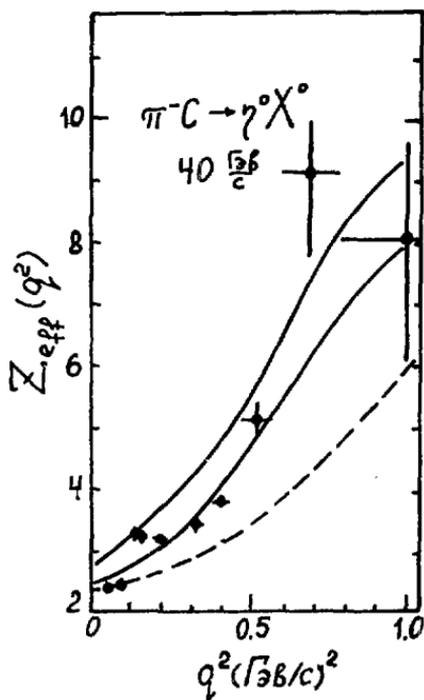


Рис. 8. $Z_{\text{eff}}(q^2)$ в реакции квази-свободной перезарядки $\pi^- C \rightarrow \gamma^0 X^0$, данные работы /15/. Сплошные кривые - расчет по формулам (1), (2), (10). Пунктирная кривая - расчет в приближении Глаубера-Ситенко.

ное расхождение данных с приближением Глаубера-Ситенко и АКМ.

Таким образом, проведенное сравнение расчетов с экспериментальными данными дает серьезные аргументы в пользу предсказываемой КХД зависимости (1) сечения от размера адрона. Тем не менее желательно получение новых данных на более тяжелых ядрах, где e^2 -эффект сильнее, а также других процессов перезарядки (например, $\pi N \rightarrow K \Lambda$). Требуется также выделение однократных событий, для чего нужно регистрировать нуклон отдачи (в пучке π^+ - это протон).

7. Образование адронов на ядрах в трехрежеонной области

7.1. Трехрежеонные графики в КХД

Рассмотрим инклюзивную перезарядку $a + b \rightarrow c + X$ в трехрежеонной области кинематических переменных: $s/M_X^2 \gg 1$, $M_X^2 \gg 1 \text{ ГэВ}^2$. В сечении этого процесса можно выделить вклады трехрежеонных графиков двух типов: RRR и RRP , показанных на рис.10а и 10б. Пунктирная линия обозначает взятие абсорбционной части.

Зависимость вкладов этих графиков от фейнмановской переменной x дается выражениями (см., например, /16/)

$$\left(\frac{d\sigma}{dx dq^2}\right)_{RRR} = \sqrt{\frac{s_0}{s}} \frac{G_{RRR}(0)}{\sqrt{1-x}} \exp\{-q^2[R_{RRR}^2 - 2\alpha'_R \ln(1-x)]\}, \quad (13)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dx dq^2}\right)_{RRP} = G_{RRP}(0) \exp\{-q^2[R_{RRP}^2 - 2\alpha'_R \ln(1-x)]\}. \quad (14)$$

Здесь $G(q^2) = G(0) \exp(-q^2 R^2)$ - соответствующие эффективные трехрежеонные вершины; $\alpha'_R = 1 \text{ (ГэВ/с)}^2$ - параметр наклона реджевских

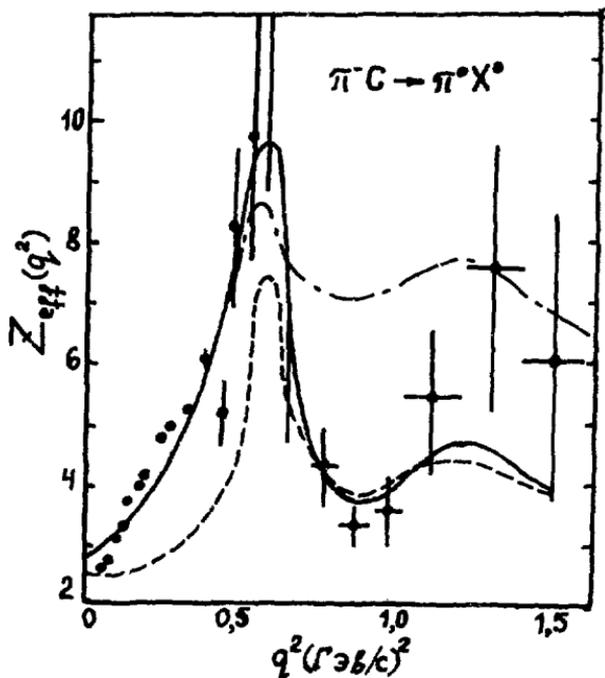


Рис.9. То же, что на рис.8. Штрихпунктирная линия отвечает полному варианту в амплитуде перезарядки $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ (см. текст).

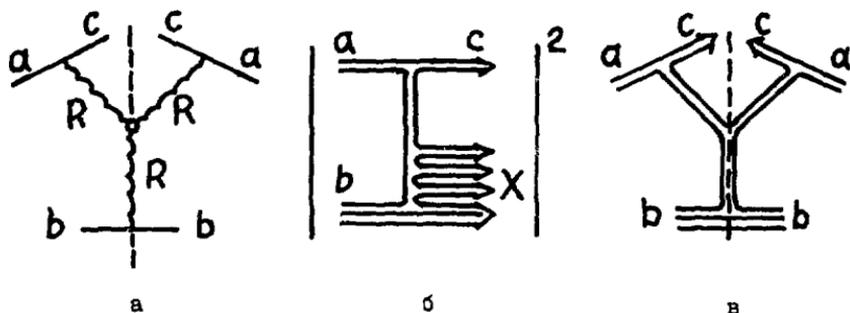


Рис.10. Кварковые диаграммы для графика RRR .

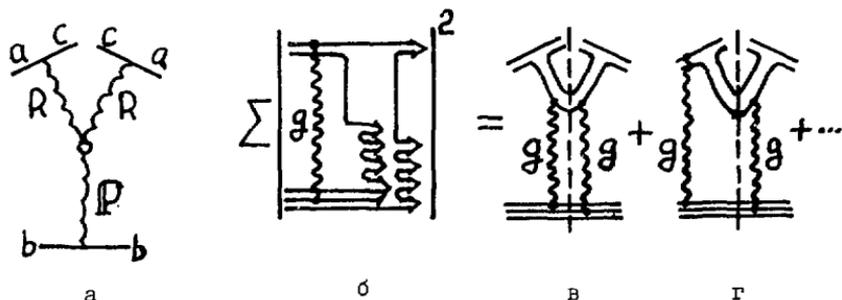


Рис.11. Кварковые диаграммы для графика RRP .

траекторий; считается, что интерсепты реджевских траекторий $\alpha_R(0) = 1/2$, $\alpha_P(0) = 1$.

Диаграмме на рис.10а отвечают планарные графики, показанные на рис.10 б и в.

Процесс происходит следующим образом. Кварки налетающего адрона находятся в сильно асимметричной по импульсам конфигурации: один из кварков несет весь импульс. Вероятность такой конфигурации подавлена фактором $1/\sqrt{3}$. После того, как медленный кварк (антикварк) проаннигилировал, начинается фрагментация быстрого кварка, например, путем адронизации цветной триплетной струны, образовавшейся между быстрым кварком и дикварком мишени (пусть, для определенности, $b = N$). Адронизация происходит лишь до импульсов $p \approx (1-x)s/2m_N$, после чего антикварк с этим импульсом сразу подхватывается лидирующим кварком. Вероятность такого подхвата есть $d x / \sqrt{1-x}$. Все эти факторы действительно содержатся в выражении (13).

Интерпретация графика RRP на рис.11а менее тривиальна. Налетающий мезон, как показано на рис.11 б, находится в конфигурации, когда быстрый кварк несет долю импульса x_1 , а медленный - $1-x_1$. Вероятность этого равна $1/\sqrt{1-x_1}$. После обмена глюоном одного из кварков с мишенью медленный кварк полностью фрагментирует в струю с массой $M_1 = \sqrt{x} S$, а быстрый кварк фрагментирует до массы $M_2 = \sqrt{5x/x_1}$, и затем подхватывает кварк с импульсом $p \approx (1-x/x_1)s/2m_N$. Вероятность такого подхвата равна $1/\sqrt{1-x/x_1}$. Произведение структурной функции налетающего мезона и функции фрагментации следует проинтегрировать по x_1 , что дает

$$\int dx_1 dx_2 \delta(x_1 + x_2 - x) [(1-x_1)(1-x/x_1)]^{-\frac{1}{2}} = \int_x^1 dx_1 [x_1(1-x_1)/x_1]^{-\frac{1}{2}}. \quad (15)$$

Нетрудно видеть, что при $x \rightarrow 1$ этот интеграл не зависит от x . Это как раз соответствует выражению (14) и является следствием непланарной (цилиндрической) формы графика на рис. II.

Хотя кварковые диаграммы на рис. II б, в приводят к x -зависимости, соответствующей трехреджеонной феноменологии (14), тем не менее имеется принципиальное различие между графиками на рис. II а и II в, г. Обычная интерпретация графика а состоит в том, что реджеон R упруго рассеивается на мишени путем обмена помероном. Видно, однако, что график на рис. II в не имеет аналогичного графика, экранирующего цвет в реджеоне (сравни с рис. Ia, б). Более того, график на рис. II г вообще не допускает трехреджеонной интерпретации. Причина такого несоответствия состоит в том, что в КХД понятие трехреджеонной вершины, локализованной в шкале быстрот, имеет смысл лишь для вершины RRR , как на рис. 10. В отличие от скалярной теории $\lambda \varphi^3$, обычно использовавшейся ранее, в КХД возможно взаимодействие с большим интервалом быстрой путем обмена глюоном. Поэтому использование графиков RRP , RRR и т.п. возможно лишь для целей феноменологии, поскольку они дают правильную x -зависимость. Однако в случае взаимодействия с ядром, как показано ниже, необходима правильная "расшифровка" этих графиков, как на рис. II.

7.2. Длина фрагментации лидирующего адрона

В отличие от упругого рассеяния или бинарной перезарядки, в инклюзивном процессе лидирующий адрон образуется не сразу, а на некотором расстоянии после взаимодействия с мишенью. Не следует, однако, думать, что на этом интервале l_f взаимодействие невозможно. До того, как закончилась адронизация, цветная струна, имеющая поперечный размер порядка 1 фм и длину (в л.с.) менее 1 фм , может взаимодействовать с сечением порядка адронного. Однако взаимодействия струны практически не сказываются на импульсе лидирующего адрона $^{1/17}$, поскольку быстрый кварк в струне и так тормозится с силой \propto , где \propto - эффективный коэффициент натяжения струны (с учетом тормозного излучения глюонов). Торможение прекращается лишь после окончания адронизации, т.е. подхвата быстрого кварком антикварка и образования бесцветного объекта. С другой стороны, неупругие взаимодействия при прохождении бесцветных адронов через ядро следует запретить, так как в процессе $hN \rightarrow hX$ теряется значительная часть импульса.

Таким образом, в инклюзивном процессе, например, в перезарядке, величина Λ имеет вид, отличный от (10):

$$A_{eff}(q^2=0, x) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(b, z) \left\langle \exp \left\{ -\frac{1}{2} G(\tau) \left[T(b) - \int_{\frac{z}{2}}^{z+l_f} dz' \rho(b, z') \right] \right\} \right\rangle_{\tau} \right|^2. \quad (16)$$

Аналогичным образом модифицируется выражение (8). Величина $\frac{A_{eff}}{x^{1/7}}$ в (16) зависит от x , поскольку ℓ_f зависит от

$$\ell_f = \frac{E}{\mathcal{E}} (1-x). \quad (17)$$

Здесь E — энергия налетающего мезона в л.с. Смысл (17) ясен: кварк с энергией E до окончания адронизации теряет на единице длины энергии \mathcal{E} . Поэтому время фрагментации в адрон с энергией xE дается выражением (17). При $x \rightarrow 1$ величина $\ell_f \rightarrow 0$. При этом выражение (16) переходит в (10).

Величина \mathcal{E} , найденная из данных по образованию симметричных пар адронов с большими P_T на ядрах 18 или данных по адронному рождению J/ψ на ядрах 19 , оказывается большой, $\mathcal{E} \approx 3$ ГэВ/фм. Заметное превышение над значением \mathcal{E} для статической струны $\mathcal{E} = (2\pi\alpha'_R)^{-1} \approx 1$ ГэВ/фм объясняется эффективным вкладом тормозного излучения глюонов.

7.3. Реакция $\pi^+ A \rightarrow \eta^0 X$

В работе 20 были измерены импульсные спектры η^0 -мезонов, рожденных на различных ядрах при импульсе 10,5 ГэВ/с. На рис.12 показаны отношения $R(x) = (d\sigma^{\eta^0}/dx) / (d\sigma^p/dx)$ для ядра Cu . Примечательным является рост величины R с увеличением x . Это отличает данные 20 от аналогичных результатов для других процессов.

Рассмотрим некоторые неасимптотические поправки к формуле (14), в которой не был учтен относительный фазовый объем двух струй (см. рис.11). При $x \rightarrow 1$ каждая струя переходит в резонанс и вблизи порога образования двух мезонов $M_0 = m_1 + m_2$ появляется подавляющий фактор, обусловленный двухчастичным фазовым объемом

$$\Omega = \sqrt{M^2 - (m_1 + m_2)^2} / M. \quad (18)$$

Этот фактор сказывается лишь при $1-x \approx (m_1 + m_2)^2 / s$, т.е. при высоких энергиях может быть опущен.

Минимальные массы, которые можно подставить в (18) — это $m_1 = m_\pi$, $m_2 = m_N$. Однако вероятность рекомбинации кварков в пион подавлена фактором 1/3 по сравнению с ρ -мезоном. Сравнение данных по сечениям реакций $\pi^+ p \rightarrow \eta^0 n$ и $\pi^+ p \rightarrow \eta^0 \Delta^{++}$ (I236) показывает, что изотопические амплитуды этих процессов с $I = 3/2$ и $I = 1/2$ примерно равны. Это означает, что при взаимодействии с дейтроном (и тяжелыми ядрами) дикварк мишени фрагментирует в Δ (I236) с вероятностью в два раза большей, чем в нуклон.

Таким образом, зафиксируем для оценки в факторе (18) $m_1 = m_\rho$, $m_2 = m_\Delta$.

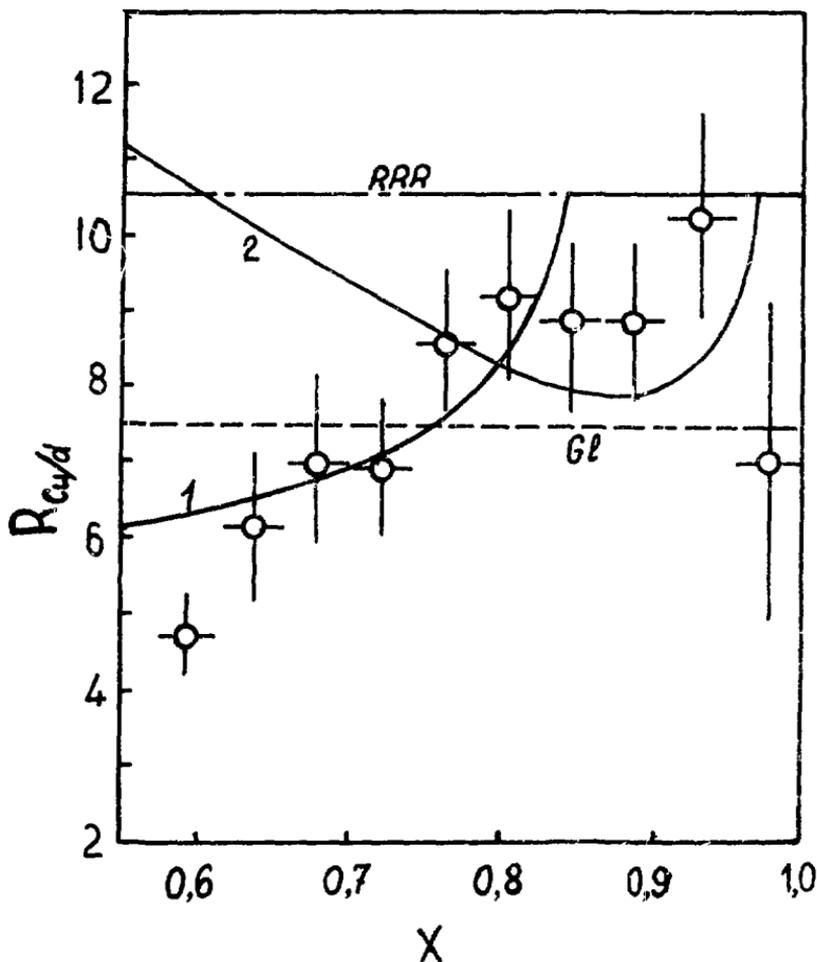


Рис.12. Отношение импульсных спектров в реакции $\pi^+ A \rightarrow \gamma X$ для ядер Cu и d . Точки - данные работы $\frac{\pi^+ A}{20}$ при 10,5 ГэВ/с. Пунктирная линия - расчет в приближении Глаубера-Ситенко. Штрихпунктирная линия - расчет $R_{Cu/d}$ для планарных диаграмм. Кривая 1 - расчет с учетом вклада цилиндрического графика. Кривая 2 - предсказание для 40 ГэВ/с.

Обозначим через A_{eff}^R и A_{eff}^P эффективные атомные числа соответственно для графиков на рис.10 и II. Для зависимости в форме (I) из (10) и (8) легко получить при $q^2 = 0$

$$A_{eff}^R = \int d^2b \frac{T(b)}{[1 + \frac{1}{2} \sigma_{tot}^{RN} T(b)]^2}, \quad (19)$$

$$A_{eff}^P = \int d^2b \frac{T(b)}{[1 + \frac{1}{2} \sigma_{tot}^{RN} T(b)]^4}. \quad (20)$$

Пренебрегая поправками на перерассеяние в дейтроне, запишем для отношения $R_{A/d}$

$$R_{A/d}(x) = \frac{1}{2} \left(\frac{A_{eff}^R \sqrt{s_0/s} + \lambda A_{eff}^P \sqrt{x_0 - x}}{\sqrt{s_0/s} + \lambda \sqrt{x_0 - x}} \right). \quad (21)$$

Здесь использованы выражения (13) и (14), где считается, что

$$R_{RRR}^2 = R_{RRP}^2; \quad \lambda = G_{RRP}(0)/G_{RRR}(0); \quad \text{в (14) добавлен}$$

фактор (18); $1 - x_0 = (m_p + m_\Delta)^2/s$; при $x > x_0$ вклад графика

RRP равен нулю; считается, что зависимость сечения от q^2 одинакова для всех ядер A .

Рассмотрим три возможности:

i) при использовании приближения Глаубера-Ситенко $A_{eff}^R = A_{eff}^P = A_{eff}^{RC}$. В этом случае $R_{A/d}(x) = A_{eff}^{RC}/2$ не зависит от x . Соответствующее значение показано на рис.12 пунктирной линией;

ii) если воспринимать трехреджеонный график RRP буквально как результат рассеяния реджеона на мишени, то $A_{eff}^P = A_{eff}^R$ дается формулой (19). $R_{A/d} = A_{eff}^R/2$ не зависит от x . Соответствующее значение показано на рис.12 штрихпунктирной линией;

iii) при учете экранирования цвета A_{eff}^P вычисляется по формуле (20), что для ядра Cu дает $A_{eff}^P = 9$. В этом случае из (21) получаем растущую с x функцию $R_{A/d}(x)$, показанную на рис.12 сплошной линией. При этом параметр λ выбран равным единице, что хорошо соответствует соотношению между померонным и реджеонным вкладами в бинарных реакциях.

Естественно, что с ростом энергии соотношение между графиками RRP и RRR меняется, как видно из (13), (14). Область доминирования графика RRR смещается в область больших $x \rightarrow 1$. Кроме того, становятся заметными эффекты длины фрагментации (17), приводящие к росту A_{eff} при увеличении $1-x$. Соответствующие предсказания для $R_{Cu/d}$ при энергии 40 ГэВ показаны на рис.12.

8. Цветовая структура померона и рассеяние на шестикварковой компоненте дейтрона

В работах /22,23/ была рассмотрена двукратная цветовая переа-
рядка на дейтроне с обесцвечиванием налетающего адрона. Поскольку
померон "расщеплен" на два нуклона, то этот вклад не учитывается в
стандартной Глауберовской схеме (включающей и неупругие поправки),
которая использует лишь нуклонную компоненту волновой функции (ВФ).

С другой стороны, приближение Глаубера-Ситенко позволяет опи-
сать данные по полным сечениям pd -рассеяния с высокой точнос-
тью /24/. Поэтому обсуждаемая здесь поправка $\Delta \sigma_{tot}$ к полному се-
чению не может быть большой:

$$\Delta \sigma_{tot}(pd) \lesssim 0,5 \text{ мб}. \quad (22)$$

Из этого условия должны следовать какие-то ограничения на шести-
кварковую компоненту ВФ дейтрона. Последняя может быть записана с по-
мощью метода резонирующих групп /25/ в виде (при учете одного N/N
канала)

$$\Psi_{NN}(1, \dots, 6) = A_{NN}^{-1} \left(1 - \sum_{\alpha=1}^3 \sum_{\beta=4}^6 \hat{P}_{\alpha\beta} \right) \Psi_N(1,2,3) \Psi_N(4,5,6). \quad (23)$$

Здесь $P_{\alpha\beta}$ - оператор перестановки кварков; Ψ_N - кварковая ВФ нук-
лона; A_{NN} - нормировочный фактор.

ВФ более общего вида может, кроме того, включать примесь возбуж-
денного состояния типа шестикваркового мезка $\Psi_{S^6}(1, \dots, 6)$, кото-
рому будет приписываться S^6 -конфигурация *:

$$\Psi_d(1, \dots, 6) = \alpha \Psi_{NN}(1, \dots, 6) + \beta \Psi_{S^6}(1, \dots, 6), \quad (24)$$

$$\alpha^2 + 2\alpha\beta \langle \Psi_{S^6} | \Psi_{NN} \rangle + \beta^2 = 1.$$

Пространственную часть ВФ нуклона и $6q$ -мезка запишем в форме,
даваемой осцилляторной моделью:

$$\Phi_n(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n) = A_n^{-1} \exp\left[-\frac{1}{2n} \frac{1}{R_n^2} \sum_j (\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2\right], \quad (25)$$

где n - число кварков. Для радиуса нуклона используем значение
 $R_N = R_3 = 0,8$ фм, а R_6 - радиус S^6 -состояния будем считать
свободным параметром.

* Не исключена также важная роль S^4P^2 -конфигурации /26/, которая
здесь не рассматривается.

Для конфигурации S^6 существует только одно $6q$ -состояние с квантовыми числами дейтрона $1/2^+$. Его волновую функцию в STC -пространстве (спин, изоспин, цвет) можно записать в виде

$$\Psi_{S^6}^{STC}(1, \dots, 6) = A_6^{STC} \left(1 - \sum_{\alpha=1}^3 \sum_{\beta \neq \alpha}^6 \hat{P}_{\alpha\beta}\right) \Psi_N^{STC}(1, 2, 3) \Psi_N^{STC}(4, 5, 6), \quad (26)$$

$$A_6^{STC} = 10/3.$$

Изучаемую поправку к полному сечению $\Delta_Q \sigma_{tot}(pd)$ вычислим по формуле

$$\Delta_Q \sigma_{tot}(pd) = \sigma_{tot}^{2q}(pd) - 2\sigma_{tot}^{2q}(pN), \quad (27)$$

где σ_{tot}^{2q} - сечение, вычисленное в двухтубонном приближении.

Амплитуда упругого рассеяния адронов h_1 и h_2 , состоящих соответственно из n_1 и n_2 кварков, описываемых нерелятивистскими ВФ, имеет вид

$$T_{h_1, h_2}^{2q}(q) = \frac{18 \alpha_s^2 n_1 n_2}{9} s \int d^2k \frac{V_1(\vec{q}, \vec{k}) V_2(\vec{q}, \vec{k})}{\left[\left(\frac{q}{2} + \vec{k}\right)^2 + M_g^2\right] \left[\left(\frac{q}{2} - \vec{k}\right)^2 + M_g^2\right]}. \quad (28)$$

Здесь использованы обозначения, принятые в разделе I.1, а также

$$V_j(\vec{q}, \vec{k}) = E_j(\vec{q}) - G_j(\vec{q}, \vec{k}); \quad (29)$$

$$E_j(\vec{q}) = \langle \Psi_j | e^{i\vec{q}\vec{z}} | \Psi_j \rangle; \quad G_j(\vec{q}, \vec{k}) = \langle \Psi_j | \hat{\Lambda}_j(\vec{q}, \vec{k}) | \Psi_j \rangle;$$

$$\hat{\Lambda}_j(\vec{q}, \vec{k}) = \frac{3}{16} (1 - n_j) \lambda_1^\alpha \lambda_2^\alpha \exp[i(\vec{q} + \vec{k})\vec{z}_1 + i(\vec{q} - \vec{k})\vec{z}_2].$$

Поправка к полному сечению $\Delta_Q \sigma_{tot}(pd)$, вычисленная по формулам (27)-(29) с ВФ дейтрона (23), меняется в пределах $-\Delta_Q \sigma_{tot}(pd) = 0,02 \pm 0,027$ мб, что гораздо меньше ограничения (22).

Результаты расчета $\Delta_Q \sigma_{tot}(pd)$ с ВФ (24) показали, что при некоторых значениях параметров β и R_6 поправка может быть большой. На рис.13 показана область значений β и R_6 , позволяющих удовлетворить условию (22). Видно, что при $\beta^2 \gtrsim 0,02$ можно получить весьма точную оценку радиуса S^6 -состояния:

$$R_6 \approx \begin{cases} 0,7 \pm 0,9 \text{ фм} & \text{при } \beta > 0, \\ 0,5 \pm 0,95 \text{ фм} & \text{при } \beta < 0. \end{cases} \quad (30)$$

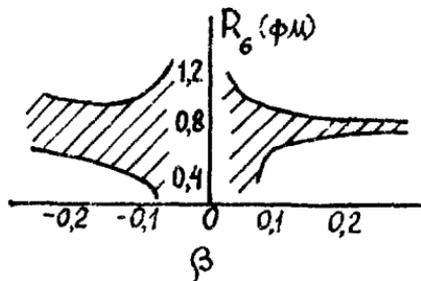


Рис.13. Область допустимых значений параметров β и R_6 .

Отметим, что эти оценки величины R_6 согласуются с размером шестикваркового мешка $R_{S_6}^{844} = 1,32$ фм, вычисленным в модели MIT^{28/}. Действительно, легко показать, что среднеквадратичные радиусы S^6 -состояния в модели MIT и нерелятивистского S^6 -состояния совпадают при $R_6 \approx 0,87$ фм.

Далее можно вычислить амплитуду (23) $T_{pd}^{2a}(q)$ при $q \neq 0$. Расчеты показали^{23/}, что в случае ВФ (23) при $q^2 \lesssim 0,2$ (ГэВ/с)² отличие этой амплитуды от результата импульсного приближения, полученного с той же ВФ дейтрона, не превышает 5%.

В случае ВФ (24) зафиксируем величину $R_6 = 0,8$ фм из данных по $\sigma_{tot}(pd)$. Расчеты показывают^{23/}, что при добавлении S^6 -состояния появляется существенное отличие $T_{pd}^{2a}(q^2)$ от результата импульсного приближения. Однако при этом меняется и фактор дейтрона $F_d(q^2)$. Однако в формулах глауберовского приближения естественно использовать нуклонную ВФ, описывающую данные по ed -рассеянию. Поэтому представляет интерес не отличие $T_{pd}^{2a}(q^2)$ от результата импульсного приближения, а отклонение отношения $\xi = T_{pd}^{2a}(q^2)/F_d(q^2)$ от величины $\xi_0 = T_{pn}^{2a}(q^2)/F_p(q^2)$. Ясно, что $\xi = \xi_0$, если рассматривать дейтрон как n p -систему.

Расчеты^{23/} показали, что $|\xi - \xi_0|/\xi \lesssim 0,01$ при $q^2 \lesssim 0,2$ (ГэВ/с)² и $\beta \lesssim 0,1$ как для дейтронной ВФ Рейда с мягким кором^{29/}, так и для гауссовской формы ВФ, вообще не содержащей nn -кор. Таким образом, если в формулах глауберовского приближения использовать нуклонную ВФ дейтрона, позволяющую описать данные по ed -рассеянию, то эти формулы должны давать правильные результаты для амплитуды hd -рассеяния.

Таким образом, можно сделать вывод, что хорошее согласие глауберовского приближения с экспериментом находит естественное объяснение,

если только в кварковой ВФ дейтрона не присутствует с заметной вероятностью S^6 -состояние типа шестикваркового мешка с радиусом, существенно отличным от $R_6 \approx 0,8$ фм.

9. Выводы

Теория многократных перерассеяний Глаубера-Ситенко выдержала тщательную проверку в самых различных адрон-ядерных (и ядро-ядерных) процессах при высоких энергиях. В последние годы адрон-ядерные взаимодействия широко используются для получения информации о природе ядерных сил, пространственно-временной картине сильных взаимодействий и т.п. Часто эта информация является уникальной. При этом теория Глаубера-Ситенко является "базисом", исходя из которого можно обсуждать какие-либо эффекты.

В настоящем обзоре представлены некоторые примеры плодотворности такого подхода. Так, в реакции квазисвободной перезарядки мезонов на ядрах впервые получено надежное подтверждение предсказываемой КХД-зависимости сечения взаимодействия адронов от их размера. В А-зависимости инклюзивных спектров в трехрежеонной области проявляется специфическое для КХД дальное действие по быстройам. По величине отклонения полного сечения pd -рассеяния от предсказаний модели Глаубера-Ситенко можно судить о размере шестикваркового мешка в дейтроне.

Литература

1. Low F. Phys.Rev., 1975, D12, p.163.
2. Nussinov S. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p.1286.
3. Gunion Y.F., Soper H. Phys.Rev., 1977, D15, p.2617.
4. Левин Е.М., Рыский М.Г. ЯФ, 1981, 34, с.III4.
5. Замолдчиков А.Б., Копелювич Б.З., Лапидус Л.И. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, с.612; Bertch J., Brodsky S.J., Goldhaber A.S., Gunion J.G. Phys.Lett., 1981, 47, p.297.
6. Glauber R.J. High-energy collision theory, Lectures in theoretical physics, v.1, ed.W.E.Britten and L.G.Dunham (Interscience NY,1959).
7. Ситенко О.Г. Украинский физический журнал, 1959, 4, с.152.
8. Грибов В.Н. ЖЭТФ, 1969, 56, с.892.
9. Копелювич Б.З., Лапидус Л.И. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, с.664.
10. Копелювич Б.З., Лапидус Л.И. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, с.612.
11. Замолдчиков А.Б., Копелювич Б.З., Лапидус Л.И., Мухин С.В. ЖЭТФ, 1979, 77, с.451.
12. Замолдчиков А.Б., Копелювич Б.З., Лапидус Л.И. ЯФ, 1982, 35, с.129.

13. Kopeliovich B.Z., Nikolaev N.N. *Z.Phys. C.*, 1980, 5, p.333.
14. Копелювич Б.З. *Материалы XX Зимней школы ЛИЯФ*, Л., 1985, с.140.
15. Апокин В.Д. и др. *ЯФ*, 1982, 36, с.1191.
16. Казаринов Е.М., Копелювич Б.З., Лаликус Л.И. *ЖЭТФ*, 1976, 70, с.1152.
17. Копелювич Б.З. *Материалы XIX Зимней школы ЛИЯФ*, Л., 1984, с.169.
18. Копелювич Б.З., Нидермайер Ф. *ЯФ*, 1985, 42, с.797.
19. Kopeliovich B.Z., Niedermayer F. *JINR*, E2-84-834, Dubna, 1984, p.1.
20. Bitsadze G.S. et al. *JINR*, E1-86-129, Dubna, 1986.
21. Kopeliovich B.Z., Russakovich N.A. *JINR*, E2-86-278, Dubna, 1986.
22. Kopeliovich B.Z., Zakharov B.G. *Z.Phys.C*, 1984, 26, p.459.
23. Захаров Б.Г., Копелювич Б.З. *ЯФ*, 1985, 42, с.1073.
24. Khoze V.A. et al. *Nucl.Phys.*, 1977, 1248, p.539.
25. Waecler J.A. *Phys.Rev.*, 1937, 52, pp.1082, 1107.
26. Faessler A. et al. *Nucl.Phys.*, 1983, A402, p.555.
27. Кобушкин А.П. *ЯФ*, 1978, 28, с.495.
28. Aerts A.T.M., Mulders P.J.G., de Swart J.J. *Phys.Rev.*, 1978, D17, p.260.
29. Reid R.V. *Ann.Phys.*, 1968, 50, p.411.
30. Kopeliovich B.Z., Zakharov B.G. *JINR*, E2-86-707, Dubna, 1986.

QUARK MODELS OF MULTIPRODUCTION OFF NUCLEAR TARGETS

B.B.Levchenko

Research Institute of Nuclear Physics, Moscow State University,
Moscow, USSR

N.N.Nikolaev

L.D.Landau Institute for Theoretical Physics, AS USSR
142432 Chernogolovka, Moscow Region, USSR

1. Introduction

Nucleus is a live target, sensitive to the spatio-temporal evolution of the hadronic final states. The recent models of the multiproduction off nuclear targets fall broadly into the two categories, depending on assumptions on the intranuclear interactions of the incident and produced hadrons.

In the first approach [1,2], the synthesis of the constituent quark model (AQM) [3] and formation length concept [4], the number of the inelastic collisions of the projectile system is bounded from above by a number of the constituent quarks of the projectile. A particular case is that of the incident leptons where there is precisely one inelastic interaction of the projectile. On top of that, the model incorporates the truncated intranuclear cascading of secondaries having the formation length shorter than a size of the target nucleus. The latter processes account for about 30-40% of the nuclear excess multiplicity [1,2]. Were it not for this cascading, the quantitative description of the nucleus fragmentation would have been impossible. An allowance for the cascading is especially important for any estimations of the energy/matter density of the baryon-rich hadronic matter produced in the high energy heavy ion collisions.

In the second, eikonal type model, one ignores the cascading of the secondary hadrons altogether, whereas the wounded projectile is

allowed to reinteract many times, the number of interactions being deduced from the probabilistic interpretation of the Glauber-Gribov multiple scattering theory. Though the model fails grossly in the nucleus fragmentation region, for many mean quantities its predictions are very alike those of the quark model [1,2].

A subject of this talk is a review of principal predictions of the quark model [1,2], with particular emphasis on the intranuclear interactions and the nucleus response. Some novel applications of the model to the deep inelastic leptonproduction off nuclei, the process best tailored to test the formation length concept, are reported.

Our numerical calculations are based on the Monte-Carlo code which produces exclusive final states, which can be subjected to precisely the same cuts as applied experimentally. An important ingredient is the multi-nucleon short-range correlation mechanism of the cumulative proton production [7], which contributes significantly in the forward hemisphere too [2]. Such an exclusive analysis enables to understand the origin of certain striking similarities the pion and neutrino induced reaction in neon: these are alike as the elementary pion-nucleon and neutrino-nucleon interactions do differ in a rather special way.

2. Interactions of the constituent quarks and formation length of the produced particles

A comparison of the proton-xenon and proton-proton interactions in Fig. 1 exemplifies the situation with the inclusive spectra of the secondary hadrons. In the central region R_y exceeds unity as the mean number of the wounded constituent quarks of the incident proton $\langle \nu \rangle_{pXe} = 1.87$ while $\nu_{pp} = 1$. The absorption of more constituents in the

nucleus is a source of depletion at large rapidities. With the cascading switched off we should have had $R_y = \langle \nu \rangle$ in the nucleus fragmenta-

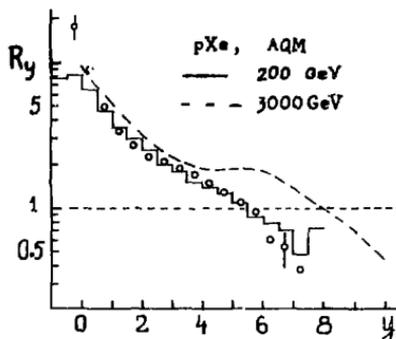


Fig. 1. The relative rapidity spectrum $R_y = (dN/dy)_{pXe} / (dN/dy)_{pp}$ in pXe and pp interactions at 200 GeV (points [8] and the solid histogram) and 3000 GeV (dashed line).

tion region too: the steep rise of R_y towards small rapidities is entirely due to the intranuclear cascading of the relatively slow secondaries, formed well inside the nucleus.

In the Glauber models one rather predicts the plateau $R_y = A G_{pN}^{abs} / G_{pXe}^{abs} \approx 3$ in the central and nucleus fragmentation regions. That is not yet ruled out by the experimental data as the projectile fragmentation region extends downwards in rapidity by 3-3.5 units, so that the central plateau is still elusive. However, the model fails completely in the target fragmentation region.

3. The charge flow of secondary particles

Shown in Fig.2 is the charge flow in the hadronic final state of pXe interactions [8]. Remarkable features of this distribution are projectiles charge retention in the forward hemisphere and fairly large contribution of protons off the short-range two-nucleon pairs envisaged to explain the cumulative protons in the backward hemisphere (in the lab. frame). According to the selection criterions in Ref. 8 all positive tracks with $p > 0.6$ GeV/c have taken for pions, hence fairly large rapidities of these protons.

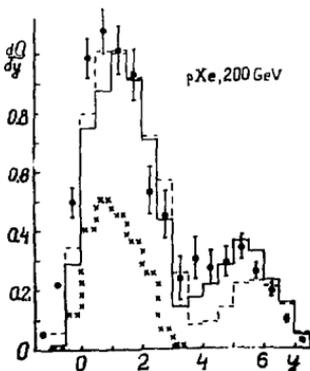


Fig.2. The charge flow of secondary pions and unidentified protons with $p > 600$ MeV/c. The solid histogram is a total charge flow, the dashed line is a contribution of protons into dQ/dy , and the contribution of protons off the correlated two-nucleon pairs is shown by crosses.

4. Two-particle rapidity correlations

The intranuclear interactions result in a remarkable asymmetry of the two-particle rapidity correlation function $R_2(y, y')$ in pXe interactions [8] compared to pp interactions (Fig.3). The rise of R_2 towards small rapidities is to a large extent due to uncorrelated production of secondaries in many intranuclear collisions, what wipes out the negative correlations in the elementary pp collisions.

5. Multiplicity distributions: correlations with the nucleus' response

The larger the multiplicity of the knocked-out protons, the higher the fraction of collisions with three wounded quarks of the projectile proton. In the limit of $N_p \rightarrow \infty$ one would expect the do-

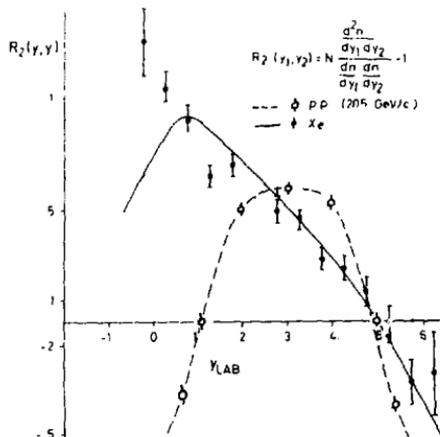


Fig. 3. The two-particle rapidity correlations in the pp and pXe at 200 GeV (s). The solid and dashed lines are the models predictions.

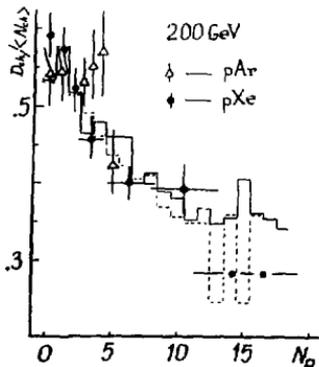


Fig. 4. The Wroblewski ratio $D/\langle N_B \rangle$ versus N_p in pXe and pAr interactions at 200 GeV (s). The AQM predictions are shown by histograms. The horizontal dash-dotted line is an asymptotic value of $(D/\langle N_B \rangle)_A$ expected at $v \rightarrow v_{max}$.

minance of $\langle v \rangle = v_{max} = 3$, what would immediately result in $(D/\langle N_B \rangle)_A = (D/\langle N_B \rangle)_N / v_{max}$. The detailed Monte-Carlo shows that in view of the well developed cascades the dominance of $\langle v \rangle = v_{max}$ is unattainable; yet the predicted decrease of $(D/\langle N_B \rangle)_A$ with N_p does perfectly agree with the data (Fig.4).

6. The nucleus' response: knocked-out protons

There are two sources of the knocked-out protons: the recoil protons and the spectator protons of the correlated short-range two-nucleon pairs [7]. The latter protons flow into the backward (cumulative protons) as well as the forward hemisphere in the lab. frame. We have already seen the importance of these forward protons in the charge flow. In Fig.5 we demonstrate that the model provides an adequate description of the angular distribution of the knocked-out protons.

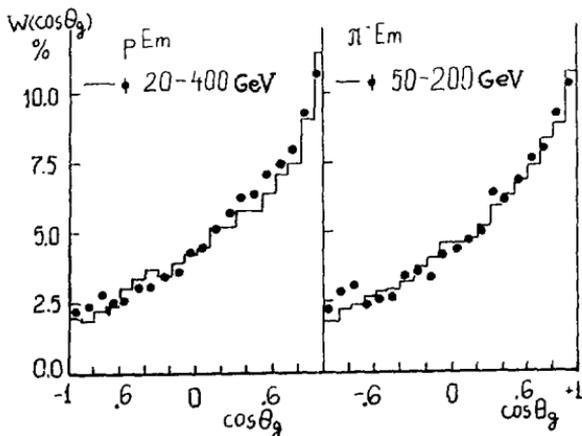


Fig.5. Angular distribution of the gray tracks ($0.3c < v < 0.7c$) in interactions of protons and pions with the emulsion nuclei. The histograms are the AQM predictions.

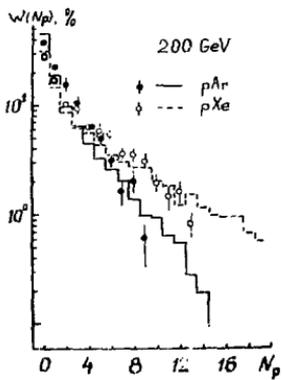


Fig.6. The slow proton, $200 < k < 600$ MeV/c, multiplicity distributions (\mathcal{G}) versus the AQM predictions.

7. The nucleus' response: multiplicity distribution of the knocked-out protons

The model reproduces perfectly the multiplicity distribution of the slow protons in interactions with the argon and xenon nuclei (Fig.6). We restrict ourselves to a statement that this distributions, in particular their large N_g tails, couldn't be reproduced unless the cascading and

short-range correlations have been included in.

8. Neutrino production off nuclei

Technically, the neutrino (muon) interactions in the non-diffraction region of $x > 0.01-0.03$ are alike to the single quark absorption in the hadronic interactions. The pion-nucleon and neutrino-nucleon collisions are alike in many aspects but the multiplicity distributions. Hence the Monte-Carlo code for leptons should start with the slightly modified generator of the first interaction to allow for these differences, while the secondary interactions of the produced hadrons are described by the Monte-Carlo as for the incident pions.

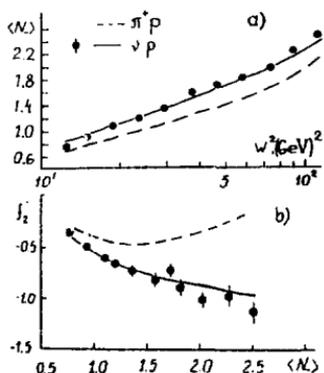


Fig.7. A comparison of mean multiplicities, a), and the correlation parameters $f_2 = D^2 - \langle n \rangle$, b), in νp and π^+p interactions. The solid and dashed curves are model calculations.

In Fig. 7 we demonstrate how the modified Monte-Carlo describes the multiplicity distributions in the νp interactions. Notice that for the neutrino the multiplicity distributions are narrower than those for pions. At the moderate energies this difference is about the same as that of the single-quark and two-quark collisions of pions with nuclei.

9. νNe and πNe interactions: where and why they are alike and unlike

Some time ago, the striking similarity of the νNe and πNe multiplicity distributions has been noticed [11]. The Fig.8 demonstrates that this similarity is well described by our calculations. The νNe and πNe KNO distributions come out about the same since in the νNe interactions one starts with one input and only has single-quark interaction, whereas in the πNe case one starts with another input but mixes up the single- and two-quark collisions.

10. Where and why νNe and πNe are alike and unlike: the nucleus' response

For the above numerical reasons the νA and πA KNO distributions cannot tell neutrinos from pions. The nucleus' response is much more

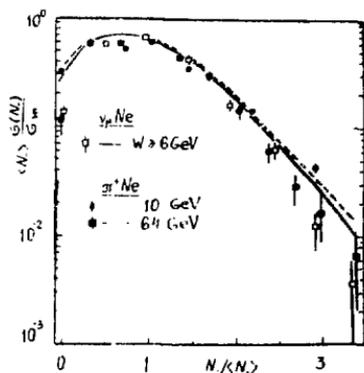


Fig.8. A comparison of the KNO distributions in π^+Ne and νNe interactions. The solid and dashed curves are predictions of our models.

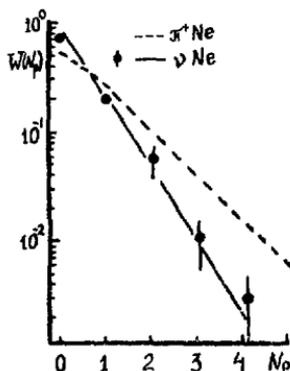


Fig. 9. A comparison of the multiplicity distributions of the knocked-out protons, $0,35 < k < 0,8$ GeV/c, in ν Ne and π^+ Ne interactions.

sensitive to the number of the interacting quarks. In Fig. 9 we show the knocked-out proton multiplicity distributions in ν Ne and π Ne. We find $\langle N_p \rangle_{\nu Ne} = 0,33$ and $\langle N_p \rangle_{\pi Ne} = 0,70$ what nicely agrees with the experimental data.

Recall that in π Ne interactions there is a sizable admixture of the two-quark interactions and, on top of that, the mean cascading length is larger than in ν Ne interactions.

11. μ A interactions: inclusive spectra of the secondary particles

In our approach the intranuclear cascading, which is confined to the target fragmentation region, is the only source of the surplus multiplicity in ν A and μ A interactions. Our calculations of $R_y = (dN/dy)_{\nu Ne} / (dN/dy)_{\nu p}$ are shown in Fig. 10. The experimental data give a clear-cut evidence for cascading. Besides, as the energy increases the formation lengths become larger so that the forward depletion goes away, in good agreement with the experimental data.

The similar calculations for the neutrino-emulsion interactions are shown in Fig. 11. Remarkable, the forward multiplicities in νEm and νD are identical, as at such a high energy the formation length well exceeds the nucleus diameters. These data do clearly demonstrate that no quantitative description of the multiproduction off nuclei is possible unless cascading is properly taken into account. Henceforth, the eikonal type models should be discarded, as their ability to

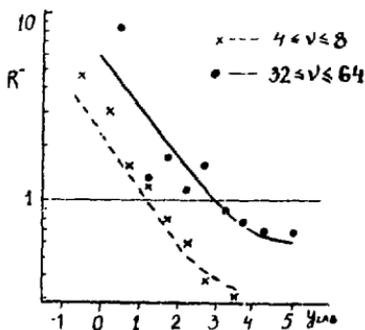
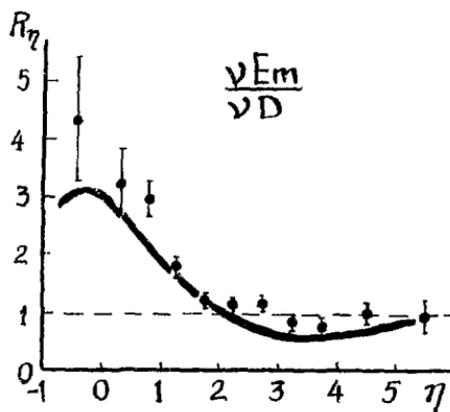


Fig. 10. The relative rapidity spectrum R^- of the negative secondary particles in ν Ne and ν p interactions in BEBC [12] versus predictions of our model.



reproduce crudely the mean multiplicities in hadron-nucleus collisions is just accidental one.

Fig.11. The relative rapidity spectrum of secondary particles in $\sqrt{E}m$ and \sqrt{D} interactions [13] versus predictions of our model.

12. Conclusions

The constituent quark model supplemented by the formation length formalism, does remarkably well in the hadron-nucleus and lepton-nucleus collisions. The fragmentation of nucleus can only be understood at a quantitative level at an expense of significant cascading, which accounts for 30-40% of the surplus multiplicity. That is particularly evident in the lepton-nucleus interactions. None of the numerous models where this cascading is ignored can be regarded as credible.

References

1. N.N.Nikolaev, A.Ya.Ostapchuck, Preprint Ref.TH-2575, CERN, 1978; N.N.Nikolaev, Preprint ITP-1980-5, Chernogolovka, 1980
2. B.B.Levchenko, N.N.Nikolaev, *Yadernaya Fizika*, 1983, 37, 1016; 1985, 42, 1255
3. E.M.Levin, L.L.Frankfurt *Pisma v ZhETF* 1965, 2, 105; H.J.Lipkin, F.Scheck, *Phys.Rev.Lett* 1966, v.16, 71; V.V.Anisovich, Yu.M.Shabelski, V.M.Shekhter, *Nucl.Phys.* 1978, 133B, 477
4. O.V.Kancheli, *Pisma v ZhETF*, 1973, 18, 469
5. N.N.Nikolaev, *Z.Phys.* 1981, 95, 291
6. A.Capella, J.Tran Thanh Van, *Z.Phys.* 1984, C23, 165; J.Ranft, S.Ritter, *Z.Phys.* 1985, C27, 569; A.B.Kaidalov, K.A.Ter-Martirosian, *Phys.Lett.* 1982, 117B, 247; A.B.Kaidalov, K.A.Ter-Martirosian, Yu.M.Shabelski, *Yadernaya Fizika*, 1986, 43, 1282; Bo Nilsson-Almqvist E.Stenlund, Preprint LU-TP 85-7, Lund, 1985; T.Ludlam, A.Prof, A.Shor, Preprint BNL, 37196, 1985.
7. M.I.Strikman, L.L.Frankfurt, *Phys.Rep.*, 1981, C65.
8. C.De Marzo et al. *Phys.Rev.* 1982, D26, 1019.

9. E.S.Boos et al. Nucl.Phys., 1978, B143, 232; Z.V.Anzon et al. Yadernaya Fizika, 1975, 22, 736; S.A.Azimov et al., In: "Vzaimodeistviya chastits s yadrami pri visokih energiyah" Fan, Tashkent, 1981, 3.
10. H.Grässler et al., Nucl.Phys. 1983, B223, 269
11. B.S.Yuldashev, In: "Vzaimodeistviya chastits s yadrami pri visokih energiyah", Fan, Tashkent, 1981, 74.
12. D. Morrison, Talk on Brighton konferens, 1983.
13. W.Smart et al., Acta Phys. Polon. 1986, B17, 41.

DESCRIPTION OF THE PARTICLE PRODUCTION IN
PION - NUCLEUS COLLISIONS BY THE ADDITIVE QUARK MODEL

R. Hołyński, M. Jeżabek and K. Woźniak

Institute of Nuclear Physics

Kawliory 26A, 30-055 Kraków, Poland

1. Introduction

In this paper we present the analysis of experimental data for pion-nucleus interactions in the energy range 60 GeV - 300 GeV. The aim of this analysis is to test whether the particle densities in projectile fragmentation region can be adequately described by additive quark model. To do this it was necessary to find the relation between the average number of wounded quarks in the projectile and the number of fast protons emitted from struck nucleus. After deriving this relation it was possible to extract from the experimental π^- emulsion data the fragmentation functions for both wounded and spectator quarks.

2. Experimental Material

The data analyzed in this paper consist of 788, 973 and 2115 inelastic interactions of negative pions in nuclear emulsion at the energies of 60 GeV, 200 GeV and 300 GeV respectively. The data have been gathered by Cracow Emulsion Group and were published, e.g. in /1,2,3/. In each event the emission angles θ of relativistic ($\beta > 0.7$) shower particles n_g were measured and the number of heavy ionizing ($\beta \leq 0.7$) disintegration products of struck target nucleus were carefully counted. The latter were divided into two categories: gray track producing particles N_g which velocities fall into the interval $0.25 < \beta \leq 0.7$ (it corresponds to proton energies $30 \text{ MeV} < E \leq 400 \text{ MeV}$) and particles producing black tracks N_b with velocities $\beta \leq 0.25$. The gray tracks can be recoil protons as well as protons originating from low energy nucleonic cascade initiated by recoil protons. The black tracks are evaporation products of the remaining excited target nucleus.

In Fig. 1 the normalized inclusive angular distributions of shower particles n_g produced in π^- -emulsion interactions at different energies are presented in the antylaboratory frame, using pseudorapidity variable $\eta' = \eta - y_{\max}$, where $\eta = -\ln \tan(\theta_{\text{lab}}/2)$ and y_{\max} is the rapidity of the projectile. It is seen from Fig. 1 that the pseudorapidity distributions for different energies exhibit the scaling behavior for $\eta \approx 4.0$.

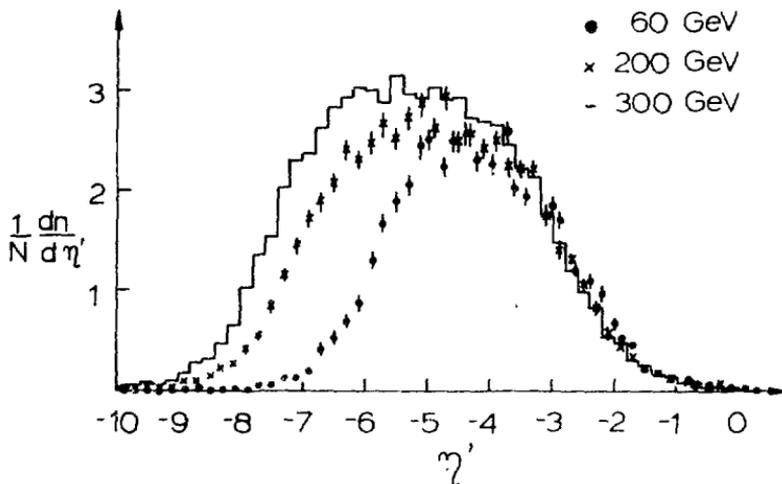


Fig. 1. The inclusive pseudorapidity distributions of shower particles transformed into the rest frame of incident pion for incident 60 GeV (\bullet), 200 GeV (\times) and 300 GeV ($-$) energies.

3. Dependence of the Number \bar{w} of Wounded Quarks in the Projectile and the Number N_g of Fast Protons Emitted from Struck Nucleus

We shall derive formulae for $P_w^A(N_g)$, the probability distribution for w constituent quark to be wounded in a pion, scattered inelastically on a nucleus A yielding N_g gray tracks in the final state. We consider two models, called A and B, which give us the relation between the number ν of pion collisions with target nucleus and the average number \bar{w} of wounded projectile constituents. These two models are representative of a variety of realistic possibilities.

In model A it is assumed that each target nucleon can interact with one and only one pion constituent. The joint probability of ν target nucleons, being struck by any of two constituents interacting inelastically i and j times, respectively, is^{*}:

$$P_{i,j;\nu}(b) = \sigma_{\pi A}^{-1} \delta_{\nu, i+j} 2^{-\nu} \nu! (i!j!)^{-1} \binom{A}{\nu} (\hat{\sigma}_{\pi N})^{\nu} (1 - \hat{\sigma}_{\pi N})^{A-\nu}, \quad (1)$$

where $\sigma_{\pi A} = \int d^2\vec{b} [1 - (1 - \hat{\sigma}_{\pi N})^A]$ and we take 20 mb for the value of the inelastic pion-nucleon cross-section. From (1) one can easily derive $P_{w,\nu}^A$, the probability distribution of w constituents to be wounded for given ν . The corresponding formulae for one or two constituents to be wounded are given below:

$$P_{1,\nu}^A(b) = 2P_{\nu,0;\nu}^A = \sigma_{\pi A}^{-1} 2^{1-\nu} \binom{A}{\nu} (\hat{\sigma}_{\pi N})^{\nu} (1 - \hat{\sigma}_{\pi N})^{A-\nu}, \quad (2)$$

$$P_{2,\nu}^A(b) = \sum_{n=1}^{\nu-1} P_{n,\nu-n;\nu} = \sigma_{\pi A}^{-1} (1 - 2^{1-\nu}) \binom{A}{\nu} (\hat{\sigma}_{\pi N})^{\nu} (1 - \hat{\sigma}_{\pi N})^{A-\nu}. \quad (3)$$

Now we shall make use of the relation between the number ν of collisions of the projectile with nucleons inside the target nucleus and the number N_g of fast protons emitted from struck nucleus, derived by Anderson et al.^{/4/}. In their model the probability to observe N_g fast protons for ν collisions is:

$$P_{\nu}^A(N_g) = \binom{N_g + \nu - 1}{N_g} (1 - X)^{\nu} X^{N_g}. \quad (4)$$

From relation (4) it follows that for a given N_g the probability distribution of w constituents to be wounded is given by:

$$P_w^A(N_g) = \int d^2\vec{b} \sum_{\nu=1}^A P_{\nu}^A(N_g) P_{w,\nu}^A(b). \quad (5)$$

Hence

$$P_1^A(N_g) = 2\sigma_{\pi A}^{-1} X^{N_g} \int d^2\vec{b} F_A(N_g, \hat{\sigma}_{\pi N} (1-X)/2, 1 - \hat{\sigma}_{\pi N}) \quad (6)$$

* For any cross-section $\hat{\sigma}$ we use the notation:

$$\hat{\sigma}(b) = \sigma T_A(b) = \sigma \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho_A(\vec{z}, b).$$

For ρ_A , the density of nuclear matter in a nucleus A , we take the Saxon - Woods distribution^{/15/}.

and

$$P_1^A(N_g) + P_2^A(N_g) = \sigma_{\pi A}^{-1} X^{N_g} \int d^2 \vec{b} F_A(N_g, \hat{\sigma}_{\pi N} (1-X), 1 - \hat{\sigma}_{\pi N}). \quad (7)$$

where ** $F_A(m, u, v) = \sum_{n=1}^A \binom{A}{n} \binom{m+n-1}{m} u^n v^{A-n}$.

Equation (5) can be generalized for a given distribution $\{N_g\}$ of gray tracks:

$$\tilde{P}_W^A(\{N_g\}) = \sum_{n \in \{N_g\}} s(n) P_W^A(n). \quad (8)$$

where $s(n)$ denotes the probability of n gray tracks in the distribution $\{N_g\}$. From (8) one can calculate the average number of wounded constituents for a given distribution $\{N_g\}$ of gray tracks and a given nucleus of atomic number A as:

$$\bar{W}^A(\{N_g\}) = [\tilde{P}_1^A(\{N_g\}) + 2\tilde{P}_2^A(\{N_g\})] / [\tilde{P}_1^A(\{N_g\}) + \tilde{P}_2^A(\{N_g\})]. \quad (9)$$

Finally for a mixture of different atomic nuclei, such as nuclear emulsion one obtains:

$$\bar{W}(\{N_g\}) = \sum_A n_A \sigma_{\pi A} \bar{W}^A(\{N_g\}) / \sum_A n_A \sigma_{\pi A}. \quad (10)$$

where n_A denotes the number of atoms of type A per cm^3 .

In the second model, B, the other one which we have considered, the two constituents of a pion interact independently with the target nucleons.

Consequently

$$P_{1,\nu}^A(b) = 2 \sigma_{\pi A}^{-1} \binom{A}{\nu} (\hat{\sigma}_{qN}^\nu)^{\nu} (1 - \hat{\sigma}_{qN}^\nu)^{2A-\nu} \quad (11)$$

$$P_{1,\nu}^A(b) + P_{2,\nu}^A(b) = \sigma_{\pi A}^{-1} \binom{A}{\nu} [1 - (1 - \hat{\sigma}_{qN}^\nu)^2]^{\nu} (1 - \hat{\sigma}_{qN}^\nu)^{2(A-\nu)}. \quad (12)$$

We take 11 mb for the quark-nucleon inelastic cross-section.

By repeating the derivation discussed for the model A we obtain the formulae for $\tilde{P}_1^A(\{N_g\})$ and $\tilde{P}_2^A(\{N_g\})$ as well as for $\bar{W}^A(\{N_g\})$ in the model B.

** We use the equivalent formula for F_A :

$$F_A(m, u, v) = \begin{cases} \sum_{l=1}^m \binom{A}{l} \binom{m-1}{l-1} u^l (u+v)^{A-l} & m \geq 1 \\ (u+v)^A - v^A & m = 0 \end{cases}$$

Both models considered give for $P_1(N_g)$, $P_2(N_g)$ and $\bar{w}(N_g)$ unsignificantly different results, therefore these functions are not sensitive to the detailed assumptions of AQM. The average number \bar{w} of wounded quarks as a function of N_g is depicted in Fig. 2.

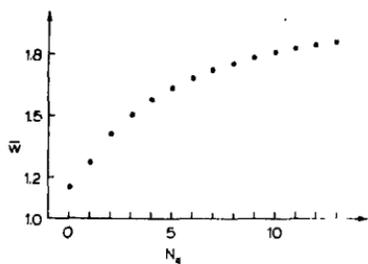


Fig. 2. The correlation between the average number \bar{w} of wounded quarks in the incident pion and the number N_g of gray particles emitted from the struck nucleus.

