

解説

レーザーによる荷電粒子ビームの冷却

——最近の話題から——

岸 本 泰 明[†], KOGA James

(日本原子力研究所)

(1995年11月16日受理)

Cooling of Charged Particle Beam by Laser

KISHIMOTO Yasuaki and KOGA James*

Naka Fusion Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute, Ibaraki 311-01, Japan

**Advance Science Research Center, Japan Atomic Energy Research Institute, Ibaraki 311-01, Japan*

(Received 16 November 1995)

Abstract

A review is given for the various methods for cooling charged particle beam by using laser light in various frequency ranges. These methods can be categorized into two mechanisms, i.e. (I) non-feedback methods which include nonlinear laser Thomson scattering cooling, coherent radiation cooling, atomic transition laser cooling and continuous channeling cooling, and (II) feedback methods such as laser beatwave cooling and optical stochastic cooling. The basic principle of cooling a charged particle system is shortly presented. Based on the significant development of high intensity, short pulse T^3 lasers, novel methods of ultra-fast cooling of charged particle beams including high energy electron beams are emerging.

Keywords:

laser cooling, Liouville's theorem, emittance damping, self-interaction, Thomson scattering, radiation damping force, coherent radiation, atomic transition cooling, channeling cooling, stochastic cooling, feedback system, beat wave, spontaneous radiation, T^3 laser

1. はじめに

線形加速器や円形(リング)加速器等, 種々の加速器において荷電粒子ビームの品質向上をはかることは, それらを用いた物理実験が精密になればなるほど, 電子系・イオン系を問わずほぼすべてのエネルギー領域でその重要性を増しており, 長い研究の歴史にもかかわらず加速器物理の一つの大きなテーマとして今も精力的に研

究が行われている。荷電粒子ビーム系の品質向上とはほとんどの場合, エミッタンスやエネルギー広がりなどの低減といういわゆる「冷却」を意味するが, 種々の実験の目的に適したビームを自由に獲得するという広い意味で, 高速度でかつ高精度の「ビーム制御」と考えることができる。このようなビームの「冷却」や「制御」に対する要請は, 衝突実験を目的にした加速器のみならず, 蓄積リングや自由電子レーザー(FEL)等の高輝度放射源のための加速器や近年注目されているレーザー粒子加速

[†] 先端基礎研究センター兼任

等, 光学的な大きさでの精度が要求される新しい概念にもとづく加速器においても高まる一方であり, 古典的な加速器特有の物理というより, プラズマ物理の新しい展開の一つとしてその重要性が認識されつつある。

「冷却」というのは, 「加熱」の反対用語としてよく認識された概念である。あつい夏は太陽の高度の低下とともにやがて冷えて寒い冬になるし, また, あつく熱した鉄の玉も空間に放置すればやがて自然に冷えてしまう。しかし, 寒い冬に火をおこし物をあたためる「加熱(火をおこす)」の手段を, 人類は歴史の早い段階(原始時代)から獲得し利用していたにもかかわらず, あつい夏に「かき氷」を食べることを可能にした冷蔵庫の発明は20世紀を待たなければならなかったことからわかるように, 物を「冷やす」ことは, 「あたためる」こととは質的に異なった困難さをもたうようである。この「困難さ」は物理的に考えると, 冷たい物体からあつい物体へ熱がひとりでに移ったためしはないという, 熱力学の第二法則(「エントロピー増大」の法則)に由来するであろうことは, 熱力学を学んだ人ならば容易に察しがつくであろう。

さて, このような, ものを冷やすことに対する一般的な困難性を念頭においていただき, 話を荷電粒子ビーム系の「冷却」にもどそう。非常に多くの数の電子やイオンの集合体である荷電粒子ビームは, 各々の粒子の空間座標(q)と運動量(p)で代表される位相空間における分布として特徴づけると便利である。この様子が Fig. 1 に示されており, ビームはある代表的な空間座標と運動量(q_0, p_0)のまわりに有限な広がり($\Delta q, \Delta p$)を持って局在しており, 位相空間においてある一定の面積(体積)を初期に占めている。空間方向の広がり(Δq)が小さければ小さいほど, ビームとしての密度は高くなり, また運動量方向の広がり(Δp)が小さければ小さいほど, エネルギー的にそろった温度の低い「冷えた」ビームということになる。したがって「冷却」とは一言でいえば, ビーム粒子の位相空間の体積をいかに小さくすることが

できるか, ということと等しいと言える。一方, このような荷電粒子ビーム系は, それらを安定に伝播させるための外部から加える電場や磁場まで含め, いわゆる「ハミルトン力学」に従うことが広く知られている。このおかげで, ハミルトニアン($\mathcal{H}$)という系のエネルギーと等価な単一のスカラー量から, ビームの運動を(しばしば複雑ではあるが)厳密に決定することができることもよく知られている。ところが, いったんビームを「冷却」しようとする, このような便利さが, 逆に大きな壁として立ちあがる。これは, いわゆる「Liouville の定理」[1]と呼ばれているもので, ハミルトン力学で記述される系では, 位相空間においてある体積を占有する粒子の分布は非圧縮の流体のように振る舞い, 時間とともにその分布がどのように変形しようが, その体積は常に保存するというものである(エントロピーとは, 位相空間の状態数の対数をとった量であるから, このような系ではエントロピーも保存することになる)。普通のビームは, 磁場や電場の中を走り回っているから, ハミルトニアンで書けるし, 多量(10^{10} 個程度あるいはそれ以上)の粒子から構成されるので流体と見なせて「Liouville の定理」に従ってしまう。「冷却」とは位相空間の体積を縮めることなのに, この定理は, 「縮めることはできない」と主張するのである。したがって荷電粒子ビームの「冷却」を行うためには, この「定理」を「いかにごまかして破るか」という問題に挑戦しなければならない。

ところが, ビームにもわずかだが「Liouville の定理」の抜け道がかくされているようである。抜け道として二つの方法が考えられる。一つは, 荷電粒子系に非ハミルトニアン的な力を積極的に導入し利用することである。非ハミルトニアン的な力とは, 孤立系でなく, 外界との接点を持ったいわゆる「散逸力」(あるいは「抵抗力」)を意味し, これを用いれば, エントロピーを内部にため込まずに外界に捨てることができる。もう一つは, 荷電粒子系が流体的に扱えない場合, という抜け道を見つければよい。流体的に扱えない現象というのは, 「ゆらぎ現象」である。すなわち, ビームはなるべく細かに見れば, 有限個の粒子(あるいはクラスター)で構成されているという, ビームの「つぶつぶ性」に目をつけることである。Fig. 1にも示されているように, 位相空間は実は思った以上に「空」の領域が多く, この「空」を取り去ることにより, 粒子の占める実効的な位相空間の体積を縮めようとするものである。このようなゆらぎに目をつける方法は, 位相空間の微細な内部構造を「見る」

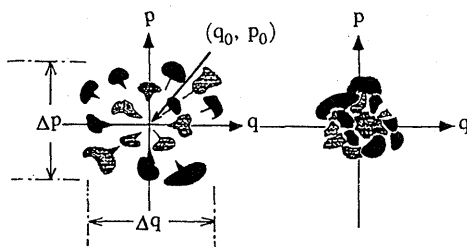


Fig. 1 Principle of cooling in phase space.

という計測操作が必要になってくると同時に、それらを効率よく圧縮するための精密な“制御法”が必要なため、かなり高度なテクニックが要求されそうである。

この解説のテーマは、レーザーに関連した冷却である。レーザーは核融合等のエネルギー分野を含めた幅広い物性物理の分野で活躍していることは言うまでもないが、冷却問題においてレーザーが注目されるのも、レーザーが先に述べたような「冷却」に必要な諸条件にうまく適合していることによるものである。確かに、レーザーは波長が短く（エネルギー準位等も含め）ビームの内部構造の大きさに合いそうだし、光学スケールでの微細な制御にも適している。また、レーザーはボーズ凝縮していてコヒーレントなので、レーザーのエントロピーはもともと零に近くて非常に「冷たく」、冷却媒体として適していることもあげられよう。

ここでは、最初に、荷電粒子多体系の冷却の基本原則をプラズマ物理の立場から簡単に説明した後、最近提案されているレーザー（もしくは電磁波）を積極的に用いた冷却手法を中心に解説を行う。この中にはすでに実験で検証されたものも含まれるが、まだ理論・シミュレーション段階の斬新な手法になるべく力点をおいた。特に電子系ではシンクロトロン輻射による冷却時間が短い（ 10^{-3} – 10^{-2} 秒程度）ため、それを上回るような高速冷却法は従来は困難と考えられていたが、このような電子系に対しても、近年の広い周波数帯域を有する短パルス・高出力パワーのレーザー技術 [T³ (Table Top Terawatt) と呼ばれる] の進展 [2, 3] を背景に、冷却研究がさかんになされ始めた。それらアイデア段階の手法を、“正しい”あるいは“正しくない”と自由に論評していただき、冷却問題をプラズマ物理の魅力ある問題の一つとして興味を持っていただければ幸いである。

2. 冷却の基本原則

前章では、荷電粒子ビームを冷却しようとしたとき、我々が熱・統計力学で教わった「Liouville の定理」が大きな壁として立ちの壁であることを述べた。事の解決にあたっては、まず“敵を知る”ことが大切なので、この章では、具体的な冷却法に先立ち、「Liouville の定理」[1, 4]について復習しながら、冷却の糸口となる「定理」の抜け道（「散逸力」の導入と「ゆらぎ」の計測と制御）を探っていく。また、そのような抜け道を形式的に取り込んだ、“非 Liouville 的”な方程式を導き、それと従来の代表的な冷却法と照らし合わせながら、冷却法の分類を行う。

まず、 N 個の粒子からなるビームを考えることから始めよう。これら N 個の粒子の座標と運動量を $2N$ 次元の座標 $(q_1, p_1, \dots, q_N, p_N)$ （しばしば γ -空間と呼ばれる）で表し、その統計分布を $D(q_1, p_1, \dots, q_N, p_N)$ とする。そのときの統計分布 D が基本的に満足すべき保存則は、 $\nabla \equiv (\{\partial/\partial q_i\}_N, \mathbf{u} \equiv (\{\dot{q}_i\}_N, \{\dot{p}_i\}_N)$ とすると

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} D) = 0 \quad (1)$$

で与えられる。但し、 $\mathbf{u}$ における“ $\cdot$ ”は時間微分を表す。もし系の運動がハミルトニアン方程式で記述される場合には、非圧縮性の条件 $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ が成立して、(1)式は

$$\frac{dD}{dt} \equiv \frac{\partial D}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla D = 0 \quad (2)$$

のように変形される。(2)式は、“統計分布 D は位相空間の流れ $\mathbf{u}$ に沿って一定であり保存する（位相空間の体積膨張率はゼロ）”ということを表しており、いわゆる「Liouville 方程式」である。よく知られているように、(2)式を 2 体相関を無視して 2 ($N-1$) 個の変数にわたり積分すれば、プラズマ物理においてなじみの深い、1 体の分布関数 $f_1(q_1, p_1, t)$ に対するいわゆる「ブラソフ方程式」 $df_1/dt = 0$ が得られる。これは Liouville 方程式と同じ性格（1 体の位相空間の体積は保存する）を持つが、統計平均されているため、ゆらぎに関係した粒子のつぶつぶ性の情報は消失しており、冷却のための定理の抜け道を探るには不適切である。

今、冷却問題に適した方程式を導くため、 i 番目の粒子の運動 $\mathbf{u}_i \equiv (\dot{q}_i, \dot{p}_i)$ が一般的に

$$\dot{p}_i = \sum_{j=1}^N G(q_i, q_j, p_j), \quad \dot{q}_i = Q(p_i) \quad (3)$$

