

1. はじめに

高エネルギー物理学の先端を研究するために、より高いエネルギーの粒子ビームが要求されており、これまでの技術の延長で考えられる粒子加速器は巨大なものになりつつある。例えばヨーロッパ連合の CERN 研究所の電子-陽電子(e^+ , e^-)衝突型加速器である LEP 計画では周長 27 km の電子シンクロトロンを建設し、70 GeV \times 70 GeV の e^+ , e^- ビームを加速、蓄積し、互いに衝突させて散乱実験を行なおうというものである。一方米国ではいわゆる SSC 計画が検討されており、それによると周長 100 km に近い陽子シンクロトロンを建設し、約 20 TeV \times 20 TeV のエネルギーで陽子-反陽子(p , \bar{p})の衝突実験を行なおうとしている。ここまで加速器が巨大になると現在の手法ではもはや限界に近いと考えざるを得ず、「より高いエネルギーの粒子ビームを、よりコンパクトな加速器によって発生することはできないか?」と考えるのは当然のことである。ここ数年来、電磁波をより小さい空間に閉じ込めることによって強い加速電場を発生する方法や、レーザー光の強力な電場を利用する粒子加速の方法等が考え出され、精力的に研究が行なわれている¹⁾。

ここではこれらの新しい加速方式のうちから wake field accelerators, two beam accelerators, inverse free electron laser accelerators について簡単に紹介することにする。

2. Wake Field Accelerators

加速器等のビーム・パイプ中を通過する荷電粒子ビームは常に自分自身の発生する電磁場をひきずって走っており、それによってビーム・パイプ内面に逆向きの電流を誘導している。このように加速器中で加速される荷電粒子ビームは、常にビーム・パイプと電磁的に相互作用しながら走っている。どのような電磁場が発生しているかは、Maxwell の電磁方程式を解くことで求めることができるが、一般に境界条件が複雑なため解析的に求めることは特別な場合を除いて困難であるが、ビーム不安定性の問題と絡んでこれまでよく研究されてきた。

加速空洞のようにビーム・パイプの断面が急激に変化している所をビーム・バンチが通過すると、そこでビーム・バンチが発生している電磁場が乱れ、空洞の共振周波数で振動する電磁場が誘起される。誘起された電場のビーム軸方向成分が大きくなった時に、第 2 のビームを空洞を通過させると、第 2 のビームは励起された

電場によって加速あるいは減速されることになる。一方第 1 のビームは自分自身の誘起する電場によって減速されてエネルギーの一部を失ない、またビーム・バンチ内の各点で感ずる電場は一樣ではないためビーム不安定性の原因となる。このようなビームによって発生する電磁場を "wake field" と云う。そこで第 1 のビームによって励起された wake field をどこか一点に集中させることができれば、弱い電場から強い電場を作ることができ、効率よく第 2 のビームの加速に利用することができる。これはちょうど電気回路における変圧器と同じような原理であり、そのような装置は "wake field transformer" と呼ばれる。変圧器において大電流ではあるが低電圧の 1 次電圧を昇圧して、小電流ではあるが高電圧を得ることができることに対応して、wake field transformer では低エネルギーで大強度の 1 次ビーム (driving beam) によって、低強度の 2 次ビーム (accelerated beam) を高いエネルギーに加速することができる。

図 2.1 は CERN で計画している 70 GeV \times 2 の e^+e^- 衝突型加速器 LEP の加速空洞の中を、軸方向電荷分布がガウス型であるような電子ビームバンチが通過するときの wake field の時間変化を計算したものである²⁾。このような空洞では加速に有効な wake field が小さいので他の形状の空洞を考える必要がある。そこで任意の形状のビーム・パイプや空洞に誘起される wake field を計算するため、T. Weiland 達は任意の境界条件のもとで Maxwell の電磁方程式を直接解く TBC1 という計算プログラムを開発し、それによって wake field accelerator として効率のよい空洞として図 2.2 に示すような wake field transformer cavity を提唱し、現在 DESY 研究所で試験器が建設されつつある^{3, 4, 5)}。