It is seen from this figure, that using the number N_g of gray tracks as a measure of \bar{w} we are not able to select events with \bar{w} less than 1.15. However, we can analyze the characteristics of π^- emulsion interactions in the wide interval of \bar{w} up to $\bar{w} \approx 1.8$.

4. Determination of the Quark Fragmentation Functions

The general assumption of the additive quark model (AQM) of high energy collisions ^{5,6,7/} is that each constituent valence quark taking part in the interaction gives an independent contribution to the particle production. Thus it is natural to assume that the particle production depends in the target fragmentation region upon the number ν of struck target nucleons while in the projectile fragmentation region on the number of wounded constituents of the primary hadron. For pion-nucleus interactions the projectile fragmentation region is described by two fragmentation functions only ^{8/},

$$q(\eta') = F_w(\eta') \bar{w} + F_s(\eta')(2 - \bar{w}), \quad (13)$$

where F_w and F_s are the fragmentation functions of the wounded and spectator quarks respectively and \bar{w} is the average number of wounded quarks in the impinging pion. The scaling in energy in antylaboratory frame assumed in (13) is in agreement with our experimental observations (see Fig. 1).

To select the interactions with different average number \bar{w} of wounded projectile quarks we divided the inclusive data of π^- emul-

sion interactions into subsamples according to the number N_g of gray tracks emitted from the target nucleus. The details are given in the Table.

Table. Number of events in subsamples characterized by different average number N_g for three primary energies

N_g	\bar{N}_g	\bar{w}	Number of Events		
			60 GeV	200 GeV	300 GeV
0	0	1.15	308	318	736
1	1	1.27	182	244	480
2	2	1.41	105	122	260
3-4	3.4	1.53	102	143	326
5-8	6.0	1.68	74	104	240
≥ 9	10.9	1.82	17	42	73

The experimental pseudorapidity densities have been analysed as a function of \bar{w} in the pseudorapidity intervals 0.5 unit wide. By fitting a straight line to the $q(\eta')$ vs \bar{w} dependence (Eq. 13) the values of the fragmentation functions of wounded F_w and spectator F_s quarks have been obtained. Fitted values of fragmentation functions for three primary energies considered scale within statistical errors. Thus the final values of F_w and F_s have been obtained using the pooled 60 GeV, 200 GeV and 300 GeV data. The result is depicted in Fig. 3.

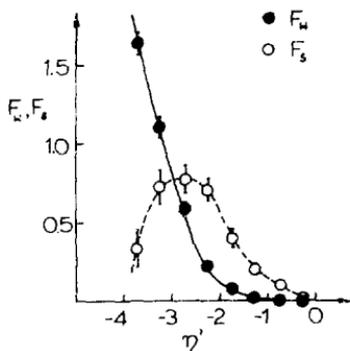


Fig. 3. Fragmentation functions of wounded $F_w(\eta')$ and spectator $F_s(\eta')$ quarks.

For $\eta' \approx -3.0$ the numerical values of F_w and F_s are equal and (13) can be written as $q(\eta') = 2F$, i.e. the particle density depends neither on primary energy nor on the atomic number of the target. For $\eta' < -3.0$ the values of F_w are greater than those of F_s and F_s decreases rapidly to zero with decreasing η' .

The particle production in pion-nucleus collision can be satisfactorily described by (13) in the η' interval $(-4.0 \leq \eta' < 0.0)$ or equivalently $\eta \geq \eta_{cm}(\eta_{cm} = -\ln 2 \gamma_c)$. For $\eta < \eta_{cm}$ an attempt to describe

the data by (13) has failed (the calculated χ^2 values for linear fit are not acceptable or calculated values of F_g are significantly less than zero). This result is not surprising, because in AQM the particle production in the backward hemisphere depends on the number of wounded constituents in the target.

Using F_w and F_g values determined from the emulsion data we can predict the particle densities in pion-proton interactions. For π^- -p interactions eq. (13) can be written with a good accuracy in the form:

$$Q(\eta') = F_w(\eta') + F_g(\eta'). \quad (14)$$

In Fig. 4 the particles densities $Q(\eta)$ at 100 GeV obtained from π^- -p data, gathered in the experiment using the Fermilab 30-inch bubble chamber^{/9/} are compared to the predictions calculated from eq. (14). The excellent agreement within the uncertainties of the determined fragmentation functions is observed.

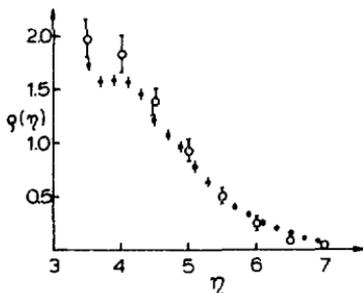


Fig. 4. The comparison of pseudorapidity distributions of shower particles produced in π^- -proton interactions at 100 GeV (ϕ) with AQM predictions (ϕ).

5. Conclusions

- Taking the advantage of the relation between the number of collisions of the projectile inside the nucleus and the number of emitted fast protons from the struck target nucleus it is possible in the framework of the additive quark model to calculate the average number \bar{w} of wounded quarks as the function of N_g .
- Using the \bar{w} on N_g dependence the fragmentation functions of wounded F_w and spectator F_g quarks can be extracted from π^- -emulsion data.

- At $\eta' \approx -3.0$ the numerical values of F_w and F_s are equal and the particle density $\rho(\eta')$ should not depend on the atomic number of the target nucleus.
- The fragmentation functions derived from π^- -emulsion data adequately describe the results from π^- -proton experiment.

Acknowledgement.

We would like to express our thanks to Dr. L. Voyvodic for providing us with π^- -proton data from Fermilab bubble chamber experiment.

References.

1. J. Babecki et al., Acta Phys. Pol. B9, 495 (1978).
2. J. Babecki et al., Acta Phys. Pol. B16, 323 (1985).
3. R. Holyński et al., Acta Phys. Pol. B17, 201 (1986).
4. B. Andersson et al., Phys. Lett. 73, 343 (1978).
5. A. Białas et al., Acta Phys. Pol. B8, 585 (1977).
6. V.V. Anisovich et al., Nucl. Phys. B135, 447 (1978).
7. N.N. Nicolaev: Phys. Lett. B70, 2645 (1980).
8. E. Białas and A. Białas: Phys. Rev. D20, 2645 (1980).
9. L. Voyvodic: Private communication.

A UNIFIED PHYSICAL PICTURE OF HADRON-HADRON AND e^+e^- COLLISIONS

T. T. Chou

Physics Department, University of Georgia, Athens, GA 30602 USA

This report consists of a summary of some published work on multiparticle production in hadron-hadron and e^+e^- collisions by Professor C.N. Yang and myself. Essential physical ideas in the geometrical model of multiparticle production in hadron-hadron collisions are reviewed, which lead to a simple description of the single-particle spectrum. These ideas are then applied to two-jet events in e^+e^- annihilations. A unified physical picture for both collisions emerges which is compared with experimental data. A number of predictions are made including the prediction that KNO scaling does not obtain for e^+e^- two-jet events.

I. HADRON-HADRON COLLISIONS

In a very-high-energy nondiffractive inelastic hadron-hadron collision, the emitted hadrons can be divided into two groups: the fragmentation particles and the central particles. The fragmentation particles, i.e., the leading particles, are few in number. In the geometrical picture, fragmentation particles are pieces broken off from chunks of the incoming particles that pass by without meeting very much of the other particles. They proceed with essentially their original velocities in the c.m. system. On the other hand, the overlapping parts of the incoming particles undergo a more violent collision, yielding a large number of outgoing particles in the central rapidity region. I shall concentrate my discussion on the multiplicity and momentum distributions of these central particles.

A. Multiplicity distribution

Based on the idea^[1] of limiting fragmentation, Koba, Nielsen and Olesen proposed^[2] in 1972 that the multiplicity distribution P_n satisfies the (KNO) scaling law:

$$\bar{n}P_n = \psi(z), \quad (1)$$

where $z =$ the KNO-variable $\equiv n/\bar{n}$. Early CERN SppS Collider experiments^[3,4] at 540 GeV confirmed the approximate validity of this hypothesis. More recent measurements and analyses^[5] indicate that the multiplicity distributions seem to fit the negative binomial (NB) form better. Such distributions, KNO or NB, imply very

large mean fluctuation, $(\Delta n)^2 = \bar{n}^2 - \bar{n}^2$, for the charged-particle multiplicity:

$$\frac{\Delta n}{\bar{n}} = \text{constant} \quad \text{for KNO-scaling,} \quad (2)$$

and

$$\frac{\Delta n}{\bar{n}} \quad \text{increases with energy for NB-distribution.} \quad (3)$$

We call these broad distributions *nonstochastic*. In contrast, a stochastic distribution, like Poisson or binomial, gives typically

$$\frac{\Delta n}{\bar{n}} \sim \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}}. \quad (4)$$

Thus a stochastic distribution will become increasingly narrower compared to a nonstochastic one, as \bar{n} increases.

When KNO scaling was first proposed, we were reluctant to accept it. We took this attitude because for a high energy collision with the emission of dozens of particles, it was difficult for us to believe that the process could be as nonstochastic as the KNO distribution. However, after experiments at the CERN Collider confirmed in 1981 the broad, approximate KNO, i.e., nonstochastic, distribution for the multiplicity, we were forced to the view that while some aspect of the dynamics of hadron-hadron collision might indeed be nonstochastic, there must be some elements of the process which are stochastic. The question was then which aspect of the dynamics is stochastic, and which nonstochastic?

B. The stochastic and nonstochastic aspects of particle production processes

The UA5 Collaboration published^[6] in 1983 the probability distribution $P(n_F, n_B)$ of events for 540 GeV collisions with n_F and n_B denoting the forward and backward charge multiplicities respectively. Their scatter plot is reproduced here in Fig. 1. The distribution of events with respect to $n (=n_F+n_B)$ is approximately KNO as noted above. When one examines^[6,7] the distribution along each fixed $n (=n_F+n_B)$ line with respect to the variable n_F-n_B , one finds that the probability distribution is well fitted by a binomial curve, which is, of course, a stochastic distribution. Thus we reached the conclusion^[7] that in the n_F-n_B plane, the distribution is nonstochastic along the n_F+n_B direction and is stochastic along the n_F-n_B direction. This separation of the stochastic from nonstochastic aspects of multiparticle production processes gives conceptually a clear and attractive physical picture of high energy hadron-hadron collisions.

If this separation should remain valid at much higher energies, we argued^[7] that, because a stochastic distribution becomes increasingly narrower relative to a nonstochastic distribution when \bar{n} increases, the population of events in the n_F-n_B plane would become more and more concentrated in an elongated region along the $n_F=n_B$ axis.

In terms of the forward-backward multiplicity correlation^[6] parameter b ,

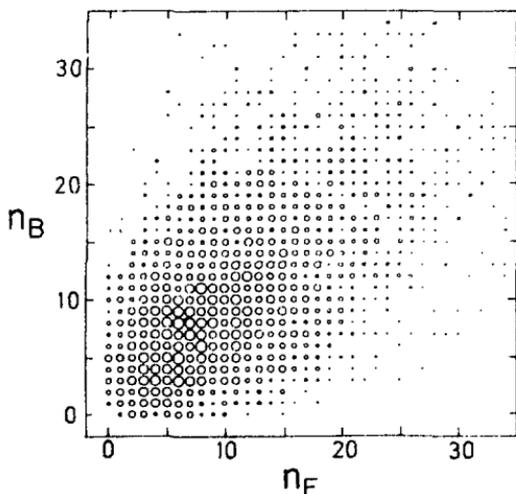


Fig. 1. Scatter plot of forward and backward multiplicities n_F and n_B at $\sqrt{s} = 540$ GeV. For each value of (n_F, n_B) the mean value of $\ln(n_F/n_B)$ is plotted relative to the number of events. (Reproduced from ref. [15].)

$$b = \frac{d\bar{n}_B}{d\bar{n}_F} = \frac{\overline{n_F n_B} - \bar{n}_F \bar{n}_B}{\bar{n}_F^2 - \bar{n}_B^2} \quad (5)$$

the elongatedness^[7] of the two-dimensional n_F - n_B distribution can be measured by the parameter α ,

$$\alpha = \frac{1+b}{1-b} = \frac{(\bar{n}_F + \bar{n}_B)^2}{(\bar{n}_F - \bar{n}_B)^2} \quad (6)$$

Thus our prediction that the population will become more and more concentrated in a narrow cigar-shaped band as \bar{n} increases means^[7] that the correlation parameter b for hadron-hadron collisions will increase with energy and approaches unity in the limit of $\bar{n} \rightarrow \infty$.

Is this prediction in agreement with experimental data? We list below some measured^[8] b values for $\bar{p}\bar{p}$ collisions over the ISR and SppS energy range:

0.14	at 62 GeV
0.44	at 200 GeV
0.57	at 546 GeV
0.63	at 900 GeV

The trend is clearly consistent with our conjecture.

C. Energy partition, partition temperature and single-particle momentum distribution

If eventually the population of events clusters and forms a very narrow band at very high energies and very-high-average multiplicities \bar{n} , the distribution with respect to n_B for fixed n_F would be concentrated near $n_B = n_F$ with a fluctuation of the order of $\sqrt{n_F}$. (Fig. 2) That is, for given n_F , the charge multiplicity distribution in the backward hemisphere would be stochastic.

Accepting this conclusion, we considered it most natural that the energy and momentum distributions of the outgoing central particles in the backward hemisphere would also be stochastic^[9] but subject to the following conditions:

(a) The total energy of these particles is $E_0 h$. While the total energy in the backward direction is E_0 (the c.m. energy of the incoming hadron), only a fraction h of this would be carried by the central region particles in the backward hemisphere. The remaining fraction $1-h$ would be taken away by the fragmentation particles in the backward direction.

(b) Each emitted particle carries a bremsstrahlung factor d^3p/E , which was first used in multihadron production^[10] in the 1940s.

(c) For each particle, there is a transverse momentum-cutoff factor which we take from experimental results^[11] to be

$$g(p_T) = \exp(-\alpha p_T) \quad (7)$$

where $\alpha = 5.25 \text{ (GeV/c)}^{-1}$ for 540 GeV collisions.

Subject to these conditions the simplest stochastic distribution of the particles in the backward hemisphere gives a probability of the form

$$\delta(\sum_i \vec{E}_i - E_0 h) \prod_i (d^3 p_i / E_i) g(p_{Ti}), \quad (8)$$

where the summation and product extend over all the particles, charged or neutral, in the central region in the backward hemisphere. To evaluate the single-particle spectrum from Eq. (8), we use the equivalence relationship between a microcanonical ensemble and a canonical ensemble. Equation (8) describes a microcanonical ensemble at a fixed energy. For large multiplicities this gives^[9] a single-particle canonical particle distribution

$$(d^3 p / E) g(p_T) \exp(-E/T_p) \quad (9)$$

where T_p is a temperature-like parameter which we have called partition temperature.

Equation (9) gives the single-particle distribution along the vertical line i.e., for a fixed n_F , in Fig. 2. Fixing n_F is approximately equivalent to fixing $n = n_F + n_B$, as Fig. 2 indicates. Thus we arrive at the conclusion that for each n there is a partition temperature T_p .

At 540 GeV, as Fig. 1 shows, the distribution is not yet a narrow band. Nevertheless, we went ahead to test the validity of Eq.(9) by evaluating the single-particle angular distribution from it. We write for the pseudorapidity η

$$\eta = \cosh^{-1}(1/\sin\theta) \quad (10)$$

Thus, $dn/d\eta = 2\pi \sin^2\theta (dn/dt)$

$$= K 2\pi \sin^2\theta \int_0^{E_0 h} p^2 (dp/E) g(p \sin\theta) \exp(-E/T_p) \quad (11)$$

where K is a normalization constant. Only pions are included in this calculation. It is found^[9] that the curve for each multiplicity is well described by Eq.(11) for one value of T_p . The good fit (see Fig. 3) to the UA5 data indicates the usefulness of the idea of the partition temperature. We like to emphasize here that there are no adjustable parameters in this computation, the p_T -cutoff factor having been taken from experiments. The energy fraction h and normalization constant K are both determined from the curves themselves.

It should also be pointed out that the partition temperature introduced here is a very different concept from the temperature idea used in previous high energy collision theories. The partition temperature in the present theory is just a mathematical parameter that governs the partition of energy in the stochastic process at given multiplicity. This concept neither requires nor implies thermal equilibrium.

D. The physical picture

The physical picture for multiparticle production described above can be summarized as follows: The hadron-hadron collision process is regarded as a superposition of many collisions, each at a single impact parameter, i.e., a single total angular momentum J . For $\bar{p}p$ collisions at 540 GeV, J ranges from 0 to $2000\hbar$. For higher incoming energies, the range of total angular momentum would further increase. This very large range of angular momentum is the underlying physical reason^[12] for the wide fluctuation of multiplicity, since obviously collisions at angular momenta 0 and $2000\hbar$ are not expected to yield the same average multiplicities. However, for each angular momentum J , the multiplicity should fluctuate very little, i.e., only stochastically. The extent of fluctuation at each J is schematically represented in Fig. 2 by one small circle. The wide fluctuation of multiplicities characteristic of (nonstochastic) KNO or NB distribution is due to the superposition of the multitude of circles. It therefore yields a long cigar-shaped distribution in the $n_F - n_B$ plane. Since the width of the cigar is $\sim \sqrt{n}$, the radius of each circle is of the order of \sqrt{n} . That is, the fluctuations of n_F and n_B are both of the order of \sqrt{n} for each angular momentum. In fact, we predict that for each angular momentum the circle represents

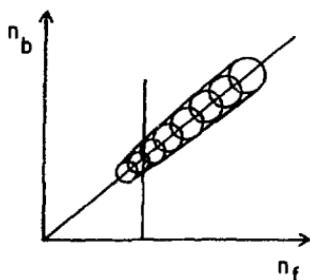


Fig. 2. Backward-forward multiplicity distribution for hadron-hadron collisions at high energies. We predict that for high energies the distribution becomes a long 'rigar' as shown, which can be regarded as a collection of circles each corresponding to one angular momentum. Each circle is a product of two Poissons, one in n_F and the other in n_B .

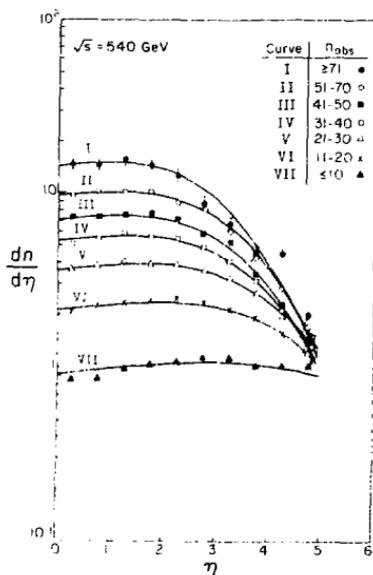


Fig. 3. Calculated and experimental $dn/d\eta$ vs. η for $\sqrt{s} = 540$ GeV $\bar{p}p$ collisions.

product of two simple Poisson distributions, one in n_F and the other in n_B .

Accepting what we just said that for a fixed angular momentum, the particle number distribution in each hemisphere is stochastic, it would then seem most natural that the energy partition on each side must also be stochastic. This idea results in the concept of partition temperature, and Eq.(9) for the single-particle momentum distribution.

E. Predictions

We have made a number of specific predictions^[13] for hadron-hadron collisions which are summarized below:

(i) The multiplicity distribution fluctuates widely. Or more precisely, as the total energy increases, $(n^2 - \bar{n}^2)/\bar{n}^2$ approaches a positive constant or infinity. Notice that this statement is consistent with both approximate KNO scaling and NB distributions.

(ii) For a fixed $n=n_F+n_B$, the distribution^[17] with respect to n_F is proportional to $C_{n_F/2}^{n/2}$.

(iii) The forward-backward multiplicity correlation parameter b increases with total energy, approaching unity in the limit.

(iv) (rms net charge in each hemisphere)/ $\sqrt{\bar{n}}$ approaches 0, as $\bar{n} \rightarrow \infty$.

(v) The single-particle momentum distribution for central particles is

$$dn = (\text{constant})(d^3p/E)g(p_T)\exp(-E/T_p)$$

for each value of the total charged-particle multiplicity n , where T_p depends on n .

(vi) Because the sum of all the orbital angular momenta carried away by the outgoing particles is not sufficient to make up the incoming total angular momentum, there is a strong tendency^[14] for the spins of any two outgoing central particles to line up parallel to each other in the transverse direction:

$$(a_1^T \cdot a_2^T)_{\text{average}} \sim 0.$$

II. e^+e^- ANNIHILATION

The physical ideas developed originally for multiparticle production processes in hadron-hadron collisions were later applied to hadron production in e^+e^- annihilations, resulting in a coherent and unified picture for both collisions. We consider only two-jet events, ignoring those with gluon emission, and take the thrust axis or the sphericity axis as the analog of the incoming hadron direction in hadron-hadron collisions.

A. Poisson-type multiplicity distribution

We proposed that in hadron-hadron collisions, the observed wide fluctuation of multiplicities is due to the fluctuations of the total angular momentum. While for each angular momentum of the incoming system the multiplicity distribution follows a Poisson distribution, it is the superposition of a large range of angular momentum that gives rise to the wide fluctuation of multiplicities characteristic of approximate KNO or NB distributions in hadron-hadron collisions. In e^+e^- annihilation, on the other hand, the reaction diagramwise goes through an intermediate state of one virtual photon. The angular momentum is thus 0 or \hbar and does not vary over a wide range. The multiplicity being the superposition of two almost identical Poissons is then an essentially *Poisson distribution*. In the two-dimensional η_F - η_B plane it is represented by just one circle. We thus conclude^[15] that there should be no wide multiplicity fluctuation like KNO scaling, exact or approximate, for e^+e^- two-jet events.

Is this prediction in agreement with experiments? Because the energy range of existing data is too small, we cannot give a conclusive answer to this question. However, existing data do seem to exhibit characteristics that suggest that our prediction is correct:

(i) In Fig. 4 we reproduced for comparison multiplicity fluctuation plot for e^+e^- and hadron-hadron experiments by TASSO^[16] and UA5^[8] Collaborations. We emphasize that for the e^+e^- data (left column) the peak is much more left-right

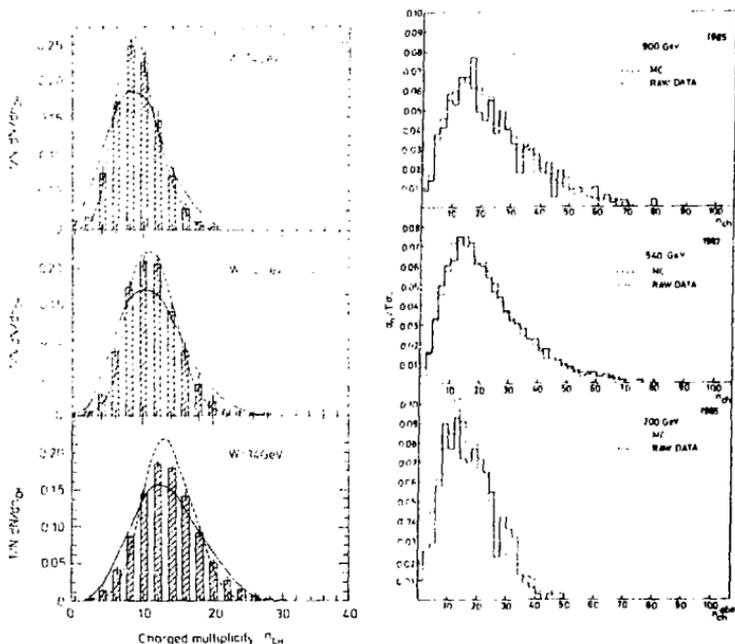


Fig. 4. Comparison of charged-particle multiplicity distribution for e^+e^- annihilation (left column) and $p\bar{p}$ collisions (right column). (Reproduced from Refs. 8 and 16.)

symmetrical than for the $p\bar{p}$ data (right column). Also the left-column figures exhibit on the low multiplicity side of the peaks a region where the curve has positive second-derivatives. Such regions are absent in the figures of the right column. These properties all mark the left column figures as Poisson-like, in contrast to the figures in the right column.

(ii) The HRS Group operated at PEP at c.m. energy of 29 GeV has just published^[17] a charged-particle multiplicity distribution which can be fitted extremely well by a Poissonian curve. Their data and fits are reproduced in Fig. 5.

(iii) A left-right multiplicity correlation parameter b has been measured,^[18] yielding $b=0$ for e^+e^- annihilation. According to our view for e^+e^- annihilation, the $n_F n_B$ distribution is a circle, i.e., a product^[15] of two Poisson distributions with respect to n_F and n_B :

$$P(n_F, n_B) = f(\bar{n}/4, n_F/2) f(\bar{n}/4, n_B/2) \quad (12)$$

$$= (\text{constant}) f(\bar{n}/2, n/2) C_{n_F/2}^{n/2} \quad (13)$$

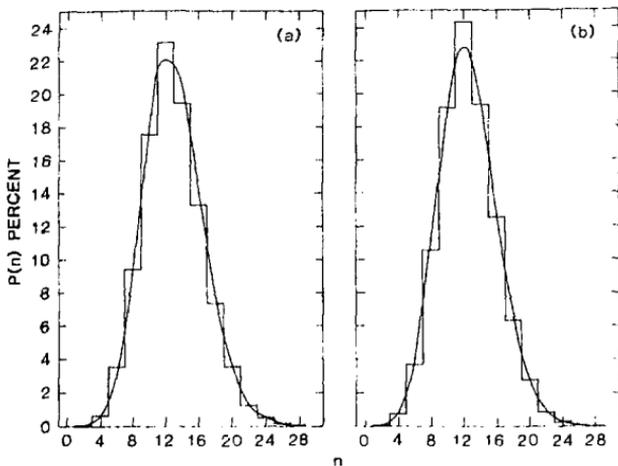


Fig. 5. Charged multiplicity distributions for e^+e^- annihilation at 29 GeV compared to the Poisson distribution with the same mean value: (a) inclusive data sample, (b) two-jet data sample. (Reproduced from Ref. 17.)

where $f(a,n) = \exp(-a)a^n/n!$, and $\bar{n}/2$ is the average charged multiplicity on each side. The factors 2 in $n_F/2$ and $n_B/2$ derive from the fact that pairs of particles of opposite charge are emitted. For such a product distribution one naturally expects^[13] $b=0$.

B. Single-particle momentum spectrum

In the physical picture described above, e^+e^- annihilation is similar to hadron-hadron collision at near-zero impact parameter. Exactly as in hadron-hadron collision the same argument leads to the concept of a partition temperature and the single-particle momentum distribution for e^+e^- collision:

$$dn = (\text{constant})(d^3p/E)G(p_T)\exp(-E/T_p), \quad (14)$$

where all quantities are in the c.m. system, p_T is the transverse momentum with respect to the jet axis, and $G(p_T)$ is a cutoff factor. As there is only one angular momentum, there is now only one partition temperature T_p for each c.m. collision energy W . We found that for $W=14$ and 34 GeV, excellent fits^[15] to the charged particle spectra are obtained with T_p equal to 1.6 and 3.3 GeV.

C. Predictions for e^+e^- annihilation

Experiments that would test our predictions^[13] about e^+e^- two-jet events are listed below:

- (i) The multiplicity distribution is essentially a Poisson.
- (ii) The $n_F - n_B$ distribution is a product of two Poissons, as exhibited in Eq.(12).
- (iii) The forward-backward multiplicity correlation parameter $b \approx 0$.
- (iv) Approximate zero net charge for each jet. ^[15] More specifically, (rms net charge on each side)/ $\sqrt{\bar{n}} \rightarrow 0$, as $\bar{n} \rightarrow \infty$.
- (v) The single-particle momentum distribution is given by Eq.(14).
- (vi) The spin-spin correlation ^[14] for outgoing particles is absent in e^+e^- collisions. I.e., $(\sigma_1^T \cdot \sigma_2^T)$ average ≈ 0 , where superscript T refers to transversality relative to the jet axis.

This work is supported in part by the U.S. Department of Energy under Grant No. DE-FG09-84ER40160.

References

1. J. Benecke, T.T. Chou, C.N. Yang and E. Yen, Phys. Rev. 188, 2159 (1969); R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23, 1415 (1969).
2. Z. Koba, H.B. Nielsen and P. Olesen, Nucl. Phys. B40 317 (1972).
3. UA5 Collaboration, K. Alpgard *et al.*, Phys. Lett. 107B, 315 (1981).
4. UA1 Collaboration, G. Arnisen *et al.*, Phys. Lett. 123B, 108 (1983).
5. UA5 Collaboration, G.J. Alner *et al.*, Phys. Lett. 160B, 193 and 199 (1985).
6. UA5 Collaboration, presented by G. Eksping, in Proceedings of the Third Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics, Rome, 1983; UA5 Collaboration, K. Alpgard *et al.*, Phys. Lett. 123B, 361 (1983).
7. T.T. Chou and Chen Ning Yang, Phys. Lett. 135B, 175 (1984).
8. J.G. Rushbrooke, in Proc. of the 15th Int. Symp. on Multiparticle Dynamics, 1985 (to be published); G. Eksping, talk presented at the Santa Fe Conference, April 1986.
9. T.T. Chou, Chen Ning Yang and E. Yen, Phys. Rev. Lett. 54, 510 (1985); T.T. Chou and Chen Ning Yang, Phys. Rev. D32, 1692 (1985).
10. H.W. Lewis, J.R. Oppenheimer and S.A. Wouthuysen, Phys. Rev. 73, 127 (1948).
11. J.G. Rushbrooke, in Proc. DPF Workshop on $\bar{p}p$ Options for the Supercollider, Chicago, 1984.
12. T.T. Chou and Chen Ning Yang, Phys. Lett. 116B, 301 (1982).
13. T.T. Chou and Chen Ning Yang, Phys. Lett. 167B, 453 (1986).
14. Chen Ning Yang and T.T. Chou, J. Phys. Soc. Jpn. Suppl. 55, 53 (1986).
15. T.T. Chou and Chen Ning Yang, Phys. Rev. Lett. 55, 1359 (1985).
16. TASSO Collaboration, M. Althoff *et al.*, Z. Phys. C22, 307 (1984).
17. H. Derrick *et al.*, Phys. Rev. (to be published), (ANL-HEP-PR-86-03).
18. TASSO Collaboration, DESY preprint 85-077.

A STATISTICAL MODEL FOR MULTIPARTICLE PRODUCTION IN HADRON-HADRON INTERACTIONS

H.Müller, H.W.Barz and H.Schulz

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, 8051 Dresden, GDR

1. Introduction

No reaction theory exists so far which can describe multiparticle production processes in soft hadron-hadron interactions. Therefore phenomenological models have been developed to interpret the experimental results with quite different physical assumptions /1/. Among them fragmentation and recombination models are very popular. As input these approaches use fragmentation functions of quarks and structure functions of hadrons inferred from electron-positron and deep inelastic lepton-hadron interactions. We present here a model which is based to a large extent on the pure statistical features of multiparticle production processes and does not need further information from other reactions. It is an improved and generalized version of the cluster excitation model /2/ which has originally been developed to describe cumulative particle production in hadron-nucleus interactions. The main ingredients of the model are briefly described in the next section. As a first application of the model the multiparticle production in proton-proton interactions at 100 GeV/c and 175 GeV/c (corresponding to the c.m. energies of $\sqrt{s} = 13.8$ GeV and 18.2 GeV) is calculated and compared with data. To demonstrate in which region of energy the model seems to be applicable some calculations have been done to describe data measured at 800 MeV kinetic incidence energy ($\sqrt{s} = 2.24$ GeV) and at $\sqrt{s} = 62.2$ GeV. A summary of the results achieved is given in sect. 4.

2. The model

An inelastic reaction between the incident hadrons h_1 and h_2 is assumed to result in an excitation of one or both of the colliding hadrons and in a certain deflection described by the scattering angle θ



In a second stage of the process the excited systems decay indepen-

dently of each other into hadrons. Among these hadrons there are short-living resonances which decay into other hadrons. A schematic picture of this process is shown in fig. 1.

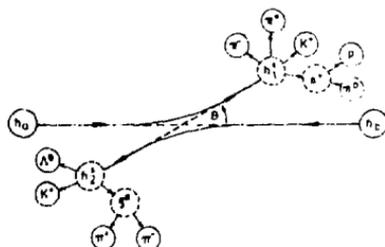


Fig. 1. Schematic representation of a hadron-hadron interaction: excitation and deflection of the colliding hadrons, decay of the excited hadrons and decay of shortliving resonances.

Further specifications are necessary to get a model which allows confrontation with experimental results.

The cross section $d\sigma$ contains contributions $d\sigma^\alpha$ from all possible final channels labelled by α . Here, a channel α is defined by the number n and the types of particles in the final state. The partial cross sections $d\sigma^\alpha$ are normalized to the total inelastic cross section σ^{in} introducing the relative probabilities $W^\alpha(s)$ which are calculated as functions of the total c.m. energy \sqrt{s} . So we get

$$d\sigma(s) = \sum_{\alpha} d\sigma^\alpha(s) = \sigma^{in} \sum_{\alpha} dW^\alpha(s) \quad (2)$$

with the normalization

$$\sum_{\alpha} W^\alpha(s) = 1. \quad (3)$$

The relative probabilities $W^\alpha(s)$ are determined by both the kinematics and the dynamics of the process according to

$$dW^\alpha(s) \propto dR_n^\alpha(s) \langle f | A | i \rangle^2. \quad (4)$$

The Lorentz-invariant phase space of the channel

$$dR_n^\alpha(s) = \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{2E_i} \delta^4(p - \sum_{i=1}^n p_i) \quad (5)$$

depends on the momenta \vec{p}_i of all n particles, where energy-momentum conservation is taken into account. The energy of the i -th particle is denoted by E_i , its four-momentum by p_i and the four-momentum of the whole system by p . Eq. (5) contains the kinematics of the process while its dynamics is given by the square of the reaction matrix element

$\langle f|A|i\rangle^2$. The matrix element is factorized into a component $A_{\text{ex}}^2(s_1, s_2)$, which describes the excitation of the two colliding particles with invariant masses $\sqrt{s_1}$ and $\sqrt{s_2}$, and a factor $A_{\text{SC}}^2(\theta)$ which determines the angular dependence

$$\langle f|A|i\rangle^2 \propto A_{\text{ex}}^2(s_1, s_2) \cdot A_{\text{SC}}^2(\theta). \quad (6)$$

For the distribution function of the invariant masses the relation

$$A_{\text{ex}}^2(s_1, s_2) \propto \exp(-\sqrt{s_1}/I_1 - \sqrt{s_2}/I_2) \quad (7)$$

is proposed, where the parameters I_1 and I_2 determine the amount of kinetic energy, which is converted into excitation energy, i.e. they restrict the phase space available to each of the excited systems. Only in the case of high excitation energies, where a large number of particles is created, the parameters I_i can be identified with the temperatures of the subsystems.

For the angular distribution the expression

$$A_{\text{SC}}^2(\theta) \propto \exp(-b t) \quad (8)$$

is used which is known from diffractive processes. The slope parameter b depends on the size of the colliding objects and t is the square of the four-momentum transfer.

By using a recursion formula /3/ the whole phase space of n particles is decomposed into the parts $dR_{n_1}^{\alpha_i}(s_1)$ and $dR_{n_2}^{\alpha_j}(s_2)$ belonging to the two subsystems

$$dR_n^{\alpha}(s) = ds_1 ds_2 dR_2(s_1, s_1, s_2) dR_{n_1}^{\alpha_i}(s_1) dR_{n_2}^{\alpha_j}(s_2) \quad (9)$$

with $n = n_1 + n_2$. The decay of an excited system is assumed to proceed statistically, i.e. the decay probability of $h_j^{\alpha_j}$ ($j = 1$ or 2) into channel α_j is proportional to the number of states in this channel. This number is given by the partition sum

$$dZ_{n_j}^{\alpha_j}(s_j) \propto g_{\text{as}}^{\alpha_j} g_{n_j}^{\alpha_j} \left(\frac{V_j}{(2\pi\hbar)^3} \right)^{n_j-1} \left(\prod_{i=1}^{n_j} (2\sigma_i + 1) 2m_i \right) dR_{n_j}^{\alpha_j}(s_j), \quad (10)$$

which follows from integration over momentum- and coordinate space. Here, the volume V_j appears with the exponent $n_j - 1$ because of center-of-mass conservation, the spin degeneracy factor is $2\sigma_i + 1$ and m_i stands for the mass of the i -th particle. The factor $g_{n_j}^{\alpha_j}$ takes into account the permutations of identical particles to prevent multiple counting of states. The quantity $g_{\text{QS}}^{\alpha_j}$ symbolizes the probability of channel α_j as follows from quark statistics. According to ref. /4/ the final hadrons are formed by random combinations of quarks q and antiquarks \bar{q} . It is supposed that all possible combinations have the same probability. Furthermore the excited hadrons are considered to be a mixture of the valence quarks of the incident particle with a random number of $q\bar{q}$

-pairs (sea quarks) created in the course of the interaction process. All numbers of these $q\bar{q}$ -pairs are assumed to have the same a priori probability. Making use of the Monte-Carlo technique the final hadrons are built-up according to the following rules

$$\begin{aligned}
 q+\bar{q} &\longrightarrow M \\
 q+q+\bar{q} &\longrightarrow M+q \\
 q+q+q &\longrightarrow B \\
 \bar{q}+\bar{q}+q &\longrightarrow M+\bar{q} \\
 \bar{q}+\bar{q}+\bar{q} &\longrightarrow \bar{B}
 \end{aligned}
 \tag{11}$$

where M , B and \bar{B} denote a meson, a baryon and an antibaryon, respectively. In contrast to ref. /4/, here, we do not distinguish between valence and sea quarks. In this way all quarks are joined in hadrons. This procedure determines the ratio of (anti-) baryons to mesons in dependence on the random number of created sea-quark pairs. As final hadrons the lowest SU(6) multiplets with zero angular momentum are taken into account: the nonets of pseudoscalar ($J^P = 0^-$) and vector mesons ($J^P = 1^-$), as well as the (anti-) baryon singlet ($J^P = 1/2^-$), octet ($J^P = 1/2^+$) and decuplet ($J^P = 3/2^+$). The only violation of SU(6) symmetry is due to suppression of strange quark production relative to up and down quarks described by the parameter $\lambda = 1/3$ (u:d:s = 1:1: λ).

From eqs. (4) - (10) we get finally for the relative probability

$$dW^{\alpha, \alpha'}(s) \propto ds_1 ds_2 dR_2(s; s_1, s_2) A_{\alpha}^2(\theta) \prod_{i=1}^2 \bar{n}_i^2 \exp(-\sqrt{s_i}/T_i) dZ_{n_i}^{\alpha_i}(s_i), \tag{12}$$

where the limits of the integration over the invariant masses are given by

$$\sum_{i=1}^n m_i \leq \sqrt{s_1} + \sqrt{s_2} \leq \sqrt{s}. \tag{13}$$

The phase space factor of the two excited systems $dR_2(s; s_1, s_2)$ ensures energy-momentum conservation. Although the product $\exp(-\sqrt{s_j}/T_j) dZ_{n_j}^{\alpha_j}(s_j)$ resembles the partition sum of a canonical ensemble there are essential differences to thermodynamics. Here, we have small particle numbers compared with thermodynamical systems and the resulting function of $\exp(-\sqrt{s_j}/T_j)$ multiplied by the increasing function $dZ_{n_j}^{\alpha_j}(s_j)$ represents a rather broad distribution the maximum of which lies at a kinetic energy per particle of $3/2 T_j$ only in the case of large particle numbers.

The essential parameters of the model are the temperatures T_j of the two excited systems and the radii R_j of the volumina $V_j = 4\pi R_j^3/3$ in which the particles are created. The mean multiplicity $\langle n \rangle$ is sensitive to the product $T_j \cdot R_j$, and the mean transverse momentum $\langle p_T \rangle$ depends practically on T_j only. Both paramete-

ters can be adjusted to reproduce the experimental data for $\langle n \rangle$ and $\langle p_T \rangle$. There is also the slope parameter b , which is only sensitive to single-diffractive dissociation. We have taken $b = 4 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ in all calculations which are discussed in the next section. Except the parameters l_j, R_j and b there is no other input employed, i.e. we do not need any fragmentation functions from e^+e^- -annihilation nor any structure function from lepton-hadron scattering nor any arbitrary recombination functions as it is necessary in the case of fragmentation- and recombination models.

3. Results

The expectation value for any physical quantity U follows from the relative probabilities $dW^{\alpha_1, \alpha_2}(s)$ of eq. (12) according to

$$\bar{U}(s) = \sum_{\alpha_1, \alpha_2} \int dW^{\alpha_1, \alpha_2}(s) U / \sum_{\alpha_1, \alpha_2} \int dW^{\alpha_1, \alpha_2}(s), \quad (14)$$

where the sum runs over all possible final channels α_1, α_2 ; the integration is performed over all variables except U . Because of the large number of channels and variables this task has been solved by means of Monte-Carlo techniques. The simulation of complete events according to eq. (12) allows one to calculate any physical quantity we are interested in.

Although the model is capable of being applied to any combination of colliding hadrons, we have mainly pp interactions investigated so far.

In fig. 2 the multiplicity distribution of charged particles measured in pp collision at 175 GeV/c is shown. The agreement of the calculation with the data is excellent.

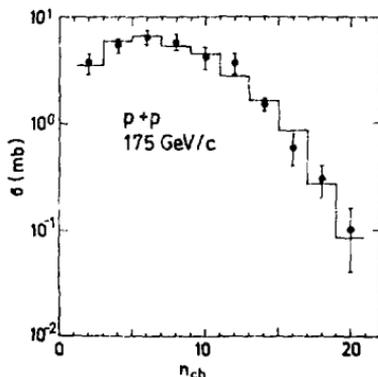


Fig. 2.
Multiplicity distribution of charged particles /5/. The histogram represents model calculation with the parameter values $b = 4 \text{ (GeV/c)}^{-2}$, $T = 300 \text{ MeV}$ and $R = 1.18 \text{ fm}$.

The invariant cross section integrated over the transverse momentum as function of Feynman x_F for the different final particles is also fairly well described (see figs. 3 and 4). Even the diffractive behaviour of the outgoing protons for $x_F \rightarrow 1$ is reproduced. The main contribution in this part of the spectrum arises from incident protons which remain simply protons in the reaction. All the other particles at large x_F stem from processes in which only a small number of sea quarks is involved. Therefore, the valence-quark structure of the incoming hadron is decisive for the relative yields. At low x_F -values the particles arise mainly from highly excited systems where a large number of quark pairs is created. In this case the presence of the valence quarks of the incident particle becomes less and less important.

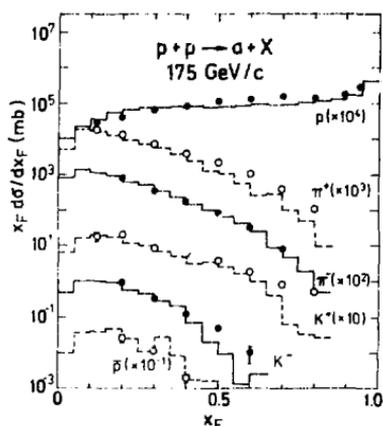


Fig. 3.
Invariant cross section as a function of $x_F/5$.
For parameters see fig. 2.

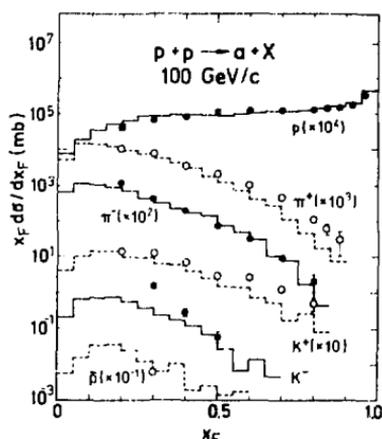


Fig. 4.
Invariant cross section as a function of $x_F/5$.
For parameters see fig. 2
except $R = 1.15$ fm.

Fig. 5 shows the dependence of the cross section on the transverse momentum for outgoing p, π^{\pm}, K^{\pm} and \bar{p} at $x_L = 0.3$. Again a quite satisfactory description of the data could be achieved. Similar results for outgoing protons at different values of x_F can be seen in fig. 6. The curve at $x_F = 0.94$ near the diffractive peak is practically the only result which is sensitive to the value of the slope parameter b . For protons which remain in their ground state the transverse distribution is determined by the factor $\exp(b \cdot t)$. However, for particles arising from the decay of an excited hadron the momentum gained in the

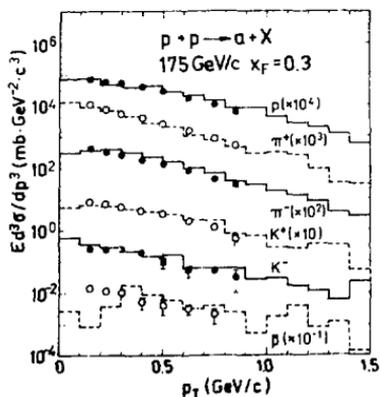


Fig. 5.
Invariant cross section as a function of the transverse momentum at $x_F = 0.3 / 5/$. For parameters see fig. 2.

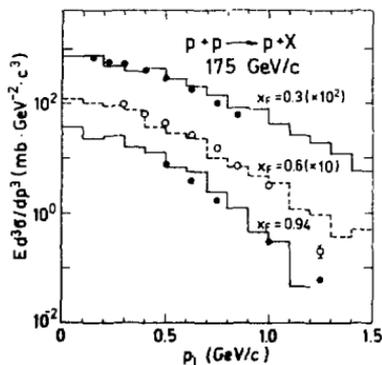


Fig. 6.
Invariant cross section as a function of the transverse momentum for outgoing protons at different values of $x_F / 5/$. For parameters see fig. 2.

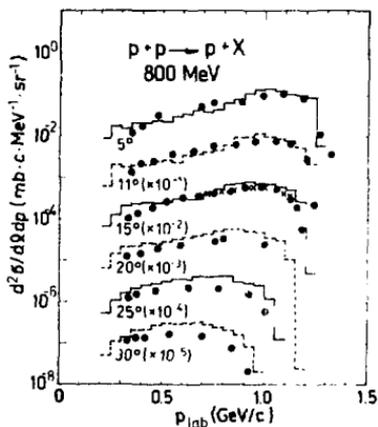


Fig. 7.
Differential cross section of inelastically scattered protons for different angles at lab. energy of 800 MeV. For parameters see fig. 2 except $R = 1.05$ fm.

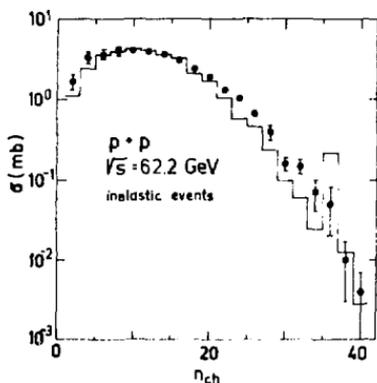


Fig. 8.
Multiplicity distribution of charged particles $/7/$. For parameters see fig. 2 except $R = 1.23$ fm.

corresponding c.m. system dominates the transverse momentum of the subsystem as a whole. Figs. 7 and 8 demonstrate in which energy region the model seems to be applicable. At the low incident energy of 800 MeV the only particle which can be produced is the pion. There is no multiparticle production at all. Nevertheless, the spectra of inelastically scattered protons are quite well reproduced (see fig. 7). Also for the very high energetic reaction at c.m. energy of 62.2 GeV the multiplicity distribution is well reproduced up to the highest value of 40 charged particles (see fig. 8).

All calculations have been carried out with the same parameter values with the exception of the radius R , which is slightly changed in dependence on the incidence energy.

4. Summary

We have developed a phase space model for two subsystems the phase spaces of which are restricted by exponentially decreasing energy distributions. This model is able to describe multiparticle production processes in a large energy interval without any input from other reactions. Two essential parameters enter the calculations, namely the volume in which the particles are created and the partition parameter Γ which restricts the phase space available to an excited hadron. The quark structure of hadrons is taken into account by building the final hadrons out of the valence and sea quarks. A generalization of the method to nucleus-nucleus collision at ultrarelativistic energies is possible. Such a model permits us to study whether experimental data can be explained by a conventional approach or whether the formation of a quark-gluon plasma has to be invoked.

References

- /1/ K. Fialkowski, W. Kittel, Rep. Prog. Phys. 46 (1983) 1283.
- /2/ V.I. Komarov, H. Müller and S. Tesch, Fortschr. Phys. 33 (1985) 595.
- /3/ E. Byckling, K. Kajantie, Particle Kinematics, Wiley, London, 1973.
- /4/ V. V. Anisovich, V.M. Shekter, Nucl. Phys. B55 (1973) 455.
- /5/ A.E. Brenner et al., Phys. Rev. D26 (1982) 1497.
- /6/ J.A. McGill et al., Phys. Rev. C29 (1984) 204.
R.E. Chrien et al., Phys. Rev. C21 (1980) 1014.
- /7/ A. Breakstone et al., Phys. Rev. D30 (1984) 528.

КВАРК-АДРОННЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ГИДРОДИНАМИКЕ

М. И. Горенштейн

Институт теоретической физики АН УССР, Киев

Данный доклад посвящен некоторым вопросам теории ударных волн (у.в.) в релятивистской гидродинамике и проблеме фазового перехода из состояния кварк-глюонной плазмы в газ адронов^{/1,2/}. Роль нерелятивистской теории у.в. в различных задачах физики и техники общеизвестна. Что же касается релятивистской теории, то из-за отсутствия интересных физических задач она практически не развивалась. Ситуация резко изменилась 2-3 года назад после работ^{/3,4/}, в которых было предложено рассматривать релятивистские у.в. в качестве возможного механизма адронизации кварк-глюонной плазмы. При фазовом переходе из кварковой материи в адронную выделяется большая "скрытая теплота", которая может скачком типа у.в. трансформироваться в кинетическую энергию коллективного движения адронов. Может оказаться, что экспериментальные указания на рост средних поперечных импульсов вторичных адронов в ультрарелятивистских ядро-ядерных соударениях^{/5/} как раз и являются сигналами адронизации кварк-глюонной плазмы в виде у.в.

Кварк-адронный переход, если он действительно происходит в виде сильного гидродинамического разрыва, представляет собой у.в. разрежения (дефлаграция^{/3/}). Согласно теории нерелятивистских у.в.^{/6/} сильные разрывы разрежения возможны только в веществе с аномальными свойствами по крайней мере для некоторых областей значений термодинамических параметров. Мы найдем условие, определяющее нормальные и аномальные вещества в релятивистской гидродинамике, а также общий критерий устойчивости для релятивистских у.в. Полученные результаты будут затем использованы для анализа возможности кварк-адронного фазового перехода в виде у.в. в модели мешков и в решеточной квантовой хромодинамике.

1. Законы сохранения и условия устойчивости

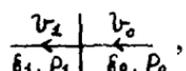
Будем рассматривать идеальную релятивистскую жидкость с тензором энергии-импульса

$$T^{\mu\nu} = (\varepsilon + p)u^\mu u^\nu - p g^{\mu\nu}, \quad (1)$$

где δ - плотность энергии, P - давление, u^μ - 4-скорость ($u^\mu = \gamma(1, \vec{v})$, $\gamma = (1 - \vec{v}^2)^{-1/2}$). Для непрерывных гидродинамических течений уравнения движения имеют вид дифференциальных законов сохранения:

$$\frac{\partial T^{\mu\nu}}{\partial x^\mu} = 0. \quad (2)$$

Плоской у.в. называется сильный разрыв гидродинамических переменных (рис.1), на котором выполняются интегральные законы сохранения потоков энергии и импульса. В системе покоя фронта у.в. они имеют вид

Рис.1  $T_{(1)}^{\mu\nu} = T_{(0)}^{\mu\nu}$, $\mu = 0, 1$. (3)

После подстановки (1) в (3) кинематические (т.е. следующие из законов сохранения) условия (3) можно переписать в виде ⁽⁷⁾:

$$v_0^2 = \frac{(P_1 - P_0)(\delta_1 + P_0)}{(\delta_1 - \delta_0)(\delta_0 + P_1)}, \quad v_1^2 = \frac{(P_2 - P_0)(\delta_0 + P_1)}{(\delta_1 - \delta_0)(\delta_1 + P_0)}. \quad (4)$$

Чтобы сделать уравнения релятивистской гидродинамики замкнутыми, необходимо дополнить их уравнением состояния. В системе с нулевыми сохраняющимися зарядами имеют место соотношения

$$\delta + P - TS = 0, \quad (5)$$

$$d\delta = T dS, \quad (6)$$

где T - температура, S - плотность энтропии. Условие (5) выражает собой равенство нулю химического потенциала системы, а (6) - второе начало термодинамики. Наличие условий (5), (6) оставляет свободу выбора только одной термодинамической функции от одной переменной (в этом отношении ситуация проще, чем в нерелятивистском случае, где всегда выполняется закон сохранения числа частиц, и поэтому независимыми являются две термодинамические переменные). В дальнейшем нам удобно будет вести анализ в терминах функции $P(\delta)$, фиксирующей уравнение состояния релятивистской жидкости. При заданной функции $P(\delta)$ из (5) и (6) получаем

$$S(\delta) = S(\delta_0) \exp \left[\int_{\delta_0}^{\delta} \frac{d\delta}{\delta + P(\delta)} \right], \quad T = \left[\frac{dS}{d\delta} \right]^{-1}. \quad (7)$$

Если $(\delta_1 - \delta_0) \rightarrow 0$, из (4) находим

$$v_0^2 = v_1^2 = \frac{dP}{d\delta}. \quad (8)$$

Величина $dP/d\delta$, как известно, является квадратом скорости звука в данной среде. Из (8) видно, что у.в. бесконечно малой интенсивности распространяется со скоростью звука. Мы потребуем выполнения естест-

венного физического условия:

$$0 \leq \frac{d\rho}{d\xi} \equiv \rho'(\xi) \leq 1. \quad (9)$$

Легко доказать, что при выполнении (9) кинематические условия (4) всегда разрешимы, т.е. $0 \leq v_0^2, v_1^2 \leq 1$. Другими словами, законы сохранения (3) допускают разрывные переходы между любыми двумя точками (ξ_0, ρ_0) и (ξ_1, ρ_1) на кривой $\rho(\xi)$, удовлетворяющей условию (9).

Используя (9), из (4) легко также получить

$$\text{sign}(v_1^2 - v_0^2) = \text{sign}(\xi_0 - \xi_1). \quad (10)$$

Далее, для определенности, будем всегда рассматривать переходы "0" → "1" (как на рис. 1). Из (10) следует, что характер движения материи и самого разрыва в системе покоя начального состояния с плотностью энергии ξ_0 соответствует одной из двух возможностей:

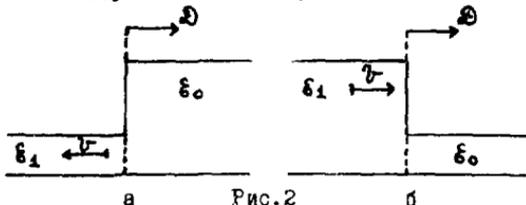


Рис. 2

- а) - у.в. разрежения,
 - б) - у.в. сжатия,
- скорость фронта у.в. в системе покоя начального состояния

$$\mathcal{D} = |v_0|,$$

скорость вещества "1"

$$v = \frac{|v_0| + |v_1|}{1 + |v_0 v_1|}.$$

Условие термодинамической устойчивости у.в. является неравенство

$$s_1 v_1 \gamma_1 > s_0 v_0 \gamma_0 \quad (11)$$

в системе покоя фронта у.в., которое выражает собой условие роста полной энтропии системы в результате перехода $\xi_0 \rightarrow \xi_1$.

Помимо термодинамической устойчивости (11) необходимо рассмотреть также условие механической устойчивости, под которым будем понимать невозможность распада у.в. на другие скачки меньшей амплитуды. В нашем случае условие устойчивости у.в. $\xi_0 \rightarrow \xi_1$ относительно ее распада на два скачка $\xi_0 \rightarrow \xi$ и $\xi \rightarrow \xi_1$ (ξ находится между ξ_0 и ξ_1) состоит в требовании того, чтобы скачок между ξ и ξ_1 догонял скачок между ξ_0 и ξ :

$$\frac{(\rho - \rho_1)(\xi_1 + \rho)}{(\xi - \xi_1)(\xi + \rho_1)} > \frac{(\rho_0 - \rho)(\xi_0 + \rho)}{(\xi_0 - \xi)(\xi + \rho_0)}. \quad (12)$$

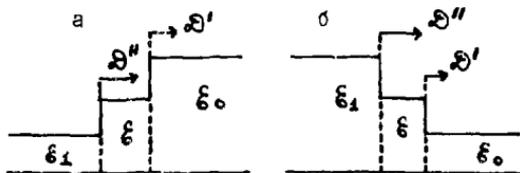


Рис. 3

Условие механической устойчивости для у.в. разрежения (а) и сжатия (б):

$$D'' > D'.$$

Левая часть (12) есть квадрат скорости разрыва $\xi \mapsto \xi_1$ в системе покоя жидкости с плотностью энергии ξ , а правая часть (12) - квадрат скорости разрыва $\xi_0 \mapsto \xi$ в той же системе отсчета (см. рис.3).

Кинематические условия (4), условие термодинамической устойчивости (II) и условие механической устойчивости (I2) будем рассматривать как полный набор условий существования устойчивой у.в. "0" \mapsto "I".

2. Нормальные и аномальные уравнения состояния в релятивистской гидродинамике. Критерий устойчивости ударных волн

Обратимся к условию механической устойчивости (I2). Устремляя ξ сначала к ξ_0 , а затем к ξ_1 , из (I2) получаем

$$\rho'(\xi_0) \leq \frac{(P_1 - P_0)(\xi_1 + P_0)}{(\xi_1 - \xi_0)(\xi_0 + P_1)}, \quad \rho'(\xi) \geq \frac{(P_1 - P_0)(\xi_0 + P_1)}{(\xi_1 - \xi_0)(\xi_1 + P_0)}. \quad (13)$$

Из сравнения (13) с (4) заключаем, что скорость жидкости, вытекающей в покоящийся разрыв (v_0), больше скорости звука в этой жидкости ($\sqrt{\rho'(\xi_0)}$), а скорость жидкости, вытекающей из разрыва (v_1), меньше скорости звука в ней ($\sqrt{\rho'(\xi)}$). Простая физическая интерпретация этих условий в нерелятивистской теории (теорема Цемплена) дана в [6].

Введем теперь в рассмотрение величину

$$\mathcal{Z}(\xi) = \rho^*(\xi) + \frac{\lambda \rho'(\xi)(1 - \rho'(\xi))}{\xi + \rho(\xi)}, \quad (14)$$

которая будет играть определяющую роль во всем последующем анализе. Рассмотрим сначала у.в. бесконечно малой амплитуды. Раскладывая соотношение (12) по степеням $\Delta \xi = \xi_1 - \xi_0$, убеждаемся, что при $\Delta \xi \mapsto 0$ условие (I2) становится эквивалентным неравенству

$$\text{sign}(\xi_1 - \xi_0) \mathcal{Z}(\xi) > 0. \quad (15)$$

Пусть теперь условие (15) выполняется для всех ξ на конечном отрезке между ξ_0 и ξ_1 . Нетрудно показать, что в этом случае гарантируется выполнение условий устойчивости (II) и (I2). Величина $\mathcal{Z}(\xi)$, таким образом, определяет термодинамическую нормальность или аномальность вещества в релятивистской теории:

- 1) $\mathcal{Z}(\xi) > 0$, "нормальное" уравнение состояния (например, $\rho = c_0^2 \xi$, $0 < c_0^2 = \text{const} < 1$) - устойчивы у.в. сжатия;
- 2) $\mathcal{Z}(\xi) < 0$, "аномальное" уравнение состояния - устойчивы у.в. разрежения.

Как будет ясно, наибольший интерес представляет общий случай вещества с переменными термодинамическими свойствами, когда знак величины $\mathcal{Z}(\xi)$ не сохраняется неизменным.

Рассмотрим дифференциальное уравнение

$$\dot{z}(\xi) = 0 \quad (16)$$

относительно функции $p(\xi)$ для значений переменной ξ на отрезке между ξ_0 и ξ_1 . Общее решение уравнения (16) имеет вид

$$\tilde{p}(\xi) = A - \frac{C}{A + \xi}, \quad (17)$$

где произвольные постоянные интегрирования A и C определяются из граничных условий $\tilde{p}(\xi_0) = p_0$, $\tilde{p}(\xi_1) = p_1$ в виде

$$A = \frac{\xi_1 p_1 - \xi_0 p_0}{\xi_1 + p_0 - \xi_0 - p_1}, \quad (18)$$

$$C = (A - p_0)(A + \xi_0) = (A - p_1)(A + \xi_1). \quad (19)$$

Функция $\tilde{p}(\xi)$ (17) играет ключевую роль в проблеме устойчивости у.в., так как она определяет решение неравенства (12). Путем элементарного анализа убеждаемся, что решение (12) дается неравенством

$$\text{sign}(\xi_0 - \xi_1) [p(\xi) - \tilde{p}(\xi)] > 0 \quad (20)$$

для всех ξ между ξ_0 и ξ_1 . Таким образом, для механической устойчивости у.в. необходимо и достаточно выполнение (20): для у.в. разрежения кривая $p(\xi)$ должна быть расположена выше кривой $\tilde{p}(\xi)$ (кривая А на рис.4), для у.в. сжатия кривая $p(\xi)$ должна быть расположена ниже кривой $\tilde{p}(\xi)$ (кривая В на рис.4). Если же величина $p(\xi) - \tilde{p}(\xi)$ меняет знак на отрезке между ξ_0 и ξ_1 , устойчивые у.в. невозможны (кривая С на рис.4).