で表されると仮定する [5]。ここで特徴的なことは、 i 番目粒子に働く力 G が、 i 以外の粒子の座標 $(q_j, p_j)_{j \neq i}$ のみならず、自身の座標 (q_i, p_i) にも依存しているとした点であり、これはいわゆる「自己相互作用力 (self-interaction force)」をモデル化していることに対応する。このような力のもとで (2) 式を 2 ($N-1$) 変数にわたって積分すると、2 体相関を含んだ 1 体分布関数に対する興味深い“非 Liouville 的”な方程式

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + q_1 \frac{\partial f_1}{\partial q_1} + N \frac{\partial f_1}{\partial p_1} \int dq_2 dp_2 G(q_1; q_2, p_2) f_1(q_1, p_1, t) \quad (a)$$

$$= -N \frac{\partial f_1}{\partial p_1} \int dq_2 dp_2 G(q_1; q_1, p_1) g(q_1, p_1, q_2, p_2; t) \quad (b)$$

$$-\frac{\partial}{\partial p_1} \left[\underbrace{G(q_1, q_1, p_1) f_1(q_1, p_1, t)}_{(c)} \right] \quad (4)$$

が得られる。(4)式で、2体の分布関数 f_2 は、1体分布関数 f_1 と2体相関関数 g を用いて $f_2 = f_1(q_1, p_1) f_1(q_2, p_2) + g(q_1, p_1, q_2, p_2)$ で表していき、(4)式の左辺の第3項の積分(a)は、外力および(平均化された)内力によるブラソフ方程式の加速度の項を表す。

さて、この(4)式を用いて種々の冷却法を検討しよう。右辺の第2項(c)を除いた方程式は、Lenard-Balescu 衝突項[6]を持った Fokker-Planck 方程式に対応している。異なった粒子種の衝突による冷却(本解説では省くが、電子冷却[7]やイオン化冷却[8]がある)は、この衝突項(b)を利用したもので、衝突による温度の高い粒子系から温度の低い粒子系への熱エネルギー(エントロピー)の移動という、比較的単純な原理によるものである。

ここで、(4)式の右辺第2項(c)は、自分自身に作用する力が自分自身の座標 (q_1, p_1) に依存するという“自己相互作用”の効果を表し、先に述べた非ハミルトニアン的な散逸力に対応する。電子や陽電子が蓄積リングやアンジュレータ等の磁場中を運動する際に発するシンクロトロン放射は、それが古典的なハミルトニアンでは書き下せない自己相互作用(すなわち自身のクーロン相互作用が自身にはね返る)によるものと考えれば、この(c)項がそれに対応すると考えられる。また、この項は、見方を変えれば、位相空間における自分の位置 (q_1, p_1) を時刻 $t=t_a$ で計測し、その情報に基づき異なった時間 $t=t_b$ で自分自身に $G(q_1, q_1, p_1)$ という力を加える自己相互作用力と解釈することもできる。これはハドロン・リングにおいてビームの設計軌道からのずれ(ゆらぎ)を計測し、その“ずれ”に基づき自己矯正のフィードバックを加える Van der Meer[9]の提唱した「ストカスティック冷却法」に対応する。このような自己相互作用力を冷却に用いる方法では、(b)の衝突項は逆に冷却力を低下させることになる。例えば、シンクロトロン放射による「放射冷却」では、(b)項は輻射の反作用による量子揺動として、また「ストカスティック冷却」では、(b)項が非コヒーレントな雑音効果としてそれぞれ冷却力を低下させ、冷却力とバランスしてビームの平衡エミッタンスやエネルギー広がりを決める。

以下の章で、レーザーに関連したいくつかの具体的な冷却法について簡単に解説を行う。これらは共に、(4)式における(b)項あるいは(c)項のいずれかの項を冷却力と

して利用するものである。この中で、数ある冷却法を分類するとすれば、位相空間の微細な内部構造を積極的に“見る”という能動的な計測操作とその情報にもとづくフィードバック操作が必要な手法と、積極的なフィードバックを必ずしも必要とせず、冷却系を一度セットすれば、後は比較的単純な繰り返しで冷却を行うことができる手法に分けることができる。ここでは、最近提案されている比較的斬新なものを中心に、以下のような二つの手法に冷却法を分類して解説を行う。

I. 非フィードバックレーザー冷却法

- (1) 非線形トムソン散乱レーザー冷却法
- (2) N^2 コヒーレント放射と冷却
- (3) レーザー誘導原子遷移冷却法
- (4) チャネリング放射冷却法

II. 能動的フィードバックレーザー冷却法

- (1) ストカスティック冷却法
- (2) レーザー・ビート波冷却法
- (3) 光学的ストカスティック冷却法

ここで、「 N^2 コヒーレント放射と冷却」と「チャネリング放射冷却法」はともに外部レーザーは用いない手法であり、逆にそれら自身が新しい放射(レーザー)光源として期待されているものである。光源と冷却が表裏の関係にあることは大変に興味深い。

3. 非フィードバック冷却法

この章で取り上げるレーザー冷却法は、いずれも輻射による反作用や原子の内部構造という非ハミルトニアン的な「散逸力」を利用したもので、位相空間の計測とその情報にもとづく複雑なフィードバックを必要としないという利点がある。

3.1 非線形トムソン散乱レーザー冷却

電子(あるいは陽電子)によるシンクロトロン放射は、加速器設計における主要な因子であるとともに、蓄積リングにおいては高輝度光源としても活用されていることは言うまでもない。シンクロトロン放射はそれ自身の放射冷却効果[10,11]によりビームの品質を高めると同時に、ビームの品質そのものが放射の輝度を大きく左右する。そのため、輝度の高い放射光源を得るには、特に良質(低エミッタンス)のビームを作ることが本質的である。Sprangle と Esarey[12,13]の提案による「非線形トムソン散乱レーザー冷却」は、このようなシンクロト

ロン（あるいはアンジュレータ）放射による冷却と同じ機構を用いるが、近年特に発展の目覚ましい短パルス・高パワー出力のレーザーを用いて冷却効率を大幅に向上させようとするものである。

この冷却法は、シンクロトロン放射やアンジュレータ放射による冷却と同様、いわゆる「輻射反作用力」(radiation reaction force) を利用するものである。若干蛇足になるかもしれないが、この手法における冷却能力を、シンクロトロンやアンジュレータ等によるものと横並びで比較するため、各々の手法における放射パワーの議論から始める。よく知られているように、運動している電荷 q の粒子に加速度 $\dot{\beta} \equiv \dot{v}/c$ が作用すると、その粒子は

$$P = \frac{2}{3} \frac{q^2}{c} \gamma^6 [\dot{\beta}^2 - (\beta \times \dot{\beta})^2] \quad (5)$$

で与えられるパワー[14]を放射する。但し、 γ は粒子の相対論因子である。(5)式は全立体角にわたり積分されており、運動の方向(β)に対する主要な放射角 $\theta_{\max}$ は、 $\theta_{\max} \sim 1/c_1\gamma$ ($\beta // \dot{\beta}$ のとき $c_1 \simeq 2$, $\beta \perp \dot{\beta}$ のとき $c_1 \simeq 1$) である。半径 R の円形リング[11]、および磁極が交互に反転する、周期 λ_w ($\equiv 2\pi/k_w$)、磁場強度 B_w ($\equiv A_w k_w$) のアンジュレータ[15]に対して(5)式を適用すると、それぞれ

$$P_{\text{synch.}} = \frac{2}{3} \frac{e^2 \beta^4 \gamma^4 c}{R^2} = \frac{2}{3} \frac{e^4 \beta^2 B^2}{m^2 c^3} \gamma^2 \quad (6)$$

$$P_{\text{undu.}} = \frac{2\pi e^2 K^2 c \beta}{3} \gamma^2 \quad (7)$$

が得られる。(7)式で、 $K \equiv eA_w/mc^2$ は規格化されたアンジュレータ磁場強度を表し、 K -パラメータと呼ばれる。一方、Fig. 2 に示されているように、短パルスの高強度レーザー（波長 $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ ）をビームの前方から照射すると、荷電粒子はアンジュレータ中における運動と同様レーザー場で強く振動するため、トムソン散乱

による自発放射が起こる。このときアンジュレータとの相違は、アンジュレータの周期 λ_w が通例 cm のオーダーであるのに対し、レーザー場を用いると周期がレーザー波長 λ_0 となるため、散乱光の波長が極めて短くなることである。今レーザーの規格化強度を、アンジュレータにおける K -パラメータと同様に $a_0 \equiv eA_0/mc^2$ ($A_0 = cE_0/\omega_0$: ベクトルポテンシャル) で定義し、レーザー波長 λ_0 [μm] 及び強度 I_0 [W/cm^2] を用いると

$$a_0 = 0.89 \times 10^{-9} \lambda_0 [\mu\text{m}] I_0^{1/2} [\text{W}/\text{cm}] \quad (8)$$

と書かれる。 $a_0 < 1$ の比較的弱いレーザー強度を考えると、散乱レーザーの周波数はドップラーシフトを受け

$$\omega_1 \simeq \gamma^2 (1 + \beta)^2 \omega_0 / (1 + a_0^2/2) \quad (9)$$

で与えられる。一方 $\lambda_0 \sim 1\mu\text{m}$ で、現在のレーザー技術[2,3]で達成可能な $I_0 \sim 10^{20} \text{W}/\text{cm}^2$ の領域の高強度を考えると、 $a_0 \sim 9$ となる。アンジュレータでは、 K -パラメータが $K \gg 1$ の場合には、進行方向とアンジュレータ振動による垂直方向の運動量比が $p_{\perp}/p_z \sim K/\gamma$ となる。このため、放射の円盤内に観測点が含まれるのは電子が進行方向を向いたときだけとなり、放射スペクトルは奇数次の高調波が強く発生する、いわゆる“ウィグラー放射”となることが知られている。これと同様に、 $a_0 \gg 1$ を満たすような高強度レーザーをビームに照射すると、散乱波は基本波に対して強い奇数次の高調波 ($\omega = M\omega_1$) を含み、その最大（臨界）値は、運動の曲率半径 $\rho \sim c/\omega_0$ とエネルギー γ から $M_{\max} = 3\gamma^2 c/\rho\omega_1 \simeq 3a_0^2$ と評価される。このような粒子軌道の非線形性による連続的な高調波の発生のためトムソン散乱は非線形となり、電子ビームからの全放射パワーは、リングやアンジュレータに比べると非常に大きな値となる。電子ビームと相互作用する高強度の円偏光のレーザーに対して、(7)式から全放射パワーを評価すると

$$P_{\text{Thom.}} = \frac{8\pi}{3} n_0 r_e^2 c \tau_L \gamma^2 (1 + a_0^2) P_0 \quad (10)$$

となる[13]。ここで $r_e \equiv e^2/mc^2$ (電子古典半径)、 τ_L はレーザーのパルス長、 P_0 は入射レーザーパワーである。たとえば、現在達成可能なレーザーパワー値 $P_0 = 10 \text{TW}$ 、パルス長 $\tau_L = 1 \text{psec}$ に対して、エネルギー $E_b = 100 \text{MeV}$ ($\gamma \simeq 200$)、密度 $n_0 = 10^{14} \text{cm}^{-3}$ のビームを考えると、散乱パワーは 3.2MW に達する。

さて、本題の冷却機構に移ろう。このような散乱波は短波長・高パワーの放射光源としても期待されているが、高速の冷却機構としての性質も有する。(6)(7)あ

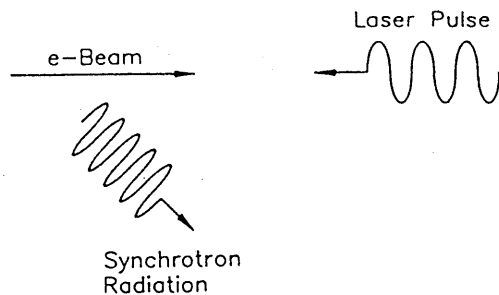


Fig. 2 Interaction of short pulse/high power laser with relativistic electron beam.