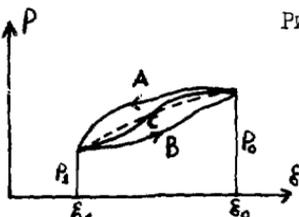


Рис.4. Различные типы уравнения состояния $p(\xi)$. Штрихованной линией показана кривая $\tilde{p}(\xi)$, соединяющая точки (ξ_0, p_0) и (ξ_1, p_1) . Кривая А соответствует устойчивости у.в. разрежения $\xi_0 \rightarrow \xi_1$, кривая В — устойчивости у.в. сжатия $\xi_1 \rightarrow \xi_0$. В случае $p(\xi)$, описываемого кривой С, устойчивые у.в. между состояниями ξ_0 и ξ_1 невозможны.

Покажем теперь, что условие механической устойчивости (20) гарантирует выполнение условия термодинамической устойчивости (11). При выполнении (20) с помощью (7) и (19) получаем

$$\begin{aligned} s_1 &= s_0 \exp \left[\int_{\xi_0}^{\xi_1} \frac{d\xi}{\xi + p(\xi)} \right] > s_0 \exp \left[\int_{\xi_0}^{\xi_1} \frac{d\xi}{\xi + \tilde{p}(\xi)} \right] = \\ &= s_0 \left[\frac{(\xi_1 + p_1)(\xi_1 + p_0)}{(\xi_0 + p_0)(\xi_0 + p_1)} \right]^{1/2} \equiv s_0 \frac{v_0 \gamma_0}{v_1 \gamma_1}, \end{aligned} \quad (21)$$

что в точности совпадает с (II). Условие термодинамической устойчивости (II) является, таким образом, следствием условия механической устойчивости (I2). Важно подчеркнуть, что обратное утверждение в общем случае неверно. Рост энтропии является лишь необходимым, но не достаточным условием устойчивости у.в. (аналогичная ситуация имеет место и в нерелятивистской теории, см. /8/, стр.228).

Для вещества, в котором величина $\chi(\xi)$ сохраняет свой знак неизменным на отрезке между ξ_0 и ξ_1 , условия (II) и (I2) становятся эквивалентными, т.е. при выполнении любого из них гарантируется и выполнение другого. При изучении сильно взаимодействующей материи наибольший интерес представляет, однако, случай, когда вещество имеет переменные термодинамические свойства (изменение знака величины $\chi(\xi)$). Дело в том, что сильно взаимодействующая материя является термодинамически нормальной ($\chi(\xi) > 0$) как при малых ξ (идеальный газ адронов), так и при $\xi \rightarrow \infty$ (идеальный кварк-глюонный газ). При промежуточных плотностях энергии (область фазового перехода) могут быть области с аномальными термодинамическими свойствами, где $\chi(\xi) < 0$. В этом случае условием существования у.в. является именно условие механической устойчивости (I2), а термодинамическая устойчивость (II) оказывается его следствием.

3. Релятивистские ударные волны в барионной материи

В этом разделе мы рассмотрим вопрос о релятивистских у.в. в системах с ненулевым барионным числом. Физический интерес к данной проблеме очевиден: главные надежды на возможность формирования кварк-глюонной плазмы в лабораторных условиях связывают с экспериментальной программой по ультрарелятивистским соударениям тяжелых атомных ядер.

Тензор энергии-импульса (1) и законы сохранения (3) имеют тот же вид, однако добавляется закон сохранения барионного числа (n - плотность барионного числа):

$$n_1 v_1 \gamma_1 = n_0 v_0 \gamma_0. \quad (22)$$

Меняются и термодинамические соотношения. Вместо (5) и (6) имеем теперь

$$\xi + p - T S = \mu n, \quad (23)$$

$$ds = \frac{1}{T} d\xi - \frac{\mu}{T} dn, \quad (24)$$

где μ - химический потенциал, связанный с сохраняющимся барионным числом. Термодинамика барионной системы содержит две независимые переменные, в качестве которых мы выберем величины ξ и n , а уравнение состояния будет фиксироваться заданием функции $p(\xi, n)$.

Пусть (ξ_0, p_0, n_0) есть параметры начального состояния в у.в. Из (22) с помощью (4) находим, что допустимые значения (ξ, p, n)

конечного состояния удовлетворяют соотношению

$$n^2 = n_0^2 \frac{(\xi + p_0)(\xi + p(\xi, n))}{(\xi_0 + p_0)(\xi_0 + p(\xi, n))}. \quad (25)$$

Для заданного уравнения состояния $p(\xi, n)$ формула (25) дает уравнение для функции $n(\xi)$. Его решение $n_H(\xi)$ является ударной адиабатой в переменных (ξ, n) . В переменных (ξ, p) ударная адиабата задается кривой

$$P_H(\xi) \equiv p(\xi, n) |_{n=n_H(\xi)}, \quad (26)$$

а начальную точку (ξ_0, p_0, n_0) называют центром ударной адиабаты.

Пусть $P_H^{(0)}(\xi)$ (ударная адиабата с центром в точке (ξ_0, p_0, n_0)) проходит через точку (ξ_1, p_1, n_1) . Тогда $P_H^{(1)}(\xi)$ (ударная адиабата с центром в точке (ξ_1, p_1, n_1)) также проходит через точку (ξ_0, p_0, n_0) . Однако в остальных точках ξ (т.е. при $\xi \neq \xi_0$ и $\xi \neq \xi_1$) ударные адиабаты $P_H^{(0)}(\xi)$ и $P_H^{(1)}(\xi)$ отличаются друг от друга.

Условие механической устойчивости у.в. меняет свой вид. Теперь оно означает невозможность распада у.в. $(\xi_0, p_0, n_0) \mapsto (\xi_1, p_1, n_1)$ на у.в. $(\xi_0, p_0, n_0) \mapsto (\xi, p, n)$ меньшей амплитуды и прои- звольный разрыв между состояниями (ξ, p, n) и (ξ_1, p_1, n_1) (обратим внимание на существенное отличие от случая нулевого барьерного числа: у.в. $(\xi, p, n) \mapsto (\xi_1, p_1, n_1)$ оказывается уже запрещенной законами сохранения (3) и (22)), т.е. для всех ξ между ξ_0 и ξ_1 требуется выполнение неравенства

$$\frac{(p_1 - p_0)(\xi_1 + p_0)}{(\xi_1 - \xi_0)(\xi_0 + p_1)} > \frac{(p - p_0)(\xi + p_0)}{(\xi - \xi_0)(\xi_0 + p)}, \quad (27)$$

в котором левая часть представляет собой квадрат скорости фронта исходной у.в. $(\xi_0, p_0, n_0) \mapsto (\xi_1, p_1, n_1)$ в системе покоя начального вещества (ξ_0, p_0, n_0) , а правая часть - квадрат скорости фронта у.в. $(\xi_0, p_0, n_0) \mapsto (\xi, p, n)$ в той же системе отсчета (рис.5).

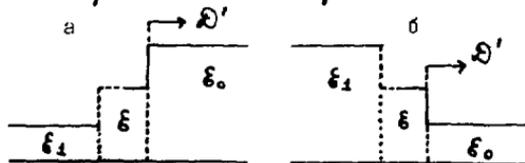


Рис.5

Условие механической устойчивости для у.в. разрежения (а) и сжатия (б):

$$D > D'.$$

Заметим также, что величина p в (27) должна удовлетворять уравнению ударной адиабаты, т.е. $p = P_H^{(0)}(\xi)$.

Решение неравенства (27) имеет вид

$$\text{sign}(\xi_0 - \xi_1) [P_H^{(0)}(\xi) - \tilde{p}(\xi)] > 0 \quad (28)$$

(где $\tilde{P}(\xi)$ дается формулой (17)), что в точности совпадает со случаем нулевого барионного числа (20).

Можно показать ^{1/2/}, что результаты предыдущего раздела переносятся на случай ненулевых барионных чисел: критическая кривая $\tilde{P}(\xi)$ между точками (ξ_c, p_0) и (ξ_1, p_1) остается той же, а роль функции уравнения состояния $p(\xi)$ играет ударная адиабата $p_H^{(0)}(\xi)$, которая зависит не только от выбора уравнения состояния $p(\xi, n)$, но и от начальных параметров (ξ_0, p_0, n_0) .

4. Адронизация кварк-глюонной плазмы

В качестве приложения полученного выше критерия устойчивости рассмотрим возможность адронизации кварк-глюонной плазмы в виде у.в. для случая $N = 0$ в двух популярных в настоящее время моделях: 1) модель мешков; 2) решеточная квантовая хромодинамика.

Модель мешков дает феноменологическое описание фазового перехода I-го рода между адронной и кварк-глюонной материей (подробнее см., например, в ^{19/}). Адронная фаза состоит из идеального газа "безмассовых" $\tilde{\Lambda}$ -мезонов

$$P_h(T) = \frac{1}{3} \varepsilon_h(T) = \frac{\tilde{\Lambda}^2}{90} g_h T^4; \quad g_h = 3,$$

а фаза кварк-глюонной плазмы описывается формулами

$$P_q(T) = \frac{\tilde{\Lambda}^2}{90} g_q T^4 - B, \quad \varepsilon_q(T) = \frac{\tilde{\Lambda}^2}{30} g_q T^4 + B,$$

где параметр вырождения g_q при учете только глюонов и легких u, d -кварков равен

$$g_q = (8 \cdot 2 + 3 \cdot 2 \cdot 2 \cdot 2 \cdot 7/8) = 37.$$

Положительная постоянная B ("вакуумное давление") согласно современным оценкам есть $B^{1/4} = (200 \pm 50) \text{ МэВ}$.

Фазовый переход происходит в точке T_c , в которой равны давления $P_h(T)$ и $P_q(T)$. Плотность энергии в этой точке имеет скачок ("скрытая теплота"), величина которого равна

$$\Delta \varepsilon = \varepsilon_q(T_c) - \varepsilon_h(T_c) = 4B.$$

Уравнение состояния $p(\xi)$ модели мешков показано на рис.6.

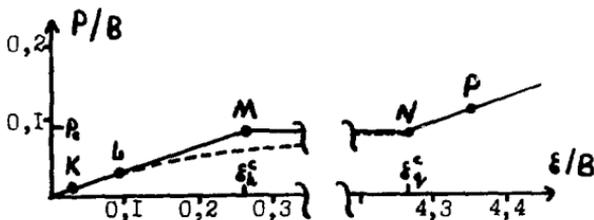


Рис.6. Критические параметры модели мешков $P_c = 3/34 B$; $\varepsilon_h^c = 9/34 B$, $\varepsilon_q^c = 145/34 B$. Пунктирной линией показана кривая $P(\xi)$ между точками (ξ^*, p^*) и (ξ_q^c, p_c) .

Используя критерий устойчивости (20), получаем (мы не касаемся здесь вопроса о метастабильных состояниях), что адронизация кварк-глюонной плазмы в виде у.в. разрежения может начинаться только в критической точке ε_q^c (точка N на рис.6) и заканчиваться в адронной фазе с плотностью энергии $\varepsilon_h \in [\varepsilon_h^*, \varepsilon_h^c)$ (отрезок LM на рис.6). Минимальная плотность энергии ε_h^* ($\varepsilon_h^* \approx 0,091$ В) соответствует максимально возможной по критерию механической устойчивости скорости вытекания адронной материи из покоящегося разрыва, которая равна скорости звука в адронном веществе $(1/3)^{1/2}$. Геометрически величина ε_h^* (точки L на рис.6) определяется условием касания кривой $\tilde{p}(\varepsilon)$, проходящей через точки (ε_h^*, p^*) и (ε_q^c, p_c) , с прямой $p_h(\varepsilon) = 1/3 \varepsilon$.

Если рассматривать только требование роста энтропии в переходе $\varepsilon_0 \rightarrow \varepsilon_1$, как это делалось в работах [3,4], то возможных начальных и конечных состояний стало бы значительно больше; 1) вместо одной начальной точки ε_q^c получается отрезок $[\varepsilon_q^c, \varepsilon_q^{max})$ (отрезок NP на рис.6, $\varepsilon_q^{max} \approx 4,35$ В); 2) дополнительный отрезок $(\varepsilon_h^{min}, \varepsilon_h^*)$ конечных адронных состояний (отрезок KL на рис.6, $\varepsilon_h^{min} \approx 0,032$ В). Согласно критерию (20) такие переходы являются механически неустойчивыми и должны распадаться на устойчивые у.в. и простые волны разрежения.

Обратимся теперь ко второму примеру - результатам последних расчетов термодинамики сильно взаимодействующей материи в решеточной квантовой хромодинамике. На рис.7 представлены данные монте-карловских расчетов в $SU(3)$ -калибровочной теории с динамическими кварками $^{10}/$. Авторы работы $^{10}/$ интерпретируют данные, полученные ими по методу Монте-Карло, как свидетельствующие о фазовом переходе 2-го рода между адронной и кварк-глюонной материей.

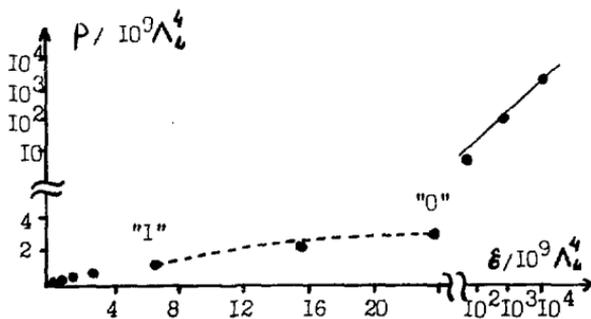


Рис.7 ● - данные $^{10}/$. Сплошной линией показано уравнение состояния идеального газа безмассовых частиц $\rho = 1/3 \varepsilon$. Решеточный масштабный параметр $\Lambda_4 \approx 1,5$ МэВ.

Ввиду малого числа "монте-карловских" точек в области возможной у.в. разрежения между кварковой и адронной материей окончательная проверка критерия устойчивости (20) представляется пока затруднительной. На рис. 7 пунктирной линией показана кривая $\tilde{\rho}(\xi)$, которая проведена через две монте-карловские точки ξ_0 и ξ_1 . Промежуточная точка между ξ_0 и ξ_1 оказывается ниже кривой $\tilde{\rho}(\xi)$, т.е. согласно нашему критерию у.в. разрежения $\xi_0 \rightarrow \xi_1$ является неустойчивой. Заметим, однако, что "монте-карловские" данные для $\rho(\xi)$ в этой области плотностей энергии соответствуют значениям величины $\chi(\xi)$ (14), близкой к нулю (мы проверили также, что термодинамическое неравенство (II) для перехода $\xi_0 \rightarrow \xi_1$ превращается в равенство с точностью $\sim 1\%$). Поэтому возможность устойчивой у.в. адронизации не противоречит "монте-карловским" данным /10/ в пределах их ошибок и для окончательного вывода требуется уточнение вида функции $\rho(\xi)$ в промежуточной области плотностей энергии.

Рассмотрение вопроса об устойчивости у.в. при фазовых переходах в барионной материи пока невозможно осуществить, так как в литературе имеются лишь некоторые предварительные данные для термодинамических величин в решеточной квантовой хромодинамике /11/.

Я благодарен К.А.Бугаеву и В.И.Жданову за сотрудничество, а также Г.М.Зиновьеву и О.А.Могилевскому за полезные обсуждения.

Литература

1. M.I.Gorenstein, V.I.Zhdanov. Preprint ITP-86-62E, Kiev, 1986.
2. K.A.Bugaev, M.I.Gorenstein. Preprint ITP-86-98E, Kiev, 1986.
3. L.Van Hove. Z.Phys., 1983, C21, p.93.
4. M.Gyulassy et al. Nucl.Phys., 1984, B237, p.477.
5. O.Miyamura et al. Proceedings of Quark Matter 84, Helsinki, Finland, 1984, p.187.
6. Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Изд-во "Наука", Москва, 1966.
7. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Гидродинамика. Изд-во "Наука", Москва, 1986.
8. Б.Л.Рожественский, Н.Н.Яненко. Системы квазилинейных уравнений. Изд-во "Наука", Москва, 1978.
9. М.И.Горенштейн, Г.М.Зиновьев. Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, Дубна, 1984, Д1, 2-84-599, стр.521.
10. T.Celik, J.Engels, H.Satz. Nucl.Phys., 1985, B256, p.670.
11. V.Berg et al. Preprint BI-TP 86/05, Bielefeld, 1986.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПОИСКА КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Э.О.Оконов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Необходимым, но отнюдь не достаточным условием получения кварк-глюонной материи ("кватма") в ядро-ядерных взаимодействиях является термализация ядерного вещества, при которой первоначально продольная энергия перераспределяется по различным степеням свободы, превращаясь в другие формы энергии: поперечную энергию, в массу образующихся частиц и состояний, в потенциальную энергию сжатия.

Степень термализации зависит от взаимной тормозной способности сталкивающихся ядер и определяется в значительной мере неупругой частью сечений адрон-адронных взаимодействий, т.е. последовательными процессами множественного образования частиц.

Основной довод против применимости термодинамического описания ядро-ядерных взаимодействий при релятивистских энергиях состоял в том, что средние пробеги нуклонов и пионов в ядерном веществе ($\lambda \sim 0,5 + 1,5$ фм) недостаточно малы по сравнению с размерами даже самых тяжелых ядер для того, чтобы обеспечить достаточное число адронных столкновений, необходимых для установления термодинамического равновесия.

Высказывались также естественные сомнения в том, успеет ли установиться химическое или даже кинетическое равновесие во всей области перекрытия ядер за время их взаимодействия ("взаимопроникновения").

Сторонники термодинамического подхода приводили свои контраргументы, указывая на то, что учет возможных дополнительных эффектов, таких, как ударное сжатие, образование и взаимодействие нуклоновских изобар, двухнуклонный захват пионов, приводит к существенному уменьшению результатов оценки величин λ (до $0,1 + 0,2$ фм). При этом отмечалось также, что термодинамическое равновесие может установиться не во всем объеме взаимодействия, а локально, в пределах небольшого адронного сгустка, возникшего, например, за счет флуктуаций. Как всегда

да в подобных теоретических спорах, решающее слово остается за экспериментом.

Недавно в ядерных пучках синхрофазотрона и бэвалака были получены первые экспериментальные данные^{/1+3/}, указывающие на термализацию адронного вещества в центральных взаимодействиях релятивистских ядер.

Целесообразно рассмотреть имеющиеся данные в порядке увеличения энергии нелетающих ядер, использованных в экспериментах.

В обоих экспериментах на бэвалаке, проведенных в интервале энергий $E_p = 0,4 \text{ А ГэВ}$, в качестве критерия степени изотропности угловых распределений заряженных продуктов взаимодействия использовалось отношение: $R = 2 \sum_i |p_{\perp i}| / \pi \sum_i |p_{\parallel i}|$, где p_{\perp} и p_{\parallel} - поперечная и продольная компоненты импульсов частиц в ЦМ-системе взаимодействующих ядер. Очевидно, что при изотропном распределении $R = 1$, что указывает на торможение (термализацию), в то время как $R < 1$ свидетельствует об относительной прозрачности взаимодействующих ядер. Из результатов работы^{/2/} следует, что величина R увеличивается с ростом относительного числа заряженных продуктов взаимодействий

N_z / Z , которое характеризует степень центральности столкновений, и выходит на плато при $N_z / Z \sim 1$, приближаясь вплотную "равновесному значению" $R = 1$ для $N_b N_b$ - взаимодействия ($A_{p,T} = 93$) при $E_p = 0,4 \text{ А ГэВ}$. В то же время при больших энергиях ($E_p = 0,65 \text{ А ГэВ}$) и (или) меньших $A_{p,T}$ ($Ca Ca$) эта величина оказалась меньше единицы ($R < 1$).

Осуществить торможение ядра-снаряда (Ar) при большей энергии ($E_p = 0,77 \text{ А ГэВ}$) удалось в другом эксперименте^{/3/} на бэвалаке с использованием очень тяжелой мишени (Pb). При этом было показано, что в зависимости от множественности протонов во взаимодействии (M_p) средняя величина R достигает единицы при $M_p = 40$, в то время как каскадная модель дает $R = 0,8$, что указывает на проявление некаскадных (коллективных) процессов.

Следует иметь в виду, что критерий $R = 1$, использованный в обоих экспериментах, как отметил соавтор одного из них^{/4/}, является необходимым, но не достаточным для характеристики изотропного (сферически-симметричного) распределения. Кроме того, важнейшим условием термализации считается больцмановский характер спектров частиц-продуктов взаимодействия в ЦМ-системе сталкивающихся ядер. Проверка этого условия проводилась в первой из рассмотренных работ и обнаружила отклонение от ожидаемого экспоненциального характера спектра, что потребовало для удовлетворительного фита введения кроме температуры ($T = 32 \text{ МэВ}$) еще одного параметра, так называемой радиальной скорости ($v_r = 0,33 c$).

В исследованиях, проведенных в ядерных пучках синхрофазотрона ($E_p=3,67$ А ГэВ) с помощью стримерного спектрометра СКМ-200/1¹, при анализе использовался полный набор общепринятых критериев термализации - изотропный (сферически-симметричный) характер угловых распределений числа образовавшихся частиц и их энергий, соответствие их спектров распределению Максвелла-Больцмана.

Дубненская постановка эксперимента отличалась также большей жесткостью триггера отбора центральных столкновений ядер, который требовал отсутствия среди продуктов взаимодействия фрагментов-спектаторов налетающего ядра, в том числе и нейтронов (в последних облучениях). Для анализа отбирались события с большим локальным возбуждением, связанным с образованием пары странных частиц (Λ и $\bar{\Lambda}$) в центральных взаимодействиях ядер (ЦВ).

Проанализированные угловые распределения $dN_\Lambda/d\cos\theta^*$ и $dE_\Lambda^*/d\cos\theta^*$ для Λ -гиперонов, образовавшихся в центральных взаимодействиях даже сравнительно легких ядер (CC, CNe, ONe), оказались практически изотропными^х, утратив при этом характерную особенность динамики процесса рождения Λ в NN -взаимодействиях (пики вперед и назад), которая обусловлена эффектом лидирования барионного дикверка и ярко проявляется в нецентральных $HeLi$ - и CC -столкновениях^{15,6/} (см. рис. I).

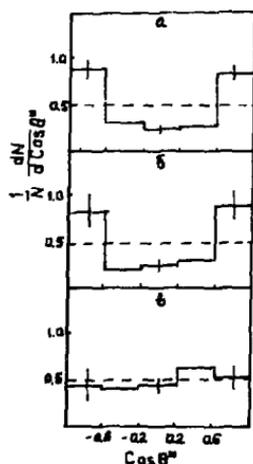


Рис. I

- Угловые распределения $dN_\Lambda/d\cos\theta^*$:
- а) для pp -взаимодействий (5 ГэВ);
 - б) для нецентральных взаимодействий $HeLi, CC(3,4+3,6$ А ГэВ);
 - в) для центральных взаимодействий CC, CNe, ONe (3,6 А ГэВ).

^х Угловые распределения Λ -частиц из ЦВ ядер CCu и CZr близки и изотропны, но обнаруживают некоторую асимметрию, обусловленную вторичными процессами, которая называется значительной для еще более тяжелых ядер-мишеней (Ta, Pb).

Энергетический спектр Λ -частиц хорошо фитировался в представлении $d^3\sigma/dp^3 \sim \exp(-T^*/T_0)$, что указывает на его бoльцмановский характер (рис. 2). При сферической симметрии угловых распределений определенный по фитированию параметр $T_0=150 \pm 19$ МэВ приобретает физический смысл - это эффективная температура источника (файербола), образовавшегося в цм-системе сталкивающихся ядер. Эффективная температура может быть найдена также из соотношения между параметрами $\langle p_T \rangle$ и T_0 , выведенного в бoльцмановском приближении (см., например, [7]), что дает величину $T_0=150 \pm 12$ МэВ, совпадающую с предыдущей оценкой. Таким способом могут быть получены параметры T_0 и для неравновесных распределений: в этом случае они не имеют четкого физического смысла, а характеризуют некоторую усредненную температуру.

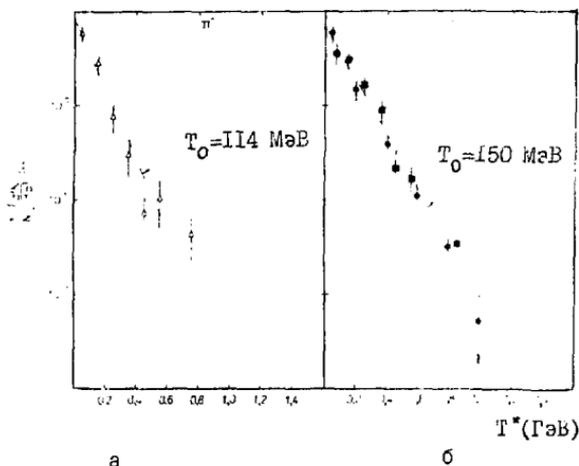


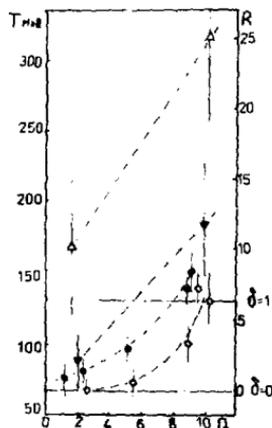
Рис. 2. Распределения по кинетической энергии (T^*):
 а) для K^- -мезонов, рожденных совместно с Λ^+ -частицами,
 б) для Λ -гиперонов из центральных АА-взаимодействий.

В результатах дубненских исследований обращает на себя внимание тот факт, что по мере получения более равномерных распределений с увеличением степени многонуклонности (центральности) АА-соударений растет также средний поперечный импульс Λ -гиперонов $\langle p_T \rangle$ и соответствующая ему эффективная температура. Эту закономерность иллюстрирует рис. 3, на котором в зависимости от степени центральности, характеризуемой числом взаимодействовавших протонов (Q), приведе-

Рис. 3

Зависимость от числа провзаимодействовавших протонов (Ω):

- а) ϕ - параметра изотропии δ (см. текст);
- б) \bullet - температуры;
- в) Δ - относительного выхода кумулятивных Λ с $\rho^* \geq 1$ ГэВ/с;
- г) \blacktriangle - относительного выхода кумулятивных Λ с $\rho_T \geq 1$ ГэВ/с.



ны соответствующие значения T_0 и величины "параметра изотропии"

$\delta = (D_n - D) / (D_n - D_0)$, где D , D_0 , D_n - дисперсии угловых распределений - исследуемого, изотропного и для NN -взаимодействий.

Другим примечательным результатом является полученное указание на то, что угловые распределения π^- -мезонов, сопровождающих рождение кумулятивных Λ^k -гиперонов (с $\rho^* \geq 1$ ГэВ/с)^х, оказываются также в пределах ошибок изотропными, а спектры - бальцовскими (рис. 2), и в то же время значения параметров $\langle \rho_T \rangle$ и T_0 также несколько увеличиваются ($\langle \rho_T \rangle$ с 234 ± 4 МэВ/с для "обычных" π^- из ЦВ до 279 ± 21 МэВ/с).

Возникает вопрос, почему в берклиевских экспериментах не удалось достигнуть полного торможения при $E_p > 0,8$ А ГэВ даже в очень тяжелых ядрах-мишенях (Рь), в то время как при энергиях синхрофазотрона ($E_p \approx 3,67$ А ГэВ) в ЦВ сравнительно легких ядер ($A_{p,T} = 12+20$) была получена термализация при образовании Λ -гиперонов, а также при испускании пионов, сопровождающих рождение кумулятивных Λ^k -частиц. Возможная причина этого феномена - в особенностях дубненской постановки эксперимента, в котором отбирались и анализировались редкие $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия на уровне сечений $\sigma \sim (10^{-3} + 10^{-4}) \sigma_{\text{н.к.}}$ с высокой степенью центральности и большим локальным возбуждением (рождение пары Λ, K).

^х Предельное значение величины $\rho^*(\rho_T)$ для Λ -гиперона, рожденного в реакции $NN \rightarrow N\Lambda K$, составляет $0,98$ ГэВ/с.

Качественную картину процессов, происходящих в таких событиях, можно представить себе следующим образом. В результате очень жесткого соударения ядер в области рождения Λ и K образуется локально термализованный "горячий" сгусток (файербол), который является источником равномерно распределенных Λ -частиц с большой бальцмановской температурой. При более высокой степени возбуждения (рождение "кумулятивных" Λ^K -частиц) эта термализация распространяется на большую часть области перекрытия ядер, что приводит также к изотропному распределению пионов и повышению их бальцмановской температуры. Дубненские экспериментальные данные находятся в хорошем количественном согласии с результатами расчетов, сделанных в рамках термодинамической модели^{/8/} в предположении полного торможения и термализации взаимодействующего ядерного вещества.

Совпадение в пределах ошибок экспериментальных и расчетных значений T_0 в их зависимости от энергии взаимодействующих ядер (см.^{/9,10/}) свидетельствует в пользу такого термодинамического подхода, в соотношении $T_0(\pi) < T_0(\Lambda)$ отражает значительный вклад пионов от распада Δ -резонансов, которые по предположению модели находятся в химическом равновесии с остальной пион-нуклонной компонентой.

Следует подчеркнуть, что в рассмотренном экспериментальном подходе, использованном в ядерных пучках синхрофазотрона, удалось достигнуть, как было отмечено в обзорно-аналитической работе^{/11/}, наибольших (пока!) температур "разогрева" ядерного вещества (которые ожидаются согласно оценкам^{/12/} в ядерных пучках ускорителя ЦЕРН при 200 А ГэВ).

Таблица I

	Экспериментальные результаты (синхрофазотрон ОИЯИ, установка СКМ-200 ^{/1/})	Теоретические оценки (SPS, ЦЕРН)
Энергия ядер ($A_p A_T$)	3,67 А ГэВ (СС, СNe, ONe)	200 А ГэВ ($^{16}_O$ $^{16}_O$)
$\langle P_T \rangle$	590 \pm 40 МэВ/с	600 МэВ/с
T_0	150 \pm 12 МэВ	150 МэВ

Проанализированные экспериментальные данные указывают на возможность получения в АА-взаимодействиях термализованного ядерного вещества (локального сгустка) при довольно высоких температурах^X ($T_0=150$ МэВ),

^X В действительности первоначальная температура разогрева, достигнутого в дубненском эксперименте, по-видимому, существенно больше, чем полученная в результате измерений, так как она определялась на более поздних стадиях процесса.

что считается необходимым условием для возможного фазового перехода в кварк-глюонную плазму ("кваргу").

На вопрос о том, какие условия являются достаточными для образования кварги, теория не может дать пока определенного ответа, несмотря на существенные успехи КХД-термодинамики. Оценки критических параметров для такого фазового перехода, сделанные в разных теоретических работах, дают сильно различающиеся величины, что связано, по-видимому, в первую очередь с отсутствием надежной информации об урвнении состояния адронного (кварк-глюонного) вещества.

При такой неопределенности теоретических предсказаний они могут служить лишь ориентиром при анализе и планировании экспериментов. Физики ждут ответа на поставленный вопрос от экспериментальных исследований центральных (многоуклонных) соударений ядер, в которых могут быть получены наибольшие плотности (ρ) и температуры (T_0).

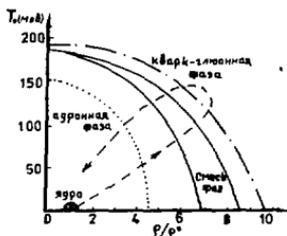


Рис. 4

Ожидаемые границы между адронной и кварк-глюонной фазами:

- а) согласно работе /13/
- б) ————— согласно работе /14/
- в) - - - - - согласно работе /15/

На рис. 4 изображены диаграммы фазовых состояний в переменных ρ и T_0 , взятые из последних теоретических работ /13+15/, которые определяют примерную границу между адронной и кварк-глюонной фазами. Для общей ориентировки на этой диаграмме приведена возможная траектория исследованных процессов, в которых уже получена температура $T_0 \approx 150$ МэВ. Что же касается возможных значений плотности вещества в области перекрытия центрально взаимодействующих ядер (при $A_p \approx A_T$), то их можно оценить из соотношения:

$$\rho = \frac{2A}{\sqrt{V}} + \beta E_p = 2\rho_0 \left(1 + \frac{E_p}{2M_N}\right) + \beta E_p,$$

где первый член определяется релятивистским фактором сжатия объема взаимодействия V при нормальной ядерной плотности $\rho_0 = 0,17$ ГэВ/фм³, а второй связан с ударным сжатием, которое можно считать в достаточно хорошем приближении пропорциональным энергии E_p с коэффициентом пропорциональности β , зависящим от предполагаемого урвнения состояния /16/. По этой причине оценки величины ρ дают большой разброс в ожидаемых значениях ($\rho/\rho_0 \approx 5+10$), тем не менее они указывают (см.

рис. 4) на возможность осуществления фазового перехода уже при энергиях синхрофазотрона ($E_p \approx 3+4$ А ГэВ), что предсказывается в ряде теоретических работ.

При этом следует иметь в виду, что в дубненской постановке эксперимента отбирались редкие центральные взаимодействия ядер со значительным локальным возбуждением, в которых сгусток "кварк-глюонной плазмы" может образоваться в результате флуктуаций. Одним из наиболее вероятных проявлений следов достаточно горячей "кварк-глюонной плазмы" (с $T_0 \approx 150$ МэВ) считается увеличение выхода странных частиц (преимущественно с большими значениями P_T) в результате образования пар странных кварков в кварк-глюонной (q, \bar{q}) плазме за счет процессов $\bar{q}q \rightarrow \bar{s}s$ и $gq \rightarrow \bar{s}s$, из которых последний дает по расчетам доминирующий вклад $\sim T^2$, что позволяет оценить влияние глюонной компоненты.

В соответствии с этим предсказанием в дубненском эксперименте наблюдался заметный рост относительного выхода Λ^+ -гиперонов с $P_T \approx 1$ ГэВ/с при увеличении степени центральности (многоуклонности) АА-соударений, которое приводило также к термализации и увеличению эффективной температуры с 80 МэВ до 150 МэВ (см. рис. 3).

На этом же рисунке приведены значения относительного выхода общего числа Λ^+ -частиц с параметром $p^* \approx 1$ ГэВ/с, который в отличие от P_T является параметром, функционально не зависящим от изменения угловых распределений. Следует, однако, иметь в виду, что Λ^+ -гипероны с большими значениями p^* (в ЦМ-системе первичных NN-взаимодействий) могут возникнуть также за счет вторичных процессов в ядрах A_p и A_T , при этом можно ожидать уширения быстротных распределений и усиления угловой анизотропии.

Наиболее информативным представляется изучение отношения средней множественности Λ^+ -частиц с $P_T \approx 1$ ГэВ/с к средней множественности π^- -мезонов ($r_\Lambda = \langle n_{\Lambda^+} \rangle / \langle n_{\pi^-} \rangle$), что позволяет исследовать поведение параметра $\langle n_{\Lambda^+} \rangle$ на фоне таких "тривиальных" факторов его увеличения, как рост числа NN-взаимодействий в центральных соударениях ядер и образование Λ^+ -частиц во вторичных процессах.

В исследованном интервале изменения параметра $Q^2/18$, характеризующем степень центральности взаимодействующих ядер, отношение r_Λ увеличивалось с $(2 \pm 2) \cdot 10^{-4}$ до $(25 \pm 8) \cdot 10^{-4}$ (или $(18 \pm 5) \cdot 10^{-4}$ с учетом ЦВ ядер СС и СЗr). Характерно, что соответствующее отношение $r_{p^*} = \langle n_{p^*} \rangle / \langle n_{\pi^-} \rangle$ для кумулятивных протонов с $P_T(p^*) \approx (1, 2+1, 3)$ ГэВ/с не обнаруживает подобного роста в центральных (многоуклонных) соударениях ядер СС и ССс /19, 20/.

Естественным проявлением обнаруженных в ЦВ особенностей является увеличение (в 2+4 раза) плотности Λ^+ -частиц и их поперечных энер-

гий $\langle E_T \rangle dN_{\Lambda^+} / dy$ в области средних быстрот ($y = y_0 \pm 0,5$), что также предсказывается как возможный сигнал фазового перехода в кварк-глюонную плазму (см., например, /21,22/).

Рассмотренные "аномальные" эффекты согласуются с предположением о том, что в термализованном "разогретом" сгустке адронного вещества, возникшем в результате локального возбуждения (флуктуации), произошло образование кварк-глюонной "капли", которая явилась источником Λ -гиперонов с большими значениями P_T . Эти эффекты, однако, нельзя считать свидетельством обнаружения подобного фазового перехода, пока не будут исчерпаны другие, более простые объяснения и модельные интерпретации. С другой стороны, необходимы дальнейшие, статистически более обеспеченные исследования, ближайшие перспективы которых рассмотрены в нашем предложении /23/.

Как уже упоминалось, наибольший интерес представляют относительный выход, спектральные (температурные) характеристики Λ^+ -гиперонов (с большими значениями P_T), а также ассоциативно рожденных пионов. При этом очень важно установить, является ли эта группа Λ -гиперонов избыточной, отличающейся своим происхождением от остальных частиц адронной фазы.

Для выявления обнаруженных необычных эффектов в центральных (многонуکلонных) столкновениях ядер использовались в качестве объекта сравнения нецентральные $HeLi$ - и CS -взаимодействия, которые можно рассматривать как сумму независимых NN -соударений, усредненных по заряду взаимодействующих нуклонов и их ферми-импульсу. Такой сравнительный анализ является более эффективным, чем использованное в ряде работ /24,25/ сравнение с данными по pp -взаимодействиям. Следует, однако, иметь в виду, что для легких ядер ферми-импульсы заметно различаются. Кроме того, ферми-движение нуклонов в ядре может по-разному влиять на исследуемые характеристики образовавшихся частиц в зависимости от степени центральности столкновений ядер, т.е. от параметра их соударения. От этого параметра зависит и вклад вторичных процессов, что также влияет на исследуемые характеристики. Можно ожидать, что при столкновении ядер с $A_R \approx A_T$ эффекты вторичных взаимодействий, сравнительно небольшие при периферических ("касательных") соударениях, будут сначала расти с увеличением степени перекрытия ядер, а затем уменьшаться за счет "вымывания" нуклонов в первичных взаимодействиях (если они не вовлекаются в коллективные процессы образования фейербола).

Отмеченные обстоятельства затрудняют интерпретацию результатов и требуют более тщательного их анализа.

Очень важную информацию может дать исследование поляризации образовавшихся частиц, которая для Λ -гиперонов легко определяется экспериментально. Можно ожидать, что эта поляризация (\mathcal{P}_Λ), характерная для NN - и NA -взаимодействий особенно при больших P_T , сильно уменьшится или вовсе исчезнет при достижении условий образования "кварк-мезонов" /26/.

Исследование поляризации Λ -гиперонов, рожденных в AA -взаимодействиях, только начинается. В этой связи следует указать, что имеющиеся попытки /11,26/ истолковать результаты наших исследований поведения величины \mathcal{P}_Λ в зависимости от P_T /1,27/ как обнаружение значимых эффектов являются несостоятельными ввиду недостаточной статистической обеспеченности полученных результатов.

Фундаментальная важность и сложность обсуждаемых проблем требует поиска и исследования других возможных проявлений образования кварк-мезонов в AA -соударениях, таких как подпороговое рождение $\bar{\Lambda}$ -частиц, повышенный выход более странных гиперонов Ξ, Ω , а также $\phi(\bar{s}s)$ -частиц, образование которых в NN -взаимодействиях сильно подавлено. Необходимо также искать экспериментальные возможности изучения прямых лептонных пар и \mathcal{J} -квантов, испущенных из кварк-мезонов, наблюдение которых очень затруднено значительным фоном. Весьма привлекательным представляется поиск и исследование "аномальных" \mathcal{J} -квантов от процесса

$\bar{s}s \rightarrow \mathcal{J}g$, который должен быть скоррелирован с увеличением выхода странных частиц за счёт адронизации $s(\bar{s})$ -кварков, образовавшихся в кварке.

В заключение следует отметить, что использованный в дубненских исследованиях экспериментальный подход:

- отбор редких событий (флуктуаций) в центральных взаимодействиях ядер с большим локальным возбуждением,

- поиск и исследование (в зависимости от степени возбуждения) особенностей в рождении странных частиц и в ассоциативном пинообразовании,

- использование стримерного спектрометра с триггерной системой жесткого отбора ЦВ,-

оказался эффективным, многообещающим и требующим дальнейшего развития. На этом пути уже получены экспериментальные результаты (см. табл. 2), которые указывают на возможность осуществления термализацию ядерного вещества при значительном его разогреве. Обнаружены также эффекты, ожидаемые при образовании кварк-глюонной плазмы, однако их окончательная интерпретация требует более детальных исследований /30/.

Таблица 2

Обнаруженный эффект	Предсказываемый сигнал вытекающих явлений:	Эксп. значи- мость ^x
<u>для Λ из центр. АА-взаимодействий</u>		
(в сравнении с нецентр. АА-вз.):		
- изотропия в $dN_{\Lambda}/d\cos\theta^*$	торможение, термализация (локальная?)	⊕
- изотропия в $dE_{\Lambda}^*/d\cos\theta^*$	торможение, термализация (локальная?)	⊕
- больщман. характер T_{Λ}^* спектра	термализация (локальная?)	⊕
- увеличение $\langle p_{\Lambda} \rangle$ и $T_0(\Lambda)$ (с 80 до 150 МэВ)	разогрев (локальный) /28,29/?	⊕
- отсутствие поляризации $\propto P_{\Lambda}$ (в пределах $\Delta(\propto P_{\Lambda}) \sim 0, 1 \pm 0, 2$)	образование кванты термализация, образование кванты /26/ (?)	⊕ ⊕ ⊕
<u>для π^- из центр. АА-вз. с Λ^+</u>		
(в сравнении со всеми центр. АА):		
- изотропия в $dN_{\pi}/d\cos\theta^*$	торможение, термализация (в больш. части обл. АА-вз.)	⊕
- изотропия в $dE_{\pi}^*/d\cos\theta^*$	торможение, термализация (в больш. части обл. АА-вз.)	⊕
- больщман. характер T_{π}^* спектра	термализация (в большей части области АА-взаимод.)	⊕
- увеличение $\langle p_{\pi} \rangle$ и $T_0(\pi)$ (с 90 до 115 МэВ)	разогрев (большой части об- ласти АА-взаимодействия)	⊕
- соотношение $T_0(\pi) \approx 0,8 T_0(\Lambda)$ при $T_0(\Lambda) = T_0(K) = T_0(p)$	термодинамическое равнове- сие адронов ($\Delta \leftrightarrow \pi N \leftrightarrow \Lambda K$)	⊕
<u>для Λ^+ из центр. АА-взаимод.</u>		
(в сравнении с нецентр. АА-взаим.):		
- увеличение $\langle n_{\Lambda^+} \rangle / \langle n_{\pi^+} \rangle$ при $p^* \geq 1$ ГэВ/с (~ в 2 раза)	образование кванты /16,17/	⊕
- увеличение $\langle n_{\Lambda^+} \rangle / \langle n_{\pi^+} \rangle$ при $p^* \geq 1$ ГэВ/с (~ в 6+10 раз)	образование кванты /16,17/	⊕
- увеличение $dN_{\Lambda^+}/d\eta$ в области $\langle \eta \rangle$ (~ в 2+4 раза)	образование кванты /21,22/	⊕
<u>для $\bar{\Lambda}$ из центр. АА-взаимод.</u>		
- относительный выход $\bar{\Lambda}$: $\langle n_{\bar{\Lambda}} \rangle / \langle n_{\Lambda^+} \rangle \leq 10^{-2}$ (с 90% уровнем достоверности)	образование кванты /17/ $\langle n_{\bar{\Lambda}} \rangle / \langle n_{\Lambda^+} \rangle \approx 10^{-2} + 10^{-3}$	⊕

^x Знак ⊕ означает соответствие обнаруженного эффекта предсказываемому сигналу, а длина сплошной части окружности характеризует (условно) статистическую обеспеченность (достоверность) полученного результата.

Л и т е р а т у р а

1. Anikina M. et al. Z. Phys., 1984, C25, p.1.
2. Gustafsson H. et al. Phys. Lett., 1984, 142B, p. 141.
3. Renfords H. et al. Phys. Rev. Lett., 53, p. 763.
4. Stock R. GSI-85-39, 1986.
5. Аникина М.Х. и др. ОИИИ, PI-82-333, Дубна, 1982.
6. Армутлийски Д.А. и др. ОИИИ, PI-85-320, Дубна, 1985.
7. Hagedorn R. CERN, 71-12, 1971.
8. Hagedorn R., Rafelski J. Phys. Lett., 1980, 97B, p. 136.
9. Anikina M. et al. JINR, E1-84-376, Dubna, 1984.
10. Anikina M. et al. Phys. Rev., 1986, C33, p. 896.
11. Stock R. GSI-85-17, 1985.
12. Swed R. CERN, Ep-84-125, 1984.
13. Горенштейн М.И., Зиновьев Г.М. ОИИИ, Д2-82-568, Дубна, 1982.
14. Kapusta J. GSI-85-10, p. 459, 1985.
15. Nagamiya S. Gyulassy M. Nucl. Phys., 1984, A418, p. 239; UTRN-215, 1985.
16. Chapline G. et al. Phys. Rev., 1973, D8, p. 4302.
17. Müller B., Rafelski J. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, p. 1066.
18. Gazdzicki M. et al. JINR, E1-85-949, Dubna, 1985.
19. Алакшиев Г.Н. и др. ОИИИ, PI-84-551, Дубна, 1984.
20. Аникина М.Х. и др. ЯФ, 1984, т. 40, с. 489; ЯФ, 1985, т. 41, с. 711.
21. Van Hove L. Phys. Lett., 1982, 118B, p. 138.
22. Bjorken J. Phys. Rev., 1983, D27, p. 419.
23. Гваздзицкий М., Оконов Э. ОИИИ, E1-85-796, Дубна, 1985.
24. Harris J. et al. Phys. Rev. Lett., 1981, 37, p. 229.
25. Ахъабсян Н. и др. ОИИИ, Д1-82-445, Дубна, 1982.
26. Panagiotou A. UA/NPPS-85-1, 1985; Phys. Rev., 1986, C33, p. 1999.
27. Аникина М. и др. ОИИИ, E1-85-578, Дубна, 1985.
28. Satz H. BI-TP-84/24, Bielefeld, 1984.
29. Шуряк Э., Жиров В. Препринт ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 85-121.
30. Оконов Э.О. ОИИИ, PI-86-312, Дубна, 1986.

ANTIQUARK AND ANTINUCLEON CONDENSATES IN NUCLEAR REACTIONS

R.J. Slobodrian

Université Laval, Département de Physique, Laboratoire de physique nucléaire
Québec, G1K 7P4, Canada

1. Introduction

One of the consequences of GUT theories is the dethronement of the absolute validity of baryon number conservation^{/1/}. Several experiments have been performed or are still in progress in order to search for proton decay^{/2/} ($\Delta B=1$ process) where the transition ought to yield a yet unknown distribution of fragments. The Grand Unification Theory of Georgi and Glashow^{/3/} assigns the group SU(5) to forces of elementary particles, strong, electromagnetic and weak:

$$SU(3) \otimes SU(2) \otimes SU(1) \subset SU(5) \quad (1)$$

the SU(5) group is a minimal group of gauge transformations permitting unification. Clearly, larger groups may also be constructed. However, the SU(5) group as proposed allows proton decay but no $n-\bar{n}$ oscillations. The predicted proton lifetimes are in the range of 10^{27} to 10^{31} years. The difficulties for such experiments increase towards the longer lifetimes due to low energy single pion production by atmospheric electron-neutrinos. Presently the proton lifetime is estimated to be $\tau_p \geq 5 \times 10^{32}$ years^{/2/} from so called "classic" decay modes. There are indeed "candidates" for events originating in the decay of the proton, but background problems are severe, particularly in the range of lifetimes of the order of 10^{32} years. There is no clustering of candidates about a dominant decay mode as might be case for nucleon decays. Improved experiments are underway, but evidence seems to be mounting against the SU(5) GUT of Georgi and Glashow^{/3/}, even if the proton were indeed unstable but with a much longer lifetime.

The neutron-antineutron oscillation process $n \leftrightarrow \bar{n}$ implies transitions with $\Delta B=2$, $\Delta L=0$. Mohapatra and Marshak^{/4/} have formulated a model of "partial unification" of electroweak and strong interactions^{/5/} based on a group $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes SU(4')$, where $SU(4')$ unifies color and B-L symmetry. This implies the existence of Majorana neutrinos ($\Delta L=2$)^{/6/} and also $n \leftrightarrow \bar{n}$ transitions, i.e. $\Delta B=2$ processes. This group accommodates intermediate mass scales between M_W and M_X of the minimal $SU(5)$ GUT. The mass hierarchy would be $m_X > m_{W_R} \gg m_{W_L} \gg 1 \text{ GeV}$. In the present "minimal" model the proton is stable but $n-\bar{n}$ oscillations with $\tau_{n-\bar{n}} \sim 10^6 \text{ sec}$. are allowed. In addition processes of the type

$$NN, \bar{N}\bar{N} \leftrightarrow n\text{-mesons} \quad (2)$$

are allowed. The transition $n\bar{n}$ is related to a period ($\pi=c-1$)

$$\Gamma = \tau_{n\bar{n}}^{-4} = \langle n | H | \bar{n} \rangle, \quad (3)$$

where H is determined by the effective Lagrangian \mathcal{L}_{eff} , and dM is the $n\bar{n}$ mass splitting. The transition is operated by a six fermion (quark) vertex \mathcal{L}_{6f}

$$\mathcal{L}_{6f} \sim \mathcal{L}(qqqq\bar{q}\bar{q}) + \text{H.C.} \quad (4)$$

The current status of the search for $n-\bar{n}$ oscillations yields $\tau_{n\bar{n}} > 10^6 \text{ sec}$ and experiments at Pavia, Grenoble and Moscow are underway or planned with capabilities up to 10^8 sec ^{/7/}.

There are some more exotic groups, like the $SU(16)$ group and its spontaneous symmetry breaking, which can allow simultaneously proton decay and $n-\bar{n}$ oscillations^{/8/}. At this point it seems clear that predictions about both processes are based on extrapolations which are necessarily difficult. In addition the calculations for nucleons and antinucleons for $n-\bar{n}$ oscillations have been carried out using the Schrödinger equation, whereas, even for zero energy a Dirac (or relativistic) treatment should be required^{/9/}. It is tempting to state that theory is qualitative at best and it has opened the door to violations of some subatomic conservation laws.

2. Antinucleons in nuclear reactions qualitative model independent approach

The possibility of non-conservation of baryon number may have far reaching consequences. Whether or not it occurs in the context of present theories, it is a distinct experimental research problem. The absolute conservation of baryon number requires a conservation law based on a global symmetry. However there are no grounds to support a baryonic phase symmetry as a local gauge invariance^{/1/}. Respecting all "hard" conservation laws, that is, mass-energy, charge, momentum (linear and angular) valid in classical, quantum and submicroscopic physics it is possible to write the equations of reactions like the following



where there is a change of baryon number $\Delta B=2$. Note that $p+\bar{p}$ would be a forbidden transition for an isolated proton as it would violate charge conservation. There are

qualitative reasons to believe that the cross section for processes like (5) or (6) may be enhanced compared to free proton decay or the $n-\bar{n}$ oscillations in an isolated nucleus: The energy transition is between discrete quantum states, which implies a resonance in mass-energy, in contrast to a free proton decay to particles in a continuum. Within the present understanding of nuclear systems as ensembles of quarks and gluons it is certainly possible to have "virtual" antinucleons and particularly, in reactions at reasonably high energies, to enhance the virtual antinucleon density in the reacting system. During the transient of nuclear reactions the interacting systems are subject to strong accelerations and decelerations, where both non-local and non-inertial phenomena may disturb strongly symmetries and symmetry laws.

On the basis of quark models of nucleons, antinucleons and pions it is possible to estimate the proportion of virtual antinucleons that one may find in a multi-nucleon system. In reactions (5) and (6), carried out at energies around 1 GeV, there is an enhancement in the virtual (and real) pion density with respect to the undisturbed nuclear systems. In older prequark theories pions were conceived as bound nucleon-antinucleon doublets. Correspondingly in quark theories three pion systems can have a nucleon-antinucleon parentage. The ω resonance is coupled to nucleon-antinucleon pairs.

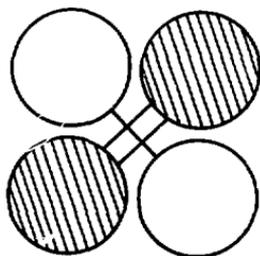


Fig. 1. Schematic of a three pion collision.

It is possible to envisage a mechanism for three virtual pion collisions in nuclei considering four nucleon clusters: For example, the overlap of a two pion exchange (TPE) process with a single pion exchange (OPE) as shown in Fig. 1. It is feasible to estimate phenomenologically the probability of three pion overlap with respect to the "normal" pion density and, subsequently, the upper limit of the probability of condensing an antinucleon from this overlap. Notice that the "crossed" TPE, OPE process between four nucleons is the one with highest overlap probabi-

lity. From the relation of the range of the TPE process to the OPE process (a factor of two) it is easy to find that cross sections related to TPE processes are reduced to a few percent of OPE processes. Here we require the overlap of the two-pion system with a single pion. Geometrically it is small and the characteristic times of OPE processes are 10^{-23} sec $/10/$, similar to lifetimes of ρ mesons. The overlap gives a factor between 10^{-1} and 10^{-2} . Hence the density of three pion overlap is about 10^{-4} compared with the normal pion density. Combinatorial analysis can be applied to the overlapping three pion system consisting of six quark-

antiquarks, in order to estimate the clustering of three quarks yielding an anti-nucleon: $V_6^2 = 6!/3!x3! = 20$. That is, the probability is around $1/20=0.05$. Geometry (topology)^{11/} of quarks and their intertwining will reduce further this value. Hence, even optimistically the probability of producing spatial antinucleon-like systems of anti-quarks is reduced by a factor of about 5×10^{-6} with respect to the usual pion probability densities, the latter being responsible for first order nuclear processes, as main agents of the strong force^{12/}. Correspondingly, the cross sections would also be reduced by a similar factor in the range of 10^{-6} with respect to ordinary processes in the range of 10^{-27} cm^2 . That is, with a millibarn as measure of first order nuclear processes, the cross section for production of an antinucleon within the nuclear interaction volume would be in the range of nanobarns (10^{-33} cm^2) from the crude estimates given above, without considering other hindrance factors, some of unknown magnitude, necessary to estimate the probability of emission of the antinucleon. The latter may of course annihilate within the nuclear interaction volume with a nucleon. As stated above there is *no interdiction* stemming from the "hard" conservation laws of physics, heretofore satisfied in classical and quantum physics. The formation of antinucleons from three pion systems requires rearrangement of quarks and energies. The question is really in what way the usual principle of baryon number conservation is related to the dynamics of interaction process of reactions like (5) and (6). The experimental non-observation of antinucleon production in nuclear phenomena to date may be related to a rather small probability of *condensing and emitting an antinucleon* (or an additional nucleon) from the overlap of three pion systems. The conventional production of antinucleons from an incident beam of protons on a target, i.e. with a direct nucleon-nucleon collision is lacking the essential feature of multinucleon systems, like the tightly bound α -particle upon a collision: the possible overlap of three pion systems from crossed TPE and OPE processes between four nucleons (see fig. 1). This situation is probably materialized when the colliding two nucleon system exceeds four nucleon (antinucleon) masses permitting the crossed pion currents to be established between real and virtual nucleons. Then the two nucleon system is capable of condensing nucleon-antinucleon pairs, among other open channels. In such circumstances there is also a four nucleon channel open, which to my knowledge has not been investigated, requiring also $\Delta B=2$. The reactions (5) and (6) may result in reaction product stars if the antinucleons are condensed inside the nuclear reaction volume, or they may yield free antinucleons if they are produced peripherally in a typical "direct" reaction. The "condensation" of an antinucleon may be followed by a subsequent "evaporation". If the condensation is peripheral and in conjunction with a coherent outward motion of quarks the antinucleon may be emitted, enhancing the expectation value of the "condensation operator" (corresponding to our model for the mechanism). In the context of such a peripheral reaction experiments may be aided by the detection of the associated heavy recoil in reactions like (5) and (6).

It is clear that in reactions there is a local high temperature region around the contact point. Choosing heavier target nuclei, for example ^{208}Pb , the projectiles kinetic energy will be essentially accumulated in a small volume for head-on collisions around 1 GeV, before being distributed to the ensemble of nucleons. Thus it is possible to create "dense" strongly interacting hadronic matter leading to "deconfinement" of quarks and to a local quark-gluon plasma. Within our knowledge of interactions of α -particle with nuclei it is clear that the kinetic energy of the system, starting with an incident energy of 1 GeV, will accumulate this energy in a rather small volume in the form of quanta of the field (gluons-mesons). There is enough energy for three real pions or a nucleon (antinucleon). Non-local - non Lorentz invariant interactions are a distinct possibility, with corresponding violations of symmetries and non conservation of quantum numbers.

3. Antinucleons (nucleons) condensed from a quark-gluon plasma

In the context of QCD the Lagrangian may be written as

$$\mathcal{L} = \int \bar{\psi}^f (i\gamma^\mu \beta_\mu - m_f) \psi^f - \frac{1}{2} \text{tr}(G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}), \quad (7)$$

where $\beta_\mu = \partial_\mu + igB_\mu$; $R_\mu = \frac{1}{2} \lambda^l b_\mu^l$ is a three by three matrix in color space, $\frac{\lambda^l}{2}$ are the generators of the SU(3) gauge groups and b_μ^l are the eight color gauge fields, $G_{\mu\nu} = \frac{1}{2} G_{\mu\nu}^l \lambda^l = \partial_\nu B_\mu - \partial_\mu B_\nu + ig[B_\nu, B_\mu]$ is the gluon field strength tensor. The λ -matrices are similar to the flavor SU(3) symmetry: $[\lambda^i, \lambda^j] = 2if^{ijk} \lambda^k$. The spinor ψ consists of the color triplet of quarks. Flavors f can be restricted to the u,d quarks, sufficient for the production of nonstrange mesons and baryons, with which we are concerned here. In general, however, the nucleons are complex and in addition to the constituent or valence quarks we have many quark-antiquark pairs (sea quarks). In such a context only the heavier flavor quark pairs $C\bar{C}$ could be neglected. The term containing the quark gluon interaction in the QCD Lagrangian is

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -g \int b_\mu^a \bar{\psi}^f \gamma^\mu \lambda^a \psi^f \quad (8)$$

which leads to the Feynman rule for a $q\bar{q}$ -gluon vertex. Fig. 2 shows a transition

of a quark of color α (R,B,G) into a quark of color index β and a gluon with Lorentz index μ and color a ($a=1,2,\dots,8$).

The vertex factor is

$$-\frac{ig}{2} \lambda_{\alpha\beta}^a \gamma_\mu \quad (9)$$

The repartition of processes based on this vertex for hadrons yields complex structures like that shown on figure 3 for nucleons, consisting of valence quarks, gluons and a "sea" of quark-antiquark pairs. Of course this picture has to be taken with a grain of salt.

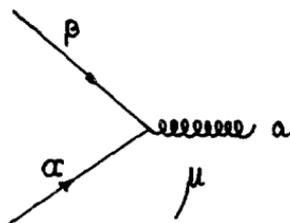


Fig. 2. Basic quark-antiquark-gluon vertex.

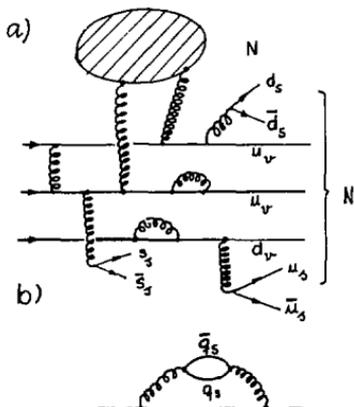


Fig. 3a). Interaction between hadrons (f.ex. protons). The blob is a similar structure as the nucleon below: quarks, gluons and quark-antiquark pairs, b), example of gluon "structure".

analogue of ionisation^{13/}. Here one should have

$$\sigma_c = 0, T \leq T_c \text{ and } \sigma_c > 0, T > T_c. \quad (11)$$

It is thus, in principle possible to attack the problem of QCD in a statistical formulation based on the Lagrangian density. Perturbative QCD: however, does not permit to express the behavior of the system from confinement to asymptotic freedom. Lattice QCD provides a technique^{14/} which together with renormalisation allows to carry thermodynamic observables over the full range of coupling strength. Computer simulation of the lattice formulation of statistical QCD has been aided by the advent of large and fast supercomputers, capable of handling systems with a large number of degrees of freedom. A first step consists of gauge field thermodynamics (without quarks: $m_f = 0$ in 7) of SU(n) keeping n general. The following step includes dynamical quarks. The QCD action S is

$$S = S_g + S_q \quad (12)$$

$$S_g = \frac{6}{g_\sigma^2} \frac{a_\tau}{a_\sigma} \sum (1 - \frac{1}{3} \text{Re Tr } UUU) + \frac{6}{g_\tau^2} \frac{a_\sigma}{a_\tau} \sum (1 - \frac{1}{3} \text{Re Tr } UUUU). \quad (13)$$

The U's are for n=3 SU(3) color group matrices.

The coupling parameters g_σ, g_τ correspond to space and time parameters, necessary as long as the lattice spacings a_σ and a_τ are independent. If $a_\sigma = a_\tau = a$ a single coupling is recovered

$$g_\sigma(a) = g_\tau(a) = g. \quad (14)$$

The observed particles are nucleons, pions and their resonant states. That is, the algebra of the unobserved quarks and gluons should produce as physical expectation values the observed particles.

During a collision the overlap of nucleons implies that there is an increased quark density and, in the sense of Bohr's "compound nucleus", quarks lose the information on which particles were their partners in the initial nucleons leading to some higher density "quark matter". It is possible to reason deconfinement along the lines of the Mott transition, defining a color conductivity σ_c

$$\sigma_c \sim e^{-m_h/2T}, \quad (10)$$

where m_h is the mass of the lowest $q\bar{q}$ state. Local hadron production is the

The SU(2) system at high temperatures agrees well with an ideal gas of gluonium states at $m_g \approx 1$ GeV. For the SU(3) system the behaviour is more discontinuous and the transition is at higher temperature. For $\sqrt{s} \approx 400$ both SU(2) and SU(3) systems have a critical temperature

$$T_c \approx 150-200 \text{ MeV} \quad (15)$$

Adding dynamic quarks there is a reduced contrast between confined and deconfined regimes. At low temperatures the system behaves like a gas of mesons ($\pi, \rho, \omega \dots$). There is local hadron production (process similar to ionisation in the atomic case). There are some interesting details related to the spontaneously broken chiral symmetry when $m_f=0$. In the confinement regime it is indeed broken, leading to valence quarks with an effective mass around 300 MeV for non-strange quarks. In the deconfined plasma, at high temperatures quarks become massless again and chiral symmetry is restored. Massless matter fields lead to a transition between broken to restored chiral symmetry. For finite quark masses (dynamic quarks) it is possible to obtain approximate coincidence of the transition for deconfinement and chiral symmetry restoration. The values for

$$T_c \approx 200-250 \text{ MeV} \quad (16)$$

are deemed to be reasonable. It is clear that statistical QCD provides a deconfinement transition for hadronic matter (at small baryonic density). A "meson gas" color screening unbinds quarks and antiquarks producing a plasma of colored particles. A high density of quarks can be also obtained by nucleon compression, in nuclear collisions. The ideal colliding nuclei and the direct evidence of the formation of a quark-gluon plasma are still debatable. It is difficult to accept the applicability of equilibrium thermodynamics for processes where a local high energy density is established. However the results quoted above show that on the basis of such arguments it is possible to establish, independently, the conditions for meson densities similar to those established qualitatively in 2. Hadron condensation includes of course also antinucleon systems. What is required is simply that the local energy density be high enough, such that the mean free path of quarks and gluons be small with respect to the volume of interaction. Finally, if quarks are themselves composite, new degrees of freedom may appear and the temperatures for transitions would be certainly modified.

4. Unified theories applied to the quark-gluon plasma for antinucleon production in nuclear reactions and nucleon decay.

It is rather simple to proceed in analogy with β -decay and define the constant (i.e.: implication scale)

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = g_s^2 / B\alpha^2 \quad (17)$$

in analogy to the Fermi constant. The effective four-fermion Lagrangian from lepto-quark terms in the interaction SU(5) Lagrangian is

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{4G_U}{\sqrt{2}} \epsilon_{\alpha\beta\gamma} [\bar{u}^{\gamma C} Y^\mu_{\mu L} (2\bar{e}_L^C Y_\mu d_L^\alpha + \bar{e}_R^C Y_\mu d_R^\alpha + \bar{u}_L^C Y_\mu d_L^\gamma + \bar{u}_R^C Y_\mu d_R^\alpha)] + \text{H.C.} \quad (18)$$

for a generation, ignoring mixing between generations (where α, β, γ are color indexes). In our case we are interested in transitions leading to final states of equations (5) and (6), ignoring of course baryon number conservation. Inverse processes to nucleon decay which particularly interesting are:

$$e^- \pi^0 + \bar{p} \quad e^- \rho^0 + \bar{p} \quad e^- \omega^0 + \bar{p} \quad (19)$$

$$e^+ \pi^+ + \bar{n} \quad e^+ \rho^+ + \bar{n} \quad \nu + X + \bar{n} \quad (20)$$

These processes can indeed take place in the quark gluon environment of a collision described by (5) and (6). The actual Q values of these reactions are rather negligible, but carried out a GeV energies, there is a local quark gluon plasma produced in a small contact volume. Nucleon individuality can be partially lost to deconfinement. The transitions (19) and (20) can condense antiprotons or antineutrons from the plasma leading to equations (5) and (6). At such energies the transition rate corresponding to free nucleons may be enhanced considerably. The antinucleon emission at 1 GeV should be enhanced in a manner similar to leptonic transitions in nuclei, where the β -transition rate is a very strong function of energy. On the basis of this energy dependence we can obtain huge enhancement factors leading to transition rates in the range of 10^{10} sec^{-1} and to measurable antinucleon yields in reactions like (5) and (6). Additional lepton emission will satisfy the conservation of B-L, difference of baryon and lepton number, as is generally required in unified theories^{/15,16/}. The basic transition may be written as

$$nn + T \rightarrow \text{quark-gluon plasma} \rightarrow \begin{cases} p\bar{p} + L + T \\ n\bar{n} + L + T \end{cases} \quad (21)$$

for example, in more detail

$$n+n+T \rightarrow \text{qg plasma} \rightarrow p\bar{p}e + L+T \quad (22)$$

5. Baryophores and nucleon-antinucleon transitions

There is another alternative for the emission of antinucleons, this one consistent with all conservation laws, including baryon number conservation, patterned along lepton emission from nuclei. It is conceivable that reactions (5) and (6) could proceed in the following way

$${}^1_5\text{B} + {}^4_2\text{He} + {}^1_0\nu_B + 2\nu_B \quad (23)$$

$${}^1_5\text{B} + {}^4_2\text{He} + {}^1_7\text{N} + {}^1_0\bar{n} + 2\nu_B, \quad (24)$$

where ν_B is a "baryophore" or "baryonic neutrino", of small mass carrying one unit of B, or ($2\nu_B$) would be a particle carrying two units of B, scalar or vector.

Under the assumption of the emission of two ν_B particles the transition rate for (22) would be given at fixed $T_{\bar{n}}$ energy in the final state by ($\hbar=c=1$, $m_{\nu_B} \approx 0$)

$$\mathcal{W} = \frac{1}{2\pi^3} \int p_{\nu_1}^2 p_{\nu_2}^2 |M|^2 dp_{\nu_1}, \quad (25)$$

where p designates momenta, $p_{\nu_1} + p_{\nu_2} = T - T_{\bar{n}}$, with T final state energy, $T_{\bar{n}}$ anti-neutron kinetic energy, $|M|^2$ is a transition matrix element: $M = \langle f|V|i \rangle$, with V:

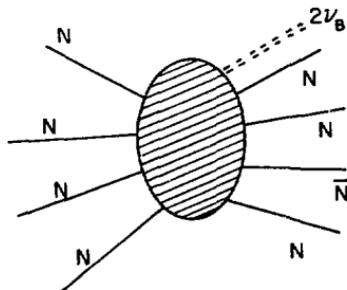


Fig. 4. Schematic of reactions (23) or (24).

neutrino rest masses are around 10 eV. Both transitions $p \rightarrow \bar{p}$ and $n \rightarrow \bar{n}$ for free particles would be forbidden by energy conservation if nucleons-antinucleons from degenerate mass doublets, or if the splitting is below $2m_{\nu_B}$, but could become possible for excited nucleons (antinucleons). There is no clear a priori reason to rule out such processes.

6. Concluding remarks

There is a clear baryon excess and asymmetry in the universe known to us today and it is appealing to speculate on the disappearance of the baryonic symmetry existing at $t=0$. If such is the case baryon number violating processes, or else some dark matter carrying it (baryophores) are necessary. There is also evidence of microscopic CP violation of Kaons and more recently of T in nuclear reactions^{17/}. General CPT invariance is not proven for non-local, non-Lorentz invariant interactions, and this may imply relevant symmetry violations in processes where accelerations and decelerations acquire extreme values. Clearly "new physics" may lie ahead. The study of the production of antinucleons in nuclear reactions seems to be a challenging and intriguing endeavour, which may provide some answers and introduce new questions. To my knowledge there has been no experiments to date designed to study this production substantially below energies required for the emission of nucleon-antinucleon pairs.

operator of the transition. Assuming incident ${}^4\text{He}$ energies of 1 GeV it is possible to estimate (23) and the corresponding cross sections provided that $|M|^2$ depends smoothly on p_{ν_1} and p_{ν_2} without singularities and that an average M can replace it as a factor of the reduced integral. The result depends on the strength of V . If it were related to a weak interaction ($G=9 \times 10^{-44} \text{MeV cm}^3$), for $T_{\bar{n}} = 0.5 \text{ GeV}$ and a medium target ($A=120$) $w \approx 2.4 \times 10^9 \text{ sec}^{-1}$ and the cross section would be $\sigma_T \approx 4 \times 10^{-37} \text{cm}^2$. Summing over anti neutron energies $\Sigma \approx 10^{-34} \text{cm}^2$ one may take these estimates as upper bound values. From mass scaling it is tempting to assign some 20 keV rest mass to baryophores if

ACKNOWLEDGEMENTS

This work has been carried out under partial support of FCAR Québec. It is a pleasure to thank Professor Baldin and his colleagues for organizing the International Seminar and allowing the dissemination of ideas. I am indebted to many colleagues, beyond the reference list, for relevant work and talks which have served to write this paper, in particular N. Isgur and L.S. Kisslinger.

References

1. C. Quigg, Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions, The Benjamin/Cummings Publishing Co., Inc., Reading, Massachusetts (1983) and Refs. therein. N. Nélipa, Physique des Particules Élémentaires, MIR MOSCOU (1981).
2. J.C. van der Velde, Annals of the New York Academy of Sciences, 1986, 461, p. 615.
3. H. Georgi and S.L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 1974, 32, p. 438.
4. R.N. Mohapatra and B.E. Marshak, Phys. Rev. Lett. 1980, 44, p. 1316.
5. J.C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. 1974, D10, p. 1318.
6. R.N. Mohapatra and Senjanovic, Phys. Rev. Lett. 1980, 44, p. 912.
7. S.P. Ratti, Annals of the New York Academy of Sciences, 1986, 461, p. 590.
8. J.S. Pati, A. Salam and J. Strathdee, Nucl. Phys. 1981, B185, p. 445.
9. D.A. Sparrow, 1984, Univ. of Pennsylvania preprint.
10. C.H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison Wesley, Reading, Mass. (1982).
11. I.H. Nash and S. Sen, Topology and Geometry for Physicists, Academic Press (1983).
12. Some experiments seem to imply much higher six quarks "clustering probabilities". See for example C.E. Carlson and T.J. Havens, Phys. Rev. Lett. 1983, 51, p. 261, however, these apply to nucleon quarks (no antiquarks).
13. H. Satz, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1985, 35, p. 245.
14. K. Wilson, Phys. Rev. 1974, D10, p. 2445.
15. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 1979, 43, 1566.
16. F. Wilczek and A. Zee, Phys. Rev. Lett., 1979, 43, 1571.
17. R.J. Slobodrian, Hadronic J., 1981, 4, p. 1258; *ibid.* 1982, 5, p. 679.

ALPHA-PARTICLE INTERACTIONS WITH NUCLEI at 12A GeV/c

Chandigarh - Jaipur - Jammu - Lund Collaboration/1/

I. Otterlund
 Division of Cosmic and Subatomic Physics
 University of Lund
 Sölvegatan 14
 S-223 62 LUND, Sweden

We have undertaken a study of α -nucleus collisions in stacks of Ilford G5 emulsions exposed to beams of 12A GeV/c α -particles at the CERN PS, /2/.

Experimental results

In Fig. 1 we have plotted pseudorapidity ($\eta = -\ln \tan(\theta/2)$) density distributions of shower particles, n , in different intervals of heavy track producing particles, N_h , and in Fig. 2 $\langle \eta \rangle$ for different N_h intervals as a function of $\langle n_h \rangle^{-1}$.

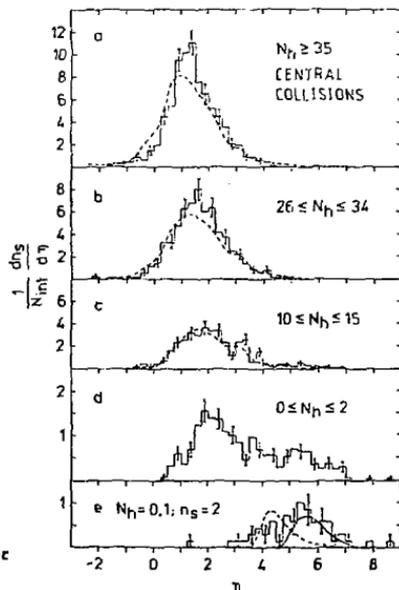


Fig. 1. Pseudorapidity distributions of shower particles in α -Em reactions at 12A GeV.

Fig. 2. $\langle \eta \rangle$ as a function of $\langle n_s \rangle^{-1}$.

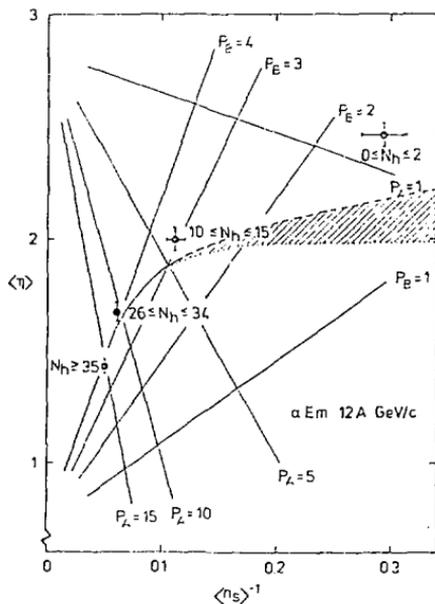
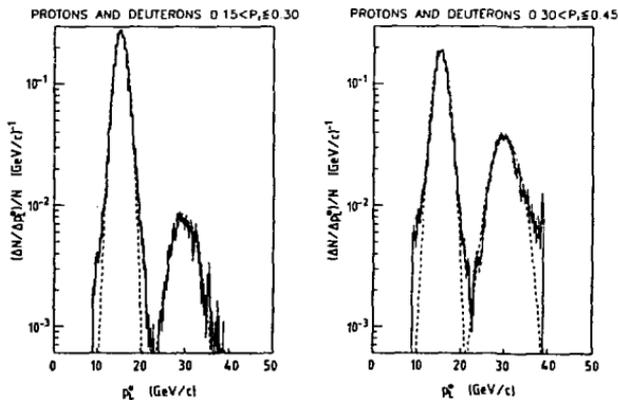


Fig. 3. The longitudinal momentum distributions of protons and deuterons in the α c m s for two different P_T slices. A simultaneous fit of the proton and deuteron spectra to two Gaussian distributions is also shown^{/3/}.



Spectator fragments

Prevailing models for fragmentation of α -particles have been tested in the CERN ISR /3/. The momentum per nucleon of the incident particles in the ISR reference system was 15.6 A GeV/c, i.e. about the same momentum per nucleon that will be available for heavy ions at the BNL AGS. Fig. 3 (taken from ref.3) therefore exhibits an illustration of the longitudinal momentum distributions expected for spectator protons and deuterons in a fixed target experiment at 15.6 A GeV/c.

In Fig. 1(e) the solid unit-normalized curve represents the η region where the proton spectators are expected to appear in α -nucleus reaction at 12 A GeV.

Quasie elastic scattering

For peripheral reactions the quasi-elastic scattering may play an important role. Formalisms where the momentum distributions arise from direct nucleon-nucleon interactions, have been developed /4-6/. The free proton-proton elastic cross-section in the interval $0.01 < |t| < 4.5(\text{GeV}/c)^2$ can be parametrized, by virtue of the optical theorem, as

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\text{free}} = \pi \left(\frac{\sigma_{\text{tot}}}{4\pi\hbar c}\right)^2 (1+a^2) e^{-bt}, \quad (1)$$

where σ_{tot} is the total cross-section, a is the ratio of the real to the imaginary part of the scattering amplitude and the slope parameter b is 8.0 and 10.3 $(\text{GeV}/c)^{-2}$ at $s=10$ and 100 GeV^2 respectively. Above $s=100 \text{ GeV}^2$ a rather weak energy dependence is observed. If we use this formula, the distributions of longitudinal, p_L , and transverse momentum, p_T , of the scattered proton in the rest frame of the α -nucleus will be /3/

$$\frac{d\sigma}{dp_L} \propto e^{-2bm p_L} p_L \epsilon[-\infty, 0] \quad (2)$$

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} \propto e^{-bp_T^2} p_T \epsilon[0, \infty]. \quad (3)$$

The average longitudinal momentum is given by $\langle p_L \rangle = -1/2bm$ whereas the average transverse momentum is given by $\langle p_T \rangle = \pi/4b$. The longitudinal spectrum is thus declining faster than the transverse one. If the description is valid, we would expect the longitudinal momentum spectra of the proton fragments to be only weakly perturbed and the widths to mainly reflect the Fermi motion. On the other hand the transverse spectra would be dominated by the quasi-elastic scattering process.

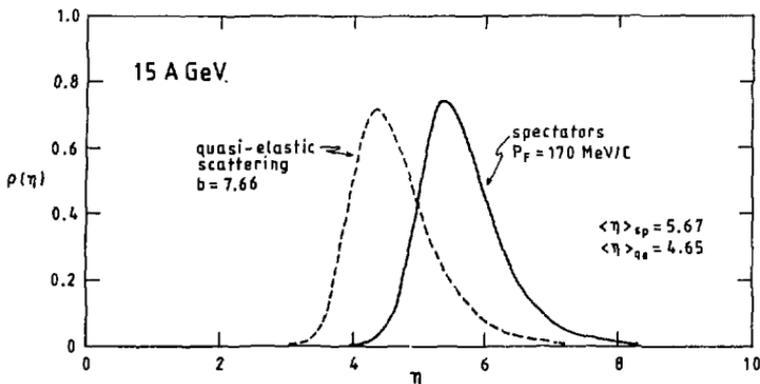


Fig. 4. η -distributions for spectator and quasi-elastically scattered protons.

Fig. 4. shows pseudo-rapidity distributions to be expected for spectator and quasi-elastically scattered protons in heavy ion interaction at 15 A GeV. The mean values of the distributions are $\langle \eta \rangle_{sp} = \ln p_{inc} + 3$ and $\langle \eta \rangle_{qe} = \ln p_{inc} + 2$ respectively.

As mentioned above the differential elastic pp scattering cross section can be parametrized as:

$$d\sigma/dt = e^{bt}, \quad (4)$$

where t is the squared four-momentum transfer. We have used $b = 7.66 \pm 0.11 (\text{GeV}/c)^{-2}$ which is measured at $\sqrt{s} = 4.93 \text{ GeV} / \sqrt{7} (\Sigma_{lab} = 12A \text{ GeV})$ in the t region $[-1., -1] (\text{GeV}/c)^2$. Under the assumption of small scattering angles, longitudinal and transverse momentum distributions for the scattered protons are derived from eq 4. These distributions are convoluted with the Gaussians describing the Fermi momentum in order to obtain the distribution for the quasi-elastically scattered protons. Nucleons scattered quasi-elastically at 12 GeV are expected to be found in the η space given by the dashed curve (unit-normalized) in Fig. 1 e. As can be seen in Fig. 1(e), the shower-particles from the $N_h = 0, 1$; $n = 2$ type of events appear in the η regions where the spectator protons and the quasi-elastically scattered protons are expected to fall. Most of the spectators have emission angles smaller than about 1.3° . A similar figure for the quasi-elastically scattered protons is 3.5° .

As N_h increases the yield of quasi-elastically scattered nucleons and spectators decreases and for events with $N_h > 35$, the spectator region

is empty. The density of charged particles increases with N_h and for the $N_h > 35$ type of events it reaches a value of ≈ 10 in the mid pseudo-rapidity region. Thus the observed features are in qualitative agreement with what is normally associated with central collisions. Essentially all the incident nucleons have interacted and some of them might have been stopped in the nuclear environment giving rise to high charged particle density.

Participants

In Fig. 5, the distribution of the number of participating nucleons from the target, P_A , are given for all impact parameter events ($1 \leq P_B \leq 4$) and for spectator veto events ($P_B = 4$). P_B denotes the number of projectile nucleons that take part in the interaction. The points result from a Monte-Carlo simulation of ${}^4\text{He} + {}^{108}\text{Ag}$ interactions. Generated target nuclei are bombarded by a beam of generated projectile nuclei. By counting the number of hit nucleons in each interaction and using a frozen straight line geometry the distribution of wounded nucleons are obtained. A nucleon is considered to be struck whenever a hadron passes within a distance of $\sqrt{a_{\text{hadron}}^2 + z^2}$.

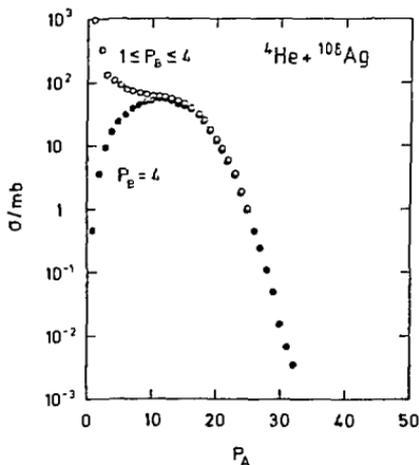


Fig. 5. P_A distributions resulting from Monte-Carlo simulation of ${}^4\text{He} + {}^{108}\text{Ag}$ interactions. Observe that only the production cross-section is given. The curve $P_B = 4$ represents events where all projectile nucleons have participated in the interaction (spectator veto events).

Comparison with a wounded nucleon model.

The dashed curves in Fig. 1(a), (b) and (c) are derived from a phenomenological model /2/. In this model the particle density is given by:

$$D(\eta, k) = P_B \rho_0(\eta) [1 + \beta(\eta)]^{k-1} = P_B P_{PA}(\eta, k) \quad (5)$$

where k is defined as $k = p_A/p_B$ and $\rho_0(\eta)$ is the rapidity density in nucleon-nucleon collisions at the corresponding energy. The function $\beta(\eta)$ is determined from nucleon-nucleus data. We have used proton-emulsion data in order to determine the distributions $P_{PA}(\eta, k)$ where the k -values are taken from Fig. 2. (See text below) As can be seen the model represents the data fairly well. However, with increasing N_h there is a statistically significant excess of particles in the mid pseudo-rapidity region and, for $N_h > 35$ type of events the particle density in the target region is lower than what is predicted by the model.

Fig. 2 shows $\langle \eta \rangle$ for different N_h intervals as a function of $\langle n_s \rangle^{-1}$. $\langle \eta \rangle$ and $\langle n_s \rangle$ are calculated with a cut at $\eta = 4.5$ in order to exclude spectator protons. In ref. /8/ it has been shown that for $p+Em$ interactions $\langle \eta \rangle$ increases linearly with increasing $\langle n_s \rangle^{-1}$. The solid lines represent the expected number of participants from the projectile, P_B , and from the target, P_A , respectively derived from a simple wounded nucleon model /2/. The dashed curve results when P_A is held fixed and one calculates the average P_B . The dotted curve is obtained by the reversed procedure. The lines are derived from a parametrization of proton-emulsion data and the curves are the result of Monte-Carlo simulations. The error bars shown are from statistics only.

Conclusions

Besides the $\alpha\alpha$ and dd experiments at the CERN ISR, this is the first study of nucleus-nucleus collisions at energies above 5A GeV performed in an accelerator based experiment. The energy domain discussed in this paper is of special interest because of the possibilities to reach maximum baryon densities and it will soon be available for studies of heavy ion interactions induced by ions up to Sulphur at the BNL AGS. We have observed a strong correlation between the number of participants and the multiplicity of target associated fragments (N_h). The pseudo-rapidity density distributions and the correlation between $\langle \eta \rangle$ and $\langle n_s \rangle$ can be reasonably well understood from a wounded nucleon model, c.f. Fig. 2. However, when compared to the model, an excess of particles appears in the mid pseudo-rapidity region for the central $\alpha+(Ag, Pr)$ interactions.

References

1. The collaborations members are G Claesson, S Garpman, I Lund, I Otterlund, E Stenlund, K Söderström, K B Bhalla, A Bharti, V Kumar, S Lokanathan, V S Shukla, V K Gupta, S Kitroo, L K Mangotra, N K Rao, S Sankhyadhar, S Satti, S B Beri, V S Bhatia, M Kaur, I S Mitra, S S Sahota
2. G Claesson et al. Lund Univ. Report LUIP 8514.
(Chandigarh-Jaipur-Jammu-Lund Collaboration.)
3. W Bell et al. Nucl. Phys. B254(1985)475.
4. C-Y Wong and R Blankenbecler, Phys. Rev. C22 (1980)2433;
SLAC-PUB-2488 (1980).
5. E A Schmidt and R Blankenbecler, Phys. Rev. D15(1977)3321;;
Ibid E16(1977)1318.
6. L Hatch and S Koonin, Phys. Lett. 81B(1978);
S E Koonin, Phys. Rev. Lett. 39(1977)680.
7. J V Allaby et al. Phys. Lett. 34B(1971)431,
Nucl. Phys. B52(1973)316.
8. A Dar, I Otterlund and E Stenlund, Physical Review D20(1979)2349.

SPECIFIC ENTROPY AND THE LIGHT PARTICLE YIELD IN
RELATIVISTIC HEAVY ION COLLISION

H. Schulz

Central Institute for Nuclear Research, Rossendorf, GDR

G. Röpke

Wilhelm Pieck university, Rostock, GDR

1. The study of the entropy production in relativistic heavy ion collisions permits us to investigate the behaviour of matter far from the ground state. This is because the entropy is assumed to grow rapidly when the nucleons make their first collisions and to remain almost constant in the expansion phase when the interaction between the constituents of the nuclear fireball ceases. Cascade /1,2/ and hydrodynamical model /3,4/ calculations are capable of describing the complicated collision dynamics and therefore, can provide us with a window at an early stage of the reaction where matter was still hot and dense.

According to the suggestions of Siemens and Kapusta /5/ the entropy per baryon produced during the collision process can be extracted in an indirect way via the yield of the composite particles. The "experimental" entropy was originally inferred from inclusive measurements which gave significantly larger entropy values than those following from cascade calculations for central collisions or from estimates based on ordinary equations of state for hot nuclear matter. This discrepancy between theory and experiment made up the co-called entropy puzzle (see ref. /6/ for a recent review). The experimental situation has substantially been improved by measuring the charge multiplicity dependence of the light composite particle yield. In fact, Gutbrod et al. /7/ and Doss et al. /8/ have shown (cf. fig. 1) that the yield of $d, \tau, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$ increases steadily with baryon charge multiplicity and levels off at high multiplicity values. In view of these new data it becomes evident that the thermal model assuming chemical equilibrium /9,10/ and the original coalescence model /11/ which both predict a cluster yield independent of the size of the emitting source may only be applied for large multiplicity events (small impact parameters) when the bulk dynamics limit may asymptotically be reached.

Utilizing the coalescence model of Sato and Yasaka /12/ the trend of the experimental data for the cluster production as a function of the baryon charge multiplicity N_p could be fitted by Doss et al. /8/ introducing a source radius proportional to $N_p^{1/3}$ and a constant temperature inferred from the proton spectrum. These assumptions imply that the break-up density and the associated specific entropy values remain constant as a function of the participant number or the impact parameter. However, such assumptions are unsatisfactory from a physical point of view because the consideration of a fictitious source obscures the complicated dynamical aspects of the freeze-out process. They also contrast with the predictions of cascade calculations /2,13,14/ which show that the specific entropy increases with the impact parameter and that the maximum density reached in the participant region is the lower the more peripheral the collision process is.

2. The entropy value is calculated by means of the independent particle approximation, i.e. one introduces a probability that a certain single-particle state or a certain phase space volume is occupied. In the Fermi gas approximation one has

$$S = - \int d\gamma [f \ln f + (1-f) \ln (1-f)], \quad (1)$$

where $d\gamma$ is the phase space volume element containing the usual spin-isospin degeneracy factors and the distribution function f is normalized to the particle number A of the system. In the classical limit $\langle f \rangle \ll 1$, one finds the expression

$$S/A = 5/2 - \ln [\langle f \rangle 2^{3/2}], \quad (2)$$

which can be compared to the Siemens-Kapusta formula /5/

$$S/A = 5/2 - \ln ["R_{dp}" / 3 \sqrt{2}], \quad (3)$$

where " R_{dp} " is the ratio of the deuteron-like fragments to the proton-like particles. The cascade model permits us to calculate the phase f space occupancy and the " R_{dp} " ratio separately.

The method for the evaluation of the entropy via the phase space distribution function f has been described in a previous paper /2/. There it was assumed that a local thermodynamical equilibrium is es-

established in each subvolume ΔV_i of the whole interacting zone of the two ions. In this case the distribution function for a single cell is

$$f_i(r, p, t) = \bar{f}_i \exp\left[-\left(p - m \bar{v}_i(t)\right)^2 / 2mT_i(t)\right] \quad (4)$$

with

$$\bar{f}_i = \frac{\bar{N}_i \Lambda_i^3}{4 \Delta V_i} = \frac{\bar{\rho}_i \Lambda_i^3}{4}, \quad (5)$$

where \bar{N}_i is the mean particle number in ΔV_i , the factor 4 is due to the spin-isospin degeneracy, $\bar{\rho}_i$ denotes the mean particle density in the considered subvolume, $\bar{v}_i(t)$ is the mean velocity of a cell and $\Lambda_i = (2\pi \hbar^2 / m T_i(t))^{1/2}$ stands for the thermal wave length of a nucleon. The temperature $T_i(t)$ is determined via energy conservation, whereby the cooling effect due to the pion and other particle production is taken into account. In the calculation we have used everywhere relativistic formulae and employed the relativistic Boltzmann distribution function.

The ratio " R_{dp} " of quasideuterons d_{eibe} to the proton-like particles is given by /15/

$$R_{dp} = \frac{3}{4} \int \frac{d^3 R d^3 P}{(2\pi \hbar)^6} f_{np}^{(2)}(r, p, R, P, t) g_d(r, p) \quad (6)$$

where $f_{np}^{(2)}$ is the two-particle distribution function of neutron-proton pairs and g_d stands for the Wigner transform of the deuteron density. The factor 3/4 is due to spin-isospin degeneracy and the integration has to be performed over relative and center-of-mass coordinates. Approximating the deuteron wave function by a Gaussian one, $\psi_d = \frac{1}{(\pi r_d^2)^{3/2}} \exp(-r^2 / 2r_d^2)$, then $g_d(r, p)$ is given by

$$g_d(r, p) = \frac{1}{\pi^3} \exp\left(-r^2 / r_p^2 - p^2 r_d^2\right). \quad (7)$$

We make the replacement

$$f_{np}^{(2)} \approx f_n^{(h)}(r_1, p_1) f_p^{(h)}(r_2, p_2). \quad (8)$$

Assuming an emitting source of radius R_p and a Gaussian spatial nucleon distribution the integration (6) can be performed and the final result is

$${}^{\prime\prime}R_{dp}{}^{\prime\prime} = \frac{12 \langle f^{(n)} \rangle}{\left(1 + \frac{r_d^2}{2R_p^2}\right)^{3/2} \left(1 + \frac{\hbar^2}{mT r_d^2}\right)^{3/2}} \quad (9)$$

Here the average phase space occupancy $\langle f^{(n)} \rangle$ is given by

$$\langle f^{(n)} \rangle = \frac{A_{cas} \Lambda^3}{4 (4 R_p^2 \pi)^{3/2}} = \frac{\langle S \rangle \Lambda^3}{4 \cdot 2^{3/2}} \quad (10)$$

where A_{cas} stands for the number of struck particles calculated in the cascade model and $\langle S \rangle$ is their average density. Inserting (10) into (9) the expression for ${}^{\prime\prime}R_{dp}{}^{\prime\prime}$ goes over into that derived by Sato and Yazaki /12/ and employed in refs. /7,8/ to infer the mean sizes of the source and the deuteron-like pairs from experimental data

$${}^{\prime\prime}R_{dp}{}^{\prime\prime} = \frac{6 N_p}{\left(1 + \frac{2R_p^2}{r_d^2}\right)^{3/2} \left(1 + \frac{r_d^2 m T}{\hbar^2}\right)^{3/2}} \quad (11)$$

For the sake of simplicity we have considered symmetric nuclear matter and $A_{cas}/2$ replaced by the number of charges N_p triggered in the experiments of refs. /7,8/.

Doss et al. /8/ used expression (11) in order to infer directly from the comparison with the data the size of the fictitious source emitting the particles by assuming $R_p = r_0 \left(\frac{A}{2} N_p\right)^{1/3}$ and the parameter characterizing the extension of the deuteron-like pairs. Keeping in mind the freeze-out concept in a cascade model the value $R_p(N_p)$ is a calculable but time-dependent quantity which determines the break-up density. Furthermore, the "source" radius R_p and the temperature T are also not independent quantities. Thus, applying the cascade model one can play around with the cluster size parameter r_d and consider different break-up situations in order to fit the experimental cluster abundances.

In the case $R_p \gg r_d$, at which the bulk limit dynamics should work, one obtains

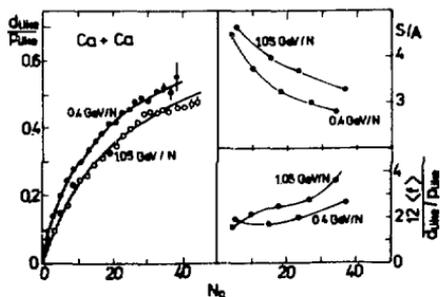
$${}^{\prime\prime}R_{dp}{}^{\prime\prime} = \begin{cases} \frac{12 \langle f^{(n)} \rangle}{\left(1 + \frac{\hbar^2}{mT r_d^2}\right)^{3/2}} & , R_p \gg r_d \quad (12a) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{3\sqrt{2}}{4} \left(\frac{\langle r_d^2 \rangle}{r_0^2}\right)^{3/2} \left(1 + \langle r_d^2 \rangle \frac{2}{3} \frac{mT}{\hbar^2}\right)^{-3/2} & , R_p = r_0 A^{1/3} \\ & A \gg 1 \quad (12b) \end{cases}$$

Using the first expression (12a), one calculates within the cascade model the mean phase space occupancy $\langle f^{(n)} \rangle$ which does not change after the free motion sets in and the associated entropy is $S/A = \frac{5}{2} - \ln[\langle f^{(n)} \rangle^2]^{1/2}$. The quasi-deuteron effective radius r_d has then to be adjusted to fit the experimental R_{dP} values. The second expression (12b) has been used by Doss et al. /8/ to predict "asymptotic" R_{dP} values.

In interpreting the radii of the composites, one has to consider that they are embedded in a nuclear medium which affects their effective binding energies in such a way that they become less bound as denser and/or cooler the medium is. Only for a low density medium, one can expect that the effective radii are equal to those of the free composites. In other cases they are larger /16/.

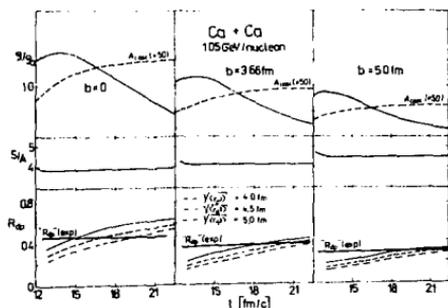
3. Since the ratio d_{elike}/P_{elike} increases with charge multiplicity N_p , the data suggest (see fig. 1) that the phase space occupancy $\langle f^{(n)} \rangle$ is significantly larger for central collisions than for peripheral ones. This behaviour has as a consequence that the specific entropy should increase with impact parameter because the entropy is the larger the further the nucleons are from each other in phase space, i.e. the smaller the probability of forming composites is. The cascade model calculations reproduce this tendency quite well. From fig. 1 it is clearly seen that the calculated entropy decreases steadily as the charge multiplicity N_p increases. At small impact parameters (large multiplicity values) the entropy curve shows a saturation-like tendency. This behaviour is in accord with the results of refs. /13,14/.



In the right-hand part of fig. 1 we compare these entropy values with those following from applying formula (3) and show the ratio $2.5 \langle f^{(n)} \rangle / (d_{elike}/P_{elike})$ which can be interpreted as measure of how close the cascade results are to the so-called bulk equilibrium limit. The results point out that this limit is far to be reached. In other words, the specific entropy values extracted

by means of formula (3) are for central collisions between 4 and 5 units whereas the cascade model gives a value which is more than one unit lower. Similar results have been found in ref. /14/.

The situation is not substantially changed when considering a somewhat heavier system. In fact, for the reaction $Nb+Nb$ at 0.4 GeV/nucleon /8/, the entropy value following from the cascade calculations for central collisions is $S/A = 3.0$, whereas formula (3) gives $S/A = 4.3$. This fact and the results for the $Ca + Ca$ system indicate that the account of the finite size effects of the emitting source seems to play a decisive role in explaining the connection between entropy and fragment production which is made more transparent in fig. 2. There we show for three different impact parameters for the reaction $Ca + Ca$ at 1050 MeV/nucleon the density, the specific entropy and the " $R_{d\rho}$ " values.



The time dependence of these quantities has been rescaled in such a way that $t = 0$ corresponds to the situation where the two nuclei having initially a Woods-Saxon density profile touch and the value of the overlapping density at this point amounts to $\rho_0 / 10$ ($\rho_0 = 0.15 \text{ fm}^{-3}$).

The curves for the entropy evolution illustrate that the system formed by the participants gains entropy mostly during a short time interval at the compression stage (see also refs. /1,2,13,14/) and that the entropy remains fairly constant when the expansion phase sets in.

In the lower part of fig. 2 the theoretical " $R_{d\rho}$ " values are compared with experimental ones. It is seen that " $R_{d\rho}$ " is a slightly increasing function of time, although the entire system expands adiabatically. This behaviour is an artifact which is mainly due to a too simple picture behind the sudden freeze-out concept. This can be seen in the upper part of fig. 2 where the number of struck particles considered in calculating the density ρ is shown. For the central collision the density ρ reaches its maximum value when only 60 % of the nucleons has suffered a collision. Thus, such a behaviour of the entire collision process would require a dynamical treatment of the freeze-out mechanism itself (cf. ref. /17/) which is not considered in the present work.

Interesting enough, the results obtained for " $R_{d\rho}$ " according to (9) suggest that with a reasonable choice of the radii of the clusters and by fixing the break-up moment by choosing a break-up density of say $\rho_0 / 3$ the experimental data can be reproduced. As concerns the rms-radii of the fragments there is the tendency that smaller $\langle r_j^2 \rangle$ values are required to fit the data the higher the specific entropy is. This

agrees with the predictions of ref. /16/ in which the changes of the rms-radii of clusters embedded in a hot nuclear medium have been calculated.

The results shown in figs. 1 and 2 demonstrate that the cascade model predicts entropy values which are smaller than those following from the bulk equilibrium limit and that at the same time the model is able to reproduce the cluster abundances reasonably well, although the consideration of the freeze-out process itself is lacking desirable qualities. Our analysis of central collisions of $Nb + Nb$ at 400 MeV/nucleon gives also strong support to the fact that the bulk equilibrium limit for the specific entropy is not yet reached and that the colliding systems have to be larger to diminish the influence of the finite size effects in the fragment formation. Furthermore, to retain the validity of a simple relationship like (3) between theory and experiment (i.e. between the specific entropy and the cluster abundances) a low occupancy $\langle f^{(n)} \rangle$ of the available phase space is necessary. It could be achieved by passing to higher beam energies, because the available phase space is determined by that portion of the beam energy which is converted into thermal motion. From the experimental data of ref. /8/ such a tendency can be seen when comparing, e.g., the cluster yield of $C_{\alpha} + C_{\alpha}$ at 0.4 and 1.05 GeV/nucleon. But it is still an open question which degree of global thermalization at higher beam energies say (2 - 3) GeV/nucleon is established.

As concerns a more peripheral collision processes, the influence of the decay of the spectator matter and its contribution to the entropy and the fragment yield should also be investigated. The cascade approach permits us to distinguish between the spectators and participants and allows us to calculate their disintegration process separately. It could well be that the cluster yield as measured by the 4π detector could turn out to be somewhat lower for low multiplicity events when experimentally a clear distinction between spectator and participant matter would be possible.

In summary we would like to say that in spite of the fact that there exist still open problems mentioned above, the theoretical investigation of the charge multiplicity and impact parameter dependence of the light particle yield has substantially reduced the original puzzling of the entropy problem.

References

- /1/ G. Bertsch and J. Cugnon, Phys. Rev. C24, 2514 (1981)
- /2/ K.K. Gudima, V.D. Toneev, G. Röpke and H. Schulz, Phys. Rev. C32, 1605 (1985)

- /3/ H. Stöcker, J. Hofmann, J.A. Maruhn and W. Greiner, Prog. Part. Nucl. Phys. 4, 133 (1981)
- /4/ J. Kapusta and H. Strottman, Phys. Rev. C23, 1202 (1981)
- /5/ P. Siemens and J. Kapusta, Phys. Rev. Lett. 43, 1486 (1979)
- /6/ L. Csernai and J. Kapusta, Phys. Rev. 131, 223 (1986)
- /7/ H.H. Gutbrod, H. Löhner, A.M. Poskanzer, T. Renner, H. Riedesel, H.G. Ritter, A. Warwick, F. Weik and H. Wieman, Phys. Lett. 127B, 317 (1983)
- /8/ K.G.R. Doss, H.A. Gustafsson, H.H. Gutbrod, B. Kolb, H. Löhner, B. Ludewigt, A.M. Poskanzer, T. Penner, H. Riedesel, H.G. Ritter, A. Warwick and H. Wieman, Phys. Rev. C32, 116 (1985)
- /9/ A.Z. Mekjian, Phys. Rev. C17, 1051 (1978)
- /10/ J. Kapusta, Phys. Rev. C21, 1301 (1980)
- /11/ H.H. Gutbrod, A. Sandeval, P.J. Johansen, A.M. Poskanzer, J. Gosset, W.G. Meyer, G.B. Westfall and R. Stock, Phys. Rev. Lett. 37, 667 (1976)
- /12/ H. Sato and K. Yazaki, Phys. Lett. 98B, 153 (1981)
- /13/ J. Cugnon and D. L'Hôte, Proc. 7th High Energy Heavy Ion Study GSI-Report 85-10 (1985)
- /14/ J. Cugnon, Lectures at Cargèse Summer School, September 1984
- /15/ E.A. Remler, Phys. C25, 2974 (1982)
- /16/ H. Schulz, G. Röpke, K.K. Gudima and V.D. Tonnev, Phys. Lett. 124B (1983) 458
H. Schulz, G. Röpke, K.K. Gudima and V.D. Tonnev, Phys. Rev. C32, (1986)
- /17/ H.W. Barz, H. Schulz, H. Iwe, L. Münchow, G. Röpke, M. Schmidt, T. Biro and J. Zimanyi, Z. Phys. A308, 187 (1982)

COMPOSITE PARTICLES AND ENTROPY PRODUCTION IN
RELATIVISTIC NUCLEAR COLLISIONS

H.-Å. Gustafsson^{a)}, K.G.R. Doss, H.H. Gutbrod, K.H. Kampert,
B. Kolb, H. Löhner, B. Ludewigt, A.M. Poskanzer,
H.G. Ritter, H.R. Schmidt and K. Wieman

Gesellschaft für Schwerionenforschung, D-6100 Darmstadt, BRD

Nuclear Science Division, Lawrence Berkeley Laboratory,
University of California, Berkeley, CA 94720 USA

I. Introduction

One of the ultimate goals in studying relativistic nuclear collisions is to study the behaviour of nuclear matter at densities different from the ground state density. It has been suggested that composite particle production [1-5] as well as two-particle correlations [1,6] are relevant observables to determine the size of the participant volume at freezeout. However, the two particle correlation method determines the thermal freezeout density, the density at which collisions between fragments cease, while the composite particle production method determines the chemical freezeout density, the density at which composite particles cease to form and break up. Furthermore, there are calculations [7-9] showing that the observed ratio of deuterons to protons can be related to the produced entropy in the system. If the entropy stays constant during the expansion phase [10,11], the composite particles contain information not only about the freezeout but also about the initial stage of the collision, where the nuclear matter is compressed and hot.

The importance of contributions from heavier clusters ($A > 4$) for the entropy production has been discussed [8,9]. Since the cross-section for producing heavy cluster goes down with increasing bombarding energy [9] this effect is most important at low bombarding energies while at higher energies the contribution is thought to be negligible. In addition there are also different suggestions [8,10] as to how the production of composite particles other than deuterons should be counted. Up to now all information about composite particle production except for refs. 4 and 5 is based on single particle inclusive data which averages over all impact parameters. Most of the models, however, are for infinite nuclear matter which means that it is of great importance to know how the

a) present address: Division of Cosmic and Subatomic Physics,
University of Lund, S-223 62 Lund, SWEDEN

observables vary with the size of the reaction zone to make a reasonable extrapolation for comparison with calculated quantities. In ref. 4 the deuteron to proton ratio was reported for the first time to depend strongly on charge particle multiplicity, i.e. on the size of the participant volume. This presentation is a continuation of the results reported in ref. 5 where the deduced freezeout densities and entropies were compared to model predictions.

II. Experiment

The experiments, studying 400 and 650 MeV/nucleon Ca+Ca, Nb+Nb and Au+Au and 1050 MeV/nucleon Ca+Ca were carried out at the Berkeley Bevalac. The data were taken with the Plastic Ball/Wall spectrometer [12] which consists of 815 DE-E telescopes each capable of identifying hydrogen and helium isotopes as well as positive pions. The Plastic Ball covers an angular range of 9-160 degrees in the laboratory system. The DE information is obtained from a 4 mm thick CaF_2 crystal while the E information comes from a 36 cm thick plastic scintillator. Both the DE and E signals are read out by a common photomultiplier and separated electronically by applying different gates to two ADC's. Positive pions are detected by recording the positrons coming from the $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ decay. The forward angular range from 0-9 degrees is covered by the Plastic Wall which measures time-of-flight, DE and the angles of the particles. This part of the detector system only identifies the nuclear charge of the particles and does not identify the different isotopes. The Wall is in part also used to define the event trigger. The data presented here were taken using both a minimum bias trigger and a central collision trigger. The minimum bias trigger means that events in which a beam particle appears at 0 degree are rejected, while the central trigger means that events in which any particle with beam velocity appearing within ± 2 degrees in the forward cone are rejected. The experimental set-up is schematically shown in figure 1.

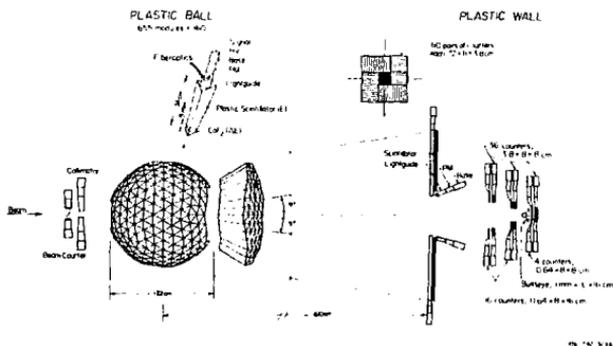


Fig. 1. Schematic view of the Plastic Ball/Wall spectrometer.

III. Composite particle production

To extract information about the size and density of the participant volume, it is very important to exclude the target and projectile spectators in the analysis as well as covering the same area in phase space when comparing the production rates for different species. The d/p ratio determines the volume of the system at freezeout and to determine the density one needs to know the number of baryons in this volume. The participant baryon charge multiplicity is defined as N_p . This quantity also takes the participant protons bound in clusters (d , t , ^3He , ^4He) into account. The contribution to N_p from these clusters can easily reach 40 percent. The participant multiplicity N_p is determined in the same way as described in ref. 5. The participant baryon charge multiplicity, N_p , will in the preceding discussions be abbreviated to proton multiplicity.

The Plastic Ball spectrometer has full particle identification only in a limited part of the full phase space. To extrapolate from differentially measured to total integrated yields one therefore needs a model. Here the coalescence formalism described in ref. 3 will be used to fit the deuteron to proton ratios. This model was also used [5] to illustrate how the overlap area in phase space for the different species is determined.

The data in fig. 2,3 and 4 are presented as ratios, determined in the overlap region, of the composite particles (d , t , ^3He , ^4He) to protons as a function of N_p for the three systems $\text{Ca}+\text{Ca}$, $\text{Nb}+\text{Nb}$ and $\text{Au}+\text{Au}$ at different projectile energies. The relation between the baryon charge multiplicity and the observed protons, N_p/p , is also shown in the figures. These ratios are about 10/1 and the reason for this is that N_p is determined using all particle while p is determined using only those in the overlap region mentioned above. All curves show approximately the same behaviour of increasing cluster production with increasing proton multiplicity and that the curves are levelling off at high N_p faster for the higher bombarding energies.

The $d_{\text{like}}/p_{\text{like}}$ ratios, determined in the overlap region, are shown in figure 5 as a function of N_p for $\text{Ca}+\text{Ca}$ and $\text{Nb}+\text{Nb}$ at different bombarding energies. The definition of d_{like} was taken from ref. 10 and is given by

$$d_{\text{like}} = d + 3/2(t + ^3\text{He}) + 3 ^4\text{He} \quad (1)$$

and the quantity p_{like} is defined as

$$p_{\text{like}} = p + d + t + 2(^3\text{He} + ^4\text{He}). \quad (2)$$

The functional forms of the observed $d_{\text{like}}/p_{\text{like}}$ ratio are understood in terms of the coalescence model [1,4,5,13]. Here an improved version of the model [1] is used. This is a complete 6 dimensional phase space calculation [3] where the radii of the deuteron and the participant zone are related to coordinate space, and where the temperature of the interacting region is related to the momentum space. The temperature, T , and the radius, r_p , of the participant zone as well as the deuteron radius, r_d , are related to d_{like} and p_{like} through

$$\begin{aligned} d_{\text{like}}/p_{\text{like}} &= 6((A - Z)/2)(1 + 2(r_p/r_d)^2)^{-3/2} N_p \\ &\times (1 + 2mTr_d^2)^{-3/2} \end{aligned} \quad (3)$$

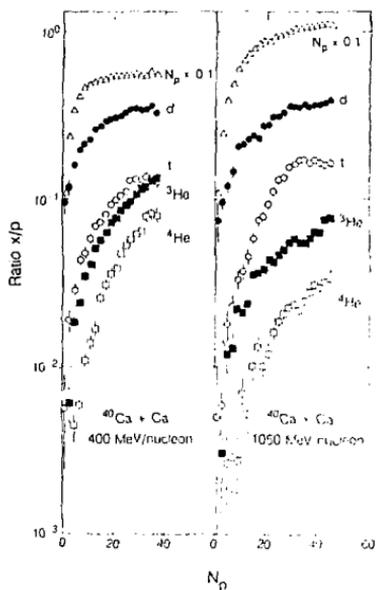


Fig. 2. Ratios of the produced composite particles x ($x = d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$) to protons as a function of the proton multiplicity (N_p) for the system $\text{Ca} + \text{Ca}$ at 400 and 1050 MeV/nucleon. The N_p to p ratio is also shown.^P

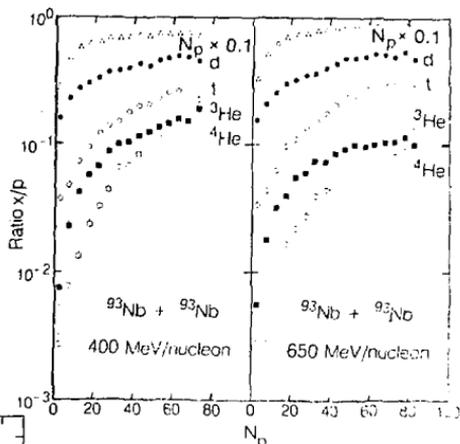


Fig. 3. Ratios of the produced composite particles x ($x = d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$) to protons as a function of the proton multiplicity (N_p) for the system $\text{Nb} + \text{Nb}$ at 400 and 650 MeV/nucleon. The N_p to p ratio is also shown.^P

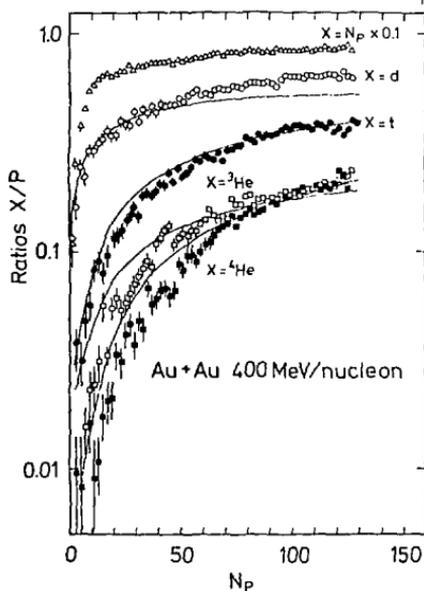


Fig. 4. Ratios of the produced composite particles x ($x = d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$) to protons as a function of the proton multiplicity (N_p) for the system $\text{Nb} + \text{Nb}$ at 400^P and 650 MeV/nucleon. The N_p to p ratios is also shown. The curves are from the calculation described in ref. 9.

where the factor $(A - Z)/Z$ makes up for the difference between neutron and proton number and m is the nucleon mass. The radius r_p , assuming a spherical source is parameterized as $r_p = r_0 (AN/Z)^{1/3}$, where A/Z is the factor converting the participant baryon charge multiplicity to participant baryon multiplicity. The reduced radius, r_r , is then related to the density by $\rho = 1/(4\pi r_r^3)$. The parameterization for r_p used here is the same as in ref. 5 which differs from the one used in ref. 4. The temperature in Eq. (3) is the apparent one obtained from particle spectra. This is a first order approximation to the original full 6 dimensional phase space calculation [3] where both the parallel and the longitudinal temperatures enter. In the fits to the experimentally observed ratios, r_0 and r_d were free parameters. The temperature, T , was taken to be the mean temperature obtained from Boltzmann fits [14] to the proton spectra at 90 degrees in the center of mass system. The fits are presented as solid curves in fig. 5. The temperatures used as well as the extracted parameters are given in Table 1. The r_0 values are the rms values for a Gaussian density distribution. To convert these values to equivalent sharp sphere radii the listed values have to be multiplied by $(5/3)^{1/2}$. The resulting freezeout densities are shown in fig. 6.

Table 1. Temperatures used in the fits and the rms radii extracted using Eq.(3).

System	Energy (MeV/nucleon)	T (MeV)	r_0 (fm)	r_d (fm)
Ca + Ca	400	50	1.13 ± 0.05	4.5 ± 0.4
Ca + Ca	1050	85	0.87 ± 0.06	4.1 ± 0.4
Nb + Nb	400	50	1.15 ± 0.05	5.1 ± 0.5
Nb + Nb	650	70	0.97 ± 0.06	4.6 ± 0.5
Au + Au	400	65	1.02 ± 0.03	4.9 ± 0.4
Au + Au	650	75	0.94 ± 0.03	5.2 ± 0.5

These densities between 0.5 and 1.0 times normal nuclear matter density differ from the results obtained from two-particle correlations [15] which give a thermal freezeout density of about 0.25 times normal density. Some possible explanations for this observed difference were discussed in ref. 5.

From fig. 5 it is seen that, when comparing two system at the same energy and number of participants, the production of composite particles is approximately the same. On the other hand when comparing the low energy data with data at the higher energies it is seen that the production of heavier particles decreases with increasing projectile energy. This is thought to be due to higher temperature thus suppressing the production of composite particles. The increasing ratios with increasing proton multiplicity was for a while interpreted as being an effect of finite particle number limiting the formation of clusters at low

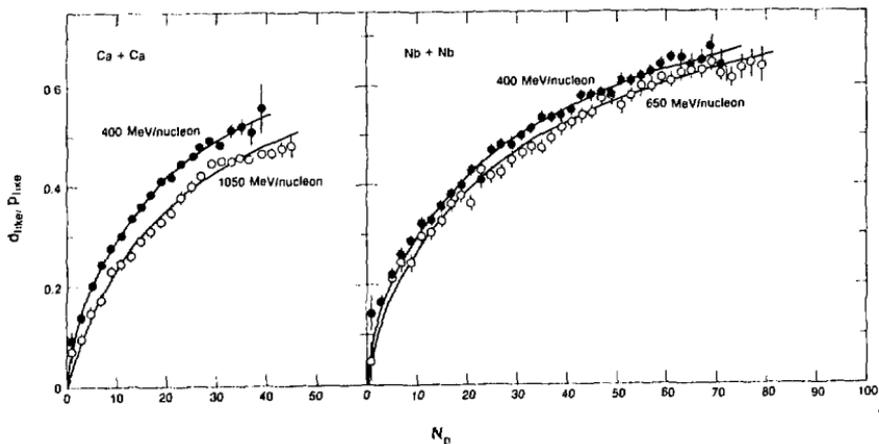


Fig. 5. d_{like}/p_{like} as a function of multiplicity (N_p) for the two systems Ca+Ca at 400 and 1050 MeV/nucleon and Nb+Nb at 400 and 650 MeV/nucleon. The curves shown are from fits to the coalescence model.

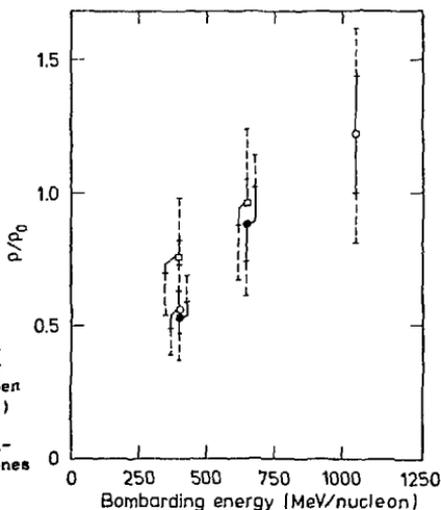


Fig. 6. Chemical freezeout densities as a function of bombarding energy for the three systems Ca+Ca (open circles), Nb+Nb (filled circles) and Au+Au (open squares). The smaller error bars are from statistics only while the bigger ones also include the contributions from systematic errors.

multiplicity. This was, however, ruled out in ref. 5 based on a calculation using a statistical model [16], and the behaviour of the curves in fig. 5 is instead believed to be an effect of the finite size of the deuteron which, at low proton multiplicities has less overlap with the small participant volume [4,5].

IV. Entropy production for infinite nuclear matter

The production of composite particles are through different models related to the produced entropy in the system. Here we use the same methods to extract the entropies from the measured $d_{\text{like}}/p_{\text{like}}$ ratios as was described and discussed in ref. 5.

The models used are calculations for infinite nuclear matter and use the asymptotic values for large N of the ratio, $(d_{\text{like}}/p_{\text{like}})_{\text{asyp}}$, to determine the produced entropy. The asymptotic values were determined by using Eq. (3) for infinite proton multiplicity which then gives:

$$(d_{\text{like}}/p_{\text{like}})_{\text{asyp}} = 2.121 N A^{-1} R^{-3} \times (1 + 2mTr_d^2)^{-3/2}, \quad (4)$$

where N = number of neutrons, A = mass number and $R = r_0/r_d$. With the parameters extracted from the fits shown in fig. 5 and given in Table 1, the asymptotic values were determined for all systems. These values and the corresponding entropy values S/A obtained from the different models are given in Table 2. The errors given are based on the errors in the fit parameters due to statistics. Also shown are the $d_{\text{like}}/p_{\text{like}}$ ratios at maximum charge baryon number (Z of the projectile plus the Z of the target). These values could be used to extract entropy for comparison with calculations for a finite nuclear system at zero impact parameter.

Table 2. The asymptotic $(d_{\text{like}}/p_{\text{like}})_{\text{asyp}}$ values and the entropy per nucleon for the different systems extracted by using the two models described in the text. The values are determined using the fit parameters from Table 1. Given is also the ratios at maximum charge baryon number $(d_{\text{like}}/p_{\text{like}})_{\text{max}}$.

System	Energy (MeV/nucleon)	$(d_{\text{like}}/p_{\text{like}})_{\text{asyp}}$	$(d_{\text{like}}/p_{\text{like}})_{\text{max}}$	S/A (Fapusta)	S/A (Stöcker)
Ca+Ca	400	0.94±0.12	0.53±0.04	4.20±0.25	2.25±0.50
Ca+Ca	1050	0.95±0.19	0.48±0.03	4.20±0.25	2.26±0.50
Nb+Nb	400	1.00±0.13	0.68±0.05	4.15±0.20	2.40±0.35
Nb+Nb	650	1.01±0.15	0.66±0.05	4.15±0.25	2.40±0.50
Au+Au	400	1.07±0.10	0.78±0.03	4.09±0.07	2.40±0.20
Au+Au	650	1.11±0.10	0.73±0.03	4.05±0.12	2.25±0.25

The entropy per nucleon extracted using the different models is shown in fig. 7 as a function of the projectile energy. The lower points are from the model by Stöcker [9] and the upper ones are from the model by Kapusta [8]. The most striking feature of fig. 7 is the big difference in entropy obtained from the two models, even though the basic physics going into them is essentially the same. The main differences between the two models are that in ref. 9 the contribution to the entropy from the decay of unbound resonances and pion production is included while these effects are not taken into account in ref. 8. The first effect is most important at low bombarding energy while the second one contributes to the entropy mainly at the higher projectile energies. It is, however, not clear which of these effects that contribute most to the difference in the extracted entropy values.