るいは(10)式のどの機構においても、粒子が光子を放射すると、全エネルギーと運動量を保存するように粒子には「反作用力」が働く。この反作用力は粒子が静止している系では放射パワーを考慮した保存則より「[14]

$$F_{\text{rad}} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \frac{d^2 \mathbf{v}}{dt^2} \quad (11)$$

で表され，加速度の変化率に比例する．またこれを実験室系に変換すると[16]

$$F_{\text{rad}} \simeq -\frac{2}{3c^2} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \beta \gamma^2 \left[F_{\text{ext}}^2 - e^2 (\beta \cdot E)^2 \right] \quad (12)$$

となり、 F_{rad} は放射パワーと同様、ビームエネルギーの2乗に比例する。すなわち Fig. 3 に示すように、放射パワー ($P_{\text{rad.}}$) が大きければ大きい程、ビームは平均として $\delta E = P_{\text{rad.}} \cdot \tau$ (τ : 相互作用時間) で与えられる大きなエネルギーを進行方向に失う。初期の粒子のエネルギー幅 $\Delta\gamma$ は、相互作用後は

$$(\Delta\gamma)_{\text{after}} = \Delta\gamma \left(1 - \frac{2\delta E}{\gamma mc^2} \right) \quad (13)$$

となり、逆に小さくなる。減速された中心エネルギーはふたたび加速すればよいので、放射パワーの格段に大きいレーザー散乱法が高速冷却として有利になる。

Sprangle 等[12]の評価によると，初期のビームの規格化エミッタンスを $\epsilon_{n0} \equiv \gamma\beta\epsilon$ ($\epsilon \equiv \sigma_{\perp}/p_z$: エミッタンス, σ : ビーム断面積) とすると，レーザーとの相互作用によりエミッタンスは， $\epsilon_n = \epsilon_{n0}/(1+z/L_R)$ に従って減少する．ここで z は相互作用長で，減衰長は $L_R [\mu\text{m}] = 3.4 \times 10^6 \lambda_0^2 [\mu\text{m}] / \gamma a_0^2$ と評価される．例えば $\lambda_0 = 1\mu\text{m}$, $a_0 = 10$, $\gamma \simeq 200$ とすると， $L_R = 170\mu\text{m}$ 程度となり高速冷却が可能であるとしている．これは極めて短い減衰長であるが，この方法にも問題がありそうである．

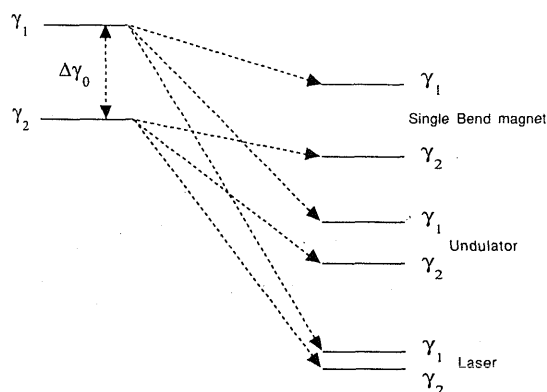


Fig.3 Deceleration of particles and cooling due to the radiation reaction force by bending magnet, undulator magnet and high power laser Thomson scattering.

このようなレーザー散乱は、 $\theta = 1/\gamma_0$ で与えられる進行方向の狭い円錐内に放射される。このため有限のビーム長を考えると、ビームの前方に位置する粒子は、それより後方に位置する粒子によって放射された強い電磁場と2次的に相互作用する。そのため、前方部のビームが加熱される、いわゆるヘッド・オン・テイル現象を併発する可能性がある。

3.2 N²コヒーレント放射と冷却

前節とも関連して、ここでは N^2 コヒーレント放射およびそれに関連した冷却の可能性について言及しておく。今、長さ l_b 、全粒子数 N のパンチしたビームを考える。個々の粒子のベンディング磁場によるシンクロトロン放射は、Fig. 4(a) に示されているように $\omega_c \simeq 3\gamma^2 c/\rho$ にカットオフを持つスペクトル形状（ハッチング領域）をしている。そのときの全放射パワーは、(6) 式より $P_s = NP_{\text{synch.}}$ となる。ところが電磁波の波長がビームのパンチ長かそれより長くなると、パンチを構成する粒子は個々の粒子として作用するよりも、あたかもパンチ全体が $(-Ne)$ の電荷を持った一つのマクロ粒子のように振る舞うようになる。その時の全放射パワーは、(6) 式において電荷が $e \rightarrow Ne$ となるため、 $P = N^2 P_{\text{synch.}}$ ($= NP_s$) となり、粒子数 N の 2 乗に比例する強い電磁波を放射する。このときの周波数スペクトルが Fig. 4 に示されており、カットオフ周波数はパンチ長から、 $\omega_{Nc} \simeq 2\pi c/l_b$ (カットオフ波長 $\lambda_{Nc} \simeq l_b$) で決まる。このような長波長の放射は、パンチの中の個々の粒子に対してはコヒーレント的に振る舞うので [17]、これを “ N^2 コヒーレント放射” と呼び、実験的にも中里等 [18] により観測されている。 N^2 放射に対するパワースペクトル $dI_{N2}/d\omega$ は、単一粒子モデルによるパワースペクトルを $dI_s/d\omega$ すると [19]

$$\frac{dI_{N2}}{d\omega} = [N + N(N-1)F(\omega)] \frac{dI_s}{d\omega} \quad (14)$$

で与えられ、 $F(\omega)$ はビーム分布に対する形状因子を表し次式で定義されている。

$$F(\omega) = \left| \int \exp[i\omega(\mathbf{n} \cdot \mathbf{r})/c] n_b(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right|^2 \quad (15)$$

ここで、 $n_b(r)$ はパンチビームの密度分布を表し、例えばガウス分布のビームに対しては $\alpha = \omega l_b / c$ とすると、 $F(\omega) = \exp(-\alpha^2/2)$ で与えられる。

今ビームのパンチ長 l_b がシンクロトロン放射のカットオフ波長 λ_c 程度かあるいはそれよりも短くなると, (6)式において $e \rightarrow Ne$ となり, 全放射パワーは $P_{\text{tot}} = N^2 P_{\text{synch.}} (\propto N^2 \gamma^2)$ となる. これをパンチしていない

ビームと比べると、放射パワーとそれに伴う輻射減衰力は N 倍大きくなり、したがって冷却力も非常に強くなることが期待される。例えば、磁場 $B=1\text{T}$ で、 $E_b=8\text{GeV}$ の電子に対しては $\lambda_c=10^{-3}\mu\text{m}$ 、また $E=1\text{TeV}$ の陽子に対しては $\lambda_c=5\mu\text{m}$ となる。この冷却機構を用いるためには $l_b \leq \lambda_c$ の極めて短いバンチが必要となるが、Fig. 5 に示されているように何らかの物理過程でこのように短くバンチした状態が実現すれば、それらは急激に冷却されることになる。一方バンチ間の冷却が進み、バンチ間の平均距離がバンチ長 (l_b) 程度となると、実効的なバンチ長がシンクロトロン放射のカットオフ波長 λ_c より長くなるため、 N^2 放射は長波長のコヒーレント光に変わり、それ以上の冷却は期待できなくなる。

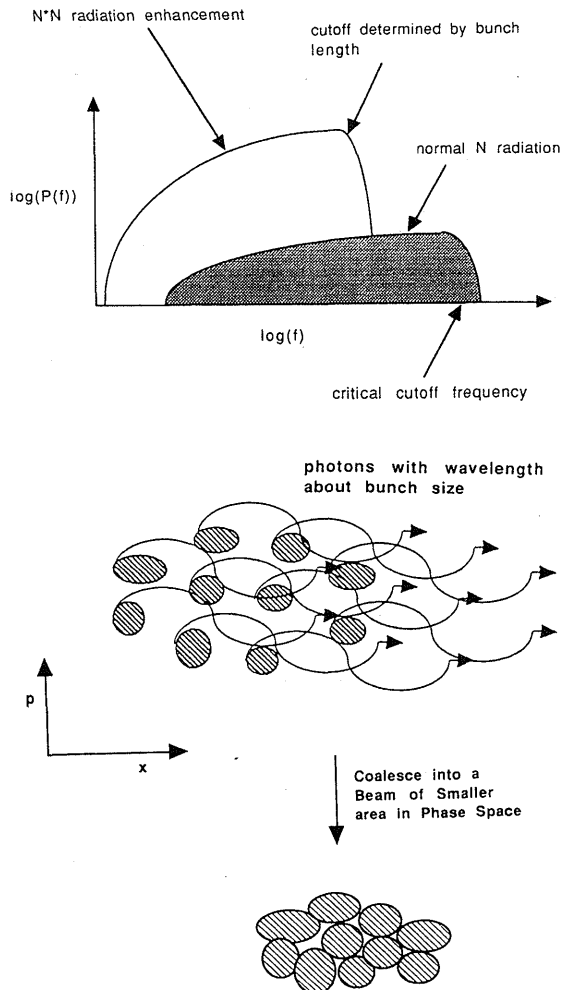


Fig. 4 (a) Power spectrum of synchrotron: radiation from (N -particle) beam bunch that is longer than the critical cut-off frequency. (b) Cooling of bunches whose size is shorter than cut-off wave length.

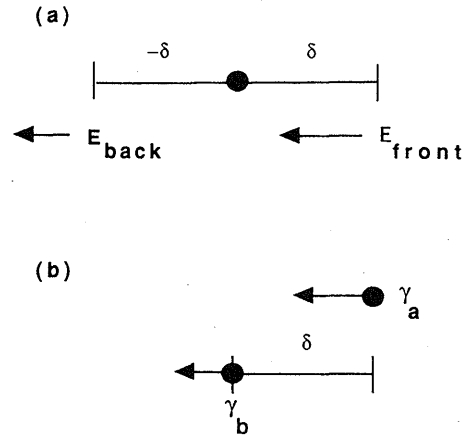


Fig. 5 (a) Radiation reaction force near particles that are accelerated by bending magnet. (b) Radiation reaction force which acts on two particle system that has slightly different energy. Particles are moving to the right.

前節で放射パワー(5)式から、それに伴う反作用力(11)(12)式が導かれることを述べたが、この反作用力は単一粒子の作る Liénard-Wiechert 場[14]を観測点がかットオフ波長 λ_c より短いとしてテーラー展開することにより直接に導くことができる。それによると Fig. 5 (a) に示されているように、粒子の前方 δ および後方 δ にできる場合は輻射場とクーロン場の両方の成分の和として[20]

$$E_{\text{front}} = -\frac{4}{3} \frac{e\gamma^4}{\rho^2} + \frac{e}{\rho^2} \frac{1}{\gamma^2 \theta^2} \quad (16)$$

$$E_{\text{back}} = \frac{e}{8\rho^2} - \frac{e}{\rho^2} + \frac{1}{\gamma^2 \theta^2} \quad (17)$$

で与えられる。ここで注目すべきことは、場が前方と後方で非対称になる点である。この非対称性の結果、粒子自身には正味の力 (resistive force) [21]

$$E_{\text{res}} = \frac{1}{2}(E_{\text{front}} - E_{\text{back}}) = -\frac{2}{3} - \frac{e\gamma^4}{\rho^2} \quad (18)$$

が働き、自らが放射した場で自らが減速を受ける。これが(11)、(12)式で与えられる輻射反作用力の物理的説明である。シンクロトロンの放射パワーは $(-ec) E_{\text{res}}$ ($\equiv P_{\text{synch}}$) となり、確かに(6)式と同じ結果を与える。今この結果を Fig. 5 (b) に示すように、粒子間の距離 δ がカットオフ波長 λ_c より短い近接した2粒子(a)と(b)の系に適用してみよう。すると(16)(17)式から、前方(a)および後方(b)の粒子に作用する電場はそれぞれ

$$E_{(a)} = \frac{e}{\rho^2} \frac{1}{\gamma^2 \delta^2} - \frac{2e\gamma^4}{\rho^2} \quad (19)$$

$$E_{(b)} = -\frac{e}{\rho^2} \frac{1}{\gamma^2 \delta^2} - \frac{2}{3} \frac{e\gamma^4}{\rho^2} \quad (20)$$

となる。したがって2粒子系に作用する正味の電場は、

$$E_{\text{net}} \equiv E_{(a)} + E_{(b)} = -\frac{8}{3} \frac{e\gamma^4}{\rho^2} \quad (21)$$

となり、単一粒子の場合と比べると4倍の力が輻射反作用として作用することになる。このように、荷電粒子の作る Liénard-Wiechert 場の前方・後方の非対称性から N^2 輻射反作用力が説明される。さらに $\delta < \lambda_c$ の条件下で、Fig. 5(b)に示すように、前方粒子のエネルギー γ_a が後方粒子のエネルギー γ_b より大きい場合は、前方粒子に働く反作用力が後方より大きいため、2粒子間の距離は放射過程で縮小され冷却されることになる[22]。しかし N 個の多体粒子系に対して冷却されるかどうかは、各々の粒子のエネルギーに対する空間配置が重要な要因となるため、かならずしも定かではない。ただしこのような短いパンチに対して、潜在的な冷却機構が存在することは注目に値する。

3.3 レーザー誘導原子遷移冷却法

これは、蓄積リング中を周回するイオンビームにレーザーを照射し、特定の速度で運動しているイオンの内部準位の励起を利用してレーザー光の運動量を選択的に吸収させ、進行方向のビームエネルギー分布を操作・冷却する方法で、Heidelberg[23]および Aarhus[24]のグループによって実験的にも実証されている。これを行うためには、外部レーザーに対して原子が遷移可能な内部エネルギー準位を持っていることが条件で、すべてのイオンに適用することはできず、通例は原子番号の比較的大きいイオンに対して適用される。

周波数 $\omega (=ck)$ のレーザーの光子が内部準位の遷移(励起)によりイオンに吸収されると、イオンはレーザーの伝播方向に運動量 $\hbar k$ を得る。この励起状態にあるイオンがふたたび光子を放出し元の準位にもどる際、光子はすべての立体角に対称的に放出される。この過程が多くの吸収・放出にわたって平均されると、光子放出に伴うイオンの受ける輻射反作用は打ち消され、そのためイオンはレーザーの伝播方向にレーザーの持っていた運動量を得ることになる。この様子が Fig. 6 に示されている。各々の光子の運動量は小さいので、イオンの運動量を十分に変化させるためには多くの数の光子を吸収させる必要があるが、光子吸収の断面積はその光子エネルギーがイオンの遷移エネルギーと共鳴すると格段に向上する。このようなレーザーから原子への運動量伝達の機構を、

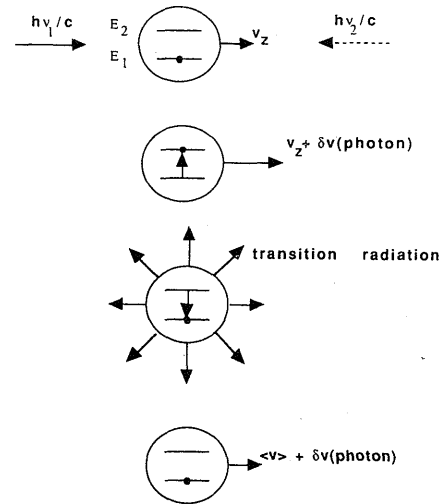


Fig. 6 Principle of atomic transition laser cooling.

リング中を周回する有限なエネルギー（および運動量）広がりを持ったイオンビームの冷却に適用するためには、ある特定の速度を持つイオンビームがレーザー周波数の光子と共鳴的に相互作用する必要がある。今、 $\omega_0 [= (E_2 - E_1)/\hbar]$ をビーム系における励起準位の吸収角振動数、 v_z をイオンの進行方向速度、 γ をイオンの相対論因子とすると、実験室系においてドップラーシフトを受けた共鳴角周波数は[23]

$$\omega_{\pm} = \omega_0 \gamma \left(1 \pm \frac{v_z}{c} \right) \quad (22)$$

で与えられる。ここで、 $\pm$ の符号はレーザーがイオンと同方向（+）および反対方向（-）から照射され相互作用する場合に対応する。具体的には Fig. 6 にも示されているように、ビームに対して同方向および反対方向の二つの周波数の可変なレーザーを用いるのが効率的である。イオンビームと同方向に伝播するレーザー(A)の場合には、ビームの平均速度 (v_0) よりエネルギー広がり程度の低い速度 ($v_0 - \Delta v$) を持つ粒子と共鳴するようにレーザー周波数を選択し、このイオンを加速する。このイオンの加速と同期をとって、低速度側のイオンがより効率的に平均速度 v_0 に向けて加速されるように時間の関数としてレーザー周波数を上昇させる。また、ビームと反対方向からレーザー(B)を照射する場合には、共鳴条件を速い速度 ($v_0 + \Delta v$) のイオンに合わせ、その粒子が v_0 に向け減速されるようレーザー周波数を時間的に下げて行く。

Fig. 7 は Heidelberg[23]における重イオン蓄積イオンリング TSR で行われた実験の配置を示している。上の

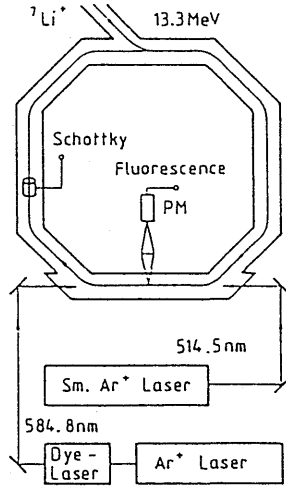


Fig. 7 Experimental configuration of laser cooling in heavy ion storage ring TSR. Two counter-propagating laser beams (Ar^+ -ion laser and dye-laser) are irradiated to ${}^7\text{Li}^+$ of $\beta=0.064$ [23].

説明と同じようにこの実験では、 ${}^7\text{Li}^+$ のイオンビームに対して対向する二つのレーザーが用いられ、進行方向のビーム温度は初期の260K から3K まで冷却された。このレーザー冷却法における上限はドップラー制限[25]と呼ばれ、ビームの最底到達温度 $T_{\min}$ は、 Γ を励起準位が基底準位に光子放出をする減衰率とすると、

$$k_B T_{\min} = \hbar \Gamma / 2 \quad (23)$$

で与えられる。この過程における最大のレーザー冷却力 $\Gamma_{\text{LC}}^{\max}$ は、この Γ とレーザー波数 k_0 を用いて次式で表される。

$$\Gamma_{\text{LC}}^{\max} = \left(\frac{\Delta P}{\Delta t} \right)_{\max} \simeq \frac{\hbar k_0 \Gamma}{2} \quad (24)$$

また、イオンビームの速度を考慮したより正確な表式としては

$$\Gamma_{\text{LC}}(v_z) = \frac{(\hbar k_0 \Gamma / 2) S}{[1 + 2\Delta(v_z) / \Gamma]} \quad (25)$$

が与えられており、ここで、 S はレーザー強度 I と飽和強度 I_{sat} の比 ($S \equiv I / I_{\text{sat}}$) であり、また $\Delta(v_z)$ は同期のずれ $\Delta(v_z) = \omega_0 \gamma (1 - v_z / c) - \omega$ を表す。

ここでは二つのレーザーを用いた冷却系に対して説明したが、他に、単一のレーザーの周波数スキャンを用いる方法や、単一レーザーと RF 空洞を組み合わせる方法等も実験がなされている。Aarhus のグループ[24]は、シンクロトロン蓄積リングにおける空間的にパンチしたイオンビーム (100keV の ${}^{24}\text{Mg}^+$ イオン) に対して

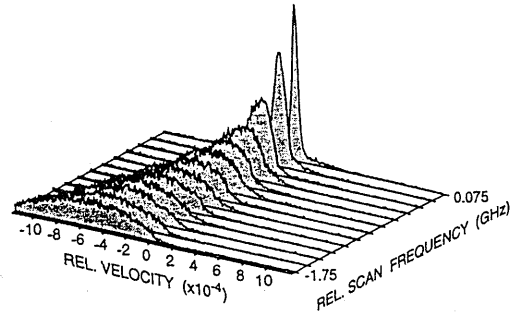


Fig. 8 Longitudinal velocity distribution at various times during bunched beam laser cooling. The interval between measurements is 50ms [24].

レーザー冷却の実験を行い、パンチ長が進行方向の空間電荷制限で決まる長さまで冷却することに成功している。この実験では、 $(3^2S_{1/2}) \leftrightarrow (3^2P_{1/2})$ の電子遷移を駆動する波長250nm (パワー90mW) のレーザーが用いられ、 $\Delta v / v \simeq 6 \times 10^{-3}$ の速度広がりに対応するため、20GHz の帯域にわたって連続的に周波数スキャンがなされた。Fig. 8 は、冷却終了前の2GHz のスキャンにおいて観測されたビームの速度分布を示している。進行方向のビーム温度は500K から0.5K まで冷却されている。

このような重イオンのレーザー冷却を行うことにより強結合状態 (パンチ内部のクーロンポテンシャルのエネルギーがイオンの熱エネルギーより大きな状態) を作り、空間的な秩序状態を保持した結晶ビームを実現する可能性についても指摘されている[26]。蓄積リングの冷却と強結合プラズマ物理とが密接に関連している例である。ここで説明した原子遷移レーザー冷却法はイオンビームの進行 (縦) 方向の冷却に有効であるが、ビームに対して直角方向にレーザーを照射することにより、横方向の冷却を行う手法も提案されている[27]。

3.4 チャネリング放射冷却法

3.2節で解説したように、電子・陽電子の蓄積リング等におけるエミッタンスやエネルギー広がり の減衰・冷却は、一様なベンディング磁場によるシンクロトロン放射によって引き起こされる。この放射過程はビーム粒子からの離散的な光子の放出によるが、これは許容放射角度分布の範囲で確率的に起きるため、その放射過程が量子揺動を引き起こし、リング中での粒子の運動にベータトロン振動やシンクロトロン振動を励起する。この様子が Fig. 9 に示されている。このため冷却が進行すると、冷却力はやがてこの量子揺動とバランスしてそれ以上冷却は進行せず、平衡分布に落ちつく。したがって、もしこのような量子揺動を抑制・制御することができれば、

さらに低いレベルまでビームのエミッタンスやエネルギー広がりを減衰させることが期待できる。Huang, Chen 等[28]は、この量子揺動を抑制する方法として、粒子ビームを結晶場のような集束力の強い、直線で連続な系の中をチャネリングさせることにより冷却する方法を提案している。結晶中の低指数の面や、結晶軸に平行にチャネリングする粒子は結晶内の強い電場（例えば $\sim 10^{15}\text{V/m}$ ）を受けるため、結晶場を短波長（X線領域）の光量子発生のためのアンジュレータとして利用する考えや、あるいはさらに進んでその機構を粒子加速に応用する試み[29]等が提案された。ここで解説するチャネリング放射冷却は、このようなチャネリング放射を逆にビーム冷却の機構として利用しようとするものである。