It is also known that at the highest proton multiplicity the experimental data [17] account for most of the charges in the system not allowing much room for heavy clusters. This is in agreement with the calculation of Stöcker [9] which

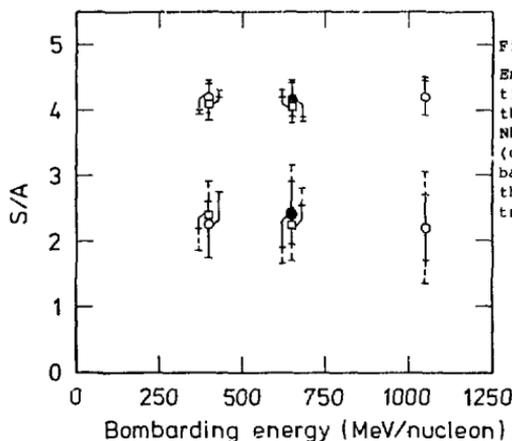
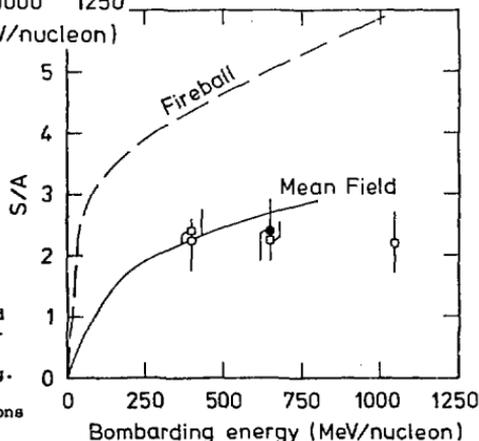


Fig. 7.

Entropy per nucleon (S/A) as a function of bombarding energy for the three systems Ca+Ca (open circles), Nb+Nb (filled circles) and Au+Au (open squares). The smaller error bars are from statistics only while the bigger ones also include the contributions from systematic errors.

Fig. 8.

Entropy per nucleon (S/A), extracted using the model in ref. 9 as a function of bombarding energy. The symbols have the same meaning as in Fig. 6. The curves labelled Fireball and Mean Field are results of calculations described in the text.



gives about 3 % of all charges in clusters heavier than alphas. For infinite nuclear matter the same calculation gives about 15 % of all charges in fragments heavier than alphas indicating that the production of heavy fragments cannot alone be responsible for the observed difference in the extracted entropies. The solid curves in fig. 4 are the predictions for Au + Au at 400 MeV/nucleon using the model described in ref. 9 and it demonstrates the good agreement with the experimentally measured composite particle ratios.

If the produced entropy stays constant during the expansion then it contains information on the equation of state which controlled the reaction. However, one is still forced to rely on models relating the bombarding energy to the density. Fig. 8 shows the result of a comparison between the experimentally extracted entropy values using the model by Stöcker [9] and two model calculations. The dashed curve is a fireball calculation where per definition all available kinetic energy goes into thermal degrees of freedom and no compression or density increase is implied. This calculation for a freezeout density of $\rho/\rho_0 = 1$, gives too high entropy values compared to the experimentally extracted ones.

In the hydrodynamical model some of the available kinetic energy naturally goes into compressional energy. Such a calculation using an equation of state based on the relativistic mean field theory of ref. 18 show very good agreement with the experimentally extracted entropy values using the method of ref. 9. The choice of the equation of state does not change the entropy production significantly as was pointed out by Stöcker et al [19]. To differentiate and determine more precisely the proper equation of state is not possible partly due to the systematic errors in the method of extrapolation to infinite matter. We therefore emphasize the need for methods and models describing the finite size of nuclear systems, where our data are of higher precision. However, from fig. 8 it is clearly seen that compression has to be present to explain the produced entropy in the collision.

V. Conclusions

We have presented data on composite particle production as a function of multiplicity for different colliding systems and energies. These data can be understood by the improved coalescence model [3]. The obtained radii for the interacting volume give chemical freezeout densities close to normal nuclear density. We have also presented results on entropy production in the systems studied by considering two different models for the determination of the entropy. The results show large differences showing that the determination of entropy in nuclear collisions is strongly model dependent. Favouring the model by Stöcker [9] we conclude that compression is achieved in the collision and that the no-compression fireball model produces too much entropy. A further distinction between compressional potential-and compressional kinetic energy is not possible since these two quantities are not independent of each other. A determination of the proper equation of state from data would be improved by a model which does not need to extrapolate from the finite size volumes in nuclear collisions to that of infinite matter, but rather uses the higher accuracy of the experimental data themselves.

Acknowledgements

We are grateful for the continuous support of Prof. R. Bock. Prof. H. Stöcker and Dr. D. Hahn are acknowledged for performing the calculations referred to in

this presentation and for many valuable and stimulating discussions. This work was supported in part by the Director, Office of Energy Research, Division of Nuclear Physics of the Office of High Energy and Nuclear Physics of the U.S. Department of Energy under the Contract DE-AC03-76SF00098.

References

1. H. Sato and K. Yazaki, Phys. Lett. 98B(1981)153
2. A.Z. Mekjian, Phys. Rev. C17(1978)1051
3. M. Gyulassy and E. Remler to be published
4. H.H. Gutbrod et al., Phys. Lett. 127B(1983)317
5. K.G.R. Doss et al., Phys. Rev. C32(1985)116
6. S.E. Koonin, Phys. Lett. 70B(1977)43
7. P.J. Siemens and J.I. Kapusta, Phys. Rev. Lett. 43(1979)1486
8. S. Das Gupta et al., Phys. Rev. C26(1982)274
and J.I. Kapusta, Phys. Rev. C29(1984)1735
9. H. Stöcker et al., Nucl. Phys. A400(1983)63c,
B.V. Jacak et al., Phys. Rev. C29(1984)1744 and
D. Hahn private communication
10. G. Bertsch and J. Cugnon, Phys. Rev. C24(1981)2514
11. J.I. Kapusta, Phys. Rev. C24(1981)2545
12. A. Baden et al., Nucl. Instr. Methods 203(1982)189
13. H.H. Gutbrod et al., Phys. Rev. Lett. 37(1976)667
14. H.-Å. Gustafsson et al., Phys. Lett. 142B(1984)141
15. H.-Å. Gustafsson et al., Phys. Rev. Lett. 53(1984)544
16. G. Fai and J. Randrup, Nucl. Phys. A404(1983)551
17. H.-Å. Gustafsson et al., Lawrence Berkeley report LBL-16870
(1984) p. 189-190
18. J. Boguta and H. Stöcker, Phys. Lett. 102B(1983)289
19. H. Stöcker et al., Phys. Lett. 103B(1981)269

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ КАРТИНА РЕЛЯТИВИСТСКИХ
ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ И ЕЕ ПРОЯВЛЕНИЕ В СПЕКТРАХ
ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

А.С.Ботвина, А.С.Ильинов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

К.К.Гудима

Институт прикладной физики АН Молдавской ССР, Кишинев

Ю.Б.Иванов, И.Н.Мишустин, В.Н.Русских, Л.М.Сатаров

Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, Москва

I. ВВЕДЕНИЕ

Основная цель физики тяжелых ионов промежуточных и высоких энергий состоит в изучении новых состояний адронной материи, удаленных от основного состояния ядер. Наибольший интерес вызывает возможность наблюдения фазовых переходов в ядерном веществе, таких как жидкость-газ, пионная конденсация, декофайнмент (кварк-глюонная плазма). Специфика ядерных столкновений состоит в том, что изменения состояния ядерного вещества происходит в быстром динамическом процессе. Поэтому достижение указанной выше цели тесно связано с изучением механизмов ядерных реакций при различных энергиях.

Механизмы ядерных столкновений при высоких энергиях (E_{lab} выше нескольких сотен МэВ/нукл.) интенсивно изучаются уже около 10 лет, и сейчас можно считать установленными их главные черты. Очень плодотворной здесь оказалась идея, сформулированная еще в работе /1/, согласно которой в сталкивающихся ядрах выделяются активные части, по-

падающие в область геометрического перекрытия, и пассивные части, лежащие вне этой области. В качестве нулевого приближения можно считать, что в процессе столкновения ядер существенное взаимодействие испытывают лишь активные части ядер. Эта картина впоследствии получила название модели "участника-наблюдателя". Качественно она подтверждается экспериментальными данными^{1/2/}. На геометрических представлениях модели "участники-наблюдатели" основаны модели фибрбола и фибрстрика, в которых предполагается полное термодинамическое равновесие в активной зоне. Более реалистическая пространственно-временная картина процесса столкновения ядер при высокой энергии дается гидродинамической моделью (ГДМ) и моделью внутриядерного каскада (МВК).

На уровне интуитивных характеристик большинство моделей дают неплохое описание имеющихся экспериментальных данных. Поэтому сравнение каждой конкретной модели с ограниченным набором данных не дает возможности установить достоверную физическую картину процесса столкновения ядер. Как будет продемонстрировано ниже, более плодотворным оказывается совместный анализ предсказаний нескольких характерных моделей, в частности расхождений между ними. Этот анализ приводит к выводу о том, что геометрическая картина модели "участники-наблюдатели" слишком груба. В действительности в процесс взаимодействия ядер вовлекаются не только зона перекрытия (горячий канал), но также, хотя и в меньшей степени, spectatorные части ядер.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛЬНЫХ РАСЧЕТОВ

2.1. ОПИСАНИЕ МОДЕЛЕЙ

К сожалению, в настоящее время не существует теоретической модели, которая была бы способна адекватно описать все многообразие процесса взаимодействия ядер при высокой энергии. Это связано с тем, что столкновение ядер представляет собой быстрый динамический процесс, сопровождающийся передачей энергии и импульса между группами частиц, находящихся в сильно различающихся физических условиях (горячий канал и spectator). В этой ситуации является естественным существование многих, иногда альтернативных моделей, претендующих на описание отдельных сторон этого сложного процесса. При этом сравнительный анализ моделей может дать более полезную информацию, чем каждая модель в отдельности.

В нашем анализе рассматриваются три, как нам кажется, типичные

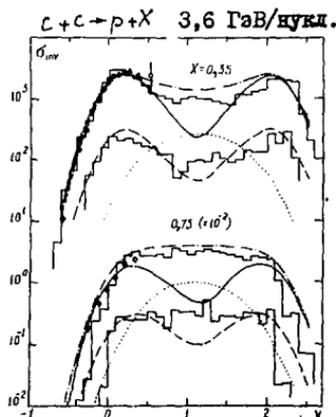
модели, каждая из которых дает хорошее описание инклюзивных данных. Это сравнительно простая модель частичной прозрачности (МЧП), развитая в работах^{/3,4/}, ГДМ, описанная в работах^{/5,6/}, и МВК^{/7,8/}. Альтернативным признаком для этих моделей является степень термодинамического и химического равновесия, предполагаемая в процессе взаимодействия ядер. ГДМ предполагает наличие локального равновесия ядерного вещества, МВК допускает произвольную степень неравновесности, а МЧП выделяет наиболее существенную, по мнению авторов^{/3,4/}, двухпотоковую неравновесность. Эта неравновесность обусловлена большой величиной длины торможения быстрого нуклона в ядерном веществе Λ_0 (параметр МЧП). Кроме этого главного отличительного признака рассматриваемые модели обладают также другими характерными для них достоинствами и недостатками. В частности, ГДМ и МВК, в отличие от МЧП, дают полное трехмерное описание процесса столкновения ядер, что позволяет судить о важности эффектов неоднородности этого процесса.

2.2. ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ ПРОТОНОВ

В настоящее время наиболее полная экспериментальная информация накоплена по инклюзивным распределениям протонов, образовавшихся в ядро-ядерных столкновениях при энергиях от 0,8 до 3,6 ГэВ/нукл. Поэтому первым тестом каждой модели должна быть ее способность описать инклюзивные энергетические и угловые распределения протонов в широком интервале энергий и углов вылета.

На рис.1 приведены рассчитанные на основе описанных выше моделей инклюзивные быстругие распределения протонов, образовавшихся в реакции $C + C$ при энергии 3,6 ГэВ/нукл. (экспериментальные данные и

Рис.1. Инвариантное сечение выхода протонов в столкновении $^{12}C + ^{12}C$ при $E_{lab} = 3,6$ ГэВ/нукл. Здесь и ниже $\sigma_{inv} = E d^3\sigma/d^3p$ ($мб \cdot c^3 \cdot ГэВ^{-2} \cdot ср^{-1}$). Инклюзивные спектры, рассчитанные в рамках МЧП, ГДМ и МВК, даны соответственно сплошными, штрихпунктирными линиями и верхними гистограммами. Точки — экспериментальные данные^{/9/}. Спектры с отбором центральных событий ($b \leq b^* = 1,3$ фм) представлены штриховыми (МЧП), пунктирными (ГДМ) линиями и нижними гистограммами (МВК).



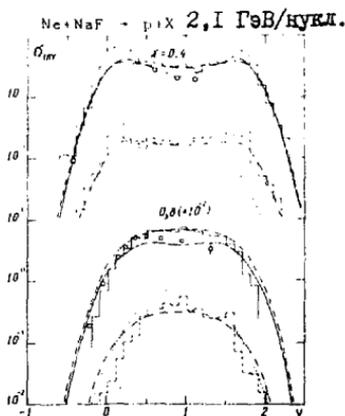
теоретические кривые на рис.1,2,3 изображают распределения "первичных" протонов, т.е. с добавлением протонов, вылетающих в составе легких кластеров d, t, \dots). Экспериментальные данные имеются пока лишь в области фрагментации мишени (ОФМ), которая определяется ниже как область значений продольных быстрот протонов $y \leq 0,2$ и безразмерного поперечного импульса $x = p_x/mc \leq 0,3$ (m - масса нуклона). Все три модели дают хорошее описание этих экспериментальных данных. Заметное расхождение между моделями возникает для симметричных ядерных столкновений в центральной области быстрот (ЦОБ). Это расхождение возрастает при увеличении энергии столкновения. МЧП приводит здесь к более резкому провалу, чем две другие модели. К сожалению, экспериментальные данные при энергии 3,6 ГэВ/нукл. в ЦОБ отсутствуют. Данные по инклюзивным протонным спектрам при $E_{lab} = 2,1$ ГэВ/нукл.^{1/2} охватывают более широкую кинематическую область, чем при энергии 3,6 ГэВ/нукл. Согласно рис.2 экспериментальные быстротные распределения указывают на наличие провала в ЦОБ. При более низких энергиях E_{lab} различие предсказаний моделей в ЦОБ практически стирается, что объясняется меньшей ролью прозрачности ядер^{4/}.

2.3. ОТБОР ЦЕНТРАЛЬНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ

Как показано выше, инклюзивные спектры, за исключением ЦОБ, имеют слабую чувствительность к модельным предположениям. Главным образом, это связано с усреднением по прицельным параметрам. Естественным следующим шагом является анализ спектров протонов, образующихся в центральных столкновениях.

На рис.1,2 показаны предсказания моделей для быстротных протонных спектров в центральных столкновениях одинаковых ядер. Ввиду того, что для

Рис.2. То же, что и на рис.1, в столкновении $^{20}\text{Ne} + ^{20}\text{Ne}$ при $E_{lab} = 2,1$ ГэВ/нуклон. Инклюзивные спектры, рассчитанные в рамках МЧП, ГДМ и МВК, даются соответственно сплошными, штриховыми линиями и сплошными гистограммами. Спектры с отбором центральных событий ($b \leq b^* = 1$ фм) представлены штрихпунктирными (МЧП), пунктирными (ГДМ) линиями и штриховыми гистограммами (МВК).



наиболее интересных реакций экспериментальные данные пока отсутствуют, в расчетах использовался наиболее простой с теоретической точки зрения критерий отбора: центральными считались столкновения с прицельным параметром меньше некоторого b^* . Как видно из рис.1, при отборе центральных столкновений ГДМ приводит к сильному изменению формы быстротных распределений: вместо провала в ЦОБ возникает максимум. Это связано с тем, что при отборе центральных событий в симметричных ядерных столкновениях резко подавляется роль спектаторов, с возбуждением и развалом которых были связаны максимумы в областях фрагментации мишени и снаряда в инклюзивных спектрах. Совершенно иная ситуация наблюдается в МЧП и МВК. В МЧП форма спектров почти не меняется. МВК занимает промежуточное положение между двумя другими моделями. Такое поведение обусловлено тем, что в МЧП и МВК даже при отборе центральных событий в такой легкой системе, как $C + C$ не происходит термализации начального импульса. В отличие от симметричных комбинаций, при столкновении ядер с сильно различающимися массами даже в центральных столкновениях остается возбужденный спектатор более массивного ядра. При его распаде заселяется соответствующая область фрагментации. Для этих случаев все рассматриваемые модели предсказывают подобие по форме протонные спектры.

Отмеченные выше особенности протонных спектров сохраняются также в интегральных угловых распределениях. На рис.3 представлены результаты модельных расчетов этих распределений без отбора (верхний набор кривых) и с отбором центральных столкновений (нижние кривые) для реакции $C + C$ при $E_{lab} = 3,6$ ГэВ/нукл. Как и следовало ожидать, все три модели неплохо описывают инклюзивное угловое распределение. Следует лишь отметить, что МЧП занижает сечение в области углов $\theta_{lab} \approx 10^0 + 50^0$. Это свидетельствует о том, что для данной реакции МЧП предсказывает слишком большой провал в ЦОБ и, следовательно, занижает степень тер-

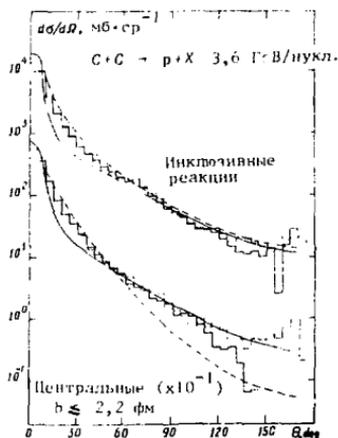


Рис.3. Угловые распределения протонов в лаб. системе в столкновении $^{12}C + ^{12}C$ при $E_{lab} = 3,6$ ГэВ/нукл. Сплошные гистограммы - экспериментальные данные $\times 10^1$. Сплошные и штриховые кривые - расчеты в рамках МЧП и ГДМ соответственно, точечные гистограммы - предсказания МВК.

мализации. Как видно из рис.3, отбор центральных столкновений слабо меняет форму углового распределения. Такое поведение лучше согласуется с предсказаниями МЧП и МВК, ГДМ заметно занижает сечение под большими углами $\theta_{lab} = 50^\circ + 120^\circ$. Переоценка прозрачности в МЧП явно видна и из сравнения использованной в расчете длины торможения λ_0 с ее микроскопической оценкой^{/11/}. Завышение прозрачности в МЧП является следствием одномерного характера модели. Расчеты в ГДМ и МЧП показывают, что эффекты "трехмерности" и эффекты двухпотоковой неравновесности приводят к похожим наблюдаемым следствиям в инклюзивных протонных спектрах. Поэтому отсутствие в МЧП полного трехмерного описания процесса столкновения частично компенсируется завышенной взаимной прозрачностью ядер.

3. О ПРИРОДЕ УНИВЕРСАЛЬНОСТИ ИНКЛЮЗИВНЫХ ПРОТОННЫХ СПЕКТРОВ

Инклюзивные спектры протонов, образующихся в релятивистских ядро-ядерных и адрон-ядерных столкновениях, обладают важным свойством универсальности: в ОМ их форма и, в частности, наклоны практически не зависят от энергии E_{lab} и сорта налетающей частицы. На основе феноменологического анализа данных по ядро-ядерным столкновениям в диапазоне энергий от 0,8 до 3,6 ГэВ/нукл. в работах^{/9,12/} был сделан вывод о существовании универсального промежуточного источника с "температурой" 55 МэВ. Универсальное поведение протонных спектров в адрон-ядерных столкновениях, которое иногда формулируется как "ядерный скейлинг", изучалось во многих работах^{/13-16/}.

Для объяснения этой универсальности выдвигалось много гипотез, в том числе основанных на введении кварковых степеней свободы. Наша цель состоит в том, чтобы выяснить, способны ли обычные модели, оперирующие привычными ядерными понятиями, объяснить эту универсальность. Наш анализ позволяет дать положительный ответ на этот вопрос.

Действительно, рис.1,2 показывают, что все три модели неплохо воспроизводят универсальное поведение быстротных распределений в ОМ. Следует, однако, отметить следующие обстоятельства:

1. ГДМ приводит лишь к приближенной универсальности спектров. При изменении энергии нукла от 0,4 до 10 ГэВ/нукл. для широкого набора сталкивавшихся ядер ГДМ предсказывает наклоны быстротных распределений в ОМ, отвечающие "температурам" от 50 до 75 МэВ. Такие слабые вариации температуры очень трудно заметить в эксперименте.

2. В МЧП универсальное поведение протонных спектров в ОМ получается как результат универсальности взаимодействия периферичес -

ких нуклонов ядра-снаряда с плотными областями ядра-мишени.

3. В рамках МВК трудно проследить степень универсальности, так как на "хвостах" сечение мало и требуется большая статистика. МВК несколько завышает наклоны при больших X , однако не ясно, не является ли это проявлением малой статистики!

Как видно из рис.1,2, отбор центральных столкновений в симметричных комбинациях ядер приводит к нарушению универсальности протонных спектров. Особенно сильно это проявляется в ГДМ.

Проведенный анализ позволяет нам сделать следующее утверждение: в процессе протон-ядерного или ядро-ядерного столкновения при высокой энергии образуются 3 существенно различные группы частиц. К первой относятся быстрые частицы (нуклоны-участники, Δ -резонансы, Ψ - и K -мезоны, ...) из области прямого перекрытия ядер. Ко второй - сравнительно холодные спектаторы. И к третьей - частицы из промежуточной зоны, не попавшие в состав первых двух. Концепция промежуточного "горячего слоя" была выдвинута еще в работе^[17] на основании феноменологического анализа. Наши модельные расчеты подтверждают ее. Действительно, промежуточный горячий слой присутствует во всех трех моделях, хотя механизм его возбуждения различен. В МЧП - это область ядра-мишени вокруг поперечника ядра-снаряда, которая возбуждается в результате взаимодействия с ней периферических нуклонов ядра-снаряда. В ГДМ, где разделение на "участников" и "наблюдателей" чисто условное, также возникает умеренно разогретый переходный слой, примыкающий к горячему каналу. Его возбуждение связано с коллективным механизмом передачи энергии и импульса боковым слоем ядерного вещества. В рамках МВК обнаруживается^[8] связь эффекта "истощения" плотности приграничных спектаторных областей мишени с выходом на режим ядерного скейлинга. Этот эффект имеет место в процессе развития внутриядерного каскада при достаточно высоких энергиях E_{lab} .

Именно с излучением из горячего слоя мы связываем универсальные свойства инвариантных протонных спектров. По нашему мнению, причина универсальности состоит в том, что горячий слой формируется в основном из нуклонов отдачи, испытывавших не более одного жесткого столкновения с частицами снаряда. Как известно, сечение нуклон-нуклонного взаимодействия при высоких энергиях характеризуется постоянством среднего квадрата перпендикулярного импульса $\langle p_{\perp}^2 \rangle \approx (300 \text{ МэВ}/c)^2$. Этим обеспечивается постоянство энергии возбуждения на нуклон горячего слоя. Так как относительные скорости частиц в этом слое малы, то эффективно происходят перераспределения частиц, приводящие к термализации этой группы частиц. Это приводит к эффективной температуре $T = \langle p_{\perp}^2 \rangle / 2m \approx 50 \text{ МэВ}$, которая неплохо согласуется

с экспериментальными данными и практически не зависит от сорта и энергии налетающей частицы. При этом начальная энергия должна быть достаточно велика, чтобы на всем протяжении трубки осуществлялся универсальный режим нуклон-нуклонного взаимодействия. Те нуклоны, которые попадают в область сильного перекрытия ядер, вообще говоря, испытывают более одного жесткого соударения. Они приобретают значительный продольный и поперечный импульс и попадают в ЦОБ, где универсальность нарушается. По сравнению с горячим слоем эта группа частиц характеризуется более высокой энергией возбуждения. Эту ситуацию можно выразить словами: нельзя передать системе частиц большую энергию возбуждения, не передав ей одновременно большой линейный импульс, и наоборот. Спектаторные части ядер приобретают небольшую энергию возбуждения и линейный импульс, и по этой причине так же, как и горячий слой, должны обладать универсальными свойствами. Это действительно подтверждается экспериментальными фактами. Например, массовые распределения медленных тяжелых фрагментов, образующихся в протон-ядерных реакциях, практически не зависят от энергии протонов в области выше $5 \text{ ГэВ}/18$. По нашему мнению, это обстоятельство необходимо учитывать при обсуждении природы ядерного скейлинга.

4. СВОЙСТВА ЯДЕРНЫХ СИСТЕМ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ $\sim 10 \text{ МэВ/нукл.}$

Как уже говорилось выше, важной составной частью пространственно-временной картины адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновений является возбуждение и распад спектаторных частей ядер. Так как эти части ядер, по определению, лежат вне области перекрытия, приобретаемая ими энергия возбуждения значительно ниже, чем в горячем канале. По оценкам, она составляет величины порядка $1-10 \text{ МэВ/нукл.}$ в зависимости от энергии столкновения, соотношения масс ядер и прицельного параметра.

Изучение процессов, происходящих в спектаторных частях ядер, представляет большой интерес для понимания механизмов ядерных реакций при высоких энергиях. В последние годы был достигнут значительный прогресс в понимании свойств ядерных систем при энергиях возбуждения, сравнимых с энергией связи ядер. Оказалось, что важным каналом распада таких систем является множественное образование сложных ядерных фрагментов (мультифрагментация). В работах ¹⁹⁻²³ была развита статистическая модель для описания распада сильновозбужденных ядер. В этом подходе вероятности различных конечных состояний " $\{$ " задаются статистическим распределением

$$\omega_f = \frac{1}{\mathcal{Z}} \exp[S_f(E^*, A_0, Z_0)], \quad (1)$$

где $S_f(E^*, A_0, Z_0)$ - энтропия системы в состоянии f при заданной полной энергии возбуждения E^* , числе частиц A_0 и заряде Z_0 . В простейшем варианте модели конечные состояния системы классифицируются лишь числами (множественностями) фрагментов каждого сорта N_{AZ} (A - масса, Z - заряд фрагмента), безотносительно к их импульсу и энергии возбуждения. Таким образом,

$$\mathcal{Z} = \{N_{AZ}\}, \quad 1 \leq A \leq A_0, \quad 0 \leq Z \leq Z_0. \quad (2)$$

N_{AZ} располагаются в порядке возрастания A и Z и удовлетворяют двум ограничениям на полное число частиц A_0 и полный заряд Z_0 системы.

Предполагается, что к моменту распада устанавливается частичное (по отдельным степеням свободы) или полное статистическое равновесие, характеризующееся температурой T системы в состоянии f . При заданном значении E^* для каждого состояния f температура определяется из баланса энергии и, следовательно, флуктуирует от состояния к состоянию. Закрытым каналам распада отвечает $T \leq 0$. Средняя энергия отдельного фрагмента складывается из внутренней, кулоновской и трансляционной энергии. Внутренняя энергия, связанная с внутренним возбуждением достаточно тяжелых ($A > 4$) фрагментов, рассчитывается в жидкокапельном приближении. Кулоновская энергия системы вычисляется в приближении Витнера - Зейца. Трансляционная энергия фрагментов находится в приближении Больцмановского газа в ограниченном объеме $V_f = \chi \cdot V_0$, где V_0 - объем системы при нормальной ядерной плотности, $\chi \sim 1$ - параметр модели, который можно связать со средним расстоянием между поверхностями фрагментов (подробнее см. в [22]).

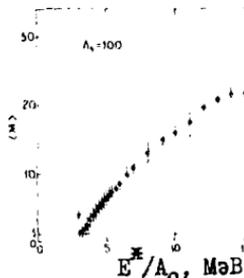
Для моделирования процесса многофрагментного развала ядер в работе [20] была разработана численная процедура, основанная на методе Монте-Карло. Этот подход позволяет точно учесть ограничения на полное число частиц и заряд системы, которое оказывается существенным в случае развала системы на несколько (~ 10) фрагментов. В конкретной численной реализации метода Монте-Карло [20] в качестве подходящей "глобальной переменной" использовалась полная множественность фрагментов $M = \sum_{(A,Z)} N_{AZ}$, которая имеет ясный физический смысл. В модельный ансамбль включались тем больше конфигураций с множественностью M , чем больше таких конфигураций среди всевозможных разбиений числа A_0 на слагаемые.

В качестве примера применения описанной модели на рис. 4 показана зависимость от энергии возбуждения среднего значения и дисперсии множественности фрагментов при развале системы $A_0 = 100$, полученных

при усреднении по статистическому распределению (1). При энергии возбуждения $\xi^* \equiv E^*/A_0 = 3$ МэВ/нукл. хорошо виден резкий переход от режима компаунд-ядра, $\langle M \rangle = 1$, к мультифрагментации, $\langle M \rangle \gg 1$, и соответствующая температура составляет около 6 МэВ. Этот переход, получивший название "растрескивание", характерен для системы конечного размера. "Грубо" он отвечает энергии возбуждения, при которой оптимальный размер капель жидкой фазы становится меньше размера системы. Очевидно, что в бесконечной системе отвечающая этому переходу энергия возбуждения обращается в нуль. Отличительной особенностью окрестности точки растрескивания является U -образная форма массового распределения фрагментов, при которой фрагменты различной массы имеют сравнимые вероятности образования.

На рис.4 виден еще один излом в зависимости $\langle M \rangle$ при энергии возбуждения $\xi^* = 15$ МэВ/нукл., отвечающей температу-

Рис.4. Средняя множественность $\langle M \rangle$ первичных фрагментов и ее дисперсия (показана отрезками) как функция энергии возбуждения на нуклон для системы $A_0 = 100$. Стрелкой показан порог мультифрагментации.



ре 10–12 МэВ. Легко понять, что этот излом отвечает ситуации, когда в системе исчезают тяжелые ($A > 4$) кластеры, т.е. все вещество переходит в газовую фазу. Таким образом, этот излом отвечает критической точке для фазового перехода жидкость–газ.

5. ФРАГМЕНТАЦИЯ СПЕКТРАТОРНОЙ МАТЕРИИ

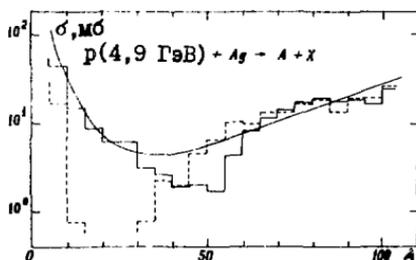
Полная пространственно-временная картина релятивистских адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновений включает возбуждение и распад спектаторных областей ядер. Для нахождения формы и размеров спектаторов, распределения по ним энергии возбуждения требуется решение полной динамической задачи. Ниже мы рассмотрим лишь случай протон-ядерных реакций, для которых накоплен большой экспериментальный материал по выходам и спектрам сложных ядерных фрагментов. Для описания таких реакций в работе²⁴ была предложена трехступенчатая модель, включающая каскадную, фрагментационную и испарительную стадии. Считается, что образовавшиеся в процессе внутриядерного каскада быстрые частицы вылетают под малыми углами вперед, а сравнительно медленные частицы (с энергией ниже барьера ядерной потенциальной ямы)

захватываются ядром-остатком и передают ему всю свою энергию и импульс. Далее предполагается, что происходит быстрая термализация этой энергии и импульса во всем объеме спектаторов. Основанием для этого является то, что в слабовозбужденном ядерном веществе длина свободного пробега медленных нуклонов велика и эффективным механизмом диссипации оказывается взаимодействие с самосогласованным ядерным полем. На следующей стадии происходит девозбуждение ядра-остатка. При достаточно большой приобретенной энергии возбуждения этот процесс носит характер развала на множество "горячих" фрагментов, который моделируется на основе описанного выше метода Монте-Карло. На заключительной фазе фрагменты сбрасывают возбуждение путем испарения легких частиц или фермиевского развала. Если энергия возбуждения ядра-остатка невелика, то фрагментационная стадия отсутствует и девозбуждение происходит путем испарения частиц из компаунд-ядра. Для описания испарения использовалась усовершенствованная программа, учитывающая возможность последовательного вылета всех частиц до 180 .

На рис.5 показан результат расчета массового распределения фрагментов, образовавшихся в реакции $p(4,9 \text{ ГэВ}) + \text{Ag}$. Сплошная кривая - результат подгонки экспериментальных данных из работы ^{25/}. Сплошная гистограмма - наш расчет с учетом мультифрагментации, пунктирная гистограмма - расчет без учета фрагментационной стадии. Видно, что модель неплохо воспроизводит экспериментальные данные в широком интервале масс фрагментов, за исключением области масс от 30 до 60. Недочетка выхода фрагментов в этом интервале масс, по-видимому, связана с резким включением фрагментационной стадии при энергии возбуждения 5 МэВ/нукл. и недостаточно реалистичским описанием делительного канала. Каскадно-испарительный вариант модели приводит к резкому расхождению теории с экспериментом, как это уже отмечалось в работе ^{24/}, в которой анализировался более узкий интервал масс фрагментов (до $A \approx 30$).

Уже давно известно, что функции возбуждения тяжелых фрагментов в протон-ядерных взаимодействиях выходят на насыщение при энергиях

Рис.5. Массовое распределение фрагментов в реакции $p(4,9 \text{ ГэВ}) + \text{Ag} \rightarrow A + X$. Гладкая кривая - результат подгонки экспериментальных данных из работы ^{25/}. Сплошная и пунктирная гистограммы - расчет с учетом и без учета мультифрагментации.

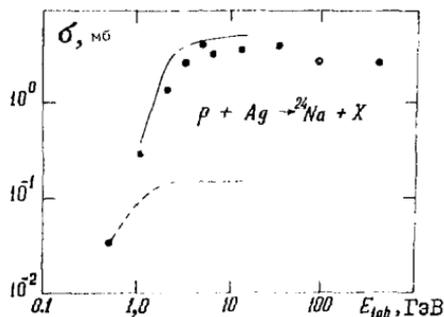


пучка выше нескольких ГэВ. Интересно выяснить, способна ли описанная выше модель воспроизвести такое поведение.

На рис. 6 представлена рассчитанная функция возбуждения фрагмента ^{24}Na в реакции $p + \text{Ag}$. Там же приведены экспериментальные данные из работы /26/. Видно, что теория правильно воспроизводит абсолютные выходы и тенденцию к насыщению при больших энергиях пучка. На том же рисунке показан результат расчета, не учитывающего возможность мультифрагментации (штриховая кривая). Нормировка расчетной кривой выбрана так, что она совпадает с экспериментальным значением при энергии 0,5 ГэВ. Видно, что этот вариант модели приводит к сильной недооценке выхода ^{24}Na при высоких энергиях пучка.

По самому смыслу рассмотренной модели насыщение выхода тяжелых фрагментов означает, что выходит на насыщение также средняя энергия возбуждения спектаторов. Предельное значение средней энергии возбуждения лежит в пределах 4 – 6 МэВ, что отвечает температурам 5 – 7 МэВ.

Рис. 6. Функция возбуждения ^{24}Na в реакции $p + \text{Ag}$. Точки - экспериментальные данные из работы /26/.



Таким образом, в протон-ядерных столкновениях при высоких энергиях осуществляется универсальный режим передачи энергии из горячего канала в спектаторные области ядер. Как уже отмечалось выше, в модели внутриядерного каскада выход на универсальный режим коррелирован с эффектом истощения плотности спектаторных областей ядер, примыкающих к горячему каналу (формирование промежуточного слоя). Недавние эксперименты /27/ показывают, что аналогичный универсальный режим имеет место в ядро-ядерных столкновениях.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показал, что даже инклюзивные протонные спектры в столкновениях одинаковых ядер оказываются чувствительными к модельным предположениям при возрастании начальной энергии столкновения ($E_{lab} \gtrsim 2$ ГэВ/нукл. для легких ядер). Эта чувствительность возникает в ЦОБ и наиболее отчетливо проявляется в бист-

ротном представлении инклюзивных спектров. Еще большие расхождения в предсказаниях различных моделей появляются при отборе центральных событий в симметричных ядерных столкновениях при высоких энергиях. При таком отборе предсказания могут отличаться даже качественно (горб или провал в ЦОБ). Таким образом, для критической проверки рассмотренных выше моделей важно получение экспериментальных данных в ЦОБ предпочтительно с отбором центральных событий в столкновениях одинаковых ядер.

Тот факт, что МЧП хорошо описывает имеющиеся экспериментальные данные и неплохо согласуется с предсказаниями МКК, свидетельствует о том, что она качественно правильно воспроизводит характер основного неравновесного процесса – двухпотокового режима – в ядерных столкновениях при высокой энергии. Это наблюдение позволяет нам количественно оценить граничную энергию E_{lab} , при которой происходит взаимная остановка сталкивающихся ядер. На рис.7 показаны рассчитанные в рамках МЧП области "остановки" и "прозрачности" в зависимости от массы сталкивающихся ядер. Инклюзивные процессы представлены столкновением трубок длиной R , а предельно центральные взаимодействия – столкновением трубок длиной $2R$ (R – радиус сталкивающихся ядер). На том же рисунке показаны соответствующие области для протон-ядерных столкновений. Следует обратить внимание на то обстоятельство, что при энергии столкновения выше примерно 6 ГэВ/нукл. частично прозрачными становятся даже такие тяжелые ядра, как U . Это предсказание качественно согласуется с оценками других авторов, которые лежат в пределах 5–20 ГэВ/нукл. (см., например, ²⁸А). Проведенный анализ показывает также, что эффекты трехмерности маскируют эффекты прозрачности.

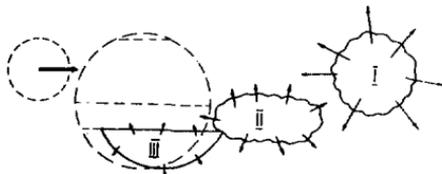
Рис.7. Области взаимной остановки и частичной прозрачности ядер на плоскости: энергия налетающего ядра в л.с. E_{lab} – масса ядра мишени A . Нижняя кривая относится к случаю протон-ядерного столкновения. Средняя и верхняя кривые относятся к инклюзивным процессам и центральным столкновениям одинаковых ядер.

На основании проведенных исследований можно сделать следующий существенный вывод: в процессе столкновения ядер при высоких энергиях возникает три су-



щественно разные группы частиц, как это иллюстрируется на рис.8. Первая группа частиц I ("файербол") образуется из зоны перекрытия ядер и включает нуклоны-участники и вновь рожденные частицы, такие как пионы, Δ -частицы, К-мезоны и др. Этот источник частиц заселяет центральную область быстрот и характеризуется высокой температурой, $T \sim 100$ МэВ. Характеристики этой группы частиц существенно зависят от энергии и сорта налетающей частицы (нет универсальности). Вторая группа частиц II ("промежуточный слой") формируется из переходного слоя, примыкающего к горячему каналу. В состав этой группы в основном входят нуклоны, Δ -частицы и легкие ядерные фрагменты (d, t, α). Эти частицы заселяют кинематическую область фрагментации мишени и снаряда. Параметры соответствующих источников частиц очень слабо зависят от энергии и сорта налетающей частицы (ядерный скейлинг), в частности, эффективная температура имеет значение около 55 МэВ. И третья группа частиц формируется из спектаторных областей ядер, удаленных от горячего канала при достаточно высокой энергии столкновения. Эти области приобретают энергию возбуждения в районе 5 МэВ/нукл., достаточную для развала на сложные ядерные фрагменты. Характеристики фрагментационного процесса обладают ярко выраженными свойствами универсальности: при энергиях столкновения выше нескольких ГэВ/нукл. выходят на насыщение функции возбуждения тяжелых фрагментов и эффективная температура соответствующего излучающего источника.

Рис.8. Качественная пространственная картина ядро-ядерного взаимодействия при высоких энергиях. Слева - до столкновения, справа - после столкновения. Область I - зона прямого перекрытия, II - промежуточный горячий слой, III - спектаторная часть ядра-мишени.



К сожалению, имеющихся экспериментальных данных недостаточно для убедительного обоснования предлагаемой картины релятивистских ядерных столкновений и природы универсальности свойств вторичных частиц. Нам представляется очень важным совместное изучение всех характеристик вторичных частиц, обладающих свойством универсальности, а также проведение экспериментов, направленных на исследование условий нарушения универсальности: низкие энергии пучка, отбор центральных столкновений, измерения в ЦОБ и др. По самому смыслу вид -

винутой гипотезы универсальный режим устанавливается тогда, когда происходит заметное разделение нуклонов на группу участников и наблюдателей, т.е. когда снаряд "пробивает" ядро-мишень. Из общих соображений понятно, что необходимая для этого энергия снаряда (на нуклон) должна вести себя как $A_t^{1/3}$, где A_t - масса ядра-мишени. Очень желательны также корреляционные измерения типа "быстрая частица вперед - умеренно быстрый нуклон в ОММ - медленный тяжелый фрагмент". Наличие такой корреляции связано с тем, что в каждом событии должны возникать три указанные выше группы частиц. Для проверки правильности предлагаемой физической картины очень подходящими являются методики типа глобального анализа отдельных событий. Проведение таких измерений означало бы реализацию "полного опыта" в ядерных столкновениях.

Авторы выражают глубокую благодарность В.Д.Тонееву за помощь в работе и многочисленные ценные замечания. Мы благодарим также С.Т.Бажьева, Д.П.Гречухина, Ю.М.Григорьяна, В.И.Манько и Ю.Е.Покровского за полезные обсуждения, Е.К.Кладниக்கு за предоставление экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беленький С.Л., Ландау Л.Д. УФН, 1955, 55, с.309.
2. Nagamiya S. et al. Phys. Rev., 1981, v. C24, p. 971;
Moeller E. et al. Preprint LBL-12257, Berkeley, 1981.
3. Иванов Д.Б., Микустин И.Н., Сатаров Л.М. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, с.400; Nucl. Phys., 1985, A433, 713.
4. Иванов Д.Б., Сатаров Л.М. Письма в ЖЭТФ, 1985, 43, с.296;
Nucl. Phys., 1985, A446, 727.
5. Ромаль А.С., Русских В.Н. ЯФ, 1981, 33, с.1520.
6. Русских В.Н. ЯФ, 1983, 38, с.641.
7. Гудима К.К., Тонеев В.Д. ЯФ, 1978, 27, с.658.
8. Toneev V.D., Gudima K.K. Nucl. Phys., 1983, A400, p. 173c.
9. Aduzaevich V.P. et al. Phys. Lett., 1984, 142B, p. 245.
10. Агакишиев Г.И. и др. ЯФ, 1983, 38, с.152.
11. Danielewicz Z.P., Namyslowski J.M. Acta Phys. Polon., 1981, B12, p. 695.
12. Aduzaevich V.P. et al. Phys. Lett., 1985, 161B, p. 55.
13. Лексин Г.А. XIII Международная конференция по физике высоких энергий. ОИЯИ, ДИ, 2-10400, Дубна, 1977, т.1, с.А6-3.
14. Балдин А.М. и др. Preprint ОИЯИ FI-III68, Дубна, 1977.

15. Ставицкий В.С. ЭЧАЯ, 1979, 10, с.949.
16. Nakai K. et al. Phys. Lett., 1983, 121B, p. 373.
17. Manko V.I., Nagamiya S. Nucl. Phys., 1982, A384, p. 475.
18. Hirsh A.S. et al. Phys. Rev., 1984, C29, p. 508.
19. Бондорф Я., Мшустин И.Н., Петик К. Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алуста, 14-21 апреля 1983 г. ОИЯИ, Д7-83-644, Дубна, 1983, с.354.
20. Bondorf J.P., Donangelo R., Mishustin I.N., Pethick J., Sneppe K. Phys.Lett., 1985, 150B, p. 57.
21. Bondorf J.P., Donangelo R., Mishustin I.N., Pethick J., Schulz H., Sneppe K. Nucl. Phys., 1985, A443, p. 321.
22. Bondorf J.P., Donangelo R., Mishustin I.N., Schulz H. Nucl. Phys., 1985, A444, p. 460.
23. Mishustin I.N. Proc. of the Second International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions, Visby, Sweden, June 10 - 14, 1985; Nucl. Phys., 1985, A447, p. 67c.
24. Ботвина А.С., Ильинов А.С., Мшустин И.Н. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, с.462.
25. Campi X. et al. Phys. Lett., 1984, 138B, p. 353.
26. Westfall G.D. et al. Phys. Rev., 1978, C17, p. 136.
27. Loveland W., Aleklett K., Seaborg T. Proc. of the Second International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions, Visby, Sweden, June 10 - 14, 1985; Nucl. Phys., 1985, A447, p. 101c.
28. Date S., Gyulassy M., Sumioshi H. Preprint LBL-19377, 1985.

ПОИСК КОЛЛЕКТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ В СОУДАРЕНИЯХ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР С ЯДРАМИ

Р.Р.Мехтиев, А.П.Челлаков

Объединённый инстит. ядерных исследований, Дубна

Поиск нетривиальных явлений в ядро-ядерных взаимодействиях в настоящее время проводится путём анализа различных корреляционных характеристик процесса. Весьма полезным в таком подходе оказывается сравнение экспериментальных результатов с расчётами, выполненными в рамках модели, рассматривающей соударения ядер как суперпозицию нуклон-нуклонных столкновений и учитывающей искажения фазового объема в отдельных выборках событий под влиянием законов сохранения энергии-импульса. Ожидается, что наиболее благоприятные предпосылки для проявления механизмов коллективного типа возникает в соударениях релятивистских ядер при малых прицельных параметрах.

В данной работе исследуются некоторые корреляционные характеристики неупругих $^{1/1}$ СТа- и СС-много-нуклонных $^{2/2}$ взаимодействий при 4,2 ГэВ/с на нуклон. Проводится их сравнение с расчётами дубненской версии каскадной модели (ДКМ) $^{3/3}$. Характеристики вторичных частиц изучены в зависимости от N_p - числа взаимодействующих протонов сталкивающихся ядер.

Распределения по N_p в СТа-и СС - много-нуклонных соударениях приведено на рис. 1. Основу для анализа составили 520 СТа-взаимодействий (в ДКМ было сгенерировано 1070 событий) и 1400 (3200) СС-много-нуклонных соударений. Как видно из рис. 1, диапазон изменения N_p довольно широк, особенно в СТа-столкновениях. В работе $^{1/1}$ было показано наличие сильной корреляции значения N_p и величины прицельного параметра соударения: отбирая события с большим числом протонов-участников, мы отбираем, в основном, центральные ядро-ядерные соударения. В качестве иллюстрации на рис. 2 представлена взятая из работы $^{1/1}$ зависимость среднего числа протонов-участников N_p от величины прицельного параметра для СТа-взаимодействий, сгенерированных с помощью ДКМ.

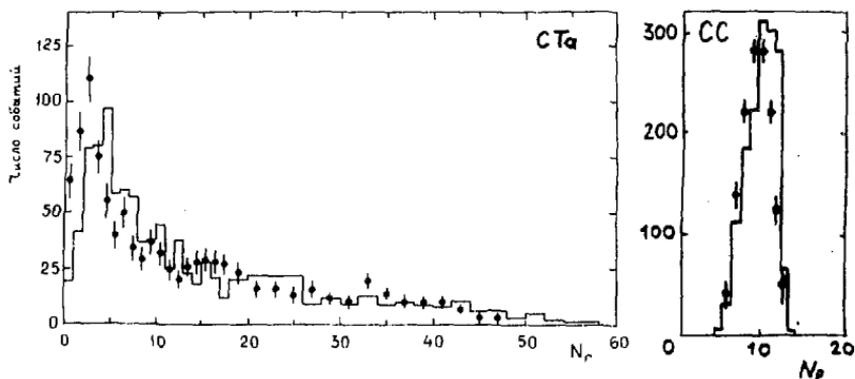


Рис. 1. Распределение по числу взаимодействующих протонов в STA- и CC-многоуклонных соударениях. Гистограмма - расчёт по ДЖМ, точки - экспериментальные данные.

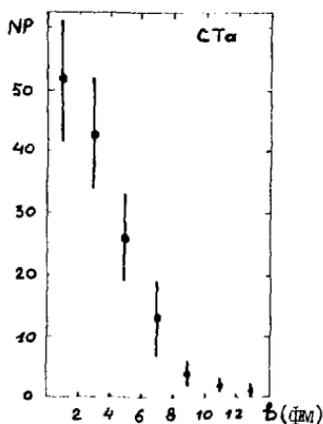


Рис. 3. Средняя множественность, поперечный импульс и поперечная энергия π -мезонов в зависимости от числа протонов-участников в STA-взаимодействиях. Точки - эксперимент, гистограмма - расчёт по ДЖМ.

Рис. 2. Зависимость числа протонов-участников в STA-взаимодействиях от величины прицельного параметра в джМ.



Зависимость средних характеристик Π^- -мезонов, наблюдаемых в эксперименте, от значения N_p приведена на рис. 3. В виде гистограммы представлены расчёты ДКМ. Видно, что при малых N_p согласие расчётов с экспериментом неплохое, но в области больших N_p каскадная модель испытывает трудности при описании экспериментальных данных.

В последние годы для анализа конфигурации взаимодействия адронов и ядер в импульсном пространстве был предложен ряд новых подходов. В частности, в работе [14] коллективные свойства CC -взаимодействий при 4,2 ГэВ/с на нуклон были изучены в терминах таких переменных, как сферисити, флэтнесс и др. Аналогичный подход применен и в данной работе для исследования CTa - и CC -многонуклонных соударений.

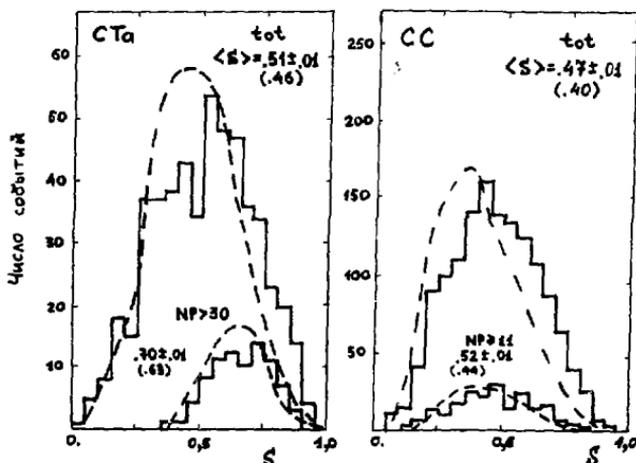


Рис. 4. Распределение по переменной сферисити во всех событиях и в событиях с большим N_p . Гистограмма - эксперимент, пунктир - расчёт по ДКМ. Указаны средние значения сферисити в разных выборках в эксперименте и в ДКМ (в скобках).

На рис. 4 представлено распределение по переменной S - сферисити во всех CTa - и CC - соударениях и в событиях с большим числом протонов-участников. Можно сказать, что в эксперименте изотропные события наблюдаются чаще, чем в ДКМ. Напомним, что значение $S = 0$ отвечает коллинеарной, а $S = 1$ - сферической конфигурации события. В CC - многонуклонных соударениях каскадная модель качест-

венно воспроизводит распределения по S во всех событиях и при $N_p \geq 11$. При этом среднее значение $\langle S \rangle$ в обоих случаях различается незначительно. Для СтА-соударений также наблюдается качественное согласие эксперимента и ДКМ, однако отбор событий с $N_p \geq 30$ существенно сдвигает распределение по S вправо. События с большим числом взаимодействующих протонов по форме близки к сферическим.

Однако и распределения по S , и средние значения $\langle S \rangle$ не являются, по-видимому, достаточно чувствительными к проявлению экзотических механизмов в ядро-ядерных соударениях.

Помимо традиционного способа ^{/4/} определения коллективных переменных в последнее время в ряде работ ^{/5/} для анализа ядро-ядерных взаимодействий использовался тензор "потока кинетической энергии":

$$K_{ij} = \sum_{\nu} p_i^*(\nu) p_j^*(\nu) / 2m(\nu), \quad (1)$$

где $p_i^*(\nu)$ — это i -тая компонента импульса ν -той частицы (в системе центра масс) массы $m(\nu)$ и суммирование ведётся по всем частицам, зарегистрированным в данном событии.

В работах ^{/6/} столкновения ядер при кинетических энергиях от 50 МэВ до 1,8 ГэВ на нуклон анализируются в терминах "угла выноса энергии" ("flow angle") θ_F , который определяется как угол наклона главной оси эллипсоида импульсов, полученной при диагонализации тензора (1). Для разных уравнений состояния ядерного вещества предсказано различное поведение распределений по θ_F . Более того, показано, что при кинетических энергиях ~ 1 ГэВ такой анализ позволяет сделать выбор между каскадной и гидродинамической моделями. Во всяком случае ожидается, что результаты эксперимента с помощью θ_F помогут сделать каскадную модель более реалистичной. Эти выводы иллюстрирует рис. 5, где приводятся смоделированные распределения по θ_F для каскадной и гидродинамической модели и их сравнение с экспериментом ($N_b + N_b$, 400 МэВ).

Распределения по углу θ_F в СС- и СтА-взаимодействиях при 4,2 ГэВ/с на нуклон приведены на рис. 6 для всех событий и для событий с большим числом взаимодействующих протонов. ДКМ качественно описывает форму распределений для СС-соударений, хотя на опыте наблюдается избыток событий с большими углами, то есть существует вынос энергии вторичными частицами в поперечном направлении. Для СтА-соударений расчёты по каскадной модели количественно согласуются с экспериментальными данными для всех событий. В то же время предсказания ДКМ существенно расходятся с результатами в СтА-взаимодействиях с большим числом взаимодействующих протонов, $N_p \geq 30$.

Nb-Nb 400 МэВ/нукл.

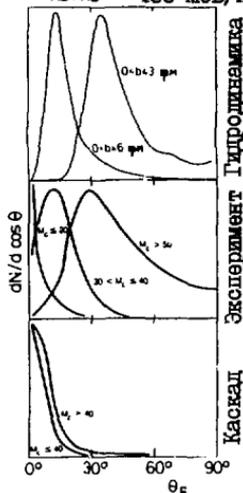
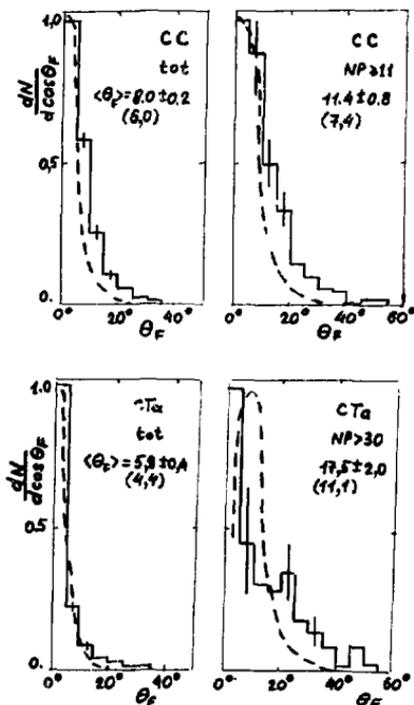


Рис. 6. Распределения по θ_F в СС- и СтА-соударениях. Гистограмма-эксперимент, пунктир - ДКМ. Приведены средние величины $\langle \theta_F \rangle$ в эксперименте и в модели.

Рис. 5. Распределения по "углу выноса энергии" θ_F , полученные в работах [6]. Разные кривые отвечают выборкам событий по множественности или по прицельному параметру.



На рис. 7 представлена зависимость среднего "угла выноса энергии" $\langle \theta_F \rangle$ от числа протонов-участников в СС-многонуклонных и СтА-взаимодействиях. Видно, что с ростом числа протонов-участников увеличивается $\langle \theta_F \rangle$ и более заметным становится расхождение экспериментальных данных о расчётах ДКМ.

Таким образом, анализ экспериментальных данных в терминах θ_F - "угла выноса энергии" - оказывается полезным для выяснения

динамики ядро-ядерных взаимодействий, для поиска таких её особенностей, которые не укладываются в представления о взаимодействии ядер как простой суперпозиции нуклон-нуклонных соударений.

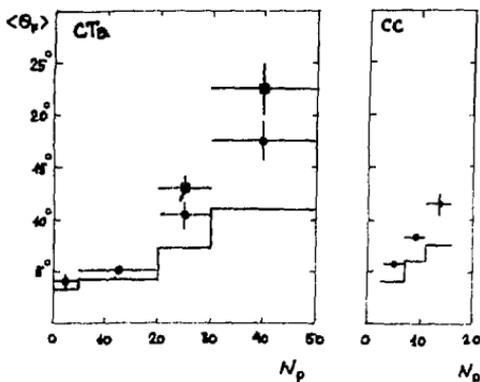


Рис. 7. Значения $\langle \theta_F \rangle$ в зависимости от числа протонов-участников в СС- и СтА-взаимодействиях. Гистограмма-расчёт по ДМ. Кружки - экспериментальные данные, квадратик - данные, полученные при диагонализации тензора (I), построенного для частиц с $P_{II}^* > 0$, когда исключается область фрагментации мишени.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Болдеа В. и др. Препринт ОЯИ, PI-85-607, Дубна, 1985.
2. Agakishiev H.N. et al. Z.Phys. C, 1983, 16, p.307.
3. Гудима К.К., Тонеев В.Д. ЯФ, 1978, 27, с.658,
Toneev V.D., Gudima K.K. Nucl. Phys., 1983, A400, p.173c.
4. Агакишиев Г.Н. и др. Препринт ОЯИ, PI-82-508, Дубна, 1982, ЯФ, 1983, 37, с.1495.
5. Gyulassy M. et al. Phys. Lett., 110B, 1982, p.185,
Sandoval A. et al. Preprint GSI-82-11, Darmstadt, 1982.
6. Stock R. Preprint GSI-84-59, Darmstadt, 1984,
Molitoris J.J., Stöcker H. Preprint UFTP 166/1985, Frankfurt, 1985,
Molitoris J.J., Stöcker H. Phys. Lett., 162B, 1985, p.47.

НЕУПРУГИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ ЯДЕР НЕОНА-22 С ЯДРАМИ
ФОТОЭМУЛЬСИИ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,1 А ГэВ/с

Сотрудничество: Алма-Ата - Бухарест - Гатчина - Дубна - Душанбе -
- Ереван - Кошице - Крков - Ленинград - Москва - Ташкент -
- Улан-Батор

(Представил К.Д.Толстов)

Исследованы неупругие столкновения ядер неона-22, ускоренных на синхрофазотроне ОИЯИ, с ядрами фотоэмульсий БР-2 ГосНИИХИМФотопроекта на статистике 4309 событий [1,2,3].

Изучены процессы фрагментации сталкивающихся ядер, включая их полное разрушение, генерации пионов, корреляционные соотношения; получено указание на наличие особых случаев в ^{22}Ne - эмульсионных столкновениях.

Фрагментация снаряда. Заряды релятивистских ядер ^{22}Ne были определены с надежной точностью по измерениям распределений δ -электронов, образуемых фрагментами, так как ошибки в этих измерениях составляли менее 0,5 единицы заряда. Рис. 1 показывает распределение

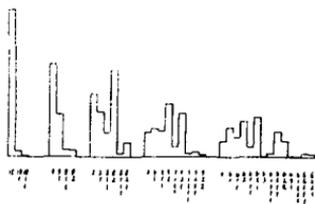


Рис. 1

фрагментов по зарядом. Из него следует, что последовательное уменьшение наибольшего заряда фрагмента в данном событии приводит к большей дисперсии по зарядом всех остальных фрагментов, следовательно, при этом увеличивается возбуждение фрагментирующего ядра. Наблюдается значительный выход фрагментов

с зарядом 2. На рис. 2 дано угловое распределение фрагментов с зарядом 2, которое простирается до углов $> 5^\circ$, что имеет место и при других Z .

Выяснено, что число случаев с суммарным зарядом фрагментов Q зависит от числа частиц, испускаемых ядром мишенью N_h , т.е. от размере перекрытой мишенью части снаряда, который получает при столкновении значительный поперечный импульс: $\langle P_\perp \rangle \approx 0,5$ ГэВ/с. Средний поперечный импульс нуклонов в системе ионов фрагментирующего ядра составляет ~ 105 МэВ/с.

На рис. 3 даны средние поперечные импульсы фрагментов как функции их заряда. Эти результаты явно расходятся с выводами работы [4], в которой изучалась фрагментация ядер ^{16}O с импульсом 2,1 А ГэВ/с в углах $< 15^\circ$ и сделан вывод о факторизации сечений. Совокупность наших данных свидетельствует, что процесс фрагментации снаряда обусловливается обоими сталкивающимися ядрами, не имеет места факторизация сечений, т.е. условностью модели спектров и участников.

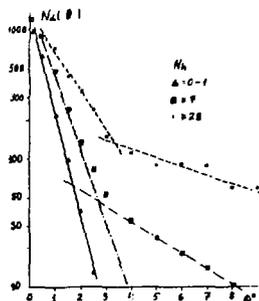


Рис. 2

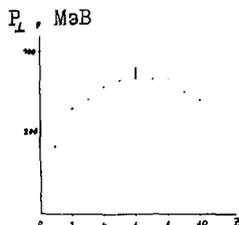


Рис. 3

Фрагментация мишени. На рис. 4 показано распределение числа событий как функция Q и параметра N_h , из которого следует малое разрушение ядер мишеней при периферических столкновениях, когда Q велико, и преимущественно полное разрушение, когда $Q \rightarrow 0$ и $N_h > 27$.

Число нуклонов снаряда, которые испытали неупругое столкновение, находится из

$$\eta = A(1 - Q/Z),$$

откуда следует, что для неона при $Q = 4$ и углероде при $Q = 0$ в столкновении участвует одинаковое число нуклонов - 12.

Однако средние числа g -частиц из мишени (в основном протоны с энер-

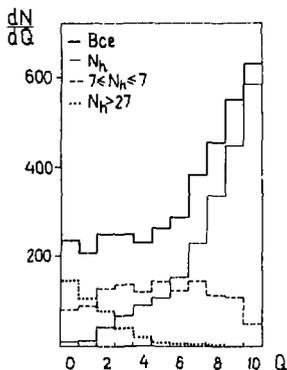


Рис. 4

гней 26 МэВ < E < 500 МэВ) различаются более чем в 2 раза:

$$\langle n_g \rangle_{Ne} = 7,8 \pm 0,4; \quad \langle n_g \rangle_c = 16,6 \pm 0,8.$$

Оценивая согласно [5] параметр удара β для столкновений ^{22}Ne и ^{12}C с ядрами ^{199}Au , ^{208}Pb в фотоэмульсии, получим, что близким множественностям g -частиц соответствуют и близкие величины β , что показано в табл. I.