今、粒子は z 軸方向に一定の運動量 $p_z = \gamma mc\beta_z$ で自由に運動しており、それに垂直な x -面内（2次元問題として考える）には $V(x) = Kx^2/2$ （ K : 収束定数）で与えられる深い静電的な収束チャンネルに捕獲されているとする。このような粒子はリング中と同様、収束チャンネルに対して横方向にベータatron振動しながら伝播し、その際受ける横方向の加速度によりシンクロトロン放射が起こる。ただし横方向は収束場により強く捕獲されているため、光子の放出は自由には起こらず、離散的となる。このような x -面内に強く束縛されたチャンネル中での荷電粒子の離散的な光子放射と、それに伴う減衰・励起を含めた輻射反作用の解析を行うためには、系全体を量子論的に取り扱う必要がある。そのため、 ψ を粒子の波動関数、 A を放射場のベクトルポテンシャルとして、Klein-Gordon 方程式

$$[(-i\nabla - A)^2 + m^2c^2]\psi = \left(i\frac{\partial}{\partial t} - V\right)^2\psi \quad (26)$$

を用いて解析を行う。この方程式で、 $A \cdot \nabla$ の項が粒子と輻射場の結合による光子放出・吸収を記述する。簡単のため以下の議論では、放射角 θ_p は進行軸に対して十分小さい（実効的 K -パラメータの小さい）領域 $\theta_p \gamma \ll 1$ に限る。このため粒子のエネルギー E は $E = E_z + E_x$ [$E_z = (m^2c^4 + c^2p_z^2)^{1/2}$, $E_x = p_x^2/2E_z + V(x)$]と表すことができ、相対論的な進行方向の運動と実効質量 E_z を持つ横方向の調和振動に分離することができる。したがって放射角は、 $\theta_p = p_{x,\text{max}}/p_z \simeq (2E_x/E_z)^{1/2}$ となる。最初に輻射場 A がない定常状態での波動関数を相互作用表示 $\psi^{(0)}(x, z, t) = \exp(-iEt)|n, p_z\rangle$ を用いて解き、エネルギー固有値を求めると

$$E \simeq E_z + E_x = \sqrt{m^2c^4 + c^2p_z^2} + \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_z \quad (27)$$

となり、横方向は調和振動子で記述される（Fig.10）。ここで n は横方向の量子数、 $\omega_z = (k/E_z)^{1/2}$ は横方向の角振動数である。次に波動関数 $\psi^{(0)}$ を用いて、光量子放射の遷移確率を W_{fi} （波動関数は $|n, p_z\rangle \rightarrow |n', p_z'\rangle$ に遷移）を1次の時間に依存した摂動論を用いて解くと、横方向の量子数の変化と、光子エネルギーおよび放射角を関係づける方程式

$$(n - n')\omega_z = (1 - \beta\cos\theta)\omega_r + \frac{E_x}{2E_z}(\omega_r\beta\cos\theta) > 0 \quad (28)$$

が得られる。ここで (n, n') は遷移前後の量子数、 θ は z -軸に対する光子の放射角、 $\omega_r (= ck_z)$ は放射される光子の角振動数を表し、このときの進行方向の運動量変化は $\Delta p_z = p_z - p_z' = \hbar\omega_r/c$ となる。(28)式で注目すべきことは、 $n > n'$ となり、光子放出後の主量子数 n は、光子のエネルギーや放射角に依存せず常に減少する点である。量子数 n の変化率は、 $E \gg \omega_r$ でかつ双極子放射のみ許すと仮定すると、遷移確率 W_{fi} を用いて

$$\frac{dn}{dt} = \sum_i \int \frac{d\mathbf{k}_r}{(2\pi)^3} (n' - n) W_{fi} = -\Gamma_c n \quad (29)$$

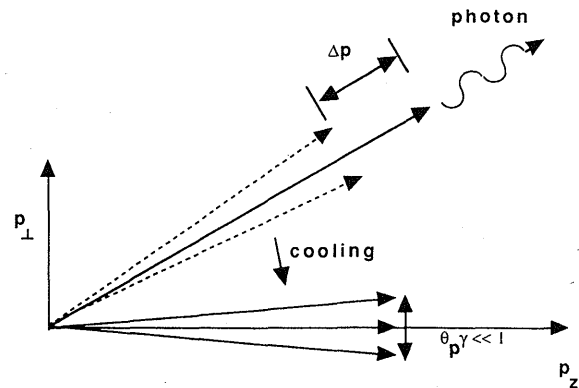


Fig.9 Momentum reduction and quantum fluctuation due to radiation reaction.

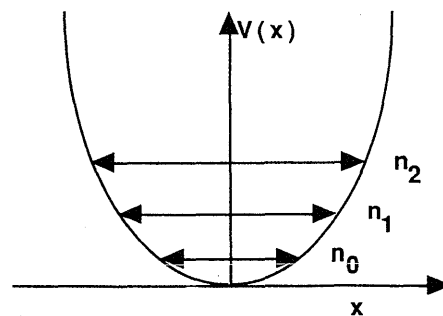


Fig.10 Bound state of channeling particle in transverse direction.

となる。ここで $\Gamma_c = (2r_e K / 3mc)$ は減衰率で、エネルギーに依存しない。また、 Σ は終状態 (f) に対する和を表す。この式からわかるように、このようなチャネリング系では横方向の振動（ベータトロン振動）の励起は起こらず、ランダムな光子の放出に対して絶対的な減衰が成立している [ベンディング磁場の場合には、(29)式の右辺に横方向の振動の励起を表す (+) 符号の項が付け加えられることに注意]。

このような横方向の振動に絶対的な減衰が成立するのは、光子の放射に伴う反作用が結晶（収束系）全体に作用し、その結晶全体が反作用を受けとめる（吸収することによるものと考えられる。この個々の粒子への反作用の消失は、原子核の γ 線放射時に観測される Mössbauer 効果 [30] と類似している。一方、一様のベンディング磁場の場合には、光子放出した粒子はその光子から反跳を受け、その軌道の主量子数は減少（放射減衰）するとともに、円軌道の中心座標も同時にシフトする。そのため光子放射は電子の軌道半径にランダムなシフトをもたらす。これが通例の放射減衰時に起こる横方向モードの励起（ベータトロン振動）となり、放射減衰としてバランスして平衡状態を決める。

(29)式は、 $J_n = E_x / \omega_z = (n + 1/2) \hbar$ により与えられる作用の関係を通じて、横方向の作用の減衰 $dJ_n/dt = -\Gamma_c J_n$ に対応している。すなわち、(29)式のように横モードの励起がなければ、チャネリング粒子は基底状態に指数関数的に減衰し基底状態 $J_n = 0 = \hbar/2$ に達する。このとき規格化エミッタンスは、 $\lambda_c = \hbar/2mc$ をコンプトン波長とすると

$$\gamma \epsilon_{\min} = J_0 / mc = \lambda_c / 2 \quad (30)$$

となる。一度このような基底状態に到達すると、エネルギー及び運動量保存の要請から光子放出はこれ以上起きなくなる。この手法において横方向の減衰と進行方向の減衰率を比べると、 $d \ln p_z / dt \approx \Gamma_c \theta_p^2 \gamma^2 / 2$ の関係から $\theta_p \gamma \ll 1$ の領域のアンジュレータ放射に対して

$$\left| \frac{1}{J_n} \frac{dJ_n}{dt} \right| \approx \Gamma_c \gg \left| \frac{1}{p_z} \frac{dp_z}{dt} \right| \quad (31)$$

となることがわかり、横方向の減衰率のはるかに速くなるのが特徴である。

ここで、提案している横方向の減衰の機構はあらゆる直線の集束系で作用していることになるが、通例のリングに付随した装置では集束力 (K) が弱く、効果は小さい。しかし、結晶場のような強い集束系を用いると非常に速い冷却が期待される。例えば、結晶チャネルに対す

る集束力は $K \sim 10^{11} \text{ GeV/m}^2$ に達し、減衰率 Γ_c が $(10 \text{ nsec})^{-1}$ となり、初期に 100 MeV の粒子が結晶チャネルに捕獲される場合を考えると、基底状態に減衰する時間は $t_g = 60 \text{ nsec}$ 程度（距離にすると 18 m と長い）と評価される。ここでは横方向に1次元のモデルを考えたが、もう一つの横方向次元に集束力がなければ、その方向のモードは励起されるであろう。二方向に集束力が働けば絶対的な冷却が期待される。

4. 能動的フィードバック法

この章では、最初にその基本となる Van der Meer の考案したいわゆる「ストカスティック冷却法」について簡単に説明し、その後本題である「レーザー・ビート波冷却法」(4.2) と「光学的ストカスティック冷却法」(4.3) を解説する。これらの冷却方はまだ理論・シミュレーション段階であるが、従来のマイクロ波帯域から「光学帯域」のバンドを用いた荷電粒子ビーム系の冷却・制御 (“optical control” あるいは “coherent control”) の可能性を指摘している点で興味深い。

4.1 ストカスティック冷却法

Van der Meer [9] は、1970年代、ハミルトニアン性の強いハドロン系ビームのエミッタンスとエネルギー広がり減衰・冷却を目的に、位相空間におけるビーム粒子の揺動 (Schottky 信号) に着目した新しい冷却法を考案した。これは Fig. 11 に示すように、加速リングのピックアップ (A) で、テスト粒子のベータトロン振動による設計軌道からの誤差 x (この場合は振動の峰) を、対向する2つの板に流れる電流から計測する。この微小信号 (通称 $10^{-6} - 10^{-9} \text{ V}$ 程度) が近道で増幅器 (B) で増幅され、ベータトロン振動で $1/4$ 周期 [正確には $\lambda_\beta (1/4 + n/4)$, n は整数] 離れたキッカー (C) に送られ、(A) で計測した粒子を再びキックし、角度を更正してエミッタンスの減衰

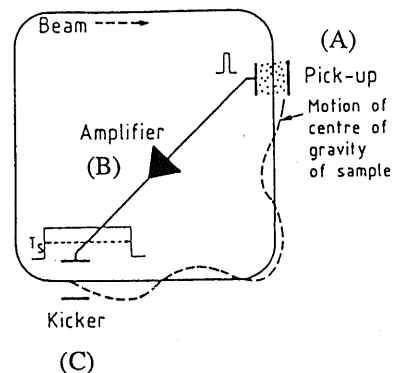


Fig. 11 Principle of stochastic cooling.

を図る。以上はビーム中の単一のテスト粒子のみに着目した考察であるが、実際は冷却系の応答に有限のバンド幅 W があるため、キッカーに送られる信号は Nyquist の定理から時間幅 $T_s = 1/2W$ を持つてしまう。そのためピックアップ(A)を時刻 t_0 に通過するテスト粒子は、その前後の時間幅 $t_0 \pm T_s/2$ (以下サンプルと呼ぶ) に通過するすべての粒子 [個数は $N_s = N/(2WT)$, N : リング中の全粒子数, T : 粒子のリング周回時間] の影響をノイズとして受ける。

今、キッカーでのテスト粒子の更正の大きさを $\Delta x_i = -\lambda x_i$ (λ は定数) とする。サンプル中の他の粒子 ($N_s - 1$) 個の粒子からの影響を考慮すると、テスト粒子への全更正は $\Delta x_i = -\lambda x_i - \sum_{(j \neq i)} x_j = -\lambda N_s \langle x \rangle_s$ となる。但し、 $\langle x \rangle_s \equiv (1/N_s) \sum_{(j)} x_j$ はサンプルの平均変位を表す。今、サンプルの平均変位に対するリング 1 周あたりの更正量の割合 $g (\equiv \lambda N_s) = \Delta x_i / \langle x \rangle_s$ を「ゲイン」として定義すると、全更正量は

$$\Delta x_i = -\frac{g}{N_s} x_i \quad - \quad \frac{g}{N_s} \sum_{j \neq i} x_j \quad (32)$$

(a)コヒーレント項 (b)非コヒーレント項

となり、単一粒子で決まるコヒーレントな更正項(a)とサンプル中の他の粒子からの非コヒーレントなキック(b)の重ね合わせとなる。第 1 近似として(b)項を無視し、 $x = x_0 \exp(-t/\tau)$ として減衰時間 $1/\tau \equiv -(1/x) dx/dt = -(\Delta x)_{1\text{-turn}}/xT$ を評価すると、 $1/\tau = 2W/gN$ を得る。つまり、減衰時間は N/W に比例し、バンド幅 $W \rightarrow \infty$ の極限では、冷却系が N 個のビーム粒子すべてを個別の粒子として認識するため正確なキックが加えられ、冷却は短時間で終了する。

しかし、実際はバンド幅が有限のため、非コヒーレント的な効果(b)が重要な影響を及ぼす。非コヒーレント項を取り入れて、 Δx_i の代わりにサンプル粒子全体にわたっての平均の変位 $\Delta \langle x^2 \rangle$ を求めると

$$\begin{aligned} \Delta \langle x^2 \rangle &= \frac{1}{N_s} \sum_i (x_i + \Delta x_i)^2 - \frac{1}{N_s} \sum_i x_i^2 \\ &= -\frac{2g}{N_s} \langle x^2 \rangle_s + \frac{g^2}{N_s} \langle x^2 \rangle_s \end{aligned} \quad (33)$$

となる。但し、サンプル内の異なった粒子間の相関は小さいとして $\sum_{(i \neq j)} x_i x_j$ を無視している。(33)式から冷却時間 $1/\tau_c^2 = \Delta \langle x^2 \rangle / T \langle x^2 \rangle_s$ を見積もると、よく知られた関係式

$$\frac{1}{\tau_c^2} = \frac{2W}{N} (2g - g^2) \quad (34)$$

が得られる。したがって、(32)式のコヒーレント項は「加熱」に寄与し、冷却力を低下させるのがわかる。最適な冷却を与えるゲインは $g=1$ のときで、 $g>2$ に対しては加熱力が冷却力を上回り、冷却は期待できない。(34)式からわかるように、ゲイン g が最適に選ばれている限り、冷却効率は冷却系のバンド幅 W によって決まる。例えばハドロン系のリングにおいて、バンド幅が 1–2 GHz (マイクロ波帯域)、粒子数 $10^8 - 10^9$ のビームに対しては、冷却時間が 1–100 秒程度と評価される。ストカスティック冷却は通常、粒子がリング全体に広がった一様なビームに対して行われるが、バンド幅を 4–8 GHz に増加させることにより、空間的にパンチしたイオンビームに対しても近年適用が試みられている。

4.2 レーザー・ビート波冷却

前節のストカスティック冷却法を、例えば電子系にあてはめようすると、1章でも述べたようにシンクロトロン放射減衰の時間が短いため ($10^{-3} - 10^{-2}$ 秒)、(34)式で評価される冷却時間では冷却としての役割を果たさない。またそれに加え、電子系の場合はビームが空間的に短くパンチしているため (数 mm ~ 数 cm)、マイクロ波帯のバンド幅をそのまま適用することはできない。このような電子ビーム系の冷却を実現するため、岸本等[31]は空間的にパンチしたビーム内部の「ゆらぎ」の分布をもとに、波長の異なった有限個のレーザーを重ね合わせることでバンド幅の広い波束 ($W \sim 10^{13} \text{sec}^{-1}$ 程度) を作り、その波束とアンジュレータの作るビート波でビームをキックする「レーザー・ビート波冷却法」を提案している。この手法は次節で説明する「光学的ストカスティック冷却法」と類似しているが、レーザーの周波数を選択的に選ぶことによりビームをキックする際のコヒーレンス性を厳密に保ち、冷却効率を高めようとしているのが特徴である。この手法による冷却系の概念が Fig.12 に示されている。

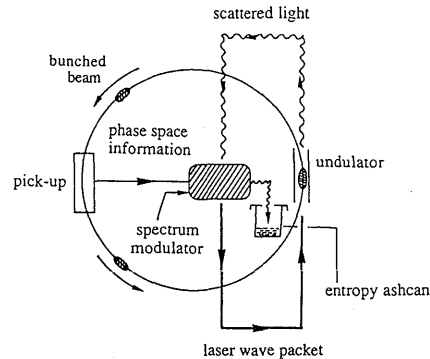


Fig. 12 Laser-beat wave cooling system in storage ring.

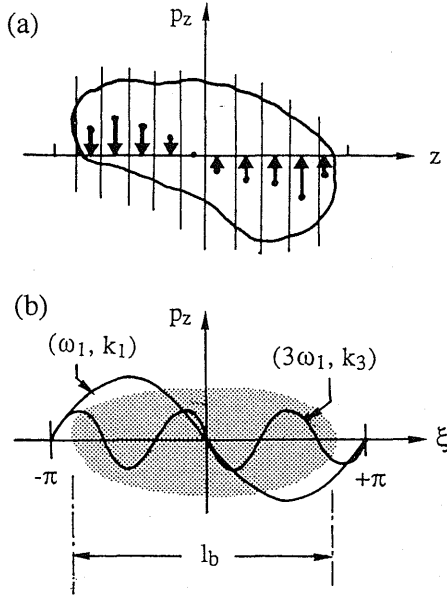


Fig. 13 (a) Bunched beam divided by N-samples in longitudinal direction.
(b) Relation among bunched beam, fundamental wave and higher harmonic ponderomotive potential.

最初に、空間的に短くバンチしたビーム (バンチ長 l_b) の位相空間における進行方向のエネルギー分布をピックアップ(A)で計測する。そこでは、ビーム全体が Fig.13(a) に示されているように N 個のサンプルに分割され、その各々のサンプルで平均された中心エネルギーからのゆらぎ

$$\langle \delta\gamma \rangle_i = \frac{1}{N_i} \sum_{j=1}^{N_i} \gamma_j - \gamma_0 \quad (35)$$

が計測されるものとする。ここで、 N_i は各サンプル中の粒子数、 γ_0 はビームの中心エネルギーである。このようなビームを冷却するには、ビームと共に伝播し、そのゆらぎを打ち消すような進行方向 (z 軸) の空間構造を持った力 (縦電場) $F(z_i) = mc \langle \delta\gamma \rangle_i / \Delta t$ (Δt : 相互作用時間, z_i : i 番目サンプルの座標) をビームに加えることができればよい。このような条件を満たす電場をここでは、レーザーと線形アンジュレータの相互作用により作る。波長 λ_1 ($\equiv 2\pi/k_1$) の電磁波と周期 λ_w ($\equiv 2\pi/k_w$), $K \equiv eA_w/mc^2$ (K -パラメータ) のアンジュレータが結合すると、縦方向に伝播する波長 $2\pi/(k_1 + k_w)$ の動重力 (ponderomotive) ポテンシャルが形成され、その時の粒子との共鳴条件は自由電子レーザーで知られているように

$$k_1 = \frac{2\gamma^2}{(1 + K^2/2)} k_w \quad (36)$$

で与えられる。今 (36) 式において、 k_1 と k_w の値を、ビーム全体がこのポテンシャルの一波長に捕獲されるように選択する。この条件は、 $2\pi/(k_1 + k_w) \sim l_b$ で与えられ、Fig.13(b) に示されている。ここで線形アンジュレータ特有の性質「基本波 (ω_1, k_1) が分散関係 (36) 式を満たすとき、その奇数次の高調波 ($\omega_j = j\omega_1, k_j$), $j = 3, 5, 7, \dots (2n+1)$ も共鳴モードになる」を活用する。この高調波の共鳴は、線形アンジュレータでは、ビーム粒子が進行方向に $\lambda_w/2$ の周期で振動することによるものである。したがって、これらの基本波とその奇数次の高調波の電磁波 $E(z, t) = E_j \sin(k_j z - \omega_j t + \delta_j)$ の振幅と位相 (E_j, δ_j), $j = 3, 5, 7, \dots (2n+1)$ を、ビーム粒子のゆらぎ分布をもとに選択し重ね合わせてやることができれば、ビーム粒子と同じ速度で伝播し、ゆらぎ分布と位相関係を崩さない任意の空間構造を持った波束を作ることができるであろう。

今、アンジュレータ場を $B_w(z) = A_w k_w \sin k_w z$ とすると、そのような動重力ポテンシャル中での粒子の運動は次式で記述される。

$$\frac{d\gamma}{dz} = \frac{K}{2\gamma\beta_z} \sum_{j(\text{odd})} a_j k_j \sin \left(j \int \left[k_1(z) + k_w - \frac{\omega}{v_z} \right] dz + j\phi_1 + \phi_j(z) + \delta_j \right) \quad (37)$$

ここで、 $a_j = eA_j/mc^2$ ($A_j = cE_j/\omega_j$), $\beta_z = v_z/c$, $F_j \equiv J_{j-1}(\alpha_j) - J_{j+1}(\alpha_j)$ ($\alpha_j \equiv k_j K^2/4k_w \gamma^2$), ϕ_1 は基本波に対する粒子位相、 ϕ_j は相互作用にともなう j モードの電磁波の位相変化 ($d\phi_j/dz = \delta k_j$, $\delta k_j \equiv k_j - \omega_j/c$) である。(37) 式は $\epsilon \equiv \Delta\gamma(=|\gamma - \gamma_0|)/\gamma_0 \ll 1$ を仮定すると、以下のように近似的に解くことができる。

$$\gamma(\xi, \Delta\xi) - \gamma_{\text{ini}} = \sum_j H_j \left[\Delta z \sin(j\xi + \delta_j) + \Delta z^2 \left(\frac{2}{3} j\epsilon + \frac{1}{2} \delta k_j \right) \cos(j\xi + \delta_j) \right] \quad (38)$$

ここで、 $\tilde{z} \equiv k_w z$, γ_{ini} はアンジュレータ入口 ($z=0$) での粒子のエネルギー、 ξ は基本波 ($j=1$) の動重力ポテンシャルに対する粒子の位相 ($-\pi \leq \xi \leq +\pi$), $H_j = -K a_j k_j F_j / \beta_z \gamma_{\text{ini}} k_w$ である。ここで、右辺の第1項は共鳴条件を保ったコヒーレント的な相互作用 [(32) 式参照] を表し、第2項は有限なエネルギー広がり電磁波の波数変化に伴う非コヒーレント的な効果を表す。今、 $\xi \rightarrow \xi_j$ (j 番サンプルの位相), $\gamma(\xi, \Delta z) - \gamma_{\text{ini}} \rightarrow \langle \Delta\gamma \rangle_j$ として、(37) 式をサンプル内部で平均し非コヒーレント的な効果は小さいとして無視すると、各サンプルにおけるエネルギーのずれ幅

$$\langle \Delta\gamma \rangle_j = - \sum_{j(\text{odd})} \langle H_j \rangle_j \Delta z \sin(j\xi_j + \delta_j) \quad (39)$$