Таблица I

Средняя множественность g -частиц в столкновениях с ядрами ^{199}Au , ^{208}Pb , ^{22}Ne и ^{12}C как функция Q и параметра удара β

Q	^{22}Ne		^{12}C	
	$\beta_{фн}$	$\langle n_g \rangle$	$\beta_{фн}$	$\langle n_g \rangle$
0	$2,9 \pm 0,1$	$21,3 \pm 0,6$	$4,0 \pm 0,2$	$16,6 \pm 0,8$
1	$4,1 \pm 0,1$	$17,8 \pm 0,6$	$5,4 \pm 0,2$	$11,4 \pm 0,7$
2	$5,1 \pm 0,1$	$12,9 \pm 0,6$	$6,5 \pm 0,2$	$7,5 \pm 0,6$
3	$6,0 \pm 0,1$	$10,4 \pm 0,5$		
4	$6,7 \pm 0,1$	$7,8 \pm 0,4$		
5	$7,5 \pm 0,1$	$5,8 \pm 0,3$		

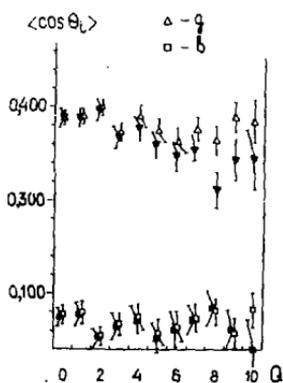


Рис. 5

На рис. 5 даны средние косинусы углов вылета $\langle \cos \theta_g \rangle$ g -частиц и медленных ℓ -частиц с энергией < 26 МэВ как функции Q , из которого следует, что углы $\langle \theta_g \rangle$ заключены в интервале $66-69^\circ$ для g -частиц, а $\langle \theta_\ell \rangle$ — в интервала $86-87^\circ$. В этом факте, а также при сопоставлении средней энергии g - и ℓ -частиц с аналогичными данными для других снарядов [6, 7] наблюдается явление ранее слабей зависимости угловых и энергетических распределений фрагментов ядер мишеней от массы и энергии снарядов, но имеет место широкий максимум для ℓ в событиях с $Q = 0$.

Генерация пионов. Распределение событий как функция числа N_S , ливневых частиц S и параметра Q дано на рис. 6. Число заряженных пионов с достаточной точностью можно принять равным $n_\pi = n_S - (Z - a)$.

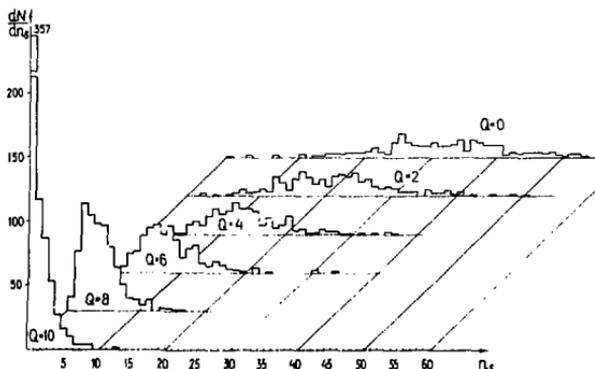


Рис. 6

Разделение ζ -частиц на пионы и определение их импульсов было выполнено с помощью измерений ионизационных потерь и величин $R\beta$. Результаты показаны в таблице 2.

Средние характеристики спектров ζ^{\pm} и P

Таблица 2

Средние значения	Все события	$N_h \leq 7$	$N_h > 7$	Q	
				0+2	7+10
R_{π} мэВ/с	650 ± 20	740 ± 30	620 ± 30	600 ± 40	690 ± 40
R_p мэВ/с	2190 ± 50	2390 ± 60	2070 ± 60	2020 ± 90	2340 ± 70
θ_h град	38 ± 1	27 ± 2	43 ± 2	44 ± 2	32 ± 2
θ_p град	16 ± 1	12 ± 1	18 ± 1	$18 \pm 1,6$	12 ± 1
Y_{π}	$1,14 \pm 0,03$	$1,45 \pm 0,05$	$1,02 \pm 0,04$	$0,99 \pm 0,06$	$1,3 \pm 0,06$
Y_p	$1,36 \pm 0,02$	$1,5 \pm 0,03$	$1,29 \pm 0,03$	$1,27 \pm 0,05$	$1,49 \pm 0,03$
R_{π} мэВ/с	280 ± 10	240 ± 10	290 ± 10	280 ± 15	245 ± 15
R_p мэВ/с	500 ± 20	430 ± 20	540 ± 25	530 ± 30	410 ± 30
N_{π}/N_p	$1,6 \pm 0,2^{0,1}$	$1,2 \pm 0,2^{0,1}$	$1,8 \pm 0,3^{0,2}$	$1,9 \pm 0,4^{0,3}$	$1,3 \pm 0,2$

*

$$B \text{ нр} \quad \langle R_{\pi} \rangle = 620 \pm 5 \text{ (мэВ/с)}$$

В совокупности из таблиц 1 и 2 следует, что с уменьшением параметра удара и увеличением N_h , т.е. при переходе к центральным соударениям, которым соответствует большая толщина ядерной материи на пути снаряда, средние импульсы пионов и протонов меняются незначительно. Кроме того, средние импульсы пионов близки к их значениям в

и Р-соударениях, что следует из таблицы 2. Эти результаты в сочетании с известным постоянством коэффициента неупругости допускают объяснение на основе концепции "длины формирования" [8], необходимой для "восстановления" адронов после столкновений. Аналогичная причина, возможно, приводит к обрезанию пионов в конечном состоянии вне ядра из кластера, масса которого обуславливается неупругостью, а не числом нуклонов на пути снаряда в зависимости от параметра удара.

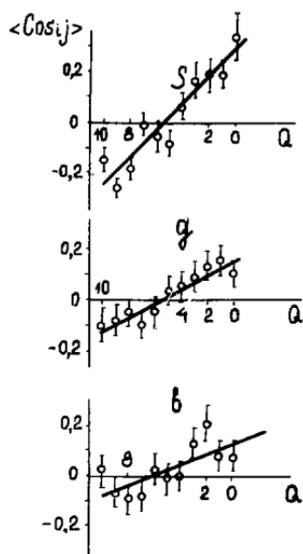


Рис. 7а

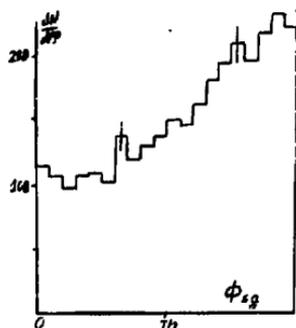


Рис. 7б

Корреляционные соотношения между частицами показаны на рис. 7а, где дан средний косинус $\langle \cos \theta \rangle$ азимутального угла между парами частиц в плоскости, перпендикулярной оси столкновения, и, как видно, азимутальная асимметрия увеличивается $\langle \cos \theta_{ij} \rangle > 0$ к центральным (малые Q) столкновениям. На рис. 7б показаны четкие корреляции - "противоиспускание" в указанной плоскости S- и g-частиц, характерное азимутальным углом $\phi_{S,g}$ между ними.

Полное разрушение ядер и особые события. К событиям полного разрушения ядер отнесены случаи, когда суммарный заряд этих частиц равен или близок к Z для ядер Ag, Br . Вероятность таких событий значительна: $20 \pm 1\%$.

Зависимость средних значений $\langle n_S \rangle$, $\langle n_g \rangle$, $\langle n_b \rangle$ от числа S-частиц показана на рис. 8 с максимумом для $\langle n_g \rangle$ при $n_S \sim 35$. Поскольку согласно рис. 6 рост n_S соответствует уменьшению Q , т.е. центральности столкновения, то уменьшение $\langle n_S \rangle$, возможно, обуславливается ужесточением их спектра и "перекачки" части в S-частицы, а уменьшение $\langle n_g \rangle$ - распадом "тора" из нуклонов спектаторов на фрагменты с большим Z при пролете снаряда по центру ядра мишени. Для всех взаимодействий $Ne - \Delta M$ $\langle n_g \rangle = 6,32 \pm 0,04$ и $\langle E_g \rangle = 153 \pm 1$ МэВ, а для полного разрушения $\langle n_g \rangle$ увеличи-

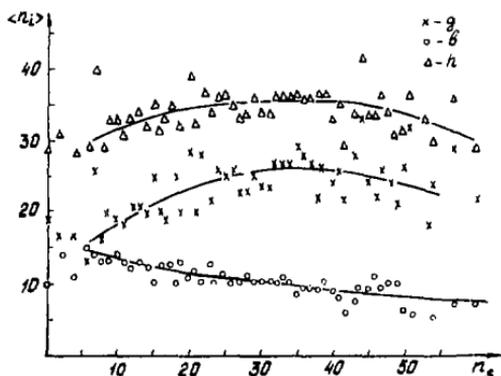


Рис. 8

вется до $24,3 \pm 1$ и также несколько растет $\langle E_g \rangle = 159 \pm 2$ МэВ. При $\langle n_i \rangle = 8,6 \pm 1$ наблюдается большой выход - $2,3 \pm 0,1$ частиц со средней энергией 0,62 МэВ, т.е. глубоко подбарьерных частиц, а так как нет заметного ядра остатка, то, следовательно, конечная стадия процесса полного разрушения скорее представляет собой не "испарение", а дробление ядра на осколки.

Из всех случаев столкновений с ядрами Ag, Bz (2400) было выделено 243 центральных с $Q=0$, и в этом наборе наблюдались звезды, в которых не было ξ -частиц с углами вылета $< 7^\circ$ к направлению снаряда, хотя $\langle n_s \rangle$ для этих звезд 33 ± 2 и $\langle n_g \rangle = 32 \pm 1$. Вероятность появления в звезде i всех ξ -частиц с углами вылета больше θ_i равна

$$W_i = [1 - \omega(\theta_i)]^n,$$

где n - число и θ_i - минимальный угол ξ -частиц в звезде i . $\omega(\theta_i)$ находилось из углового распределения ξ -частиц для всех центральных взаимодействий. Условию $W_i < 5\%$ удовлетворяли 18 звезд, для которых $\langle W \rangle = 0,025$. Следовательно, ожидаемое (фоновое) число случаев $N_f = 243 \cdot \langle W \rangle = 6$ и в случае распределения Пуассона вероятность появления 18 событий $\sim 10^{-5}$. Корреляционные соотношения для псевдобыстрот ξ -частиц подтверждают выделенности 18 событий, тогда как розыгрыш по методу Монте-Карло не показывает отличительных особенностей. Если вычесть шесть фоновых событий, то доля особых событий от всех взаимодействий с ядрами Ag составит 0,005 и сечение $\sigma = 1,3 \cdot 10^{-26}$ см². Принимая, что $\sigma_{oc} = \pi \Delta^2_{oc}$, где Δ^2_{oc} есть расстояние между центрами ядер, получим $\Delta^2_{oc} = 0,62$ фм, отку-

где $\langle \Delta p_{\perp}^2 \rangle^{1/2} = 0,33$ ГэВ/с и $\langle |p_{\perp}| \rangle = 0,68$ ГэВ/с, т.е. наблюдается существенное увеличение, что, возможно, и обуславливает уменьшение вероятности вылета частиц с малыми углами.

Совокупность данных указывает на проявление коллективных эффектов в процессах неупругих столкновений релятивистских ядер.

Л и т е р а т у р а

1. Андреев Н.П. и др. Сообщения ОИЯИ, Р1-85-692, Дубна, 1985.
2. Вокелове А. и др. Краткие сообщения ОИЯИ №12-85, Дубна, 1985, с.15.
3. Андреев Н.П. и др. Сообщения ОИЯИ Р1-86-8, Дубна, 1986.
4. Steiner H. Preprint LBL-2144, 1973.
5. Антончик В.А. и др. 1979, ЯФ, 29, 17.
6. Банник Б.П. и др. Труды Совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. ОИЯИ, Д2-82-568, Дубна, 1982, с.78.
7. Богданов В.Г. и др. ЯФ, 1983, 38, с.1493.
8. Фейнберг Е.Л. УФН, 1980, 132, 255.

**ИНКЛУЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ ЛЕГКИХ ПРОДУКТОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЯДЕР В КИНЕМАТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ
ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДРА-МИШЕНИ**

В.И.МАНЬКО

Институт атомной энергии имени И.В.Курчатова, Москва

Измерены инклюзивные спектры протонов, выпускаемых при взаимодействии ионов ^{12}C с энергией 3,6 ГэВ/нуклон и ионов ^3He с энергией 4,9 ГэВ/нуклон с различными ядрами. Анализ этих данных, а также имеющихся данных по ядерно-ядерным взаимодействиям при других энергиях (0,8 и 2,1 ГэВ/нуклон) и для других комбинаций сталкивающихся ядер (от $^3\text{He} + \text{C}$ до $\text{Ar} + \text{Pb}$) показал, что в области фрагментации ядра-мишени инвариантное сечение описывается некоторой универсальной функцией, если перейти в подходящую движущуюся систему координат. Последнее естественно интерпретировать как реальный физический объект - движущийся источник. Как оказывается, этот источник сильно разогрет (средняя энергия ≈ 90 МэВ/нуклон), причем его внутренние свойства (энергия возбуждения и форма распределения) не зависят ни от энергии столкновения, ни от комбинации сталкивающихся ядер. С другой стороны, скорость источника и число входящих в него нуклонов систематически зависят от условий столкновения.

Согласно модели фэйрбола [1], широко применяемой для описания столкновений ядер при высоких энергиях, нуклоны сталкивающихся ядер разделяются на две группы: так называемых участников и наблюдателей. Первые принадлежат к геометрически перекрывающимся областям этих ядер, а вторые - нуклоны, не входящие в эти области (рис.1). После столкновения участники образуют сильно разогретый движущийся источник - фэйрбол, а наблюдатели, входящие

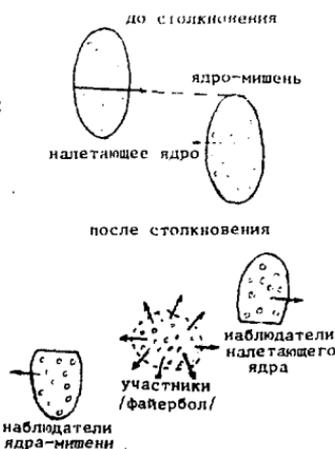


Рис.1. Модель участников и наблюдателей.

Рис.2. Характерные области по кинематической плоскости.

В состав оставшихся холодных осколков двух ядер, практически не меняют состояния своего движения. Соответственно, кинематическую плоскость (с координатами, углом, скоростью Y и поперечный импульс P_T) можно разделить на три области (рис.2). Вблизи скорости ядра-мишени ($Y_T = 0$) располагается область фрагментации ядра-мишени, которая должна заселяться за счет нуклонов-наблюдателей этого ядра.

Аналогично этому область фрагментации налетающего ядра, расположенная вблизи скорости первоначального пучка (Y_p), должна заселяться нуклонами-участниками.

Кинематический анализ [2] экспериментальных данных, полученных при энергии 800 МэВ/нуклон, обнаружил, что имеются нуклоны, которые не являются ни участниками, ни наблюдателями. Эти нуклоны образуют сильно разогретые источники - горячий мишенный источник и горячий источник налетающего ядра. На существование горячего мишенного источника указывают, например, максимумы в скоростных распределениях фрагментов при значениях скорости, существенно отличающихся от Y_T и Y_{fb} (рис.3). Эти результаты стимулировали интерес к исследованиям спектров вторичных частиц в области фрагментации ядра-мишени при значительно больших энергиях взаимодействия.

Группой ИАЭ им.И.В.Курчатова были исследованы спектры протонов, испускаемых при столкновениях ядер ^{12}C с энергией 3,6 ГэВ/нуклон, а также ядер ^3He с энергией 4,9 ГэВ/нуклон с различными ядрами-мишенями. (Перечень исследованных взаимодействий дан в таблице). При таких высоких энергиях кинематические области, соответствующие участникам и наблюдателям, отстоят гораздо дальше друг от друга, чем при энергии

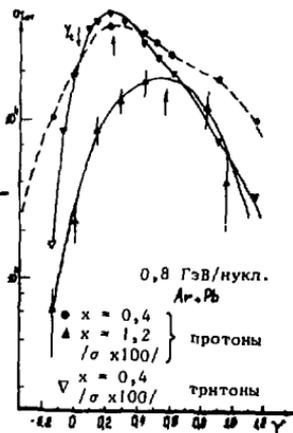


Рис.3. Быстротные распределения фрагментов, испускаемых при взаимодействии 800 МэВ/нуклон $\text{Ar} + \text{Pb}$.

800 МэВ/нукл. Поэтому можно было надеяться исследовать область фрагментации ядра-мишени в гораздо более чистых условиях. Результаты этих исследований частично опубликованы в работах [3,4,5].

Эксперименты были выполнены на выведенных пучках ядер ^{12}C и ^3He синхрофазотрона ОИЯИ. Использовались интенсивности $\sim 5 \times 10^6$ ядер $^{12}\text{C}/\text{импульс тока}$ и $\sim 10^7$ ядер $^3\text{He}/\text{импульс тока}$ при длительности импульса около 400 мс и частоте $\sim 0,1/\text{Гц}$. Использовались мишени из естественной смеси изотопов толщинами: углерод - $0,86 \text{ г}/\text{см}^2$; медь - $1,34 \text{ г}/\text{см}^2$; олово - $0,91 \text{ г}/\text{см}^2$ и свинец - $1,1 \text{ г}/\text{см}^2$. Спектры фрагментов измерялись с помощью сцинтилляционного спектрометра, основой которого был телескоп, из трех пластмассовых сцинтилляторов. Два первых были тонкими - толщинами 0,5 см и 1 см, а третий был толщиной 32 см. Расстояние между первыми двумя сцинтилляторами было около 2 м. Для каждого события измерялось время пролета этого расстояния и энергия, выделенная в толстом детекторе. С помощью такого спектрометра можно было идентифицировать протоны и определять их энергии в интервале 50 - 350 МэВ. Спектры измерялись в интервале углов от 20° до 150° с шагом 10° . Детальное описание экспериментальной установки, электроники и процедуры измерений содержится в работах [6,7].

Для анализа были использованы инвариантные сечения, преобразованные к переменным Y и P_T . Было обнаружено, что форма рельефа инвариантного сечения в области фрагментации ядра-мишени во всех случаях оказывается одной и той же, если в каждом случае произвести подходящий сдвиг по быстроте. Выражаясь точно, обнаружено, что инвариантное сечение δ_{inv} может быть представлено формулой

$$\delta_{inv} = \delta_0(A_p, A_t, E) f(Y - Y_s(A_p, A_t, E), P_T), \quad (1)$$

где A_p, A_t - массовые числа налетающего ядра и ядра-мишени соответственно;

E - энергия, приходящаяся на один нуклон налетающего ядра;

$\delta_0(A_p, A_t, E)$ - некоторый масштабный множитель, определяющий абсолютную величину сечения;

$Y_s(A_p, A_t, E)$ - сдвиг по быстроте;

f - некоторая универсальная функция, вид которой не зависит ни от комбинации сталкивающихся ядер, ни от энергии столкновения.

Это наблюдение иллюстрируется рисунком 4, на котором приведены отношения δ_{inv}/δ_0 в зависимости от разности $Y - Y_s$ при фиксированных значениях поперечного импульса для трех взаимодействий 4,9 ГэВ/нуклон $^3\text{He} + \text{C}, \text{Si}, \text{Pb}$. На этом же рисунке в качестве примера приведено такое же отношение для взаимодействия 3,6 ГэВ/нуклон $^{12}\text{C} + \text{Sn}$. Значения параметров Y_s и δ_0 приведены в таблице. Видно, что во

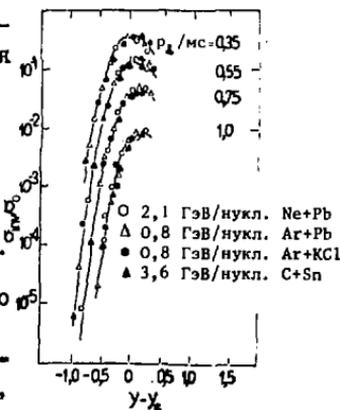
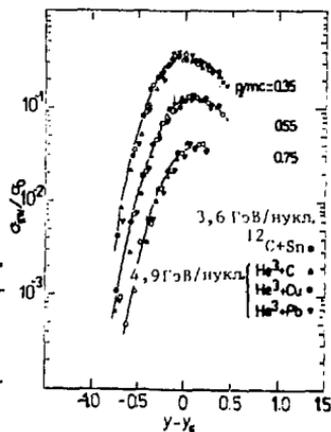
Рис. 4. Зависимость величин $\delta_{i,nv} / \delta_0$ от $Y - Y_S$ для случаев взаимодействий 4,9 ГэВ/нуклон ${}^3\text{He} + \text{C}, \text{Si}, \text{Pb}$ и 3,6 ГэВ/нуклон ${}^{12}\text{C} + \text{Sn}$.

в всех случаях экспериментальные точки ложатся на некоторую универсальную зависимость, которую можно задать графически приведенными на рисунке сплошными линиями. Заметим здесь, что и для остальных взаимодействий 3,6 ГэВ/нуклон ${}^{12}\text{C} + \text{C}, \text{Si}, \text{Pb}$ экспериментальные точки ложатся на ту же универсальную зависимость. Формула (I) означает, что во всех случаях инвариантное сечение имеет один и тот же рельеф, если только в каждом из них перейти в некоторую подходящую движущуюся систему координат. Естественно предположить, что последняя связана с некоторым реальным физическим объектом — движущимся источником, излучающим вторичные частицы.

С целью исследовать, наблюдается ли найденная закономерность (формула (I)) в случаях существенно более тяжелых налетающих ядер и при существенно отличающихся от энергий столкновения, были проанализированы имеющиеся данные по столкновениям Ne и Ar с различными ядрами-мишенями при энергиях 0,8 ГэВ/нуклон и 2,1 ГэВ/нуклон [8,9]. Оказалось, что во всех этих случаях в кинематической области, соответствующей фрагментации ядра-мишени, инвариантные сечения обнаруживают ту же закономерность (выполняется соотношение (I)). Этот вывод иллюстрируется рис. 5, на котором приведено несколько примеров (полный список проанализированных взаимодействий содержится в таблице).

Рис. 5. Зависимости величин $\delta_{i,nv} / \delta_0$ от $Y - Y_S$ для случаев взаимодействий 0,8 ГэВ/нукл. $\text{Ar} + \text{KCl}, \text{Pb}$; 2,1 ГэВ/нукл. $\text{Ne} + \text{Pb}$ и 3,6 ГэВ/нукл. ${}^{12}\text{C} + \text{Sn}$.

Найденная зависимость указывает, что в ядерно-ядерном столкновении область фрагментации заселяется нуклонами, испускаемыми некоторым движущимся источником,



внутренние свойства которого (энергия возбуждения и вид распределения частиц) не зависит ни от комбинации сталкивающихся ядер (по крайней мере от ${}^3\text{He}+\text{C}$ до $\text{Ar}+\text{P}$), ни от энергии столкновения (по крайней мере от 0,8 ГэВ/нуклон до ~ 5 ГэВ/нуклон).

В кинематической области, соответствующей большим углам и сравнительно малым импульсам, функция $f(y-y_s, p_T)$ воспроизводится распределением больцмановского типа с температурой $T=55$ МэВ. Иными словами, в этой области инвариантное сечение может быть воспроизведено с помощью формулы

$$\sigma_{inv} = \sigma_0 (1 + W_s/mc^2) \exp(-W_s/T), \quad (2)$$

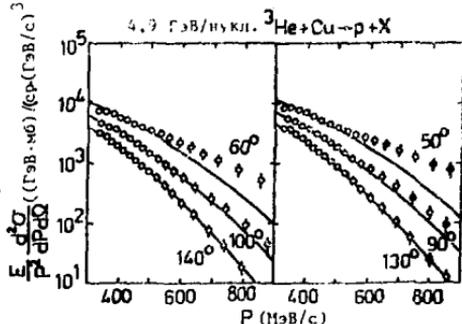
где

$$W_s = mc^2 (\sqrt{1 + (p_T/mc)^2} \cosh(y-y_s) - 1) -$$

кинетическая энергия фрагмента в системе движущегося источника,

m - масса фрагмента. На рис.6 приведено несколько примеров описания экспериментальных данных формулой (2). Видно, что имеется хорошее согласие в области задних углов. С уменьшением угла наблюдается систематическое отклонение экспериментальных точек вверх от расчетных кривых по мере увеличения импульса. Возможны два различных объяснения такого отклонения. Во-первых возможно, что в источнике не успевают установиться полное равновесие и в нем сохраняется еще "память" о движении первоначальной частицы, оставившей в нем часть энергии.

Рис.6. Примеры воспроизведения экспериментальных данных больцмановским распределением с температурой $T = 55$ МэВ.



Это приведено к преимущественному испусканию вторичных фрагментов в переднюю полусферу. Другое возможное объяснение состоит в том, что по мере уменьшения угла и увеличения импульса начинает возрастать вклад от фэйрбола, образованного нуклонами-участниками, что тоже приведет к увеличению сечений по сравнению с рассчитанными в предположении излучения единственного теплового источника. В настоящее время трудно сделать выбор между этими двумя объяснениями, хотя наблюдаемая универсальность функции f говорит о том, что основную роль, скорее, играет неполное тепловое равновесие в источнике.

В любом случае источник оказывается сильно разогретым. Для бoльшановской компоненты средняя кинетическая энергия, приходящаяся на один нуклон $\langle w \rangle$, связана с температурой следующим выражением:

$$\langle w \rangle = 3T - mc^2 \left(1 - \frac{K_1(mc^2/T)}{K_2(mc^2/T)} \right), \quad (3)$$

где K_1 и K_2 — функции Макдональда.

При $T = 55$ МэВ получаем $\langle w \rangle \approx 90$ МэВ, что во много раз превышает среднюю энергию нуклонов-спектаторов (~ 12 МэВ [10]). Наличие неравновесной компоненты может только еще более увеличить значение $\langle w \rangle$.

Естественно предположить, что аналогичный источник образуется и в области фрагментации налетающего ядра (в случае столкновения одинаковых ядер это следует из симметрии картины столкновения в системе центра масс). Тогда это означает, что в результате столкновения ядер образуется пять источников, испускающих фрагменты, как это показано на рис.7.



Рис.7. Модель пяти источников.

Скорость движения источника (или быстрота Y_s) и множитель δ_0 , определяющий абсолютную величину сечения, обнаруживает систематическую зависимость как от энергии столкновения E , так и от массовых чисел сталкивающихся ядер A_p и A_t . Значения параметров Y_s и δ_0 для всех проанализированных нами взаимодействий приведены в таблице.

На рис.8 показаны зависимости величин Y_s от E для различных комбинаций сталкивающихся ядер. Линии проведены через точки с одинаковыми (или близкими) отношениями A_p/A_t . Видно, что при данном значении A_p/A_t скорость источника уменьшается с увеличением энергии. По-видимому, имеется тенденция к выходу на плато при $E \gtrsim 2$ ГэВ/нуклон. При данной энергии скорость растет с увеличением отношения A_p/A_t . Это наблюдение иллюстрируется рис.9, на котором построены зависимости величин Y_s от A_p/A_t при энергии 0,8 ГэВ/нуклон и в области энергии от 2 до 5 ГэВ/нуклон. Видно, что скорость источника обнаруживает слабую зависимость от A_p/A_t типа $Y_s \sim (A_p/A_t)^{\chi}$, где $\chi \approx 0,15$ при $E = 0,8$ ГэВ/нуклон и $\chi \approx 0,17$ в области плато.

Рис. 8. Зависимости Y_5 от E для различных случаев взаимодействия. Кривые проведены через точки с одинаковыми отношениями A_p/A_t .

Если разделить масштабный множитель δ_0 на геометрическое сечение $\delta_{geo} = \sqrt{\pi} r_c^2 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})^2$, то отношение δ_0/δ_{geo} пропорционально числу нуклонов в источнике m_s . На рис. 10 построены отношения δ_0/δ_{geo} для налетающих ядер ^3He и ^{12}C в зависимости от A_t . Видно, что число нуклонов в источнике обнаруживает сильную зависимость от A_t типа $m_s \sim A_t^\alpha$, где $\alpha \approx 0,7$. Такое большое значение α означает, что формирование источника не может

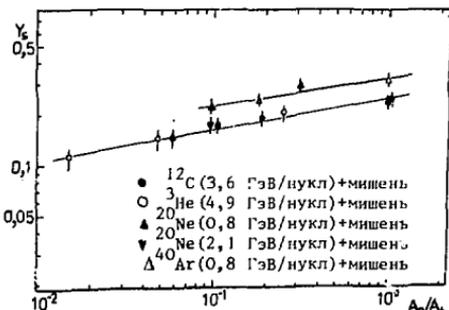
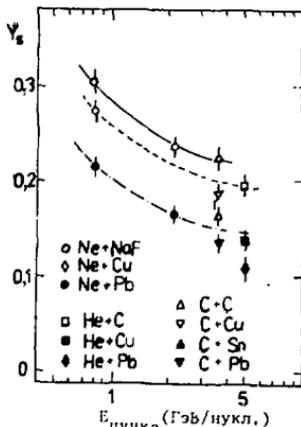
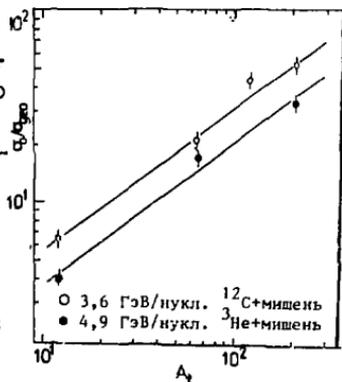


Рис. 9. Зависимость Y_5 от A_p/A_t .

Итак, в ядро-ядерном столкновении при высокой энергии область фрагментации ядра-мишени заселяется нуклонами из некоторого движущегося высоко возбужденного источника. Энергия возбуждения источника не зависит ни от комбинации сталкивающихся ядер A_t, A_p , ни от энергии столкновения E . С другой стороны, скорость источника и число входящих в него нуклонов систематически зависят от A_t, A_p и E .

Рис. 10. Зависимость δ_0/δ_{geo} от A_t . $\delta_{geo} = \sqrt{\pi} r_c^2 (A_t^{1/3} + A_p^{1/3})^2$, где $r_c = 1,2$ фм.

быть объяснено вырезанием налетающим ядром из ядра-мишени трубки определенного размера, поскольку тогда Y_5 было бы пропорционально линейным размерам ядра-мишени, т.е. α была бы равна $1/3$. По-видимому, это означает, что по мере продвижения налетающего ядра вдоль ядра-мишени поперечный размер области, из которой затем формируется горячий мишеный источник, расширяется.



Таблица

Реакция	γ_{fb}	γ_S	ζ_0	$\frac{MO \times \Gamma_{\text{ЭВ}}}{\text{ср } \times (\Gamma_{\text{ЭВ}}/C)}$
4,9 ГэВ/А ${}^3\text{He} + \text{C}$	1,08	0,20		$2,6 \times 10^3$
4,9 ГэВ/А ${}^3\text{He} + \text{Cu}$	0,83	0,14		$1,9 \times 10^4$
4,9 ГэВ/А ${}^3\text{He} + \text{Pb}$	0,69	0,11		$8,2 \times 10^4$
3,6 ГэВ/А $\text{C} + \text{C}$	1,13	0,23		$6,2 \times 10^3$
3,6 ГэВ/А $\text{C} + \text{Cu}$	0,91	0,19		$3,8 \times 10^4$
3,6 ГэВ/А $\text{C} + \text{Sn}$	0,83	0,17		$1,0 \times 10^5$
3,6 ГэВ/А $\text{C} + \text{Pb}$	0,76	0,14		$1,6 \times 10^5$
2,1 ГэВ/А $\text{Ne} + \text{NaF}$	0,92	0,24		$1,5 \times 10^4$
2,1 ГэВ/А $\text{Ne} + \text{Pb}$	0,65	0,17		$1,5 \times 10^5$
0,8 ГэВ/А $\text{Ar} + \text{KCl}$	0,62	0,31		$4,1 \times 10^4$
0,8 ГэВ/А $\text{Ar} + \text{Pb}$	0,46	0,24		$1,3 \times 10^5$
0,8 ГэВ/А $\text{Ne} + \text{NaF}$	0,62	0,31		$1,3 \times 10^4$
0,8 ГэВ/А $\text{Ne} + \text{Cu}$	0,51	0,29		$3,7 \times 10^4$
0,8 ГэВ/А $\text{Ne} + \text{Pb}$	0,41	0,22		$1,0 \times 10^5$

ЛИТЕРАТУРА

- I.G.D.Westfall et al. *Phys.Rev.Lett.*, 37(1976),1202.
- V.I.Manko and S.Nagamiya. *Nucl.Phys.*, A384(1982),475.
- B.P.Adyasevich et al. *Phys.Lett.*, 142B(1984),245.
- B.P.Adyasevich et al. *Phys.Lett.*, 161B(1985),55.
- Б.П.Адьясевич и др. ЯФ, т.40 (1984), 495, а также
Б.П.Адьясевич и др. *Препринт* IAE-3973/2, Москва, 1984.
- V.G.Antonenko et al. *Preprint* IAE-3109, Moscow, 1979.
- V.G.Antonenko et al. *Yad.Fiz.*, 31(1980),870.
- M.-C.Lemaire et al. *Preprint* LBL-8463, Berkeley, 1978.
- S.Nagamiya et al. *Phys.Rev.*, C24(1984),971.
- I.O.D.K.Scott. *Proceedings of the International School on Nuclear Structure. Alushta, 1980.*
JINR, D4-80-385, Dubna, 1980, p. 297.

CHARGE EXCHANGE REACTIONS WITH RELATIVISTIC COMPLEX NUCLEI AT SATURNE

P.Radvanyi^(a), D.Bachelier^(b), M.Bedjidian^(c), I.Bergqvist^(d), J.L.Boyard^(b), A.Brockstedt^(d), L.Carlen^(d), D.Contardo^(c), P.Ekström^(d), C.Ellegaard^(e), C.Gaarde^(e), C.Goodman^(f), J.Y.Grossiord^(c), A.Guichard^(c), R.Haroutunian^(c), T.Hennino^(b), J.C.Jourdain^(b), J.S.Larsen^(e), J.R.Pizzi^(c), M.Roy-Stéphan^(b), J.Tinsley^(a).

(a) Laboratoire National Saturne, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

(b) Institut de Physique Nucléaire, 91406 Orsay, France

(c) Institut de Physique Nucléaire de Lyon, 69631 Villeurbanne, France

(d) University of Lund, 22362 Lund, Sweden

(e) Niels Bohr Institute, 21000 Copenhagen, Denmark

(f) Indiana University, Bloomington, Indiana 47405, U.S.A.

Charge exchange reactions above about 100 MeV per nucleon are a very effective and selective way of producing collective spin excitations in nuclei^{/1,2,3/}. These excitations are particularly strong at 0° and small angles.

At low excitation energy of the residual nucleus, one induces preferentially Gamow-Teller transitions $\Delta S = 1$, $\Delta L = 0$, corresponding to allowed beta decay G.T. transitions. These are one step (1p-1h) excitations. It has been shown^{/2/} that a very simple sum rule applies for the Gamow-Teller strength: $S_{\beta^-} - S_{\beta^+} = 3(N - Z)$, where S_{β^-} and S_{β^+} are the β^- and the β^+ decay strengths; the Indiana (p,n) experiments revealed that the observed low energy G.T. excitations exhaust only a fraction - at most up to 60% - of this sum rule strength^{/2/}.

Several theoreticians remarked^{/4/} that spin-isospin excitations in nuclei could lead not only to low energy G.T. states, but could possibly also excite the quark internal degrees of freedom of the nucleons. They could thus lead to the formation of Δ resonance-nucleon hole states in the nucleus, taking into account the correlations between nucleons. As there is no Pauli blocking, all nucleons of the nucleus can play a role.

The (³He,t) reaction

In order to study such a possibility, we started, at the beginning of 1982, an extensive experimental programme on charge exchange reactions at Laboratoire National Saturne. The first experiment showed indeed a strong excitation of the Δ resonance in the (³He,t) reaction at 2 GeV and 0° (see figure 1)^{/3/}.

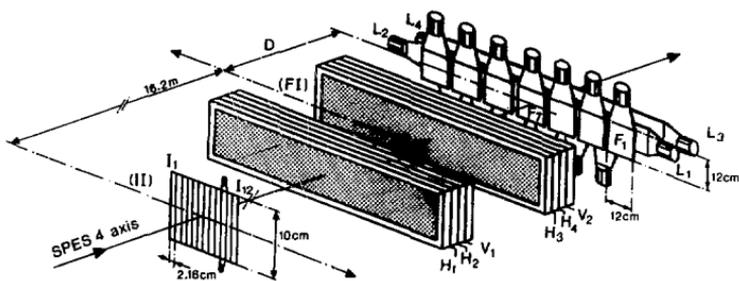


Figure 3 . Detection system of SPES 4 .

photomultiplier on each side, resulting in a very efficient mass identification . A typical solid angle seen by the spectrometer is of the order of 0.3 msr, the analysed momentum range can be of 7%, and the resolution is better than $\delta p/p = 10^{-3}$. SPES 4 is a very efficient apparatus for the identification of different nuclei at 0° and small angle.

We have performed measurements with the ($^3\text{He},t$) reactions on hydrogen , deuterium, ^{12}C , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{54}Fe , ^{89}Y , ^{159}Tb and ^{208}Pb at 2 GeV. Measurements on some nuclei have also been performed at 600 MeV, 1.2 GeV , 1.5 GeV and 2.3 GeV. We have shown, in particular for the test case of ^{89}Y at 600 MeV (figure 4), that the ($^3\text{He},t$) reaction is as selective as the (p,n) reaction. In some sense, it can even be considered as simpler than the (p,n) reaction, since the projectile excitation into a Δ , with the subsequent formation of the triton ground-state, should be extremely small. At these energies, ($^3\text{He},t$) is clearly a one-step process and the impulse approximation can be used.

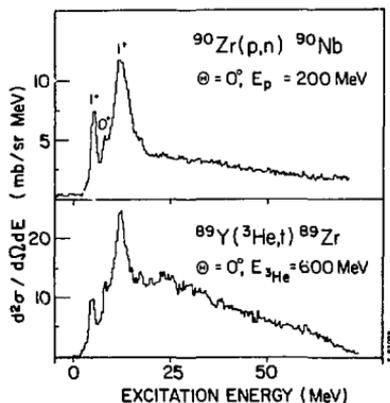
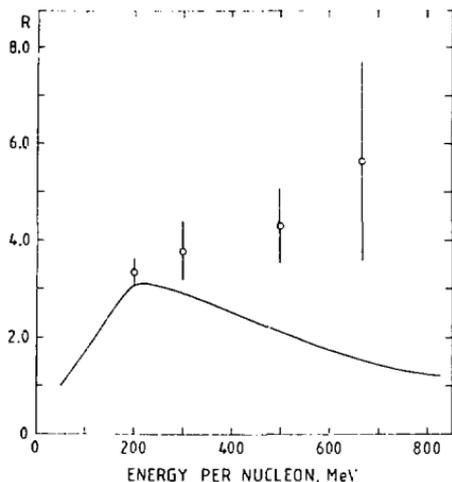


Figure 4 . Energy spectra for (p,n) and ($^3\text{He},t$) reactions on neighbour nuclei with the same neutron number .

Concerning the ground-state region, several interesting results have been obtained. In particular, it has been possible to measure the ratio of the cross-sections to the ground-state (1/2-) and the 3.51 MeV state (3/2-) of ^{13}N , for the ^{13}C target nuclei present in our natural carbon target. The ground-state transition contains a mixture of Fermi and Gamow-Teller strengths, whereas the transition to the 3.51 MeV state is purely Gamow-Teller. The respective Fermi and Gamow-Teller strengths are known, and it becomes thus possible, assuming that the distortion factor is the same for the two transitions, to determine the ratio R between the volume integrals of the effective nucleon-nucleon interaction in the $\sigma\tau$ and the τ transfer channels. The result is shown in figure 5. The ratio R does not decrease above 200 MeV per nucleon, which is unexpected.

Figure 5.



We have studied in detail the formation of the Δ resonance in the reaction $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ [7]. This is a pure Δ production reaction: there is practically no background outside the resonance. It is interesting to note that the integrated cross section $d\sigma/dt$ depends only on the invariant four momentum transfer t . These results have been analysed, with the help of V. Dmitriev and O. Sushkov from Novosibirsk, in a plane wave approximation, assuming a one pion exchange interaction and a transition matrix element factorizing into an $NN \rightarrow N\Delta$ matrix element and a form factor for the $^3\text{He}-t$ system. Very good fits have been obtained of the triton spectra at different angles and energies (figure 6). One might also use these results to obtain an effective $^3\text{He}-t$ form-factor. Calculations have been performed including ρ meson exchange. It appears that a possible ρ contribution should be very small.

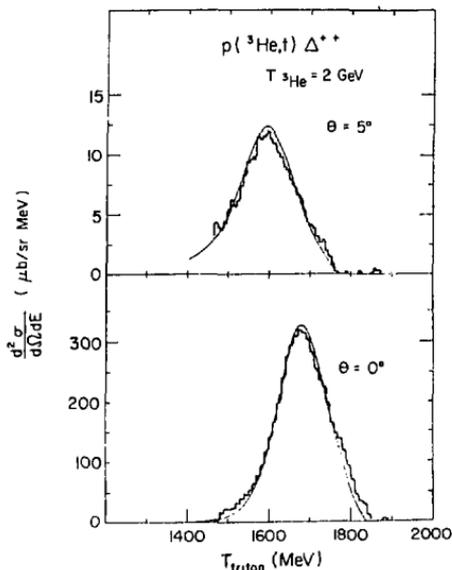


Figure 6.

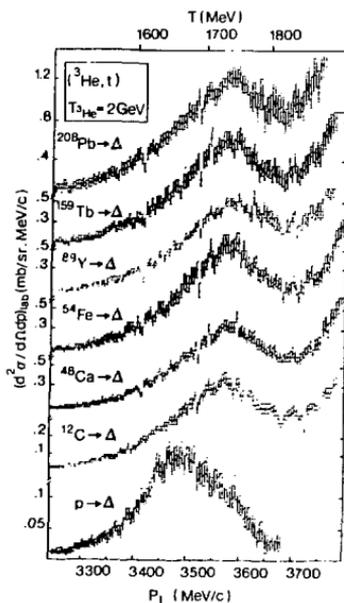


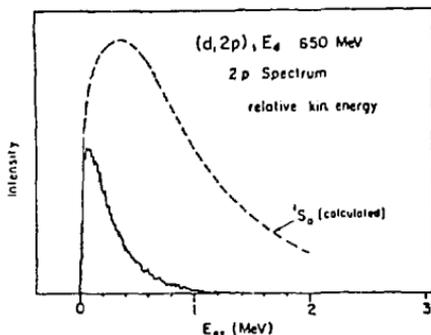
Figure 7.

Concerning the Δ resonance produced in complex nuclei ^[8], it is remarkable that for all targets, starting with carbon, the resonance observed at a given angle has the same shape and the same position (figure 7). At 0° , the Δ peaks at an energy transfer (lab. system) of 255 MeV. When comparing the position of the Δ for complex nuclei with the Δ produced on hydrogen, a shift of 70 MeV appears, which is reduced to 35 MeV when all kinematic effects are taken into account. This shift in position is significant and appears to arise from a nuclear medium effect. It could be considered as a kind of Δ -binding energy in the nucleus. Similar results have been reported for the (p,n) reaction at 800 MeV and for ^3He measurements at Dubna ^[9]. Several explanations have been proposed to account for these results: in the frame of a Δ -hole model taking into account the surface character of the $(^3\text{He},t)$ reaction ^[10], or in the frame of a nuclear longitudinal response function calculation ^[11]. Another explanation has been proposed in the frame of a surface response model ^[12]. The analysis of this shift, which is not observed in experiments on the absorption of photons (which excite the Δ through a transverse spin coupling), is a very stimulating problem.

The $(\bar{d}, {}^2\text{He})$ reaction

In order to investigate the inverse (n,p) -type charge exchange reaction at Saturne, we decided to study the $(\bar{d}, {}^2\text{He})$ reaction. Here ${}^2\text{He}$ represents the unbound singlet S state of two protons in final state interaction. It is possible to measure simultaneously the two protons in the SPES 4 spectrometer; the finite angular and momentum apertures select (with a calculable efficiency) the 1S_0 state (figure 8). The main background arises from deuteron break-up protons at 0° . Narrow time windows and fast coincidence conditions are necessary.

Figure 8.



It has been possible to obtain very good energy spectra (with, for example, an energy resolution of 1.4 MeV for 650 MeV deuterons), which show the same general features and the same selectivity than in the mirror $({}^3\text{He}, t)$ reaction: for the first time, we see here in an (n,p) -type reaction the Gamow-Teller states and the Δ resonance. From the low excitation energy data, it will be possible to extract β^+ strength functions which will be used for checking the sum rule. Figure 9 shows results obtained for carbon and hydrogen at 2 GeV and 2° . One can note again the shift in energy for the Δ resonance between these two nuclei.

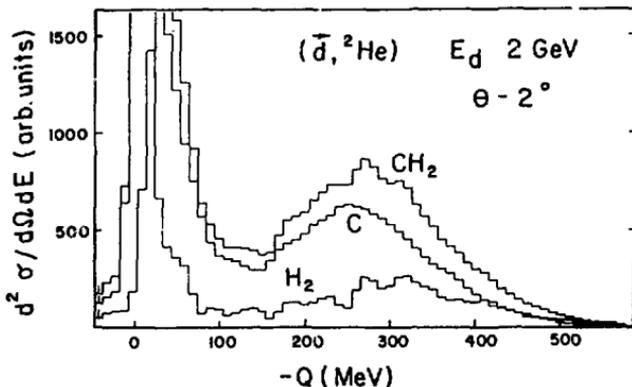


Figure 9.

The results for hydrogen allow a comparison of the production of the Δ^0 resonance through the ${}^1\text{H}(\text{d}, {}^2\text{He})$ reaction, relatively to the Δ^{++} resonance produced through ${}^1\text{H}({}^3\text{He}, \text{t})$, normalized by the production rate of deltas on the symmetric target nucleus of carbon : one obtains a ratio close to 1/3, corresponding to the ratio between the Clebsch-Gordan coefficients.

The deuterons used in these experiments, between 650 MeV and 2 GeV, are tensor polarized, and give thus the kind of information obtained through double scattering experiments^{13/}. The measured quantity is $T_{20}(q) + c T_{22}(q)$, where c is a coefficient depending on the angle and the aperture of the magnetic spectrometer. We expect to be able to separate, through the tensor analyzing power, the longitudinal and the transverse responses. We hope also to distinguish, in specific cases, the excitation of 2^- , 1^- and 0^- states.

Charge exchange induced by ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$ and ${}^{20}\text{Ne}$ projectiles.

Using the relativistic ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$ and ${}^{20}\text{Ne}$ beams available at Saturne, we initiated a charge exchange heavy ion programme. It is possible with the same ion, e.g. ${}^{12}\text{C}$ or ${}^{20}\text{Ne}$, to study and compare (p,n) and (n,p)-type reactions. Measurements have been performed between 0.32 and 1.1 GeV per nucleon. Each spectrum is obtained in a single momentum byte of the SPES 4 spectrometer; the energy resolution ranges from 6 to 20 MeV. For the first time it has been possible to observe the Δ -resonance in relativistic heavy ion charge exchange^{14/}. The charge exchange cross-sections are very forward peaked : they decrease by an order of magnitude in less than 1° . The ejectile can be in an excited state, but it must be a bound - particle stable - state in order to be detected in the focal plane of the spectrometer.

At low excitation energy appear the nuclear spin-isospin excitations corresponding to the different particle-hole states of the residual nucleus and/or the ejectile. The spin-flip in the target has to be matched by the spin-flip in the projectile. We observe the ${}^{12}\text{C}({}^{14}\text{N}, {}^{14}\text{C})$ charge exchange at 880 MeV per nucleon, but not the mirror ${}^{12}\text{C}({}^{14}\text{N}, {}^{14}\text{O})$ reaction. Now it is known from β^- -decay that the ground state transitions ${}^{14}\text{C} \rightarrow {}^{14}\text{N}$ and ${}^{14}\text{O} \rightarrow {}^{14}\text{N}$ are strongly hindered : for ${}^{14}\text{C}$, the observed reaction should lead to particle stable excited states whereas in ${}^{14}\text{O}$ the ground state is the only bound state. This shows that relativistic heavy-ion charge exchange is a direct one-step reaction.

An analysis of the relative intensities of the Δ resonance in the different mirror reactions studied reveal some striking features . The Δ appears very strongly in ${}^{20}\text{Ne}$ induced reactions. On different symmetrical or nearly symmetrical target nuclei, the cross sections are larger in the $({}^{20}\text{Ne}, {}^{20}\text{F})$ channel than in the $({}^{20}\text{Ne}, {}^{20}\text{Na})$ channel (figure 10). We note that, even at 0° , because of the energy transfer necessary for the excitation of the Δ resonance, the momentum transfer is important (the four momentum $q \approx 0.9 \text{ fm}^{-1}$ at 950 MeV per nucleon); at such transfers the projectile-ejectile form factor favours $\Delta L \neq 0$ transitions (e.g. dipole or quadrupole)^{15/}. Now the number of such bound states, carrying isospin-spin

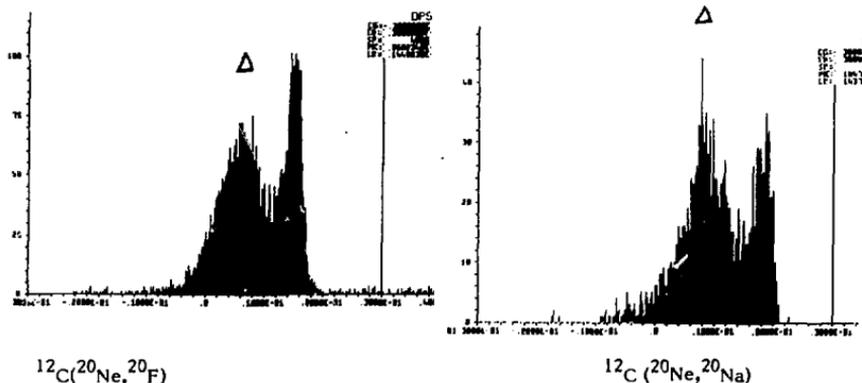


Figure 10. Spectra from the mirror reactions at 0° and 900 MeV per nucleon. The ordinate scales are in independent arbitrary units. The abscissa scales are proportional to the excitation energies of the residual nuclei.

strength, is larger for the ^{20}F than for the ^{20}Na ejectiles, and this can explain the stronger cross-sections. Such an effect should be enhanced by the peripheral character of this heavy ion reaction. The Δ resonance we observe in $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{B})$ is weaker than in $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{F})$; it is still weaker in $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})$. At the corresponding momentum transfer, the form factor for the ground state $\Delta L = 0$ spin-flip transition (which is maximum at $q = 0$) has become very small, whereas the $\Delta L = 1$ form factor is close to its maximum^{15/}. Δ production should thus proceed preferentially via $\Delta L = 1$, or possibly $\Delta L = 2$ transitions. The Δ resonance appears also strongly in the ($^{16}\text{O}, ^{16}\text{N}$) reaction at 900 MeV per nucleon.

We have just completed a series of new measurements on ^1H , ^2H , ^{12}C , ^{89}Y and Pb targets (figure 11). The analysis is under way. Comparison of the Δ excitation in the complex targets with the production on the proton (or possibly on the neutron in the deuteron, obtained by subtraction) is very interesting. A shift in energy for the position of the Δ appears also here in the energy spectra, but kinematical effects have still to be taken into account before concluding. The larger neutron excess in Pb target nuclei plays an important role when comparing mirror reactions, both for the strength of the low lying states and for the strength of the Δ excitation (figure 12). 0° heavy ion reactions are extremely peripheral. We have still to assess how this peripherality appears, qualitatively and quantitatively, in charge exchange.

Other relativistic heavy projectiles will be used for this programme after the starting in 1987 of the new Saturne injector, Mimas, and the new heavy ion source, Dioné.

Figure 11: Comparison between carbon and hydrogen target nuclei at 0° and 900 MeV per nucleon. The ordinate scales are in independent arbitrary units. The abscissa scales, proportional to the excitation energies of the residual nuclei, are directly comparable.

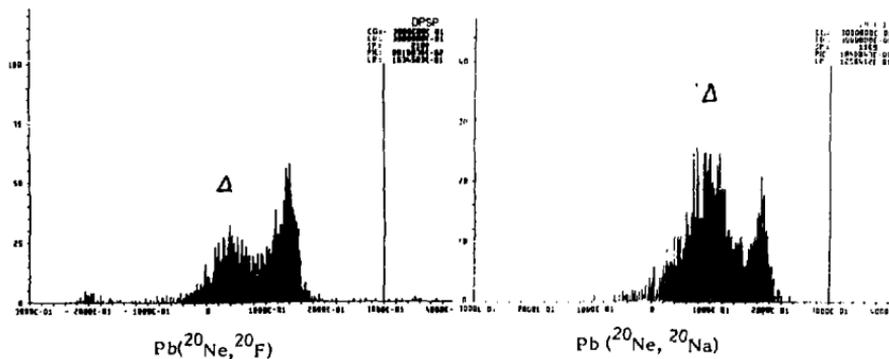
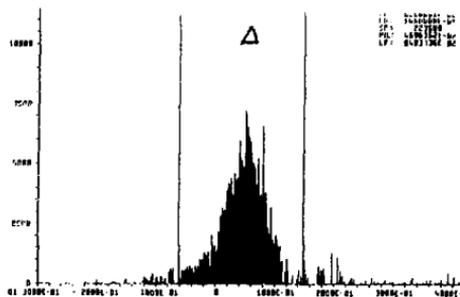
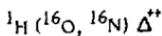
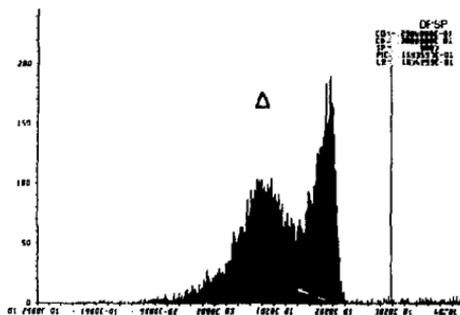
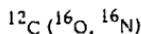


Figure 12: Mirror reactions on lead at 0° and 900 MeV per nucleon. The ordinate scales are in independent arbitrary units. The abscissa scales are proportional to the excitation energies of the residual nuclei.

References

- 1) W.G.Love and M.A. Franey, Phys. Rev. C24 (1981)1073
- 2) D.E.Bainum et al., Phys. Rev. Letters, 44 (1980)1751
 C.D. Goodman et al., Phys. Rev. Letters, 44 (1980)1755
 C. Gaarde et al., Nuclear Phys. A369 (1981) 258
- 3) C.Ellegaard et al., Phys. Rev. Letters 50 (1983)1745
- 4) M.Ericson, Ann. Phys. (N.Y.) 63 (1971) 562
 A.Härting et al., Phys. Lett. 104B (1981) 261
 G.Brown and M. Rho, Nucl. Phys. A372 (1981) 397
 A. Bohr and B. Mottelson, Phys. Lett. 100B (1981)10.
- 5) E.Grorud et al., Nucl. Instrum. Methods 188 (1981) 549
- 6) M.Bedjidian et al. (to be published)
- 7) C.Ellegaard et al., Phys. Letters 154B (1985) 110
- 8) D.Contardo et al., Phys. Letters 168B (1986) 331
- 9) G.Glass et al., Phys. Rev D15 (1977) 36
 B.E.Bonner et al. Phys. Rev. C18(1978)1418
 V.G.Ableev et al., Sov. Phys. JETP Lett. 40 (1984) 763.
- 10) W.Weise, Prog. Part. Nucl. Phys. 11 (1984) 123.
- 11) G.Chanfray and M.Ericson, Phys. Lett. 141B (1984) 163
 V.F.Dmitriev and T.Susuki, Nucl. Phys. A438 (1985) 697.
- 12) H.Esbensen and T.S.H.Lee, Phys. Rev. C32 (1985) 1966
- 13) C.Wilkin, Invited talk, 6th International Symposium on
 High Energy Spin Physics, Marseilles, sept. 1984.
 D.V.Bugg and C. Wilkin, Phys. Lett. 152B (1985) 37
 C.Wilkin and D.V.Bugg, Phys. Lett. 154B (1985) 243.
- 14) D.Bachelier et al. Phys. Lett. B172 (1986) 23.
- 15) R.P.DeVito et al., IUCF annual report 1982,p.32
 J. Rapaport et al., Phys. Rev. C24 (1981) 335.

ОБНАРУЖЕНИЕ В ПРОЦЕССЕ (${}^3\text{He}, t$)-ПЕРЕЗАРЯДКИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ
ДОМИНИРОВАНИЯ Δ -ИЗОБАРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЯДРА-МИШЕНИ И ИХ
КОЛЛЕКТИВНОГО ХАРАКТЕРА

С.М.Елисеев, С.А.Запорожец, В.И.Иновемцев, Б.Науманн,
Л.Наумани, А.А.Номофилов, Н.М.Пискунов, И.М.Ситник,
Е.А.Строковский, Л.Н.Струнов, В.И.Шаров

Объединённый институт ядерных исследований, Дубна

В.Г.Аблеев

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Х.Дмитров, Л.Пенчев

Центральная лаборатория автоматизации научного приборостроения БАН,
София

А.П.Кобушкин

Институт теоретической физики АН УССР, Киев

В.Нойсерт

Центральный институт ядерных исследований АН ГДР, Россендорф

Экспериментальное изучение спин-изоспиновых возбуждений ядерной материи с передачей в неё энергии порядка нескольких сотен, ~ 300 МэВ интенсивно проводится в последнее время, в том числе с помощью реакции (${}^3\text{He}, t$)-перезарядки. Интерес к этому классу реакций связан прежде всего с тем, что свойства изобар в ядрах могут оказаться отличными от свойств свободной Δ из-за взаимодействия с другими нуклонами ядра; могут проявиться и другие эффекты коллективной (не однонуклонной) природы — вплоть до образования системы изоядерного типа ${}^A_{\Delta}$. Благоприятные условия для взаимодействия рожденной в ядре Δ -изобары с оставшимися нуклонами были обеспечены в наших опытах ${}^{12}_{2,3}\text{C}$ тем, что передаваемый ей импульс был сравнительно мал ($\sim 300 + 400$ МэВ/с), т.е. при высоких начальных импульсах (от 4,4 до 18,3 ГэВ/с) тритоны регистрировались под малыми ($\theta \leq 0,4^\circ$) углами. Эта постановка эксперимента позволила нам впервые обнаружить ${}^{12}_{2,3}\text{C}$, что при высоких энергиях сечение перезарядки на ядре определяется, в основном, вкладом от высоких (~ 300 МэВ) спин-изоспиновых возбуждений ядерной материи и что поведение сечений ${}^{12}_{\text{C}}({}^3\text{He}, t)$ -и $p({}^3\text{He}, t)$ -реакций качественно различается:

- а) максимум " Δ -изобарного" пика в ${}^{12}_{\text{C}}({}^3\text{He}, t)$ -перезарядке сдвинут к меньшим энергиям возбуждения по отношению к положению максимума аналогичного пика в перезарядке на свободном протоне;
- б) ширина этого пика больше, чем для $p({}^3\text{He}, t)$ Δ^{++} -реакции;
- в) отношение выхода ${}^{12}_{\text{C}}({}^3\text{He}, t)$ -реакции к выходу $p({}^3\text{He}, t)$ Δ^{++} -реакции существенно выше, чем ожидается на основе глауберовских расчётов, где использовались известные данные об $NN \rightarrow N\Delta$ сечениях. Сдвиг изобарного пика в ${}^{12}_{\text{C}}({}^3\text{He}, t)$ -реакции нельзя объяснить влиянием ферми-

движения нуклонов в ядре ^{12}C . Всё это говорит о существенной роли эффектов коллективной природы при высоких (~ 300 МэВ) спин-изоспиновых возбуждениях ядерного вещества. Модель однополюсного обмена (ОРЕ) позволяет установить связь этих эффектов с аналогичными явлениями в неупругой (ρ, n)-перезарядке на ядрах и в энергетической зависимости полных πA -сечений, указывая на общность природы этих эффектов.

1.1. Измерения импульсных спектров тритонов, испущенных под малыми углами, выполнены на синхрофазотроне ОИЯИ с помощью магнитного спектрометра "Альфа"/5/. Подробное описание процедуры накопления и анализа данных, включая учёт эффектов разрешения, содержится в работе /6/.

На рис. 1 а-г представлены измеренные нами инвариантные дифференциальные сечения ($^3\text{He}, t$)-реакции на ядрах углерода и протонах в зависимости от переданной мишени энергии, $Q = E_{\text{пл}} - E_t$. Сечения $p(^3\text{He}, t)$ -реакции имеют пик в области значений $Q \sim 300$ МэВ, форма которого хорошо описывается Δ -резонансной линией /7/, искаженной фактором ядра ^3He (сплошная линия на рис. 1а-г). Брейт-вигнеровские параметры ω_0 и Γ_0 дельта-резонанса, найденные при анализе сечений перезарядки на протонах, хорошо согласуются между собой при всех энергиях. Их средние значения $\bar{\omega}_0 = 1234 \pm 3$ МэВ, $\bar{\Gamma}_0 = 116 \pm 7$ МэВ согласуются с табличными /3/. При импульсах выше 7 ГэВ/с в сечениях $p(^3\text{He}, t)$ -реакции в области $Q > 500$ МэВ замечен вклад от возбуждения тяжелых изобар с изоспином $3/2$ семейств $\Delta(1600)$ и $\Delta(1900)$. При импульсе 18,3 ГэВ/с этот вклад (оцененный без введения возможного нерезонансного фона) достигает величины $30 + 35\%$.