が得られる。したがって、各サンプルの平均変位 $\langle \Delta\gamma \rangle_j$ が計測されれば、フーリエ逆変換により (E_j, δ_j) を決定することができる。(39)式の“-”符号はゆらぎを打ち消す方向にキックを行うためである。サンプル内で有限なエネルギー広がりあるいは波数変化に伴う位相混合が起きますと、ストカスティック冷却法と同様(38)式のコヒーレント項により理想的なキックが阻害される。それを避けるためには、相互作用距離 Δz を短くして、大きなレーザーパワーで短時間にキックする必要がある。従ってこの非コヒーレント項から、冷却に対する初期のエネルギー広がりやとビーム密度に対する上限が決まる。この条件は初期のエネルギー広がりに対しては、

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma_0} < \frac{3}{2j\Delta z} \quad (40)$$

で与えられ、短い Δz に対しては初期に大きなエネルギー広がりがあっても冷却が可能であることを示している。なお、ビーム粒子をキックするとその反作用を電磁波が受けるため、(37)式における (a_j, ϕ_j) は Maxwell 方程式と連動している。

この手法による自己無撞着な冷却シミュレーション(実空間1次元)の結果が Fig.14 に示されている。 $E_b = 200\text{MeV}$ ($\gamma_0 \approx 392$), $l_b \approx 2\text{mm}$, 初期のエネルギー広がり $\Delta\gamma/\gamma_0 \approx 3\%$ の電子ビームに対して、 $\omega_L/2\pi = 150\text{GHz}$ の基本波が選ばれ、 $n = 128$ のサンプル(分割数)に対し32の奇数高調波が用いられている。Fig.14(a)は初期の位相空間 (ξ, γ) におけるビーム分布、(b)(c)はそれぞれ $N_{\text{turn}} = 1000$ および $N_{\text{turn}} = 6000$ 周回後の分布を表しており、エネルギーと空間の両方向が冷却されている様子がわかる。Fig.14(d)は $N_{\text{turn}} = 1000$ 周目のキック場が空間分布を示している。Fig.15(a)は異なったサンプル数(レーザーの高調波数)に対するビームエミッタンスの周回依存性を示しており、サンプル数が少なくなると冷却効率が低下しているのがわかる。このようなビーム冷却は、エントロピーの収支の観点からも観察することができる。全系のエントロピーは保存することを考えると、粒子ビームのエントロピーが減少していれば、その反作用としてレーザー場のエントロピーが増加していることになる。レーザー波束がビームをキックすると反跳を受け散乱されるため、その波束を構成する各々のフーリエ振幅と位相 (a_m, ϕ_m) に微小変化 $(\Delta a_m, \Delta \phi_m)$ を生じる。今、 $(\Delta a/a, \Delta \phi)$ をレーザー散乱に関する位相空間と考え、冷却過程においてこの統計分布を計測してみる

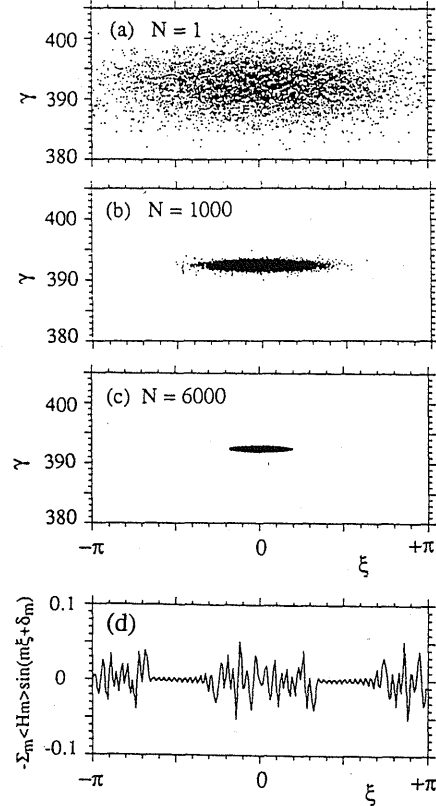


Fig. 14 (a) Beam distribution in phase space at (a) $N=1$ (initial), (b) $N=1000$ turn, and (c) $N=6000$ turn. (d) shows the spatial distribution of kick field at $N=1000$ turn [31].

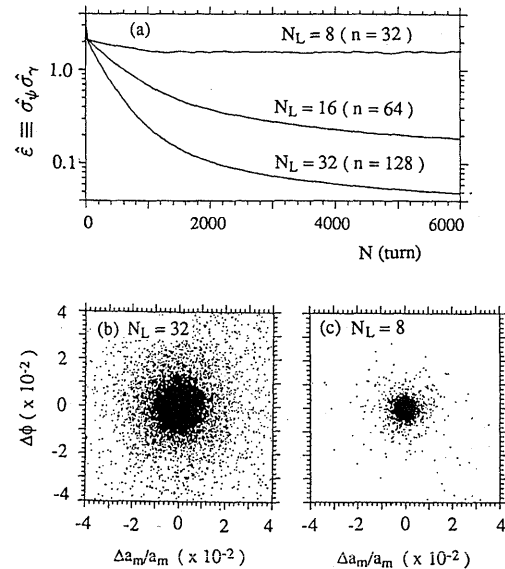


Fig. 15 (a) Turn number dependence of emittance in different number of sample. (b) and (c) show the phase space of laser field $(\Delta a_m/a_m, \Delta \phi_m)$ for $N_L = 32$ and $N_L = 8$ case, respectively [31].

と興味深い。Fig.15(b), (c)は高調波数が $N_L = 32$ と $N_L = 8$ の場合に、全周回 (6000回) について $(\Delta a_m/a_m, \Delta \phi_m)$ プロットしたもので、電子ビームが冷却されている時ほど散乱レーザーの位相空間は広がっており、よりレーザーが加熱されている様子がわかる。

この手法を用いるためには、ビームの位相空間情報(ゆらぎ)をあらかじめ特定のパンド幅で収集し、それに従ってレーザー波形を高速に整形する技術が必要となる。位相空間のゆらぎの計測を行うにあたっては、次節で解説するようなアンジュレータによる自発放射光の周波数分析を高速で行うか、あるいはトムソン散乱のようなレーザー散乱法を用いることが検討されている。

4.3 光学的ストカスティック冷却法

Zolotarev と Zholentz[32]は、前節のレーザー・ビート波冷却と類似しているが、外部レーザーと異なりアンジュレータからの自発放射光をそのまま増幅しkick場として用いる「光学的ストカスティック冷却法」を提案している。この概念図が Fig.16に示しており、ピックアップ (U_1) およびキッカー (U_2) として同じ K -パラメータを持つアンジュレータが用いられ、また光学領域 ($0.3\mu\text{m} \sim 1\mu\text{m}$) のレーザー増幅器が設置されている。また、ビームとしては電子系・イオン系の両方を想定している。

最初に冷却原理を単一粒子描像で考える。(U_1) の入口に到来したバンチビーム中の i 番目のテスト粒子は、アンジュレータにより z 方向に伝播する自発電磁波を放射する。これを簡単のため、以下のような単色波

$$E_i(z, t) = E_0 \sin(kz - \omega t + \phi_i) \quad (41)$$

で近似する。このときの電磁波の特徴的な波長はやはり前節(36)式で与えられ、また ϕ_i はテスト粒子に対する電磁波の位相を表す。テスト粒子が放射する電磁波の特徴的な長さ l_s は、 M 周期のアンジュレータ考えると (U_1) の出口で $l_s = M\lambda$ となり、テスト粒子の前方に位置する。この距離 l_s が光学冷却系のサンプル長になる。また、テスト粒子はバイパスを通過した後kickアンジュレータ (U_2) に到達する。今 (U_1) からkickアンジュレータ (U_2) まで、増幅器まで含めた電磁波の伝播する光学距離と運動量広がり Δp_i のない理想的なテスト粒子のバイパス距離 l_0 を精密に調整し、Fig.16に示されているように (U_2) の入口でテスト粒子が電磁場のゼロの位相に位置するようにする。すなわち $\Delta p_i = 0$ テスト粒子が (U_1) で放射した電磁場とふたたび (U_2) で相互作用をするとき、このテスト粒子は力を受けない。一方、設計値からの運動量変位があるような粒子 ($\pm \Delta p_i \neq 0$) に対しては、バイパス距離が l_0 から $l_i = l_0 \pm \Delta l$ ($\Delta l \propto \pm \Delta p_i$) に変化する。このためアンジュレータ (U_2) の入口で、 $\Delta p_i > 0$ の粒子に対しては到達時間が t_i ($\equiv l_i/c$) $> t_0$ ($\equiv l_0/c$) となり、変位がない粒子に対しては後方位相に、また $\Delta p_i < 0$ の粒子 ($t_i < t_0$) に対しては前方位相に位置し、共に運動量が設計値に更正されるように電磁場からコヒーレントなkickを受ける。このときの (U_2) におけるテスト粒子 (i) の相互作用を記述する運動方程式は(37)式とほぼ同じで、電磁波とアンジュレー

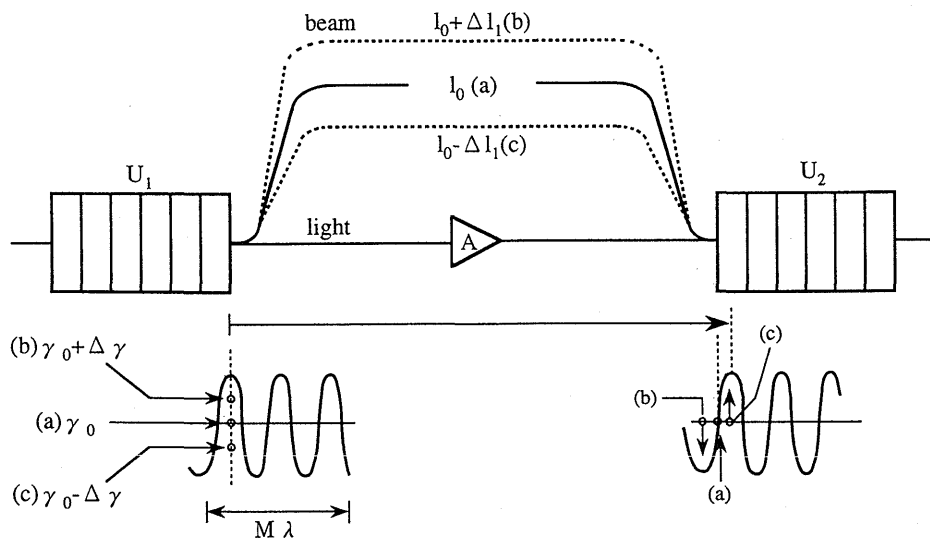


Fig. 16 Optical stochastic cooling system in storage ring.