Сечение реакции перезарядки на углероде характеризуется наличием двух пиков - при малых и больших энергиях возбуждения. Из рис. 1 а-г видно, что с ростом энергии снаряда вклад в сечение перезарядки на ядре от возбуждения ядерных уровней быстро падает, а возбуждение Δ -подобных степеней свободы в ядре-мишени доминирует в $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ -перезарядке, начиная с импульсов выше 4,4 ГэВ/с. В реакции на ядре максимум Δ -пика сдвинут к меньшим Q , чем в реакции на протоне; ширина его заметно больше; отношение сечений $\frac{d\sigma(\pi)/d\Omega}{d\sigma(p)/d\Omega}$ составляет величину ~ 2 (см. таблицу).

Таблица

Импульс пучка ГэВ/с	Положение максимумов Δ -пика, МэВ		FWHM МэВ		$R = \frac{d\sigma(\pi)/d\Omega}{d\sigma(p)/d\Omega}$
	$p(^3\text{He}, t)$	$\text{C}(^3\text{He}, t)$	$p(^3\text{He}, t)$	$\text{C}(^3\text{He}, t)$	
4,40	$322 \pm 2,5$	$274 \pm 2,5$	~ 138	~ 182	$1,82 \pm 0,05$
6,81	$327 \pm 1,5$	$295 \pm 1,5$	~ 129	~ 204	$1,77 \pm 0,03$
10,79	327 ± 2	305 ± 2	~ 129	~ 257	$1,95 \pm 0,03$
18,3	-	-	-	-	$2,14 \pm 0,17$

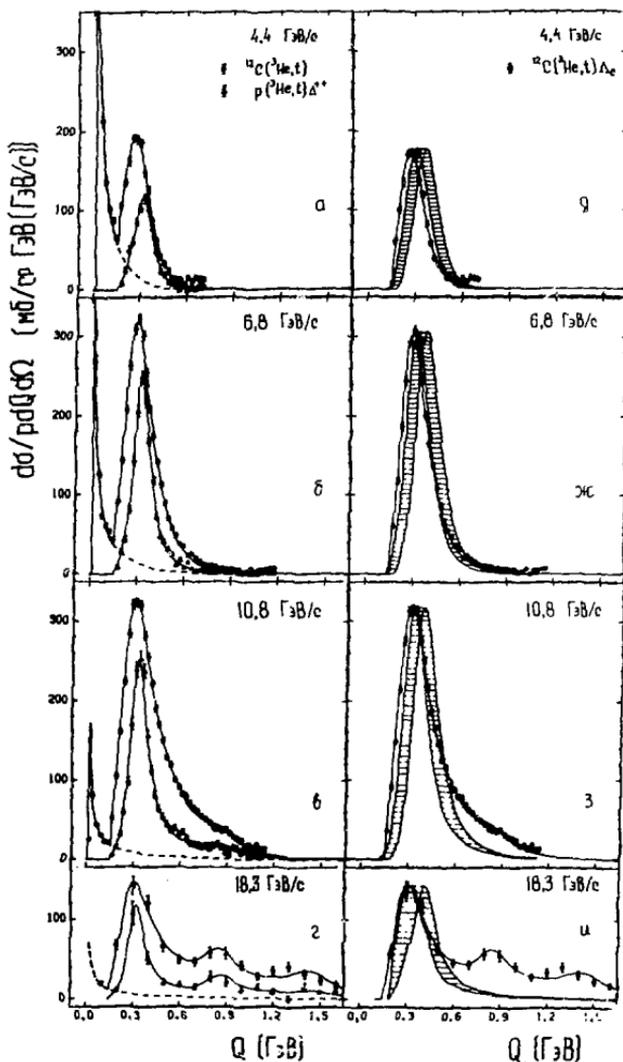


Рис. 1. а - г : инвариантные сечения реакции $^{12}\text{C}({}^3\text{He}, t)$ и $p({}^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ после учёта эффектов энергетического разрешения. Пунктиром показан ожидаемый вклад от "хвоста" пика ядерных возбуждений; д - и : инвариантные сечения реакции $^{12}\text{C}({}^3\text{He}, t){}^N_{\Delta}$ с возбуждением Δ -изосцры, полученные после вычитания вклада от "хвоста" пика ядерных возбуждений. Штриховкой выделена область ожидаемых сечений квазисвободного рождения изобары при разных способах учёта ферми-движения нуклонов в ядре.

Для выбора функции, аппроксимирующей пик низколежащих ядерных возбуждений в реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t) ^{12}\text{N}^*$, использовались данные работы [8]. Пик Δ - возбуждений аппроксимировался той же брейт-вигнеровской функцией, что и в случае реакции перезарядки на водороде (сплошная линия на рис. 1 а-г). Брейт-вигнеровские параметры ω_0 и Γ_0 для Δ - пика в $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ -реакции неплохо согласуются между собой при всех энергиях, однако их средние значения $\bar{\omega}_0 = 1304 \pm 10$ МэВ и $\bar{\Gamma}_0 = 330 \pm 20$ МэВ существенно отличаются от полученных для реакции $p(^3\text{He}, t)$. (Параметры найдены в предположении о рождении Δ - изобары на покоящемся нуклоне ядра).

В области $Q > 600$ МэВ, начиная с импульса $10,79$ ГэВ/с, также виден вклад от возбуждения более тяжелых изобар с изоспином $3/2$. При импульсе $18,3$ ГэВ/с он составляет $\sim 40\%$.

1.2. Отмеченные выше различия характеристик Δ - возбуждений на ядре и протонах нельзя объяснить в рамках механизма т.н. "квазисвободного рождения Δ - изобары". В самом деле, в этом случае форма Δ - пика будет определяться сверткой сечения "элементарной" $p(^3\text{He}, t) \Delta^{++}$ -реакции на свободном протоне с функцией импульсного распределения нуклонов в углероде $\rho(\vec{P}_N)$:

$$\frac{d\sigma(c)}{P_t dR dQ} \sim \int d\vec{P}_N \rho(\vec{P}_N) I(\vec{P}_N) \frac{d\sigma(p)}{P_t dR dQ} (t(Q), \omega'(Q, \vec{P}_N)), \quad (I.1)$$

где $I(\vec{P}_N)$ - отношение потоков начальных частиц для $p(^3\text{He}, t) \Delta^{++}$ -реакции на покоящемся и движущемся с импульсом \vec{P}_N нуклоне, энергия которого находится согласно соотношению

$$E_N = M_A - M_{A-1} - \frac{P_N^2}{2M_{A-1}} = m_N - E_{SEP} - \frac{P_N^2}{2(M_A - m_N - E_{SEP})}, \quad (I.2)$$

где M_A - масса ядра изотопи, m_N - масса нуклона, E_{SEP} - энергия отделения одного нуклона:

$$-E_{SEP} = M_A - M_{A-1} - m_N, \quad (I.3)$$

M_{A-1} - масса системы из оставшихся $(A-1)$ -нуклонов. Рассчитывая эффекты ферми-движения, мы использовали в качестве E_{SEP} как минимальное значение энергии отделения ($16,0$ МэВ), так и средние значения E_{SEP} , взятые из данных по рассеянию электронов [19]: 22 МэВ (средняя энергия отделения нуклона от углерода), $17,5$ МэВ (средняя энергия отделения нуклона р-оболочки) и $38,1$ МэВ (средняя энергия отделения нуклона s-оболочки). Использовались импульсные распределения нуклонов в углероде, отвечающие как модели гармонического осциллятора, так и модели ферми-газа. Вычисление свертки (I.1) были выполнены в двух основных вариантах.

В I-м варианте предполагалось, что параметры ω_0 и Γ_0 брейт-вигнеровской функции те же самые, что и для реакции на свободном

протоне. В качестве аргумента ω^2 для сечения "элементарной" $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ -реакции бралась величина

$$\omega^2 = (Q + E_N)^2 - (\vec{P}_{^3\text{He}}^* - \vec{P}_t^* + \vec{P}_N^*)^2, \quad (1.4)$$

имеющая смысл квадрата полной энергии в системе центра масс внутри ядерного нуклона и виртуальной частицы, возбуждающей его. Такой расчёт соответствует кинематически рождению свободной Δ -изобары на нуклоне с массой, меньшей массы свободного нуклона (из-за эффектов связи его в ядре). Поэтому чтобы возбудить изобару "номинальной" массы $\omega_0 = 1232$ МэВ, требуется затратить больше энергии, чем в реакции на свободном протоне. Такой способ учета ферми-движения приводит к уширению Δ -пика и сдвигу его максимума на $\sim (30 + 40)$ МэВ в сторону, противоположную экспериментально наблюдаемому сдвигу (т.е. к большему Q).

В другом варианте расчёта предполагалось, что резонанс в системе "виртуальная частица + внутриядерный нуклон" наступает при таком же относительном импульсе в системе центра масс этих частиц, что и при рассеянии реальных пионов на свободном протоне. В этом варианте Δ -пик уширяется и сдвигается к меньшим Q . Однако сдвиг максимума при импульсах выше 4,4 ГэВ/с пренебрежимо мал, а при 4,4 ГэВ/с он составляет ~ 25 МэВ, что заметно меньше экспериментально наблюдаемого (при 4,4 ГэВ/с он составляет 48 ± 4 МэВ).

Для оценки величины сечения реакции перезарядки на углеводе нами был выполнен расчёт по модели Глаубера-Ситенко в предположении о рождении Δ -изобары на квазисвободном нуклоне с использованием известных данных о сечениях "элементарной" $p\rho \rightarrow N\Delta^{++}$ -реакции. Одновременно были рассчитаны дифференциальные сечения $\frac{d\sigma}{p \, d\Omega \, dQ}$ перезарядки на протонах. Рассчитанные сечения перезарядки на протоне хорошо согласуются с данными ^{16/}, но отношение $R = \frac{d\sigma(\rho)/d\Omega}{d\sigma(p)/d\Omega}$ больше чем в 2 раза меньше экспериментального (см. таблицу).

Таким образом, на основе представления о квазисвободном рождении Δ -изобар в ядре основные особенности сечений перезарядки ядер ³He в тритонии на ядре ¹²C объяснить нельзя.

2.1. Эффекты, обнаруженные нами в (³He, t)-перезарядке на углеводе, должны появляться и в других реакциях с рождением изобар в ядрах, когда мишени передаются сравнительно малый продольный и нулевой поперечный импульсы. В первую очередь их следует искать в (ρ, n)-перезарядке при промежуточных энергиях. Для анализа нуклон-нуклонных реакций в этой области энергий широко используется модель однопионного обмена (OPE). Она даёт удобную основу для установления связи между (³He, t)-, (ρ, n)-и другими реакциями. Основываясь на диаграмме рис. 2, можно показать, что сечения $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ - и $p(\rho, n)\Delta^{++}$ -реакций

связаны соотношением

$$\frac{d\sigma}{P_t d\Omega d\Omega'}(^3\text{He}, t) = \frac{m_p P_{\text{эне}}}{\pi \omega} g_{r,s}(t) e^{R^2 t/3} \frac{d\sigma}{d\Omega d\Omega'}(pp \rightarrow n\Delta^{++}), \quad (2.1)$$

где $\exp(R^2 t/3)$ - фактор ядра ^3He ($R = 1,8$ фм), $g_{r,s}(t) \approx g_{r,s}(0) = 0,7$ - вычисленная по модели Глаубера-Ситенко поправка на перерасеяния нуклона-мишени и рожденной Δ -изобары нуклонами снаряда, t - квадрат переданного 4-импульса. Сечения $pp \rightarrow n\Delta^{++}$ -реакции рассчитываются по модели OPE^{4/} с использованием данных о $\sigma_{\text{tot}}(\pi^+p)$. Результаты

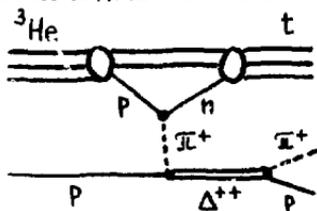


Рис. 2. Основная OPE-диаграмма для $p(^3\text{He}, t)$ -реакции.

расчётов хорошо согласуются с данными нашей работы и данными из Сакле^{8/} (см. рис. 3 и 4). Это подтверждает сделанный ранее^{2,3/} вывод о том, что при энергии выше 800 МэВ/нуклон определяющим механизмом $p(^3\text{He}, t)$ -реакции с вылетом тритонов под малыми углами является рождение Δ^{++} в мишени.

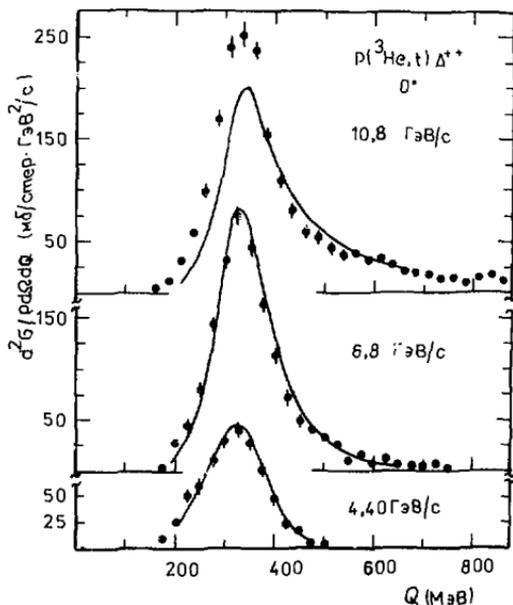


Рис. 3 а. Инвариантные сечения реакции $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ из работы^{6/}. Линия-OPE-расчёт.

Аналогичный OPE - анализ выполнен нами для данных по $p(p, n)\Delta^{++}$ -реакции, которые получены при энергиях $\sqrt{s} = 600 + 1000$ МэВ^{10,11/} в близкой к нашим опытам^{2,3/} и опытам в Сакле^{8/} схеме измерений. Из рис. 5 видно, что расчёт по OPE хорошо согласуется с данными^{10/}. Аналогичное сравнение результатов OPE - расчёта с данными^{11/} по реакции $p(p, n)$ для энергий $T_p = 798, 764$ и 647 МэВ показано на рис. 6. Видно^{4/} что OPE в версии^{4/} хорошо воспроизводит результаты измерений при 798 и 764 МэВ (с учетом точ-

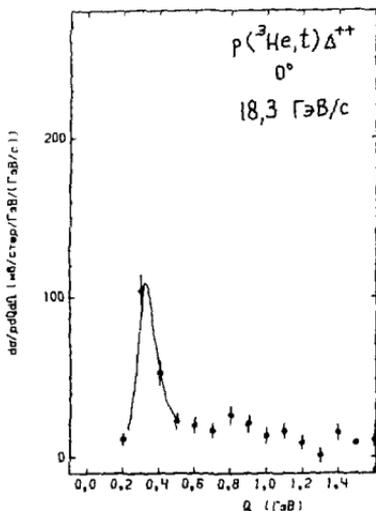


Рис. 3 б. Инвариантные сечения реакции $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ из работы /6/.
 Линия — расчет по модели Глаубера-Ситенко.

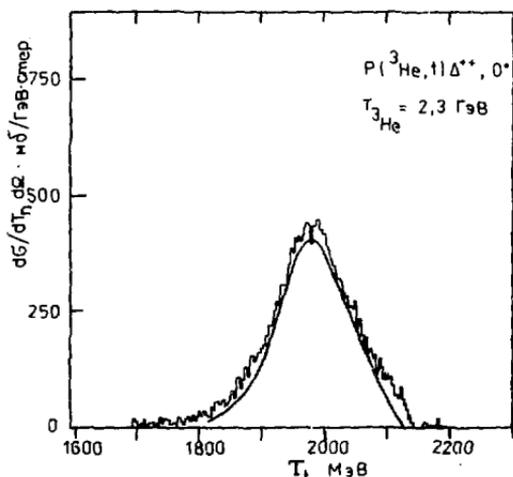


Рис. 4. Сечение $p(^3\text{He}, t)$ -реакции /8/ (гистограмма). Сплошная линия — результат нашего OPE — расчёта.

ности нормировки $\approx 15\%$) в области изобарного пика, однако в низкоэнергетической части спектра наблюдается расхождение. Оно не связано с выбором конкретного варианта OPE: В работе /II/ показано, что в этой части спектра нейтронов при начальных энергиях ниже 700 МэВ взаимодействие между протоном и нейтроном в конечном состоянии дает заметный вклад в сечение. Оно может, в частности, привести к образованию дейтронов (сечение $p p \rightarrow d \pi^+$ — реакция максимально при $T_p \approx 600$ МэВ /12/). Повторно аналогичный расчёт для $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ -реакции при энергии 500 МэВ/нуклон почти на порядок расходится с данными /8/.

Таким образом, при энергиях выше 700 МэВ на нуклон и малых углах вылета регистрируемых частиц хорошее описание $p(^3\text{He}, t)$ - и $p(p, n)$ -реакций в области Δ -изобарного пика достигается с помощью модели одно-мезонного обмена (с учётом вкладов только π -обменов).

2.2. Успех OPE в описании $p(^3\text{He}, t)$ - и $p(p, n)$ -данных (при энергиях выше 700 МэВ на нуклон) на основе информации об энерго-зависимости полных π^+ -сечений позволяет предположить, что обнаруженный нами сдвиг Δ -

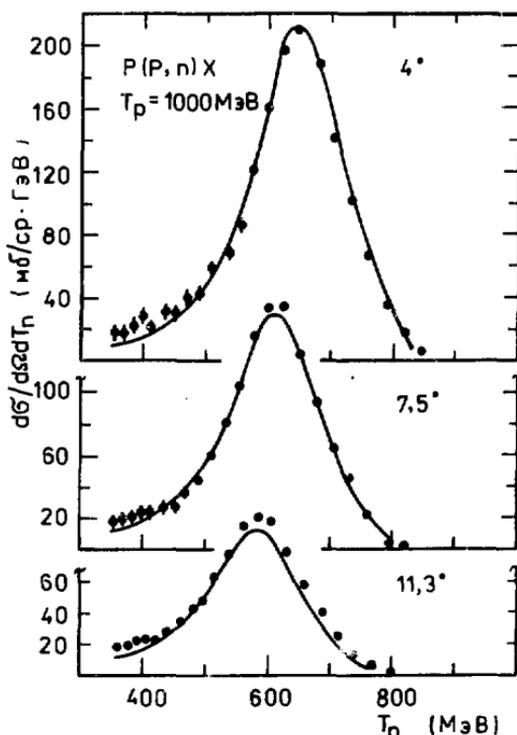


Рис. 5. Сечения $p(p, n)$ -реакции при 1000 МэВ^{10/}. Линии - результаты нашего ОРЕ-расчёта с учётом эффектов разрешения. Для углов 7,5 и 11,3° начальная энергия протонов варьировалась в пределах точности её определения (2%)^{10/}; она принята равной 980 МэВ (7,5°) и 990 МэВ (11,3°). Это влияет только на положение максимума резонансного пика, не меняя его формы и высоты.

изобарного пика и его уширение при (³He, t)-перезарядке на ядре по сравнению с перезарядкой на протоне должны определяться энергозависимостью полных σ/A -сечений и присутствовать в сечениях $A(p, n)$ -перезарядки с возбуждением изобар; они должны порождаться общими для этих реакций причинами. Данные по $A(p, n)$ -перезарядке с возбуждением изобар в ядрах получены в работах /10,13/, однако авторы не уделали достаточного внимания сравнению их со своими результатами по $p(p, n)$ -реакции /10,11/. Как и ожидается, при таком сравнении виден заметный сдвиг Δ -пика к меньшим энергиям возбуждения и его уширение по сравнению с изобарным пиком в сечениях $p(p, n)$ -перезарядки.

Сдвиг максимума резонансного пика к меньшим энергиям и его уширение в энергетической зависимости

полных сечений πA -взаимодействия был обнаружен в 1970 г.^{14/}. Основным качественным итогом теоретического анализа возможных причин этого сдвига^{15,16/} заключается в том, что успешное описание характеристик πA -взаимодействия в области Δ -резонанса требует корректного учёта

влияния коллективных эффектов ядерной среды как на свойства внутриядерного нуклона и Δ -изобарного возбуждения в ядре, так и на сам процесс перехода ядра из обычного состояния в состояние с Δ -возбуждением.

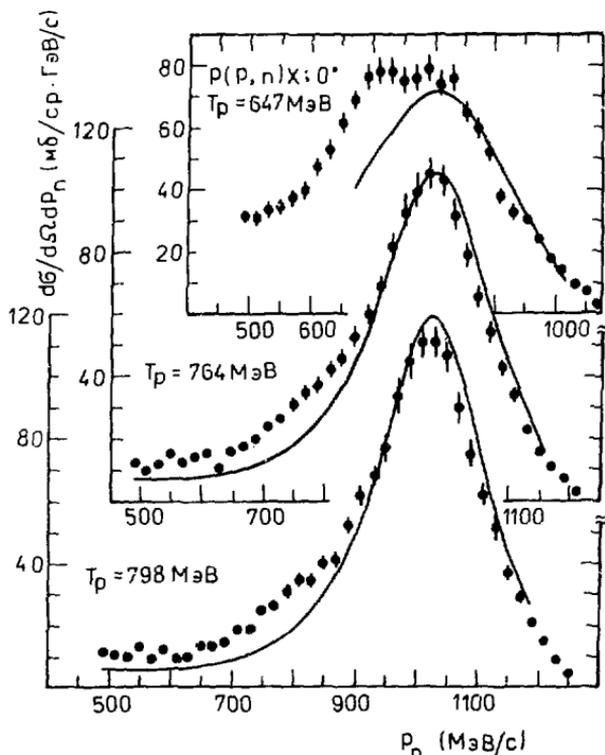


Рис. 6. Сечения $p(p, n)$ -реакции, измеренные в работе [12]. Линии - наш OPE-расчёт с учётом эффектов разрешения. Для сравнения формы рассчитанного и измеренного (с точностью нормировки $\pm 15\%$) спектров рассчитанные сечения умножены на фактор 0,85 для энергий 764 и 798 МэВ.

Необходимо отметить, что аналогичные эффекты сдвига и уширения изобарного пика были недавно наблюдаемы и в рассеянии электронов ядрами 17,18 , когда кинематические условия (e, e') -экспериментов были благоприятны для взаимодействия рожденной в ядре изобары с остальными нуклонами ядра.

3. Итак, результаты наших измерений дифференциальных сечений $(^3\text{He}, t)$ -перезарядки на ядрах углерода и протонах показывают, что а) реакция на ядре при высоких энергиях идёт в основном через возбуждение Δ -изобар; б) процесс такого возбуждения не сводится к рождению изобары на отдельном движущемся внутриядерном нуклоне и пос-

ледующему свободному движению изобары сквозь ядро: эффекты коллективной природы, обусловленные участием других нуклонов, играют существенную роль^{/2,3/}. Основываясь на результатах нашего анализа данных по (${}^3\text{He}, t$)-перезарядке^{/2,3,6,8/} и (ρ, n)-перезарядке^{/10,11/}, можно полагать, что причины, приводящие к коллективным явлениям при Δ -изобарных возбуждениях ядра в этих реакциях и в πA -взаимодействиях в резонансной области энергий пионов^{/14-16/}, имеют общий для этих процессов характер.

Для дальнейшего экспериментального изучения Δ -изобарных возбуждений в ядрах представляется необходимым вместе с регистрацией под малым углом быстрой частицы (например, тритона в (${}^3\text{He}, t$)-перезарядке) разделение различных каналов снятия Δ -изобарных возбуждений ядра. Особый интерес представляет отделение каналов распада возбужденного ядра без испускания пионов от каналов с их излучением.

Авторы благодарны сотрудникам Лаборатории высоких энергий за поддержку и интерес к этим исследованиям, А.М.Балдину, Ю.В.Гапонову, В.Ф.Дмитриеву и К.Годе - за полезные обсуждения полученных результатов, а также Е.М.Маеву за предоставленные им таблицы экспериментальных данных по (ρ, n)-реакции при энергии протонов 1000 МэВ. Мы признательны З.П.Мотиной и Р.Н.Петровой за большую помощь при выполнении данной работы и ее оформлении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гришкин В.Г., Подгоретский М.И. P2-1508, ОИЯИ, Дубна, 1964; Лексин Г.А. В сб.: Проблемы современной ядерной физики. М., "Наука", 1972, с.511.
2. а) Воробьев Г.Г. и др. В кн.: Труды III Всесоюзного семинара "Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР", 23-27 апр. 1983 г. (Звенигород), с.313; ИЯИ АН СССР, Москва, 1984; б) Ableev V.G. et al. JINR, E1-83-486, Dubna, 1983; см. также доклады на конференциях "Few Body X", Карлсруэ, 1983; "PANIC", Гейдельберг, 1984; "Nucleus-Nucleus Collisions II", Висби, 1985.
3. а) Ableev V.G. et al. JINR, E1-84-438, Dubna, 1984; б) Аблеев В.Г. и др. В кн.: Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях. Труды симпозиума, 23-25 апр. 1984 г., с.293; ДИЯФ АН СССР, Ленинград, 1984. в) Аблеев В.Г. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, с.35.

4. Wolf G. Phys.Rev., 1969, 132, p.1538.
5. Адлеев В.Г. и др. ПТЭ, 1983, №1, с.33.
6. Адлеев В.Г. и др. Препринт ОИЯИ, PI-86-435, Дубна, 1986.
7. Jackson J.D. Nuovo Cim., 1964, 34, p.1344.
8. Ellegaard C. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, 50, p.1745; Phys.Lett., 1985, 154B, p.110; Gaarde C. In: Nuclear Structure 1985, ed. by R.Brogia, G.V.Hagemann, B.Herskind, Elsevier Sci. Publishers B.V., 1985, p.449.
9. Review of Particle Properties, 1982, ed, p.217; CERN, Geneva, 1982.
10. а) Батурия В.Н. и др. ЯФ, 1980, 31, с.396, см. также ссылки в этой работе;
б) Батурия В.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, с.86, см. также ссылки в этой работе.
11. Glass G. et al. Phys.Rev., 1977, D15, p.36.
12. Richard-Serre C. et al. Nucl.Phys., 1970, B20, p.413.
13. Bonner E. et al. Phys.Rev., 1978, C18, p.1418.
14. Игнатенко А.Е. и др. ЖЭТФ, 1956, 31, с.544; ДАН, 1955, 103, с.395; Binon F. et al. Nucl.Phys., 1970, B17, p.168; Nucl.Phys., 1971, B33, p.421; 1972, B40, 608(E); Marshall J.F. et al. Phys.Rev., 1970, C1, p.1685; Wilkin C. et al. Nucl.Phys., 1973, B62, p.61; Caris J.C. et al. Phys.Rev., 1962, 126, p.295; Crozon M. et al. Nucl.Phys., 1965, 64, p.567.
15. Из ранних работ см., например, Ericson T.E.O., Hüfner J. Phys. Lett., 1970, B33, p.601; Locher M.P. et al. Nucl.Phys., 1971, B27, p.598; Bethe H.A. Phys.Rev.Lett., 1973, 30, p.105; Dover C.B., Lemmer R.H. Phys.Rev., 1973, C7, p.2312; Barshay S., Rostokin V., Vagradov G. Phys.Lett., 1973, 43B, p.271.
16. См. например, Freedman R.A., Miller G.A., Henley F.M. Phys.Lett., 1981, 103B, p.397
и ссылки в этих работах на более ранние, посвященные обсуждению тех же вопросов.
17. Barreau P. et al. Nucl.Phys., 1983, A402, p.515.
18. O'Connell J.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 53, p.1627.
19. Falk W.R. et al. Phys.Rev., 1986, C33, p.989; Mougey J. Nucl.Phys., 1980, A335, p.35; Mougey J. Commissariat a l'Energie Atomique Internal Report, 1975.

ОСОБЕННОСТИ КОРРЕЛЯЦИЙ И НАРУШЕНИЕ КНО-СКЕЙЛИНГА В ОБЛАСТИ
МАЛЫХ И БОЛЬШИХ ПЕРЕДАВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ В АДРОН-АДРОННЫХ И
АДРОН-ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССАХ

Е.С.Косоулина, В.И.Кувшинов

Институт физики АН БССР, Минск

Экспериментальные данные по pp -соударениям от 10 ГэВ вплоть до энергий ISR ^{1/1} подтверждают приблизительное масштабное поведение функции КНО $\langle n \rangle P_n \rightarrow \Psi(\xi)$; $n, \langle n \rangle \rightarrow \infty$, $\xi = n/\langle n \rangle$ ^{1/2}. Группа UAS, ЦЕРН, сообщила о нарушении масштабного поведения в неупругих бездифракционных pp -столкновениях при энергии $\sqrt{s} p\bar{p}S$ - коллайдера $\sqrt{s} = 540$ ГэВ ^{3/3} и о поведении распределений по множественности $\langle n \rangle$ в различных областях по псевдобыстроте η (быстротное окно $|\eta| < \eta_c$) ^{4/4}. Экспериментальные РМ в неупругих бездифракционных адронных взаимодействиях в энергетической области от 10 до 900 ГэВ описываются отрицательными биномиальными распределениями (ОБР) (распределения Поля) ^{5-6/5-6/}:

$$P(n, \langle n \rangle, k) = \binom{n+k-1}{k-1} \left(\frac{\langle n \rangle / k}{1 + \langle n \rangle / k} \right)^n \frac{1}{(1 + \langle n \rangle / k)^k}, \quad (1)$$

с параметрами $\langle n \rangle$ и k , зависящими от энергии \sqrt{s} . Аппроксимация значений параметра k^{-1} дает следующую энергетическую зависимость ^{5-6/5-6/}:

$$k^{-1} = \alpha + \beta \ln s. \quad (2)$$

С ростом ширины псевдобыстротного интервала η_c параметр k растет примерно линейно, при этом в области малых значений η_c не наблюдается нарушения скейлинга КНО ^{4/4}. Наблюдавшийся ранее скейлинг КНО в интервале энергий 10-62 ГэВ интерпретируется как случайное обстоятельство, вызванное "игрой" параметров $\langle n \rangle$ и k .

В ряде теоретических подходов предсказывалось и объяснялось нарушение КНО-скейлинга (в частности, в моделях надкритического поперона ^{7/7}, двухкомпонентном подходе, учитывающем КХД (расчет струй), моделях в представлении прицельного параметра (см. обзор ^{8/8} и ссылки тем)). При этом ОБР, на котором настаивают экспериментаторы, не возникают естест-

венно в этих подходах. Представляет интерес рассмотрение моделей, которые непосредственно давали бы ОБР, и смысл параметра κ в них.

Для ОБР, интерпретируемого как распределение Бозе-Эйнштейна, параметр κ должен быть целочисленным (число независимых тождественных источников вторичных частиц^{/9/}). В пределе $\kappa \rightarrow \infty$ оно превращается в распределение Пуассона, в случае $\kappa = 1$ совпадает с геометрическим (распределение Фарри), в пределе КНО переходит в гамма-распределение по переменной $\xi = n / \langle n \rangle$:

$$\langle n \rangle P(n, \langle n \rangle, \kappa) \rightarrow \left(\kappa^{\kappa} / \Gamma(\kappa) \right) \xi^{\kappa-1} e^{-\kappa \xi}. \quad (3)$$

Наличие скейлинга КНО требует независимости параметра κ от энергии, что не наблюдается. При этом эксперимент требует нецелых κ , уменьшающихся с энергией, хотя естественнее было бы ожидать увеличения числа источников. С увеличением ширины быстрого интервала ζ_c параметр κ растет, что свидетельствует об увеличении числа источников.

К ОБР приводят также стохастические модели^{/10/}, модель вынужденного частичного испускания^{/11/}, для которых вводится весовая функция $g(n) = (n+1)F(n+1)/F(n)$ ($F(n)$ - вероятность обнаружения n частиц). Предполагая линейную зависимость $g(n) = a + \beta n$, можно прийти к ОБР. При этом параметр κ^{-1} можно интерпретировать как среднюю долю частиц, стимулирующих испускание дополнительной частицы. Поскольку псевдобыстротная область бозе-эйнштейновской интерференции конечна, доля частиц κ^{-1} , стимулирующих дополнительное испускание, уменьшается с ростом ширины быстрого окна. С ростом энергии за счет уширения центральной области увеличивается область интерференции, что приводит к уменьшению κ^{-1} .

В^{/11/} предложена также каскадная модель, приводящая к ОБР. В ней вводится понятие непустого кластера, для которого $g(n_c) = \beta n_c$, и предполагается, что кластеры рождаются независимым образом. Согласно^{/11/} $\bar{n}_c \approx F_c(1)/(1-\beta)$, $F_c(1) = -\beta / \ln(1-\beta)$.

Очевидным образом получаем $\bar{n}_c = \bar{n} / \bar{n} \rightarrow 1/(1-\beta)$, $\beta \rightarrow 1$ или $\beta \approx 1 - \bar{n} / \bar{n}$, где \bar{n} - среднее число кластеров. При низких энергиях, когда преобладают одночастичные кластеры ($\bar{n} \approx \bar{n}$), параметр β близок к нулю (нет вынужденного испускания). Используя приближенное значение $\beta \approx 1 - \bar{n} / \bar{n}$, оценим $F_c(1) \approx 1 / \ln(\bar{n} / \bar{n})$, $a \approx \bar{n} / \ln(\bar{n} / \bar{n})$,

$$\kappa^{-1} = \beta / a \xrightarrow{\bar{n} \rightarrow \infty} - \frac{\ln \bar{n}}{\bar{n}} + \frac{\ln \bar{n}}{\bar{n}}. \quad (4)$$

Зная поведение полной множественности \bar{n} , можно найти энергетическую зависимость κ^{-1} . Воспользовавшись формулой, инициированной стохастическим приближением КХД^{/12/} $\bar{n} \sim \exp(\gamma \ln s)$, придем к зависимости (3), при этом

$$\alpha \approx -\left(1 - \frac{\bar{n}}{\bar{n}'}\right) \frac{\ln \bar{n}}{\bar{n}} \approx -\frac{\ln \bar{n}}{\bar{n}}, \quad \beta \approx \frac{\delta}{\bar{n}}. \quad (5)$$

При ограниченной по псевдобыстроте области значение κ^{-1} определяется выражением $\kappa^{-1} = (1 - \bar{n}'/\bar{n}')/\bar{n}' \ln(\bar{n}'/\bar{n}')$. Поскольку эксперимент указывает на преобладание множественности в центральной области ($\bar{n} \approx \bar{n}'$), то уширение быстрое окна связано с увеличением числа \mathcal{D} -кластеров $\frac{\bar{n}'}{\bar{n}}$, что приводит к возрастанию κ с ростом \mathcal{D} .

Отметим, что в [13] развита модель, основанная на механизмах испускания частиц κ эффективными источниками. Поведение параметра κ при этом до конца не выяснено.

В работе [14] параметр κ^{-1} интерпретируется как температура T , соответствующая плотности массовых состояний кластеров типа Хагедорна-Фрауци: $\mathcal{P}(M) = a(T) \left(M/mT\right)^{-\beta(T)} e^{M/mT}$, где $a(T)$, $\beta(T)$ — функции температуры T . Вероятность рождения n частиц при фиксированной массе M

$$P_n(M) = \left(\frac{M \langle n \rangle}{m}\right)^n e^{-M \langle n \rangle / m} / n! \mathcal{P}(M).$$

Полное РМ задается интегралом

$$P_n(\langle n \rangle, T) = \int_0^\infty \left[\left(\frac{M \langle n \rangle}{m}\right)^n e^{-M \langle n \rangle / m} / n! a(T) \left(\frac{M}{mT}\right)^{-\beta(T)} e^{-\frac{M}{mT}} \right] d\left(\frac{M}{m}\right). \quad (6)$$

Если положить здесь $a(T) = \left(\frac{1}{T} - 1\right)!$, $\beta(T) = \frac{1}{T} - 1$, получаем ОБР, где T имеет смысл температуры.

В области низких энергий температура такой системы может быть отрицательной (ср. с [9]). Понятие отрицательных температур возникает в тех случаях, когда существует конечное число состояний системы, в данном случае конечное число массовых состояний, которые могут реализовываться на стадии адронизации. Как отмечалось в [15], РМ при отрицательном значении параметра κ совпадает с биномиальным распределением (ОБР с отрицательным параметром). С ростом энергии параметр κ^{-1} увеличивается (растет температура системы). Для струй в области $T \approx 0$ стадия кварк-глюонного деления ($T > 0$) становится сравнимой со стадией адронизации ($T < 0$) и при $T > 0$ подавляет адронизацию.

Температурная интерпретация параметра $\kappa^{-1} = T$ качественно объясняет поведение (2) как рост температуры системы при возрастании энергии с вероятным выходом на константу $T \rightarrow 1$ и уменьшение T с увеличением интервала по \mathcal{D} за счет добавления к центральной, более "горячей" области "периферической", "более холодной".

Как известно, основную долю процессов множественного рождения составляют мягкие процессы. В этих процессах вследствие малых передач вторичные частицы рождаются с малыми поперечными импульсами p_\perp . Про-

цессы с большими передачами импульса (жесткие процессы) встречаются намного реже. Согласно КХД в этих процессах образуются кварковые и глюонные струи, описываемые по теории возмущений (ТВ) КХД. С ростом энергии вклад жестких (струйных) процессов, как свидетельствует эксперимент, увеличивается.

Можно ли объяснить нарушение скейлинга КНО посредством рассмотрения суперпозиции мягких и жестких процессов? При описании жестких процессов кроме ТВ КХД, применяемой к стадии кварк-глюонного деления, следует использовать феноменологическую схему адронизации ^{/15/}, поскольку ТВ КХД на этой стадии не работает. Мягкие процессы также не могут описываться по ТВ КХД. Для них используются различные феноменологические модели - мультипериферическая, формализм Редже и другие. Вместе с тем мягкие процессы также должны включать стадию адронизации.

В процессах чисто жесткого характера объединяются две стадии: стадия кварк-глюонного деления и стадия адронизации. В модели ^{/15/} на этой основе описаны данные по РМ в процессах e^+e^- - аннигиляции в адроны, в трехглюонном распаде кваркониев ^{/16/}.

Процессы адрон-адронных (ядерных) соударений с образованием вторичных частиц с большими p_T являются смесью мягких и жестких процессов. Рассмотрим ПФ (производящую функцию) $Q(s, z)$ для РМ $P_n(s)$ в мягких соударениях. Согласно гипотезе мягкого обесцвечивания она представляет произведение РМ глюонов, участвующих во взаимодействии (в мягких процессах преобладают глюонные обмены), $P_m^g(s)$ на ПФ для РМ на стадии адронизации $Q(s, z) = \sum_{m=0}^{\infty} P_m^g(s) [Q^h(s, z)]^{2m+2}$. Взяв для $Q^h(s, z)$ биномиальное распределение, получим

$$Q(s, z) = \sum_{m=0}^{\infty} P_m^g(s) \left[1 + \frac{\bar{n}^{(h)}}{N_g} z \right]^{N_g(2m+2)}, \quad (7)$$

где $\bar{n}^{(h)}$ - среднее число адронов, образующихся из одного глюона на стадии адронизации, N_g - параметр биномиального распределения (максимальное число адронов, рождающихся из этого глюона). Предполагая различные механизмы образования обменных глюонов, получаем различные P_m^g . Наиболее простой из них - независимое образование, описываемое распределением Пуассона. Очевидно, что распределения Фарри и Пойя также могут быть кандидатами для рассмотрения.

Оценим второй корреляционный момент f_2 , определяющий тип РМ ($f_2 < 0$ - сверхузкое, $f_2 = 0$ - узкое, $f_2 > 0$ - широкое), и вид функции КНО. Согласно (7) $f_2 = 4 f_2^g \bar{n}^{(h)2} + 4 \bar{m} \bar{n}^{(h)2} - 2(\bar{m}+1)/N_g$, где f_2^g - второй корреляционный момент для $P_m^g(s)$. В случае независимого образования взаимодействующих глюонных пар $f_2^g = 0$ и $f_2 = [4\bar{m} - 2(\bar{m}+1)/N_g] \bar{n}^{(h)2}$. При $\bar{m} \leq 1/(2N_g - 1)$ РМ в полной системе - сверхузкое (f_2 же распределения Пуассона), среднее число глюонов $(2\bar{m} + 2) \leq 2,4$, что указывает на

преобладание при малых энергиях поперечного обмена (если $P \approx 2g$). С ростом энергии \bar{m} растет, наряду с мягкими глюонами во взаимодействии могут участвовать и жесткие глюоны. Их следует описывать по ТВ КХД, дающей экспоненциально растущую множественность. Поэтому полная множественность растет быстрее, чем в чисто мягких процессах. При этом РМ в полной системе упрощается за счет растущего вклада жесткой стадии и меняется вид функции КНО. В работе ¹¹⁷⁷ приведены расчеты РМ в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях с образованием вторичных частиц с большими p_T : $h+A \rightarrow h' + \text{струя} + \text{фон}$. При отождествлении фона с вкладом мягких процессов было показано, что при фиксированной полной энергии с ростом p_T может наблюдаться эффект сужения РМ в полной системе. Причина его - возможность существования одновременно узких фона и струи. На ядерных мишенях эффект вследствие крестного партонного рассеяния значительно усиливается. Кроме того, должно наблюдаться сужение РМ, связанное с ростом атомного номера ядерной мишени.

Литература

1. A. Breakstone et al. Phys. Rev., 130, 528, 1984.
2. Z. Koba, N. B. Nielsen, P. Olesen. Nucl. Phys., 840, 317, 1972.
3. G. J. Alner et al. Phys. Lett., 138B, 304, 1984.
4. G. J. Alner et al. Phys. Lett., 160B, 193, 1985.
5. G. J. Alner et al. Phys. Lett., 160B, 199, 1985.
6. G. J. Alner et al. Phys. Lett., 167B, 476, 1986.
7. A. B. Kaidalov, K. A. Ter-Martirosyan. Phys. Lett., 117B, 247, 1982.
8. G. Pancheri. CERN-EP / 84-95; J. G. Rushbrooke. CERN-EP / 85-178.
9. A. Giovannini. Nuovo Cim., 15A, 543, 1973.
10. A. Giovannini. Nuovo Cim., 34A, 647, 1976.
11. A. Giovannini, L. Van Hove. CERN - TH, 4230/85.
12. A. Giovannini. Nucl. Phys., B161, 429, 1979.
13. P. Carruthers. LA-UR - 84 - 1089, 1984; LA-UR-84-1009, 1984.
14. В. И. Кувшинов. Материалы IV Респ. конф. по физике. Препринт ИФ АН БССР, 22, 1976.
15. В. И. Кувшинов, Е. С. Кокоулина. Труды IV Межд. сем. гл. проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1, 2-81-278, Дубна, 299, 1981.
16. Е. С. Кокоулина, В. И. Кувшинов. Изд. ВУЗов, Физика, №9, 78, 1985.
17. Е. С. Кокоулина, В. И. Кувшинов. Изв. АН БССР, №4, 1986.

ОТ СИНХРОФАЗОТРОНА К НУКЛОТРОНУ

А.Д.Коваленко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Открытие в 1944 г. академиком В.И.Векслером явления автофазировки при резонансном ускорении заряженных частиц устранило принципиальное ограничение на получение релятивистских частиц в лабораторных условиях и создало основу для реализации многих поколений ускорителей и ускорительных комплексов, обеспечивающих потребности физиков-экспериментаторов уникальными пучками частиц высоких энергий. В этом ряду дубненский синхрофазотрон на энергию протонов $10 \text{ ГэВ}^{1/1}$, созданный под руководством В.И.Векслера и введенный в 1957 г. в работу, занимает и сегодня видное место.

В 1970 году на синхрофазотроне было осуществлено ускорение дейтронов до энергии $8,9 \text{ ГэВ}^{2/2}$ и проведены эксперименты, обнаружившие существование предсказанного академиком А.М.Балдиным кумулятивного ядерного эффекта и масштабной инвариантности релятивистских ядерных столкновений^{3,4/}. Это были первые пучки релятивистских ядер, полученные на ускорителях, и первые эксперименты, в которых исследовалось влияние кварковых степеней свободы на свойства ядер и ядерных реакций. На основе этих работ А.М.Балдиным была сформулирована дальнейшая программа исследований, открывшая новое направление - релятивистскую ядерную физику как область физики высоких энергий, исследующую кварк-глюонную структуру ядер. Это стимулировало развитие синхрофазотрона как ускорителя релятивистских ядер, определило задачу поисков путей создания специализированного ускорителя релятивистских ядер - нуклотрона. Существование установленной дубненскими физиками и подтвержденной последующими опытами на Беватроне и серпуховском ускорителе границы предельной фрагментации ядер ($3,5 \pm 4 \text{ ГэВ/нуклон}$) поставило синхрофазотрон в положение единственного ускорителя в мире, обладающего пучками ядер с энергией выше этой границы. Асимптотический режим в столкновении релятивистских ядер, начинающийся при энергии $3,5 - 4 \text{ ГэВ/нуклон}$, определяет, с одной стороны, самый главный параметр проектируемого ускорителя

(верхний предел энергии пучков должен превышать эту величину), с другой - обеспечивает конкурентоспособность проводимых в Дубне исследований, несмотря на планируемое получение пучков ядер с большей энергией.

На пучках синхрофазотрона выполнены обширные программы исследований, полученные результаты постоянно докладывались на международных конференциях как по физике высоких энергий, так и по ядерной физике^{/5,6/} достаточно полно изложены в трудах дубненских международных семинаров данной серии, посвященных мультикварковым взаимодействиям и КХД. Основные этапы работ и результаты по развитию синхрофазотрона как ускорителя релятивистских и поляризованных ядер и созданию в Лаборатории высоких энергий сверхпроводящего синхротрона - нуклотрона также неоднократно публиковались^{/7/} и в достаточной степени известны научной общественности.

Ускорение на синхрофазотроне дейтронов и ядер гелия было осуществлено без значительных изменений систем ускорителя, однако продвижение в область более тяжелых ядер, начиная уже с ядер углерода, и необходимость удовлетворения растущих запросов эксперимента потребовали решения ряда сложных инженерно-физических и технических проблем, главные из которых: создание источников высокозарядных ионов и ядер и получение на инжекторе синхрофазотрона достаточно интенсивных пучков ядер, обеспечение с разумными потерями частиц режима синхротронного ускорения, разработка высокоэффективных систем вывода ускоренных ядер в широком интервале энергий в экспериментальные залы^{/8/}.

1. Для эффективного ускорения частиц, возможности достижения максимальной для синхрофазотрона энергии ядер источник должен обеспечивать получение либо голых ядер, либо ионов с достаточно большим отношением заряда к массе (Z/A). Эту задачу, которая стоит перед физиками уже почти тридцать лет, решают двумя путями. Первый путь - создание предварительных ускорителей (или каскада ускорителей) относительно низко заряженных ионов (например, от источника Пеннинга) с промежуточной "обдиркой" ионов на твердых и газообразных мишенях. При этом с учетом требований к энергии пучка, возникающих при "обдирке" ионов, мы приходим к проблеме создания дополнительных специализированных ускорителей. Другой путь - получение голых ядер непосредственно в компактном ионном источнике и ускорение этих ядер в обычном протонном линейном ускорителе на второй кратности - предложен и развит в Дубне. В Лаборатории высоких энергий были разработаны и используются два типа оригинальных источников: криогенный электронно-лучевой источник Донца КРИОН и лазерный источник. В источнике Донца^{/9/} используется последовательная ионизация ато-

мов нейтрального газа плотным электронным пучком в магнитном поле с напряженностью $2+3$ Т, создаваемом сверхпроводящим соленоидом. С марта 1977 года ионизаторы серии КРИОН регулярно эксплуатируются на ускорительном комплексе. В источниках этого типа получены ядерные пучки вплоть до криптона и ионы Xe^{52+} . Прогресс в получении рекордных параметров ионизации позволяет ожидать получения ионов всех достаточно стабильных элементов таблицы Менделеева в источниках этого типа.

Первый эксперимент по использованию лазерной плазмы в качестве источника ядер углерода был осуществлен на синхрофазотроне в 1976 году^{/10/}. При этом применялся твердотельный лазер на ниодимовом стекле с выходной мощностью ~ 1 ГВт, обеспечивающий плотность потока излучения на мишени $\sim 10^{13}$ Вт/см². Итогом эксперимента было ускорение ядер углерода в синхрофазотроне и облучение стопки фотоэмульсий на выведенном пучке релятивистских ядер углерода. Однако применение на ускорителе лазерного источника (ЛИ) в этом варианте ограничивалось недостаточной надежностью лазерной системы и малой частотой $< 0,02$ Гц/ посылки рабочих импульсов, поэтому дальнейшая разработка ЛИ была ориентирована на использование CO_2 -лазера, свободного от указанных недостатков и, кроме того, позволяющего существенно снизить плотность потока излучения, требуемую для получения ионов одной и той же зарядности^{/11/}.

Итогом исследований и работ в этом направлении явилось создание ЛИ^{/12/} на основе CO_2 -лазера с ультрафиолетовой предионизацией, имеющего выходную энергию ~ 10 Дж при частоте повторения импульсов 1 Гц. При работе этого источника на линейном ускорителе ЛУ-20 были получены ускоренные до 5 МэВ/нуклон ядра Li , C , Mg с максимальными интенсивностями: ${}^6\text{Li}^{3+} \sim 3,5 \cdot 10^9$, ${}^7\text{Li}^{3+} \sim 5 \cdot 10^{10}$, ${}^{12}\text{C}^{6+} \sim 1,5 \cdot 10^{10}$, ${}^{24}\text{Mg}^{12+} \sim 1,0 \cdot 10^9$ ядер за импульс, длительность которого составляла ~ 5 мкс (C, Mg) и ~ 10 мкс для лития. Предельная плотность потока излучения на мишени составила $\sim 10^{10}$ Вт/см². Использование ЛИ обеспечило повышение интенсивности ускоренных до релятивистских энергий ядер углерода в сто раз, даю возможность ускорить на синхрофазотроне ядра ряда новых элементов.

Имеются данные^{/13/} о получении при плотности мощности излучения CO_2 -лазера 10^{13} - 10^{15} Вт/см² интенсивных потоков ионов с кратностью ионизации $\bar{z} \sim 34$ для элементов с атомным номером $A \sim 40$.

Таким образом, ЛИ имеет возможности дальнейшего развития и является хорошей альтернативой источникам типа КРИОН, особенно в области легких ядер.

2. Получение полностью ионизированных (голых) ядер еще не решает проблемы ускорения тяжелых ядер на обычных синхротронах. Зарядово-обменные процессы, имеющие место при взаимодействии ускоряемого пучка с ато-

мами остаточного газа в камере ускорителя, приводят к резкому уменьшению интенсивности пучка в процессе ускорения. При проектном уровне вакуума $\sim (2-3) \cdot 10^{-6}$ Тор в камере синхрофазотрона уже при ускорении ядер магния потери интенсивности в результате подхвата электронов оказываются недопустимо большими. Для улучшения вакуума в камеру синхрофазотрона были введены поверхности, охлаждаемые жидким гелием, - создана система криооткачки, которая обеспечила улучшение вакуума примерно в 10 раз (до $2-3 \cdot 10^{-7}$ Тор). В режиме испытаний этой системы получено увеличение интенсивности, например, ядер кремния в $2 \cdot 10^3$ раз. Ввод в действие системы обеспечит возможность ускорения ядер в области атомных масс $\sim 40-50$ с допустимыми потерями.

3. Важнейшим условием для обеспечения работ в области релятивистской ядерной физики является достижение высоких интенсивностей пучков.

Ввод в действие в 1974 году нового инжектора синхрофазотрона - линейного ускорителя ЛУ-20 на энергию протонов 20 МэВ обеспечил^{/14/}, в частности, увеличение тока инжектируемых протонов до 50 мА, дейтронов - до 16 мА. При ускорении ядер для обеспечения синхронизма с в.ч. ускоряющим полем условия инжекции вынужденно должны быть изменены, что приводит к уменьшению конечной энергии ядер до 5 МэВ/нуклон. Ускоряюще-фокусирующая структура ЛУ-20 в принципе обеспечивает и ускорение ионов с $Z/A \sim 0,33$. Для более устойчивого ускорения ядер была проведена модернизация системы в.ч. ускорения в синхрофазотроне, что привело к увеличению интенсивности ускоренных ядер примерно в 3 раза.

4. Учитывая большой интерес экспериментаторов к проведению исследований с использованием пучков поляризованных релятивистских частиц, специалисты ЛВЭ осуществили комплекс работ по получению и ускорению пучков поляризованных дейтронов. Созданный для этой цели источник "Полярис", построенный по принципу поляризации атомарного пучка, имеет ряд особенностей в связи с широким использованием криогеники^{/15/}. Исходный пучок атомарного дейтерия имеет температуру 20 К, разделительный шестипольный магнит и соленоид ионизатора Пеннинга - сверхпроводящие, отсутствует обычная система вакуумной откачки. Источник обеспечивает получение векторной и тензорной поляризации дейтронов. Для контроля поляризации на выходе ЛУ-20 и при ускорении в синхрофазотроне созданы соответствующие диагностические устройства. Проведенные сеансы по ускорению поляризованных дейтронов показали, что вплоть до максимальной энергии (~ 5 ГэВ/нуклон) деполаризация практически отсутствует. Начаты регулярные физические эксперименты.

5. Практически все исследования, выполняемые на синхрофазотроне, проводятся на выведенном из ускорителя пучке. Вывод частиц, ускоренных до требуемой энергии, осуществляется последовательно по двум направлениям в одном цикле работы ускорителя (рис.1). По направлению 1 обеспечивается медленный вывод пучка в течение 500 мс с эффективностью больше 90%. Это направление используется для формирования в экспериментальном зале площадью 6000 м^2 8 пучков с энергией частиц вплоть до максимальной. На этих пучках могут одновременно работать от 2 до 4 физических установок. По направлению 2 проводится быстрый ($< 1 \text{ мс}$) вывод частиц с энергией вплоть до максимальной на одну из двух пузырьковых (1-м жидководородную или 2-м пропановую) камер. Имеется также возможность по этому направлению выводить частицы с энергией до $3,5 \text{ ГэВ/нуклон}$ и пучки средних энергий ($0,3 - 3,5 \text{ ГэВ/нуклон}$ за время 200 мс).

В настоящее время в Лаборатории имеется 12 каналов частиц, на которых работают 16 установок лабораторий ОИЯИ и других организаций. В течение года синхрофазотрон работает около 4000 часов 5-ю сеансами. 70% времени ускоритель работает в режиме ускорения ядер. Простои ускорителя, связанные с отказом оборудования, составляют 6-7% от планируемого времени работы.

Основные характеристики выведенных из синхрофазотрона пучков приведены в таблице 1.

Таким образом, синхрофазотрон сегодня обеспечивает достаточно широкий набор уникальных пучков, интерес к использованию которых постоянно растет. Фронт исследований в области релятивистской ядерной физики постоянно расширяется, запросы на пучки ускорителя различных групп экспериментаторов подчас противоречивы, ускорительный комплекс нуждается в непрерывном развитии и оптимизации его эксплуатации. Первое предложение по созданию специализированного сверхпроводящего жесткофокусирующего синхротрона - нуклотрона было сделано в 1973 г.^{/16/}. Для решения этой задачи в последующие годы энергично развивались работы по программе использования сверхпроводимости в ускорительной технике, в рамках которой созданы экономичные сверхпроводящие магниты, системы их криостатирования и обеспечения жидким гелием и другое оборудование. Завершением этой программы явилось сооружение модельного сверхпроводящего жесткофокусирующего синхротрона (СПИН) на энергию $1,5 \text{ ГэВ}$ по протонам^{/17/}. Опыт, накопленный при создании СПИНа, успешные испытания полномасштабных магнитов позволили приступить к реализации проекта реконструкции магнитной системы синхрофазотрона на сверхпроводящую, в результате чего к концу 80-х годов с использованием имеющихся сооружений и экспериментальных залов будет создан нуклотрон.

Таблица 1

Выводимые из ускорителя частицы	Энергия (ГэВ)	Интенсивность (ч/имп.)		
		1975	1980	1985
p	9	$2,5 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^{12}$	$4 \cdot 10^{12}$
d	8,2	$8 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{12}$
d†	8,2	-	-	$5 \cdot 10^8$
				$P_z = -0,53$
				$P_{xz} = -0,58$
n	9	-	10^9	10^{10}
$^3\text{He}^{2+}$	17,2	-	-	$2 \cdot 10^{10}$
$^4\text{He}^{2+}$	16,4	10^9	$2 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{10}$
$^6\text{Li}^{3+}$	24,6	-	-	$1,5 \cdot 10^8$
$^7\text{Li}^{3+}$	23,9	-	-	$2 \cdot 10^9$
$^{12}\text{C}^{6+}$	49,2	-	$2 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^8$
$^{16}\text{O}^{8+}$	65,6	-	$5 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^7$
$^{19}\text{F}^{9+}$	73,1	-	-	$1,5 \cdot 10^7$
$^{22}\text{Ne}^{10}$	81,0	-	-	10^4
$^{24}\text{Mg}^{12+}$	98,4	-	-	10^5
$^{28}\text{Si}^{14+}$	114,8	-	-	$3 \cdot 10^4$

Основные проектные параметры нуклотрона в сравнении с синхрофазотроном приведены в таблице 2.

Таблица 2

№№	Параметры	Нукло- трон	Синхрофа- зотрон
1.	Максимальная энергия (ГэВ/нуклон)	7	4,5
2.	Частота циклов (Гц)	0,5 - 1	0,1
3.	Максимальная длительность вывода при цикле 10 с (с)		0,6
4.	Интенсивность (част./цикл) дейтронов		
	$^{24}\text{Mg}^{12+}$	$3 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{12}$
	$^{24}\text{Mg}^{12+}$	$1 \cdot 10^{11}$	10^5
	$^{82}\text{Pb}^{82+}$	$1 \cdot 10^9$	-
5.	Потребляемая мощность (МВт)	1,5	10

Видно, что нуклотрон обеспечивает ряд преимуществ. Особо важно повышение интенсивности пучков легких ядер и ядер Среднего веса, т.к. сечения наиболее значимых для теории процессов, приводящих к образованию частиц с большими относительными скоростями, очень малы. Существенное значение имеет повышение энергии над критической величиной $3,5 \pm 4$ ГэВ/нуклон при переходе с синхрофазотрона на нуклотрон. Улучшится качество пучков, их временные и пространственные характеристики, появится возможность осуществлять вывод частиц из ускорителя со значительно большей растяжкой пучка во времени. Высокий уровень вакуума в камере нуклотрона, обусловленный криогеникой, даст возможность ускорять с допустимыми потерями высокозарядные ионы и ядра вплоть до урана.

Нуклотрон строится с использованием оригинальных сверхпроводящих (СП) магнитов, разработанных в ИВЭ и получивших название магнитов "Дубна". Магниты этого типа обеспечивают получение рабочего поля порядка 2,1-2,3 Т и выгодно отличаются как от обычных теплых магнитов с полем 1,8-2,0 Т, так и от сверхпроводящих магнитов с полем 4,0-5,0 Т^{18/}.

Идеология СП-магнитов Дубны разработана И.А.Шеллаевым. В этих магнитах для формирования поля используется в полной мере железное ярмо с близкорасположенной СП-обмоткой. Ярмо магнита примерно в два раза уменьшает необходимые ампер-витки, обеспечивает высокую однородность магнитного поля и фиксирует геометрию обмотки. В магнитах Батавни, например, вклад стального экрана в амплитуду поля составляет всего 15%. Значительный объем магнита Батавин, занятый полями рассеяния, примерно в 10 раз повышает энергию, запасенную на единицу длины магнита. В конечном итоге магниты "Дубна", создающие в два раза меньшее поле, оказываются на порядок менее материалоемкими, существенно более простыми, технологичными и требуют менее энергоемких систем питания и охлаждения.

Изготовление серии магнитов Дубны для установки СПИИ убедительно показало, что принятая технология обеспечивает высокую воспроизводимость параметров магнитов даже при изготовлении их в лабораторных условиях^{19/}.

Установка СПИИ представляет собой жесткофокусирующий сверхпроводящий синхротрон с разделенными функциями поворота и фокусировки ускоряемых частиц. При общем периметре ускорителя 54 м конечная энергия протонов составляет 1500 МэВ, ядер - 526 МэВ/нуклон, а тяжелых нерелятивистских ионов - $2700 (Z/A)^2$, где Z/A - отношение заряда иона к его массе, выраженное в протонных единицах. Внешний вид ускорителя СПИИ показан на рис.1. На расстоянии 60 м от СПИИ установлен гелиевый охладитель, обеспечивающий охлаждение СПИИ до 4,2 К и поддержание рабочей температуры.

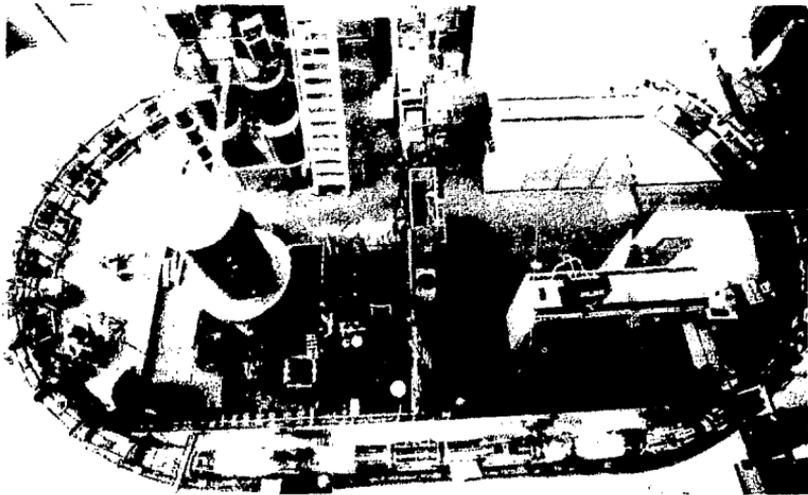


Рис. 1. Модельный сверхпроводящий синхротрон СПИИ (вид сверху).
В центре - форинжектор ускорителя и источники питания магнитов
и линз.