タの作る動重力ポテンシャル中における粒子の運動として

$$\frac{dp_i}{dz} = \frac{gE_0 q K}{\sqrt{2}\gamma_i c} F \sin \left[\int_0^z \left(k + k_w - \frac{\omega}{v_{zi}} \right) dz - \omega(t_i - t_0) \right] \quad (42)$$

で与えられる。ここに、 q は粒子の電荷、 $F = F_{j=1}(\alpha_{j=1})$ [(37)式参照] である。また、 g は(41)式で与えられる自発放射の光学増幅器 (A) における増幅因子で、「ゲイン」に対応し、ビーム粒子の平均的な運動量広がりや (U_2) の相互作用長から決められる。相互作用中の粒子と電磁波の位相変位を無視 ($k + k_w - \omega/v_{zi} = 0$) すると、粒子の運動量変化 Δp_i は、 $\Delta \phi_i = -\omega(t_i - t_0) = -k(l_i - l_0)$ として(42)式から

$$\Delta p_i = G \sin(\Delta \phi_i), \quad G = \frac{gE_0 K M \lambda_w}{\sqrt{2} c \gamma_i} \quad (43)$$

で与えられ、確かに $t_i > t_0$ に対して $\Delta p_i < 0$ 、 $t_i < t_0$ に対して $\Delta p_i > 0$ となり、運動量が更正される。ここでは省略するがアンジュレータ (U_2) におけるリングの分散関数 (およびその微分) を定義することにより、進行方向のエネルギーのキック量から横方向 (X - Y 面内) のキック量が決定される。(43)式はストカスティック冷却における(32)式のコヒーレント項に対応する。

しかし、このようなテスト粒子のコヒーレント的なキックは前節と同様、バンド幅 W の有限性による非コヒーレント的な効果を受ける。今この冷却系におけるバンド幅 W は、テスト粒子がアンジュレータ (U_1) で放射する電磁波の空間長 $l_s = M\lambda$ から $W = \omega/2\pi M$ で与えられる。そのためテスト粒子は、その粒子の後方 l_s に位置する ($N_s - 1$) 個のサンプル粒子が放射する電磁波の影響を受ける。このときのテスト粒子の受ける運動量変化は、テスト粒子と他のサンプル粒子の放射する電磁波の和として

$$\Delta p = G \sin(\Delta \phi_i) + G \sum_{j \neq i} \sin(\Delta \phi_i + \Psi_{ji}) \quad (44)$$

となる。ここで、 $\Psi_{ji} = \phi_i - \phi_j$ はテスト粒子とサンプル中の j 番目粒子の作る電磁波の位相差を表す。前節と同様の操作により、 Δp の代わりに $\Delta(p^2) = p_c^2 - p^2$ ($p_c = p + \Delta p$) および冷却時間 τ_p^2 を評価することができる。ここでは、原理の解説にとどめ詳細は省略するが、冷却系の最適化を図った場合、運動量 (およびエミッタンス) 冷却時間は $1/\tau_p = 1/2eN_s T$ で評価され、前節のストカスティック冷却とほぼ同じ結果を与える。ここでサンプル粒子 N_s は $N_s = NM\lambda/l_b$ (l_b : バンチ長, N : バンチの

中の粒子数) で与えられる。テスト粒子がアンジュレータ (U_1) を通過した後のスペクトの広がり $\Gamma = \Delta\omega/\omega \sim 1/M$ ($\Delta\omega = 2\pi W$) で与えられ、波長として $\lambda = 0.5 - 1\mu\text{m}$ の光学領域を用い、 $M = 10 - 20$ ピッチとすると $\Gamma = 10 - 20\%$ となり、既存のレーザー増幅器の使用が可能になる。 Γ および N を用いると冷却時間は

$$\frac{1}{\tau_p} \simeq \frac{N\lambda}{2e\Gamma l_b} \quad (45)$$

で評価される。例えば、150 MeV の電子リングで、バンチ長 $l_b = 2.5\text{cm}$ 、 $N = 5 \times 10^9$ 、エネルギー広がり $\Delta\gamma/\gamma = 0.1\%$ のパラメータを用いると増幅因子 $g = 350$ (増幅器出力 5W) に対して $\tau_p = 15\text{ms}$ 程度の減衰時間となる。この値はシンクロトン放射冷却と同程度の時間スケールであり、電子シングに応用するには若干難点がある。この手法を陽子・反陽子リング (例えばフェルミ研究所の TEVATRON) に応用すると、バンチあたり 10^{11} 個の陽子に対して 2-5min 程度の冷却時間が期待できるとしている。

この冷却時間は、バンド幅をマイクロ波帯から格段に向上させた点で前節で解説した「レーザービート波冷却法」とともに斬新なアイデアであるが、いくつかの問題点が考えられる。この冷却法では確かにバンド幅 ($W = \omega/2\pi M$) は、例えば $\lambda = 1\mu\text{m}$ 、 $M = 10$ ピッチで $W = 3 \times 10^{13}\text{sec}^{-1}$ で確かに短い、増幅器からキックアンジュレータ (U_2) で送られる電磁波は $f = \omega/2\pi$ という高周波のキャリア波が付加している“band-pass”フィルターに対応し、サンプル内で周波数変調信号となるため粒子のキックは統計的で非コヒーレンス性が強い可能性がある。さらに、テスト粒子をアンジュレータ (U_2) で (通例の FEL のように) 共鳴的にキックを加えようとした場合、バンド幅 W が広帯域のため共鳴条件 [(42)式において $k + k_w - \omega/v_{zi} = 0$ の条件] が短い相互作用時間で破れてしまい、粒子間の実効的な混合 (mixing) が大きくなる可能性もある。これらの点を今後シミュレーションによる評価も含め検討して行く必要がある。

5. あとがき

以上、レーザーもしくは広く光 (電磁波) を用いた荷電粒子ビームの冷却法について、最近の話題の中から幾つか例を取り上げ解説を試みた。「冷却」ということが現在 (もちろん過去からではあるが) 注目され、斬新なアイデアに基づき精力的に研究され始めたことにはそれなりの理由があるようである。一つはいうまでもなく

ビームの「高品質化」に対する強い要請である。荷電粒子ビームは物理学のあらゆる分野で活躍するが、実験が精密になればなる程、良質のビームが必要となるし、また自由な位相空間制御の必要性も増大する。もう一つは、近年のレーザー技術の目ざましい発展によるもので、1章でもふれたが、特に1985年に始まった Mourou 等による CPA (Chirped-Pulse Amplification 法とその発展) および固体レーザー素子 (チタンサファイア等) の開発による T^3 (Table Top Terawatt) レーザーの出現[2,3] にも大いに起因していると言える。この T^3 レーザーは、パルス長が 1psec 以下でテラワット以上の高出力が可能なコンパクトなレーザーで、可視領域に広い周波数帯域を持っているのが特徴である。このためレーザー波形の整形が比較的容易でかつパルス長が極めて短いため、「まえがき」で述べたフィードバックによる高速冷却の必要条件である「よりこまかな情報収集と制御」に適しており、実際、光学冷却、レーザービート冷却、非線形トムソン散乱冷却等はこれらの性質を最大限利用したのものである。また、シンクロトロン放射や FEL あるいはチャンネリング放射等の放射光源は高品質のビームを必要とするが、ここで解説した冷却法はそのような放射機構を逆に高品質ビームを獲得するために利用しようとするもので、放射光を獲得する以上の困難性を有するものである。このように荷電粒子系の「冷却」とは光学レベルでの「精密科学」の分野に属し、理論と共に調密な技術が必要とするものである。最近のめざましいレーザー技術の発展を背景に、今後の飛躍的な発展が望まれる。

謝 辞

本解説にあたり、レーザー冷却に関して有意義な議論をしていただいたテキサス大学田島俊樹教授、ローレンス・バークレー研究所ビーム物理グループ長 Swapn Chattopadhyay 教授に感謝申し上げます。また、原研においてビーム冷却研究を援助していただいている原研先端基礎研究センター伊達宗行センター長に感謝申し上げます。

参考文献

- [1] J. Liouville, Journ. de Math. **3**, 349 (1838).
- [2] D. Strickland and G. Mourou, Opt. Commun. **56**, 219 (1985); P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot and G. Mourou, IEEE J. Quantum Electron. QE-24,398 (1988).
- [3] M.D. Perry, F.G. Patterson and J. Weston, Opt. Lett. **15**, 1400 (1990).
- [4] H. Goldstein, Classical Mechanics, Addison Wesley, Reading, MA (1980), p. 426; A.J. Lichtenberg, Phase Space Dynamics of Particles, Wiley, New York (1969).
- [5] H. J. Bisognano, Statistical Phenomena in Particle Beam, in Physics of High Energy Particle Accelerators, AIP Conf. Proc. No. 127, eds. by M. Month, P.F. Dahl and M. Dienes (American Institute of Physics, New York, 1985), p.443.
- [6] A. Lenard, Ann. Phys. (N.Y.) **10**, 390 (1960). ; R. Balescu, Phys. Fluids **3**, 52 (1960).
- [7] G.I. Budker, Proc. Int. Symposium on Electron and Positron Storage Rings, Saclay, 1966 (PUF, Paris, 1967), p. II-1-1.; G.I. Budker and A.N. Skrinsky, Sov. Phys. -Usp. **21**, 277 (1978).
- [8] A.N. Skrinsky, Int. Conf. on High Energy Physics, AIP Conf. Proc. **68**, 1056 (1980); D. Neuffer, Part. Accel. **14**, 75 (1983).
- [9] S. Van der Meer, Stochastic Damping of Betatron Oscillation in the ISR, CERN/ISR-PO/72-31, 1972 (unpublished); D. Mohl, G. Petrucci, L. Thorndahl and S. Van der Meer, Phys. Rep. **58**, 73 (1980).
- [10] K. Robinson, Phys. Rev. **111**, 373 (1958); M. Sands, Phys. Rev. **97**, 470 (1955).
- [11] M. Sands, The Physics of Electron Storage Rings, An Introduction, SLAC report SLAC-121, 1970 (unpublished).
- [12] P. Sprangle and E. Esarey, Phys. Fluids B **4**, 2241 (1992).
- [13] P. Sprangle and E. Esarey, High Brightness Beams for Advanced Accelerator Application, AIP Conf. Proc. **253**, ed. by W. Dester and S. Guharay (American Institute of Physics, New York, 1992), p. 87.
- [14] J.D. Jackson, Classical Electrodynamics (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1975).
- [15] V.Y. Epp and G. K. Razina, Nucl. Instr.Meth. **A307**, 562 (1991).
- [16] L. Landau and E.M. Lifshitz, The Classical Theory of Fields, Pergamon Press Ltd., Oxford, 1981.
- [17] F.C. Michel, Phys. Rev. Lett. **48**, 580 (1982).
- [18] T. Nakazato et al., Phys. Rev. Lett. **63**, 1245 (1989).
- [19] J.S. Nodvick and D.S. Saxon, Phys. Rev. **96**, 180 (1954).
- [20] P. Goldreich and D.A. Keeley, Ap. J. **170**, 463 (1971).
- [21] J. Schwinger, Phys. Rev. **75**, 1912 (1949).
- [22] J.K. Koga, T. Tajima and Y. Kishimoto, Cooling of Charged Particle Beams using Coherent Synchrotron Radiation, in Tamura Symposium on Accelerator

- Physics, AIP Conf. Proc.* (to be published), edited by T. Tajima (American Institute of Physics, New York, 1995).
- [23] S. Schroeder *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2901 (1990).
- [24] J.S. Hangst *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4432 (1995).
- [25] W.D. Phillips and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 516 (1982).
- [26] A. Rahman and J.P. Schiffer, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1133 (1986).
- [27] P.J. Channell, *J. Appl. Phys.* **52**, 3791 (1981).
- [28] Z. Huang, P.Chen and R. Ruth, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1759 (1995).
- [29] T. Tajima and M. Cavenago, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1440 (1987).
- [30] 例えば, W.A. Harrison, *Solid State Theory* (McGraw-Hill, New York, 1970).
- [31] Y. Kishimoto, T. Tajima, D.L. Fisher and K. Mima, Cooling and Phase Space Control by using Laser-Undulator Beat Wave, in *Tamura Symposium on Accelerator Physics, AIP Conf. Proc.* (to be published), ed. by T. Tajima (American Institute of Physics, New York, 1995).
- [32] M.S. Zolotarev and A.A. Zholents, *Phys. Rev. E* **50**, 3087 (1994) ; A.A. Mikhailichenko and M.S. Zolotarev, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 4146 (1993).