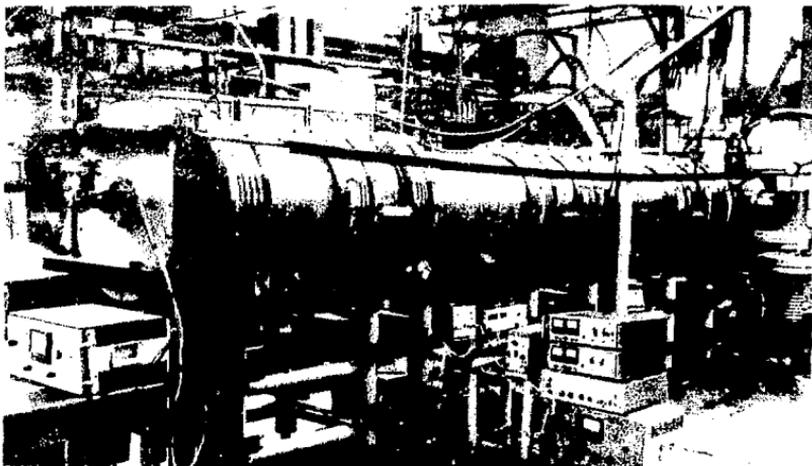


Рис. 2. Модуль магнитной системы нуклотрона на испытаниях.

К моменту написания этой статьи на собранном ускорителе идут пусконаладочные работы, получена устойчивая циркуляция пучка в течение 100 мс в теплом режиме, исследуется режим охлаждения.

Нуклотрон будет представлять жесткофокусирующий синхротрон с разделенными функциями. Общая длина нуклотрона ~ 257 м. Магнитная система нуклотрона собирается из 48 отдельных вакуумно-криостатных модулей (рис. 2), в каждом из которых размещаются два дипольных магнита и одна квадрупольная линза. Диаметр круглого вакуумного бака $\sim 0,7$ м. В магнитной системе будут использованы магниты типа "Дубна", но, в отличие от магнитов СПИНа, из трубчатого сверхпроводника. Такие магниты, предложенные А.А.Смирновым, позволяют исключить из конструкции отдельный гелиевый сосуд и обеспечивают ряд технологических и эксплуатационных преимуществ: облегчается доступ к магнитам, снижаются требования на герметичность сварных швов, уменьшается количество жидкого гелия в системе и др.

Охлаждение магнитных элементов будет производиться двухфазным гелием. Криогенный комплекс нуклотрона проектируется из типовых ожигителей КГУ-1600/4,5. Экспериментальная проверка работоспособности магнитов типа "Дубна" позволяет заключить, что на их основе возможно создание ускорителя, работающего с частотой повторения циклов 0,5-1,0 Гц при приемлемых расходах на криогенное обеспечение.

В настоящее время проводятся работы по подготовке туннеля для размещения магнитной системы нуклотрона, идет изготовление вакуумно-криостатных модулей и другого оборудования. Завершение основных монтажных работ планируется на конец 1988 года. В период до окончания пуско-наладочных работ на нуклотроне предусматривается непрерывная эксплуатация синхрофазотрона в обычном объеме, повышение интенсивностей имеющихся пучков, расширение набора ускоряемых частиц, развитие автоматизации, системы каналов частиц и систем вывода.

Создание нуклотрона обеспечивает экспериментаторам новые, более широкие возможности в исследовании релятивистских ядерных столкновений.

В заключение автор считает приятным долгом выразить благодарность академику А.М.Балдину за предложение сделать данный доклад, Л.Г.Макарову, И.Н.Семенюшкину, И.А.Шелареву и А.А.Смирнову за полезные обсуждения и предоставление материалов.

Литература

1. В.И.Векслер и др. Ат.энергия, 1956, № 4, с.22.
2. А.М.Балдин. ОИЯИ, Р9-5442, Дубна, 1971.
3. А.М.Балдин. Краткие сообщения ФИАН, Москва, 1971, с.35.

4. A.M.Baldin et al. Proc.Rochester Meeting APS/OPF(1971), p. 131.
5. A.M.Baldin. Proc. 6th Intern.Conf. on High Energy Physics on Nucl. Structure, Santa Fe (1975), p.621,
A.M.Baldin. Nucl.Phys.,A447 (1985), p. 203c.
6. A.A.Kuznetsov. Proc.Intern.Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, East Lansing (1982), Nucl.Phys.,A400(1983), p. 493.
7. И.Н.Семеновкин, Л.Г.Макаров, И.А.Шелаев. В сб.: Объединенный институт ядерных исследований 1956-1986. ОИЯИ, Дубна (1985), с.277-282.
8. И.Н.Семеновкин. В сб.: Труды Совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. ОИЯИ, Д2-82-568, 1982, с.12.
9. Е.Д.Донец. ЭЧАЯ, 13, № 5 (1982), с.911.
10. О.Б.Ананьин и др. Квантовая электроника, 1977, 4, № 7, с. 1547.
11. Ю.А.Быковский и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, 5, вып.1, с.46.
12. Ю.Д.Безногих и др. ОИЯИ, Р9-84-246, Дубна, 1984.
13. Ю.А.Быковский и др. ОИЯИ, Р9-86-2, Дубна, 1986.
14. Ю.Д.Безногих и др. ОИЯИ, 9-12723, Дубна, 1979.
15. Н.Г.Анищенко и др. ОИЯИ, Р2-82-181, Дубна, 1982.
16. В.П.Алексеев и др. ОИЯИ, 9-7148, Дубна, 1973.
17. И.А.Шелаев, И.П.Юдин. ОИЯИ, 9-12346, Дубна, 1979.
18. A.A.Smirnov et al. Journ. de Physique. Colloque C1, n.1, Tome 45, Janvier 1984, p. C1-279.
19. В.С.Алфеев и др. В сб.: Труды Ул Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, ОИЯИ, т.1 (1981), с. 360.

THEORY OF "ANOMALONS"*

Y. E. Kim

Department of Physics, Purdue University
West Lafayette, Indiana 47907 U.S.A.

1. INTRODUCTION

Recently, a parameter-free theory^{/1/} has been proposed to explain anomalously short mean free paths (mfp's) of the secondary projectile fragments (PF's) [called "anomalous projectile fragments" (APF's) or "anomalous"] observed in emulsion and other detectors from the relativistic heavy-ion collisions. In this paper, the new parameter-free theory is described and its application to the $Z = 2$ APF data measured by Bánó et al.^{/2/} using the Dubna Synchrophasotron is presented to demonstrate the validity of the new theory of "anomalous".

The APF's in emulsion were first reported in 1954 by A. Milone^{/3/} and later by others^{/4/} in high-energy cosmic ray studies. In 1980, Friedlander et al.^{/5/} confirmed the previous cosmic ray observations of the APF's using the Bevalac accelerator beams of ~ 2 AGeV ^{16}O and ^{56}Fe at the Lawrence Berkeley Laboratory. Since then, there have been many controversial experimental results on the APF effect, published mostly in Physical Review Letters^{/6-9/} and other journals^{/10-13/} using either the emulsion^{/6,7/} or other^{/8,9/} detectors. The experimental results of references 2-6, 8 and 12 show the positive APF effect, while those of references 7, 9, and 13 shows no or very small APF effect. The proposed new theory of "anomalous" described here can provide a consistent explanation of these conflicting claims^{/2-13/} on the APF effect.

2. THE APF DATA PARAMETERIZATION

In the APF experiments, the primary nucleus enters the detector (emulsion, plastic, bubble chamber, etc.) at $y = 0$ and travels a distance y until it creates the secondaries (or primary stars) at the primary interaction point, y . One of the

* This work was supported in part by the U.S. National Science Foundation.

secondaries created at y or $x = 0$ travels a distance x until it creates the tertiary (or the secondary stars). The probability density (PD) function for the primary is a function of y and given by

$$f_p(y) = n_p e^{-y/\lambda_p} P/\lambda_p \quad (1)$$

where λ_p is the mfp of the primaries. λ_p is known to be a constant independent of y at a fixed energy or momentum of the primaries. In most of the APF experiments, it is customary to count the number, $N(x)$, of the secondary stars at the end of the secondary PF tracks as a function of the distance x measured from the point of creation of the secondaries, $x = 0$, i.e. from the primary interaction point, y . Neglecting the y -dependence (which is not measured in the APF experiments), $N(x)$ is then parameterized in a form

$$\langle N(x) \rangle = n_0 [1 - e^{-x/\lambda_e(x)}] \quad (2)$$

which originates from $\int_0^x f_e(x) dx = 1 - e^{-x/\lambda_e(x)}$ with the PD function, $f_e(x) = e^{-x/\lambda_e(x)} / \lambda_e(x)$, assuming that $\lambda_e(x)$ is independent of x . We note that eq. (2) is not self-consistent since $\lambda_e(x)$ depends on x . The consistent expression for:

$\langle N(x) \rangle$ would be

$$\langle N(x) \rangle = n_0 [1 - e^{-x/\lambda_e(x)} + N_e(x)] \quad (3)$$

where

$$N_e(x) = \int_{\beta(x)}^{\beta(0)} x e^{-x\beta(x)} d\beta \quad (4)$$

which is obtained from

$$\int_0^x dx e^{-x/\lambda_e(x)} / \lambda_e(x) = \int_0^x e^{-x\beta(x)} d(x\beta(x)) - \int_{\beta(0)}^{\beta(x)} x e^{-x\beta(x)} d\beta \quad (5)$$

with $\beta(x) = \lambda_e^{-1}(x)$. However, we can still regard eq. (2) as a parameterization or representation of the APF data.

With the above parameterization of $N(x)$ described by eq. (2), the extracted values of $e^{-x/\lambda_e(x)}$ show that $\lambda_e(x)$ is not a constant but seems to contain a shorter mfp component, λ'_g , with a fraction a' at small distance x in addition to the expected longer normal component mfp, λ'_g . It is therefore customary to describe $\lambda_e(x)$ by fitting it with a local mfp, $\lambda'(x)$, of the form

$$\lambda'(x) = [1 - F_{\lambda'_e}^{a'\lambda'_s}(x)] / f_{\lambda'_e}^{a'\lambda'_s}(x), \quad (6)$$

where $f_{\lambda'_e}^{a'\lambda'_s}(x)$ is the PD function defined as (see eqs. (10) - (13))

$$f_{\lambda'_e}^{a'\lambda'_s}(x) = (1 - a')^{-s/\lambda'_e} / \lambda'_e + a' e^{-x/\lambda'_e} / \lambda'_s, \quad (7)$$

and

$$F_{\lambda'_e}^{a'\lambda'_s}(x) = \int_0^x f_{\lambda'_e}^{a'\lambda'_s}(x) dx = 1 - [(1 - a') e^{-x/\lambda'_e} + a' e^{-x/\lambda'_s}]. \quad (8)$$

$\lambda'(x)$ is normalized such that $\lambda'(0) = [(1 - a')/\lambda'_e + a'/\lambda'_s]^{-1}$, and $\lambda'(\infty) = \lambda'_s$, and hence $\lambda'(0) < \lambda'(\infty)$. A typical fit of $\lambda'(x)$ with $a' = 0.0106$, $\lambda'_s = 7.5$ cm, and $\lambda'_e = 230$ cm to $\lambda_e(x)$ is shown for the $Z = 2$ APF data of Bánó et al.^{12/} in Fig. 1. However, there is no theoretical justification to equate $\lambda_e(x)$ of eq. (2) to $\lambda'(x)$ of eq. (6) as customarily done, since the original data for $\langle N(x) \rangle$ can not be related theoretically to $\lambda'(x)$ but should be represented by $\langle N(x) \rangle = n_0 F_{\lambda'_e}^{a'\lambda'_s}(x)$, given the PD function, $f_{\lambda'_e}^{a'\lambda'_s}$, eq. 7, or by

$$\lambda'_e(x) = -x/\xi n [1 - F_{\lambda'_e}^{a'\lambda'_s}(x)]. \quad (9)$$

$\lambda'_e(x)$ of eq. (9) and $\lambda'(x)$ of eq. (6) do not give the same results and can be substantially different when the y -dependence is integrated as described later. Therefore, we should regard $\lambda'(x)$, eq. (6), with a set of the parameters a' , λ'_s , and λ'_e , as another convenient parameterization or representation of the APF data for $\lambda_e(x)$. The fitted parameters, a' , λ'_s and λ'_e , are therefore not necessarily the physical quantities which can be determined from other independent experiments.

3. NEW PARAMETER-FREE THEORY

We start with a generalized energy-dependent formulation^{14-16/} which has been recently developed to accommodate the energy (or momentum) dependent interaction cross-sections, $\sigma_i(p) \propto \lambda_i^{-1}(p)$, for the i th component PF with a laboratory 3-momentum p . We define the probability density (PD) function for the i th component secondary PF as

$$f_i(x, p) = A_i(p) e^{-x/\lambda_i(p)} / \lambda_i(p), \quad (10)$$

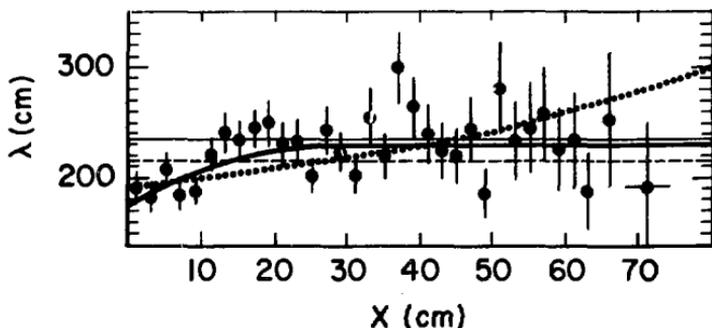


Fig. 1. Comparison of the calculated values of the local mfp, $\lambda(x)$, with the experimental data.^{/2/} The dotted curve is our theoretical values calculated with the physical values of $(a, \lambda_g, \lambda_l) = (0.55, 215 \text{ cm}, 260 \text{ cm})$ using eq. (20). The thick solid curve is a best fit^{/3/} to the data with the values of parameters, $(a', \lambda_g', \lambda_l') = (0.0106, 7.5 \text{ cm}, 230 \text{ cm})$ using eq. (6). Dashed lines and thin solid lines are for $\lambda(x) = 215 \text{ cm}$ and 230 cm , respectively.^{/2/}

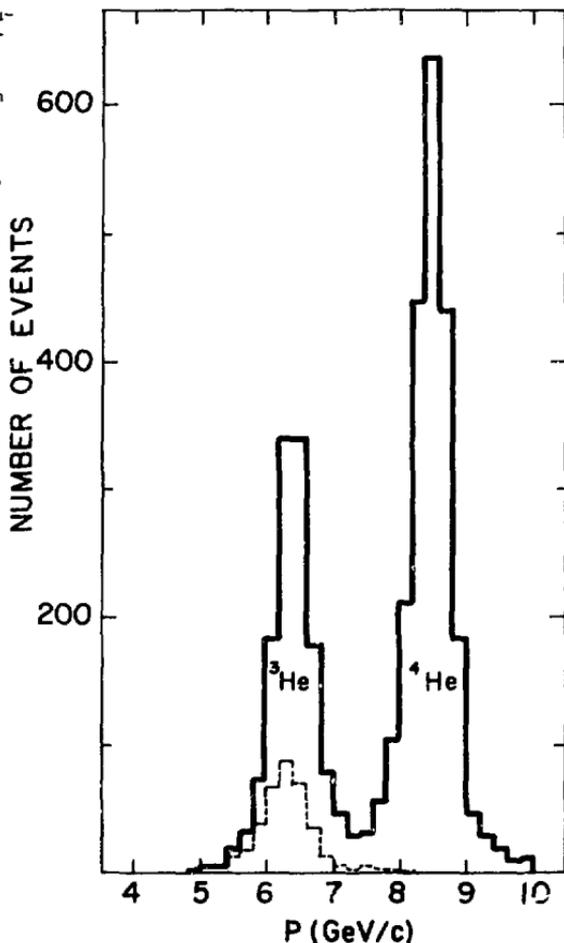
and the total PD function as $f(x,p) = \sum_i f_i(x,p)$, where x is the distance measured from the point of creation. The PD functions are normalized such that

$\int \int f(x,p) dp dx = \sum_i \int A_i(p) dp = \sum_i a_i = 1$, where $a_i = \int A_i(p) dp$ represents a fraction for the i th component PF with $A_i(p)$ representing the momentum distribution. The momentum folded PD function is defined as

$$f_i(x) = \int f_i(x,p) dp = \int A_i(p) e^{-x/\lambda_i(p)} \lambda_i^{-1}(p) dp \quad (11)$$

We apply eq. (11) to the recent APF data of Bánó et al.^{/2/} for the $Z = 2$ secondaries (consisting mostly of ${}^4\text{He}$ and ${}^3\text{He}$) from the ${}^4\text{He}$ primary PF interacting with hydrogen in a 1 m hydrogen bubble chamber at the incident lab momenta of $p^{(1)} = 8.6 \text{ GeV}/c$. Fig. 1 shows the experimentally extracted values of the secondary local mfp, $\lambda_e(x)$, with $p^{(1)} = 8.6 \text{ GeV}/c$. They have also determined the corresponding momentum distributions, $A_i(p)$, for the secondaries, ${}^4\text{He}$ ($i = 1$) and ${}^3\text{He}$ ($i = 2$) as shown in Fig. 2 (Fig. 1 of reference 2). Since $A_1(p)$ and $A_2(p)$ are well separa-

Fig. 2. The momentum distribution of the secondary $Z=2$ nuclei emitted in a forward cone of 10° from 8.6 GeV/c ^4He interacting with hydrogen in the hydrogen bubble chamber^{2/}. The solid lines represent events from the 2-prong primary interactions, and the dashed lines correspond to events from the 4- and 6-prong primary interactions.



ted and rather narrow, we can approximate $A_1(p) \approx a \delta(p - p_1)$ for ^4He and $A_2(p) = (1 - a) \delta(p - p_2)$ for ^3He , with $p_1 = 8.6$ GeV/c and $p_2 = 8.6 (3/4)$ GeV/c = 6.45 GeV/c. The fraction, $a = \int A_1(p) dp$, can be determined from Fig. 2 and turns out to be $a \approx 0.55$ for ^4He and $(1-a) \approx 0.45$ for ^3He secondaries, so that we can write the PD functions approximately as

$$f_1(x) = \int f_1(x, p) dp \approx a e^{-x/\lambda_1} / \lambda_1, \quad (12)$$

and

$$f_2(x) = \int f_2(x, p) dp \approx (1 - a) e^{-x/\lambda_2} / \lambda_2. \quad (13)$$

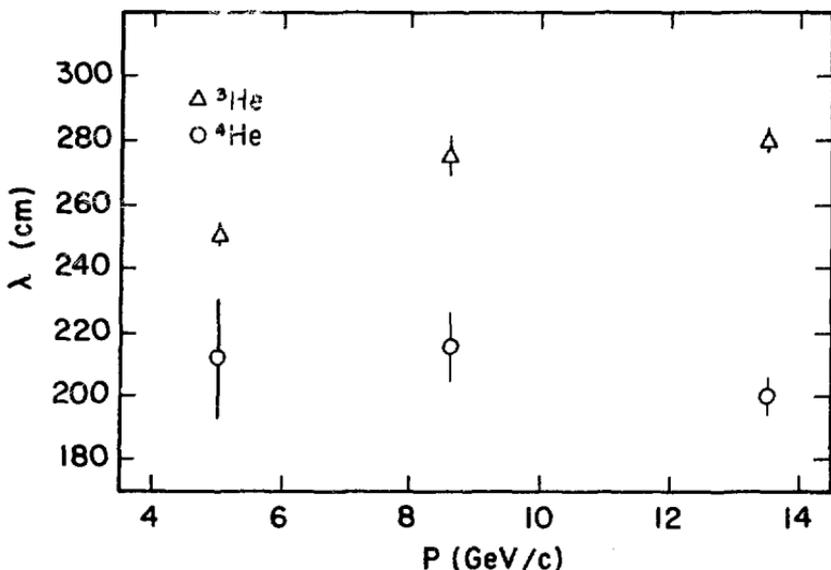


Fig. 3. A plot of the experimental data^{/2,17/} for the momentum (or energy) dependent mfp, $\lambda = \lambda_I(p)$, of ${}^4\text{He}$ and ${}^3\text{He}$ in a hydrogen bubble chamber as a function of the laboratory 3-momentum, p .

In addition, for the first term, the momentum (or energy) dependence of the ${}^4\text{He}$ and ${}^3\text{He}$ mfp, $\lambda_1(p)$ and $\lambda_2(p)$, have been measured as shown in Fig. 3.^{/17/} From Fig. 3, we can read off and determine $\lambda_1(p_1) \approx 215$ cm (${}^4\text{He}$) and $\lambda_2(p_2) \approx 260$ cm (${}^3\text{He}$). We note that we may have $\lambda_1(p) \approx \lambda_2(p)$ at much lower values of p since the rms radii of ${}^4\text{He}$ and ${}^3\text{He}$ determined from the electron scattering are $R({}^4\text{He}) = 1.67 \pm 0.01$ fm and $R({}^3\text{He}) = 1.86 \pm 0.3$ fm, i.e. $R^{-1}({}^4\text{He}) > R^{-1}({}^3\text{He})$, while $\lambda_1(p_1)({}^4\text{He}) < \lambda_2(p_2)({}^3\text{He})$. The above discussion shows that one must take into account the energy dependence in extracting the rms of interaction radii from the high-energy mfp's or interaction cross-sections.^{/18,19,20/}

In order to obtain a quantitative description of the APF data of Bano et al.,^{/2/} one must take into account the effect of the finite size of their detector (1 m hydrogen bubble chamber). For a finite size detector with a length D , we define the PD function as

$$\tilde{f}(x,y) = N_D \frac{e^{-y/\lambda_p}}{\lambda_p} \left[\frac{(1-a)}{F_\ell(D)} \left(\frac{e^{-x/\lambda_\ell}}{\lambda_\ell} \right) + \frac{a}{F_s(D)} \left(\frac{e^{-x/\lambda_s}}{\lambda_s} \right) \right], \quad (14)$$

where λ_p is the mfp of the primary PF, and y and x represent the track lengths of the primary and secondary PF's, respectively. The normalization constant N_D represents a fraction $N(D)/n_0$, where $N(D)$ is the number of the secondary stars actually counted in the detector of size $D = 100$ cm. $\tilde{F}_\ell(D)$ and $\tilde{F}_s(D)$ are defined by

$$\tilde{F}_\ell(x) = \int_0^x dx \int_0^{D-x} dy \left(\frac{e^{-y/\lambda_p}}{\lambda_p} \right) \left(\frac{e^{-x/\lambda_\ell}}{\lambda_\ell} \right), \quad (15)$$

and

$$\tilde{F}_s(x) = \int_0^x dx \int_0^{D-x} dy \left(\frac{e^{-y/\lambda_p}}{\lambda_p} \right) \left(\frac{e^{-x/\lambda_s}}{\lambda_s} \right). \quad (16)$$

$F_{\lambda_\ell}^{a,\lambda_s}(x)$ defined by eq. (8) is now replaced by $\tilde{F}(x) = \int_0^x dx \int_0^{D-x} dy \tilde{f}(x,y)$, or

$$\tilde{F}(x) = N_D \left[\frac{(1-a)}{F_\ell(D)} \tilde{F}_\ell(x) + \frac{a}{F_s(D)} \tilde{F}_s(x) \right] \quad (17)$$

which has the normalization, $\tilde{F}(D) = N_D$. For the special case of Bánó et al.,^{12/} $\lambda_p = \lambda_s$, and hence we have, from eqs. (15) and (16),

$$\tilde{F}_\ell(x) = (1 - e^{-x/\lambda_\ell}) - \frac{\lambda_s}{\lambda_\ell - \lambda_s} e^{-D/\lambda_s} (e^{\lambda_s^{-1} - \lambda_\ell^{-1}} x - 1), \quad (18)$$

and

$$\tilde{F}_s(x) = (1 - e^{-x/\lambda_s}) - \frac{x}{\lambda_s} e^{-D/\lambda_s}. \quad (19)$$

$\lambda_e(x)$ is calculated by setting $1 - e^{-x/\lambda_e(x)} = \tilde{F}(x)$ (see eq. (2)) or from

$$\lambda_e(x) = \lambda_e^{\text{calc}}(x) = -x/\ln[1 - \tilde{F}(x)]. \quad (20)$$

Compared to the $D = \infty$ case, $\lambda_e(x)$ is more severely altered toward near the end of the detector, $x \approx D$, and hence we are justified to choose the asymptotic condition away from $x \approx D$. We choose $N_D = 0.2420$ to satisfy the asymptotic condition, $\lambda_e^{\text{calc}}(x) = 230$ cm at $x = 40$ cm. It should be noted that we can determine the physical quantity, N_D , by other independent experiments or we can regard $N_D = 0.2420$ as a value determined by the APF data of Bánó et al.^{12/}

We note that the number of the secondary stars, $N(D)$, and the number of the primary stars, $N_p(D)$, have been determined by Bánó et al.^{12/} to be 4197 and 23435, respectively, thus determining the experimental value of the ratio, $\tilde{N}_D = N(D)/N_p(D)$, to be $\tilde{N}_D = 0.1791$. To check the consistency of our new theory, we can calculate and compare \tilde{N}_D with the above experimental value. The calculated value of $N(D)$ can be obtained from

$$N(x) = n_p [N_{\ell} \tilde{F}_{\ell}(x) + N_s \tilde{F}_s(x)] \quad (21)$$

with a normalization $N(\infty) = n_p [N_{\ell} + N_s] = n_p$ or $N_{\ell} + N_s = 1$. For $N(D)$, we have from eq. (21)

$$N(D) = n_p [N_{\ell} \tilde{F}_{\ell}(D) + N_s \tilde{F}_s(D)] = 4197. \quad (22)$$

$N_p(D)$ can be calculated from eq. (1) to be

$$N_p(D) = n_p (1 - e^{-D/\lambda_p}) = 0.3719 n_p \quad (23)$$

with $\lambda_p = 215$ cm and $D = 100$ cm. Eq. (23) with the experimental value of $N_p(D) = 23435$ determines $n_p = 63014$. In order to relate eqs. (21) and (22) to our eq. (17), we identify

$$N_{\ell} = \frac{(1-a)N(D)}{n_p \tilde{F}_{\ell}(D)} = 0.4475 \quad (24)$$

and

$$N_s = \frac{aN(D)}{n_p \tilde{F}_s(D)} = 0.4590 \quad (25)$$

which in turn yield $N_{\ell} + N_s = 0.9015$ instead of the required value of $N_{\ell} + N_s = 1$. We emphasize that they differ only by ~ 10% and can be made identical by adjusting n_p and/or a by ~ 10%. If we reduce n_p by a factor of 0.9015, i.e. $n_p = 63014 (0.9015) = 56807$, we obtain $N_{\ell} = 0.4909$, $N_s = 0.5091$, so that $N_{\ell} + N_s = 1$. However, we obtain from eq. (23) $N_p(D) = 0.3719 n_p = 21127$ which agrees with the experimental value of 23435 within ~ 10%, and hence the calculated value of the ratio $\tilde{N}_D = N(D)/N_p(D) = 0.1987$ also agrees with the experimental value of 0.1791 within ~ 10%.

However, n_0 appearing in eq. (2) and in $N_D = N(D)/n_0$ of eq. (14) is not same as $N_p(D)$ calculated above, as discussed below. Eq. (2) is obtained by assuming

that $\lambda_e(x)$ is a constant independent of x . Since $\lambda_e(x)$ depends on x , the PD function has a new corrected normalization (see eqs. (3) and (4)), $f_e(x) = [1 + N_e(\infty)]^{-1} e^{-x/\lambda_e(x)} / \lambda_e(x)$, where $N_e(\infty) = \int_{\beta(0)}^{\beta(\infty)} x e^{-x\beta(x)} d\beta$ with $\beta(x) = \lambda_e^{-1}(x)$. Therefore, n_0 in eq. (3) is related to n_p in eqs. (1) and (21) - (25) by the relation, $n_0 = n_p [1 + N_e(\infty)]^{-1}$. However, n_0 in eq. (2) must be regarded as a non-physical parameter to be determined by experimental data, since the term $N_e(x)$ in eq. (3) is incorrectly omitted in eq. (2). Our value of $N_D = 0.2420$ for the 8.6 GeV/c case corresponds to $n_0 = N(D)/0.2420 = 4197/0.2420 = 17343$.

We note that, as D increases, e^{-D/λ_s} appearing in eqs. (18) and (19) decreases and hence the APF effect is expected to become smaller. The above prediction can be tested by future experiments. However, the APF effect may not vanish completely even for the limiting case of $D \rightarrow \infty$ as discussed below.

For the case of $D \rightarrow \infty$, eq. (17) reduces to

$$\tilde{F}(x) = N_D [1 - (1-a)e^{-x/\lambda_\ell} - ae^{-x/\lambda_s}] \quad (26)$$

where $N_D = n_p/n_0 = [1 + N_e(\infty)]$ using eq. (3) instead of inconsistent eq. (2). From eqs. (3) and (26), we obtain

$$[1 - e^{-x/\lambda_e(x)} + N_e(x)] = [1 + N_e(\infty)] [1 - (1-a)e^{-x/\lambda_\ell} - ae^{-x/\lambda_s}]. \quad (27)$$

Although $N_e(x)$ and $N_e(\infty)$ depend on $\beta(x) = \lambda_e^{-1}(x)$ which are yet to be determined experimentally, we can still extract the limiting values of $\lambda_e(0)$ and $\lambda_e(\infty)$ using $N_e(0) = 0$ and the normalization condition, $\lambda_e(\infty) = \lambda_\ell$. For the limiting case of $x \rightarrow \infty$, we obtain from eq. (27)

$$e^{-x/\lambda_e(\infty)} = [1 + N_e(\infty)](1-a)e^{-x/\lambda_\ell} \quad (28)$$

which lead to $\lambda_e(\infty) = \lambda_\ell$ with the normalization $[1 + N_e(\infty)] = (1-a)^{-1}$. For the limiting case of $x \rightarrow 0$, from eq. (27) together with $N_e(0)$ and $[1 + N_e(\infty)] = (1-a)^{-1}$, we obtain

$$\lambda_e(0) = (1-a)/[(1-a)/\lambda_\ell + a\lambda_s] \quad (29)$$

which together with the condition

$$\lambda_e(\infty) = \lambda_\ell \quad (30)$$

leads to $\lambda_e(0) < \lambda_e(\infty)$. Therefore we conclude that the APF effect may become smaller as D increases but may not vanish completely even for the limiting case of $D \rightarrow \infty$.

4. RESULTS

We now apply our formulae developed in the previous section to the APF data of Bano et al.^{/2/} and compare our calculated results with the experimental data for the $Z = 2$ APF data from 8.6 GeV/c ^4He ^{/2/}. With a set of physical values of parameters, $(a, \lambda_B, \lambda_L) = (0.55, 215 \text{ cm}, 260 \text{ cm})$ and the normalization $N_D = 0.2420$ (from $\lambda_e^{\text{calc}}(40 \text{ cm}) = 230 \text{ cm}$), $\lambda_e^{\text{calc}}(x)$ are calculated as a function of x using eq. (20). The calculated values of $\lambda_e^{\text{calc}}(x)$ using eq. (20) are plotted as a dotted curve in Fig. 1 for comparison with the APF data of Bánó et al.^{/2/} As can be seen from Fig. 1, the calculated values of $\lambda_e^{\text{calc}}(x)$ agree reasonably well for $x \leq 50 \text{ cm}$, considering the fact that the input parameters are all physical quantities and are not adjusted, and also the fact that the APF data of Bánó et al.^{/2/} for $\lambda_e(x)$ are of low statistics and fluctuate widely. A faster rise of the calculated values of $\lambda_e^{\text{calc}}(x)$ beyond $x > 50 \text{ cm}$ is a characteristic of the effect of a finite size detector, and is expected, since the finite size detector tends to dismiss more numbers of the tracks at increasingly larger x , so that $\langle N(x) \rangle$ is much more depleted at larger x and in turn yields a correspondingly larger value of $\lambda_e(x)$ compared to the case of a larger or infinite size detector. Furthermore, the experimental values of $\lambda_e(x)$ are expected to become less accurate at larger distances near $x \approx D$ for the same reason, as Fig. 1 demonstrates.

5. CONCLUSIONS

The new theory of "anomalons"^{/1/} is parameter-free and gives a consistent qualitative explanation of the "anomalon" data for the two-component $Z = 2$ case of Bánó et al.^{/2/} Additional theoretical calculations of the mfp's, $\lambda_e^{\text{calc}}(x)$, for other $Z = 2$ APF data of Bánó et al.^{/2/} will be published elsewhere.^{/21/} A generalization to the multi-component cases^{/3-11,20/} is straightforward and will be given elsewhere.

Even with the two-component formulae, eqs. (14-20), we can draw several important conclusions as discussed below.

(i) The primaries with a single constant mfp, λ_p , are not expected to produce the APF effect. We note that the APF experiments^{/2-13/} are consistent with this conclusion.

(ii) The APF effect is expected to occur for the secondaries, even if the secondaries consist of only one species with the same mfp as the primary PF. The APF data for $Z = 8$ secondaries from ^{16}O - nuclei (in emulsion) interactions^{/5/} and also for $Z = 5$ and 6 secondaries from ^{12}C - propane (C_3H_8) interactions^{/12/} tend to support this conclusion.

(iii) In a particular APF experiment, the APF effect may or may not be observed depending on whether the expected slope of $\lambda_e^{\text{calc}}(x)$ at small distances are large enough and can be distinguished from the zero slope within the accuracy of the APF data.

(iv) The APF effect is expected to decrease as the detector size is increased but may not vanish even for the limiting case of infinite (or very large) size detectors. The above prediction can be tested by future experiments.

As summarized by Bánó et al.^{/2/}, there are about a dozen other APF data for $Z = 2$ secondaries, some showing the APF effect and others showing small or no APF effect. These conflicting results on the APF effect can be understood in terms of our new formulation and the above comment (iii). Other conflicting claims^{/3-13/} on the APF effect can also be understood with a similar reasoning. For all other cases of the APF data^{/3-13/}, the new theory of "anomalons" can be also tested if all of the physical input parameters are determined from additional independent experiments.

I wish to thank Dr. T. Siemiarczuk for sending me the experimental data shown in Figs. 1, 2 and 3 before publication.

REFERENCES

1. Y. E. Kim, "Anomalously short mean free paths observed in relativistic heavy-ion collisions", Purdue Preprint PMTG-86-4 (February, 1986), submitted to Phys. Rev. Lett.
2. M. Bánó, V. Glagolev, A. Kacharava, M. Kravciková, R. Lebedev, M. Nioradze, G. Pestova, T. Rogava, Z. Salukvadze, L. Sándor, M. Seman, T. Siemiarczuk, J. Urban, and W. Wiślicki, Phys. Lett. 166B, 454 (1986).
3. A. Milone, Suppl. Nuovo Cimento 12, 353 (1954).
4. H. Yagoda, Bull. Am. Phys. Soc. Ser. II, 64 (1956); Nuovo Cimento 6, 559 (1957); S. Tokunaga, T. Ishii and K. Nishikawa, Nuovo Cimento 5, 517 (1957); E. M. Friedlander and M. Spírchez, International Working Meeting on Cosmic Rays, Acad. Sci. Rom. P. R., Bucharest, Romania (1959), p. 155; Nucl. Sci. Abstr. 15, 347 (1961); B. Judek, Can. J. Phys. 46, 343 (1968); 50, 2082 (1972); T. F. Cleghorn, P. S. Freir and C. J. Waddington, Can. J. Phys. Suppl. 46, 572 (1968); E. Lohrmann and M. W. Teucher, Phys. Rev. 115, 636 (1959); T. Saito, J. Phys. Soc. Jpn. 30, 1243 (1971).
5. E. M. Friedlander, R. W. Gimpel, H. H. Heckman, Y. J. Karant, B. Judek and E. Ganssauge, Phys. Rev. Lett. 45, 1084 (1980); Phys. Rev. C27, 1489 (1983).
6. P. L. Jain and G. Das, Phys. Rev. Lett. 48, 305 (1982); H. B. Barber, P. S. Freir, and C. J. Waddington, Phys. Rev. Lett. 48, 856 (1982); M. El-Nadi, O. E. Badwy, A. M. Moussa, E. I. Kahlil, and A. El-Hamalawy, Phys. Rev. Lett. 52, 1971 (1984); P. L. Jain, M. M. Aggarwal, and K. L. Gomber, Phys. Rev. Lett. 52, 2213 (1984); D. Ghosh, J. Roy, D. Banerjee, A. Dutta, R. Sengupta, K. Sengupta and S. Naha, Phys. Rev. Lett. 54, 396 (1985).
7. A. Z. M. Ismail, M. S. El-Nagdy, K. L. Gomber, M. M. Aggarwal, and F. L. Jain, Phys. Rev. Lett. 52, 1280 (1984); R. Bhanja et al., Banaras-Punjab-Rajasthan-Jammu-Lund collaboration, Phys. Rev. Lett. 54, 771 (1985).
8. M. L. Tincknell, P. B. Price and S. Perlmutter, Phys. Rev. Lett. 51, 1948 (1983); G. Dersch, R. Beckman, G. Feige, T. Lund, P. Vater, R. Brandt, E. Ganssauge, K. Aleklett, E. M. Friedlander, P. L. McGaughey, G. T. Seaborg, W. Loveland, J. Herrmann, and N. T. Porile, Phys. Rev. Lett. 55, 1176 (1985).

9. J. D. Stevenson, J. A. Musser, and S. W. Barwick, Phys. Rev. Lett. 52, 515 (1984); T. J. M. Symons, M. Baumgartner, J. P. Dufour, J. Girard, D. E. Greiner, P. J. Lindstrom, D. L. Olson, and H. J. Crawford, Phys. Rev. Lett. 52, 982 (1984); W. Heinrich, H. Drechsel, W. Trakowski, J. Beer, C. Brechtmann, J. Dreute, and S. Sonntag, Phys. Rev. Lett. 52, 1401 (1984); H. Drechsel, C. Brechtman, W. Heinrich, J. Dreute, and E. V. Benton, Phys. Rev. Lett. 55, 1258 (1985).
10. M. L. Tincknell, Ph.D. Thesis, University of California (October 1984).
11. W. Heinrich and H. Drechsel in the Proc. of 7th High Energy Heavy Ion Study, GSI Darmstadt, Oct. 8-12, 1984, GSI Report No. GSI-85-10 (March 1985) p. 539. This and reference 10 contain a list of other experimental references up to October, 1984.
12. A. P. Gasparian and N. G. Grigalashvili, Z. Phys. A230, 459 (1985).
13. P. L. Jain, K. L. Comber, M. M. Aggarwal, and V. Vani, Phys. Rev. Lett. 154B, 252 (1985).
14. Y. E. Kim, "Energy-Dependent Interaction Cross-Sections and Anomalons", Purdue Preprint, PNTG-84-12 (August 1984), unpublished. This reference is a shorter version of reference 16. The energy dependence of $\lambda_1(p)$ was first suggested in this reference.
15. Y. E. Kim, Lett. Nuovo Cimento 43, 373 (1985).
16. Y. E. Kim, "Energy-Dependent Interaction Cross-Sections and Anomalous Particle Fragments", PNTG-86-1 (January 1986) to be published in Phys. Rev. C.
17. T. Siemiarczuk, private communication.
18. I. Tanihata et al., Phys. Rev. Lett. 55, 2676 (1985).
19. H. Sato and Y. Okuhara, Phys. Lett. 168B, 305 (1986).
20. D. L. Olson et al., Phys. Rev. C28, 1602 (1984).
21. Y. E. Kim and Kr. T. Kim, "Anomalous Behavior of $Z = 2$ Secondary Nuclei Observed in a Hydrogen Bubble Chamber", PNTG-86-7 (May, 1986) submitted to Physical Review C.

BARYON MULTIPLICITY DISTRIBUTION IN NUCLEAR MATTER
PRODUCED BY HEAVY ION COLLISIONS AT STOPPING ENERGY REGIME

Y.Iga, R.Hamatsu, S.Yamazaki

Department of Physics, Tokyo Metropolitan University, Setagaya-ku
Tokyo 158, JAPAN

H.Sumiyoshi

Matsusho-gakuen Junior College, Niimura 2117-3, Matsumoto-city,
Nagano 390-12, JAPAN

In the near future, the high energy ($E_{lab} \sim 15$ GeV/N) heavy ion collision experiments will start at BNL¹⁾. The main subjects of these experiments are to create the quark-gluon plasma (QGP) in the baryon rich region and to detect the signs of QGP formation. For the analysis of the forthcoming data, we need the information about the initial conditions such as baryon density or chemical potential, energy density or temperature, volume and so on of the produced system through heavy ion collisions.

When heavy ions with radii $R_A \gtrsim 6$ fm collide at impact parameter $b_T \lesssim (1 \sim 2)$ fm and at the energy of BNL region, nucleons sitting near the collision axis in both of nuclei will be stopped

with each other.²⁾ Usually, such conclusion on the baryon stopping is extracted from the analysis^{2),3)} of high energy proton-nucleus (p-A) collision data and from its direct application to the heavy ion collision process. However, in this application of the results on p-A collision to nucleus-nucleus ($A_p - A_t$) collision, it should be noticed that every nucleon in the projectile nucleus A_p does not always behave similarly even if it hits the target nucleus A_t at the same impact parameter. Owing to the fluctuations, all nucleons in the colliding nuclei are not always involved within the nuclear matter composed both of the stopped nucleons and produced pions, even if the conditions, $R_A \gtrsim 6$ fm and $E_{lab} \lesssim 20$ GeV/N,²⁾ are satisfied. Then we have to know the distribution $P(N_S)$ of the number of nucleons N_S , which are really stopped and are put together to make high density matter in $A_p - A_t$ collisions. We also need the information about the dependence of $P(N_S)$ on the incident energy and the mass number of colliding nuclei.

In this paper, firstly, the Monte-Carlo event generator (MCMHA) for high energy p-A collisions, which is developed on the basis of the multi-chain model (MCM)⁴⁾, is introduced. Next, based on the results of MCMHA, we obtain the probability, p_s , of the incident proton losing more than half of its incident rapidity in p-A collisions. Applying this result to high energy $A_p - A_t$ collisions, we estimate $P(N_S)$ and investigate its incident energy and mass number dependences.

Here we briefly summarize our Monte-Carlo event generator (MCMHA) by drawing the flow chart and the schematic diagram of MCM in Fig.1 for the help of the understanding of MCMHA.

MCM event generator flow chart

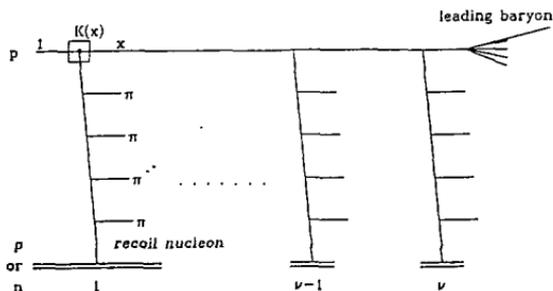
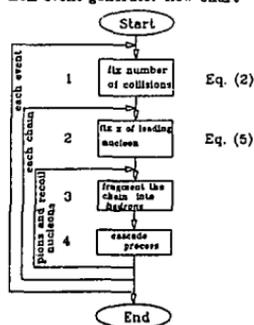


Fig.1. The flow chart of the Monte-Carlo event generator (MCMHA) for high energy p-A interactions. The schematic diagram of MCM is also shown for the help of understanding of the explanation of MCMHA.

The MCMHA consists of four main parts:

- (1) Determine the number ν of the inelastic collisions of the incident proton.
- (2) Fix the light-like momentum fraction x of the leading system after an inelastic collision.
- (3) For the fragmentation of a chain into pions, determine the hadron multiplicity and x 's of secondary particles.
- (4) Include the intranuclear cascades of secondary particles inside the target nucleus. In this procedure, the formation zone concept⁵⁾ is properly considered.

The light-like momentum fraction x , which is connected with rapidity by the following relation;

$$x = (E + P_z) / (E + P_z)_{inc} = m_T e^y, \quad (1)$$

is used in the MCMHA, where $(E + P_z)_{inc}$ is the energy and momentum of the incident proton and m_T is the transverse mass of the

produced hadron. In this article, however, we concentrate our attention to the stopping of the incident proton. Therefore, we will avoid an entire explanation of the MCMHA and introduce only the related parts with the stopping of the incident proton.

In the part (1), we sample ν according to the probability function $P(\nu, \Delta b)$ obtained by using the Glauber formula⁶⁾. The probability $P(\nu, \Delta b)$ that the incident hadron hits the target nucleus at impact parameter between b and $b + \Delta b$ and interacts with nucleons in the target A , is expressed as follows:

$$P(\nu, \Delta b) = \int_{\Delta b} d^2b \binom{A}{\nu} (N_A(b)/A)^\nu (1 - N_A(b)/A)^{A-\nu} / \sigma_{in}^{PA}(A, \Delta b) \quad (2)$$

and

$$\sigma_{in}^{PA}(A, \Delta b) = \int_{\Delta b} d^2b \left\{ 1 - (1 - N_A(b)/A)^A \right\}. \quad (3)$$

In eqs. (2) and (3), $N_A(b)/A$ is the average probability of taking place the interaction between a target nucleon and a propagating baryonic system at impact parameter b and is given by

$$N_A(b) = \sigma_{in}^{NN} \int dz \rho_A(z, b). \quad (4)$$

For the Wood-Saxson density $\rho_A(z, b)$, we take the parameters²⁾ of $R=1.19A^{1/3}-1.61A^{-1/3}$ and $d=0.54$ fm. Then, we can compute the probability of getting ν inelastic collisions within A at any impact parameter b . In practice, we fix the bin of b with $\Delta b=1$ fm according to the weight factor of eq. (3) and then fix ν according to eq. (2) where we take $\nu=15$ as the maximum.

In the part (2), we determine the light-like momentum fraction x of the outgoing baryonic system after an inelastic collision. According to the MCM⁴⁾, x can be fixed by a kernel function $K(x)$;

$$K(x) = \alpha x^{\alpha-1}, \quad (5)$$

which contains all the dynamical information in MCM through the

only one free parameter α . Following Ref.2, we choose $\alpha = 3$ because this value reproduces very well²⁾ the proton spectra of p-A collisions at 100 GeV/c⁷⁾. It should be remarked that the spectrum of the leading proton, which appears as a fragment of the leading system after the final collision, is fixed⁴⁾ by using the N-N collision data itself. The remaining parts of MCMHA, especially parts (3) and (4), will be explained precisely in elsewhere.⁸⁾

Firstly, applying the Monte-Carlo event generator MCMHA to p-A interaction, we examine the baryon stopping power of nuclei. We show in Fig.2 the contour plots for event population in the p-A central ($0 \leq b \leq b_c$, where the integration of b from 0 to b_c in eq.(3) corresponds to the half of the p-A inelastic cross section σ_{in}^{pA}) and for the peripheral ($b_c \leq b$) collisions with incident energy 200 GeV/N and 16 GeV/N. The vertical axis is the rapidity shift Δy_B of the incident baryon and the horizontal one is the mass number A of the target nucleus. The event population p attached to each contour line is defined as the probability of finding events of which the incident baryon loses its rapidity from 0 upto Δy_B through collisions with a nucleus A . Namely,

$$p = \frac{\text{the number of events with rapidity shifts of 0 upto } \Delta y_B}{\text{the total number of events}} \quad (6)$$

As A increases the population of events clearly shifts to higher Δy_B regions at fixed incident energy. This tendency is also apparent from the comparison of the results between central and peripheral collisions. At high incident energy, even if the target nucleus is fairly large projectile baryon scarcely enters into the stopping domain, which is defined as the region with $\Delta y_B \cong y_{inc}/2$ and corresponds to the region above dash-dotted

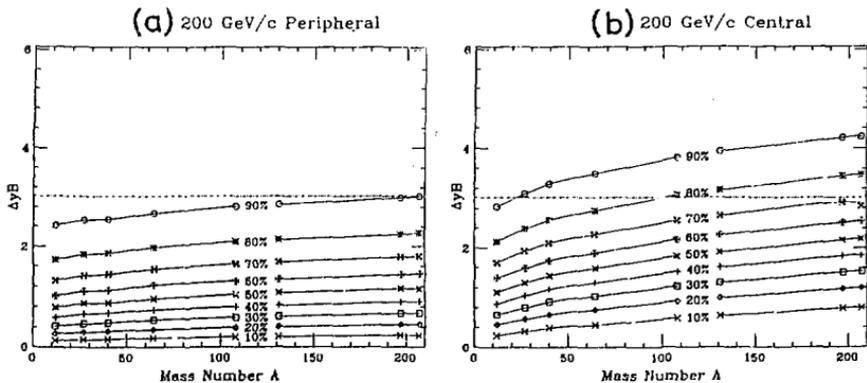
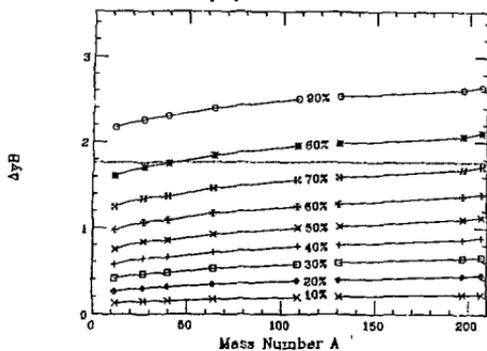


Fig.2. The contour plots for the population of the finally observed baryons in Δy_B (rapidity shift of incident proton) and A (mass number of the target nucleus) plane. Three cases are considered; (a,b) $E=200$ GeV with $\sigma_{in}^{NH}=32$ mb, (c,d) $E=16$ GeV with $\sigma_{in}^{NN}=32$ mb and (e,f) $E=16$ GeV with imaginal $\sigma_{in}^{NN}=53$ mb. In each case, target nucleus is divided into two parts. One is central part (inner half; b,d,f) and the other is peripheral part (outer half; a,c,e).

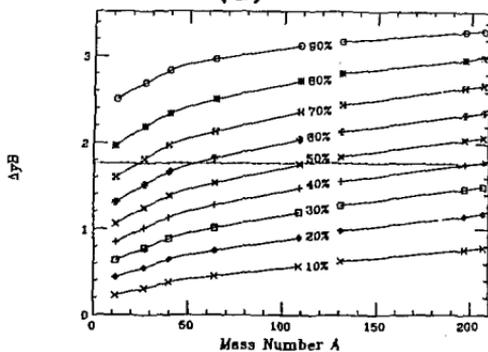
lines in Fig.2. As the incident energy and therefore y_{inc} decreases, however, the events become to populate densely in the stopping domain. This is very natural result from the viewpoint of MCM.⁴⁾ The average rapidity shift of the incident baryon by one inelastic collision is constant and is equal to $\ln\{(\alpha+1)/\alpha\}$ in MCM. In addition, σ_{in}^{NN} does not change drastically within the energy range considered. Therefore, the baryon stopping becomes easier for smaller y_{inc} .

At the BNL energy region, not only the baryon stopping but also the energy stopping are expectable.²⁾ Moreover, it is the necessary condition for the complete energy stopping that the

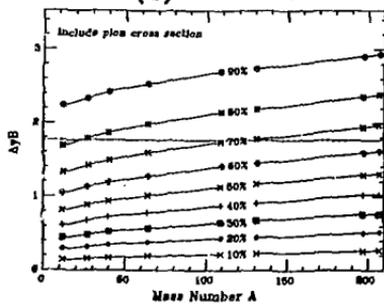
(c) 16 GeV/c Peripheral



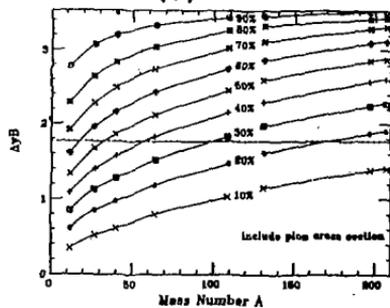
(d) 16 GeV/c Central



(e) 16 GeV/c Peripheral



(f) 16 GeV/c Central



secondary pions should be produced inside the colliding nuclei and also within the time interval of A_p and A_t passing through with each other. Once the energy stopping happens, the pions inevitably make cascade interactions with nucleons. In effect, this causes the decrease of the mean free path of nucleons within the colliding nuclei. Taking this effect of the energy stopping on the baryon stopping into account through the enlargement⁹⁾ of σ_{in}^{NN} upto 53 mb, we obtain the contour plots in Figs.2(e) and (f).

Now, we calculate the distribution $P(N_S)$ of the number of baryons N_S , which are stopped within the nuclear matter by the heavy ion collisions. For simplicity, only the collisions of nuclei with equal mass number and at impact parameter $b_I=0$ fm are considered. Then, we derive the $P(N_S)$'s both for the central part ($0 \leq b \leq b_c$) and for the peripheral part ($b_c \leq b$) of colliding

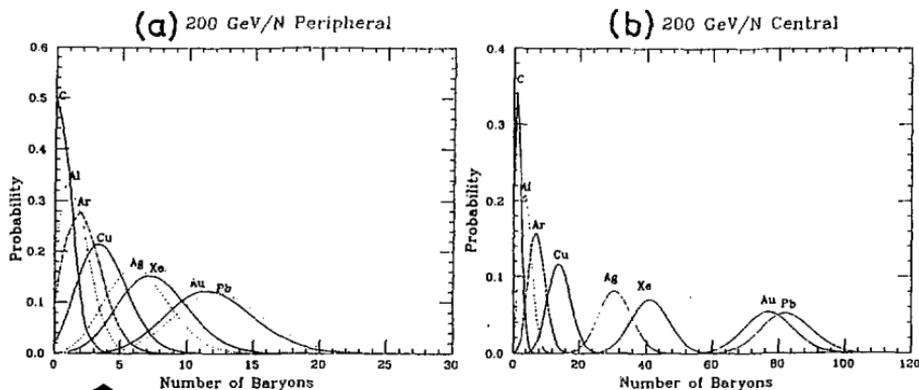
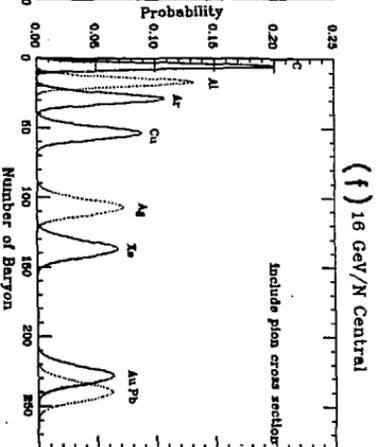
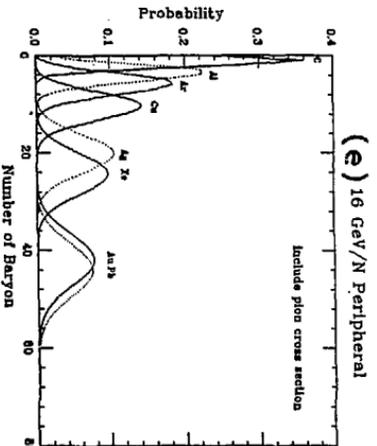
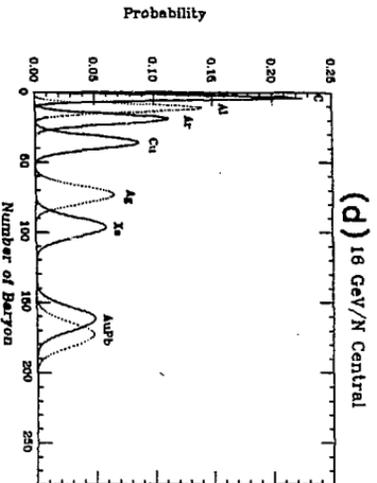
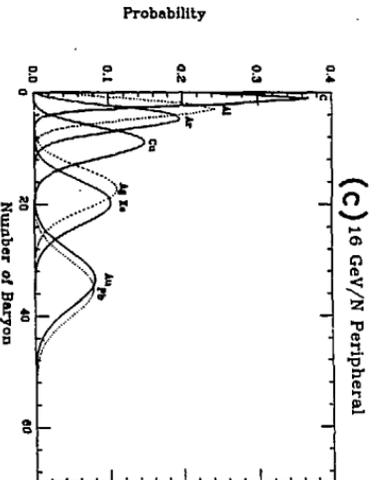


Fig.3. The distribution of the stopped nucleon multiplicity, N_S , for head on collisions of heavy ions with equal mass number. The values of A_i (i =central) employed here are 8(C), 18(Al), 27(Ar), 43(Cu), 74 (Ag), 91(Xe), 137(Au) and 144(Pb).



nuclei. We obtain from Fig.2 the probability p_s of finding the baryons in the stopping region, namely, $\Delta y_B \geq y_{inc}/2$. Using p_s , $P(N_S)$ is expressed as follows;

$$P(N_S) = \binom{2A_i}{N_S} p_s^{N_S} (1-p_s)^{2A_i-N_S}, \quad (7)$$

where A_i is the total nucleon number within the central or peripheral part of one of colliding nuclei. The numerical results of $P(N_S)$ are shown in Fig.3. We have calculated for three cases: (i) $E=200$ GeV/N with $\sigma_{in}^{NN}=32$ mb, (ii) $E=16$ GeV/N and $\sigma_{in}^{NN}=32$ mb and (iii) $E=16$ GeV/N and $\sigma_{in}^{NN}=53$ mb. At higher energy (200 GeV/N), most of nucleons even in the central part pass through without stopping. As the incident energy decreases and at 16 GeV/N, the number of stopped nucleons, N_S , increases more than twice of that at 200 GeV/N. This is the direct reflection of the energy dependence of p_s as was shown in Fig.2. In the peripheral part, only small fraction of the nucleons will be stopped with each other. Therefore, we are lead to the similar space-time picture of A_p-A_t collisions to the spectator-participant model¹⁰⁾ developed in the lower energy region. In the case (iii), the cascade interactions of nucleons with produced pions are effectively taken into account by the increase⁹⁾ of σ_{in}^{NN} . The inclusion of the cascade interaction of pions affects to increase N_S by about 50%. From this result, it is also obvious that the interplay between energy stopping and baryon stopping will be very useful for creating an equilibrium state of high density and high temperature matter. We will always have high density matter with nucleon number more than 150 (for case (ii)) or more than 220 (for case (iii)) in what is called the participant region of the head on Pb-Pb collisions.

For cases of colliding nuclei other than Pb nucleus, it is easy to read off from the figure the number of the stopped nucleons involved in the nuclear matter.

We can conclude that the baryon rich states can be surely obtained in the heavy ion collisions at BNL energy regions, even if we take the fluctuation in the behaviour of the colliding nucleons into account in the calculation of baryon stopping. In the state, nucleons more than 55% ($= N_S/2A_1$) for case (ii) and 75% for case (iii) of those within the central part of the colliding heavy nuclei are involved.

References

- 1) Proc. of the RHIC Workshop on "Experiments for a Relativistic Heavy Ion Collider", Apr. 1985, eds P.E.Haustein and C.L.Woody, BNL preprint, BNL 51921 (1985).
- 2) S.Daté, M.Gyulassy and H.Sumiyoshi, Phys.Rev.D32 (1985), 617.
- 3) W.Busza and A.S.Goldhaber, Phys.Lett.139B (1984), 235.
C.Y.Wong, Phys.Rev.Lett.52 (1984), 1393; Phys.Rev.D30 (1984), 961; D30 (1984), 972.
R.C.Hwa, Phys.Rev.Lett.52 (1984), 492.
L.P.Csernai and J.Kapusta, Phys.Rev.D29 (1984), 2664.
J.Hufner and A.Klar, Phys.Lett.145B (1984), 167.
- 4) K.Kinoshita, A.Minaka and H.Sumiyoshi, Prog.Theor.Phys.61 (1979), 165; *ibid*, 63 (1980), 928.
- 5) O.V.Kancheli, Pis'ma Zh.Eksp.Teor.Fiz.18 (1973), 465; JETP Lett.18 (1973), 274.
N.N.Nikolaev, Fiz.Elem.Chastits At.Yadra 12 (1981), 162; Sov. J.Part.Nucl.12 (1981), 63.

- 6) R.J. Glauber, Lectures in Theoretical Phys. Vol.1 eds.
W.E. Brittin and L.G. Dunham (Interscience, New York, 1959),
p.315.
- 7) A. Barton et al., Phys.Rev.D27 (1983), 2580.
- 8) The detail of the MCMHA including the cascade interaction
of pions and recoil nucleons will be described elsewhere,
Y. Iga et al., in preparation.
- 9) M. Fuki and H. Sumiyoshi, Preprint ICR-Report-137-85-18 Dec.
(1985).
- 10) M. Sakai et al., INS Report: NUMA-1 (1973).
J.D. Bowman, W.J. Swiatecki and C.F. Tsang, LBL Report LBL-2908
(1973).
G.D. Westfall et al., Phys.Rev.Lett.37 (1976), 1202.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 мая 1987 года.

Редакторы Т.Я.Жабицкая, Макет Р.Д.Фоминой.
Э.В.Ивашкевич.

Обложка художника Ю.Г.Мешенкова.

Подписано в печать 11.05.87.

Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 22,43.

Тираж 400. Заказ 38753.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.