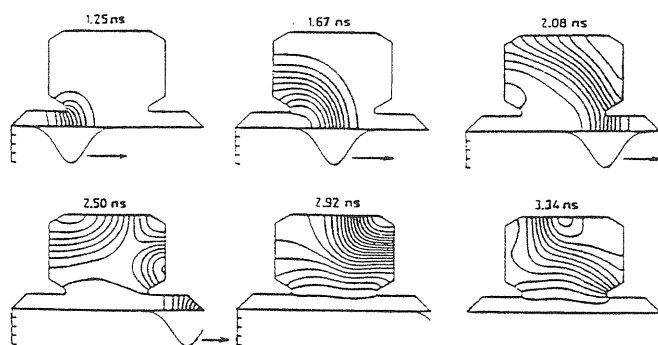


図 2.1 LEP の RF 空洞中(1 単位)をバンチ長 4.5 cm のガウス型分布をした電子ビーム・バンチが通過するときの wake field の変化。
(T. Weiland: Proc. of the 11th Int. Conf. on High-Energy Acc., Geneva, 1980, p. 570 より転載)

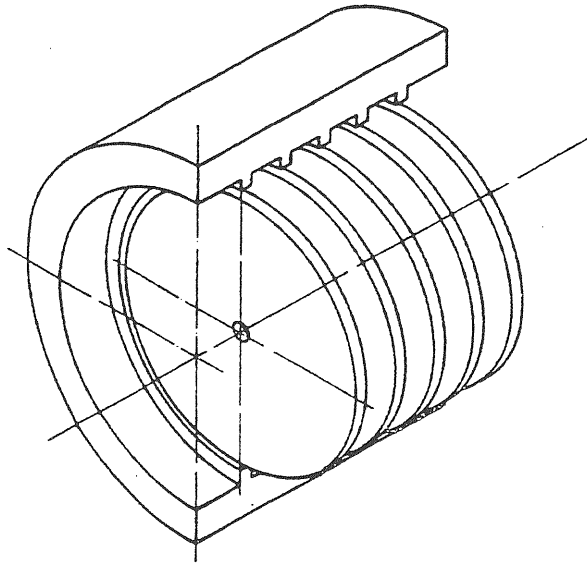


図 2.2 DESY 研究所で提案された wake field transformer。pill-box 型空洞を多数シリーズに重ねた構造になっている。(G. A. Voss and T. Weiland : DESY 82-074 より転載)

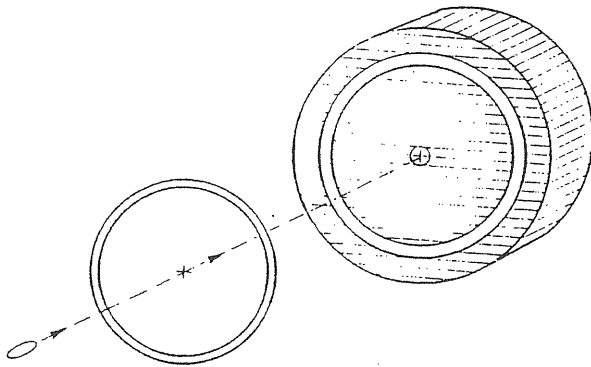


図 2.3 図 2.2 の wake field transformer の 1 単位。pill-box 型空洞に driving beam の通るリング状のスリットを設けた構造になっている。(T. Weiland : KEK 84-1 より転載)

この空洞の 1 単位は図 2.3 のような浅い円筒容器状の形をしていて (pill-box cavity と呼ばれる), リング状にバンチした driving beam は空洞の前面と後面の外縁に近い所に設けられているリング状のスリットを通過して空洞中に wake field を誘起し, accelerated beam は中央の小さな穴を通過して加速される。この空洞では図 2.4 のように driving beam が誘起する空洞内の電場はほとんどビームの軸方向を向いており, 外壁で反射されて中心軸上に集中してくる。電場が中心軸上に集中するとそこでは電場が非常に強

くなるので, 電場の向きが粒子を加速する方向に向いている時に accelerated beam が空洞に入射されると, 強い電場で加速され大きなエネルギーを得ることができる。いったん中心軸上に集まった電場は再び外へ向かって発散していき, 再び外壁で反射されて集まってくる。このようにして空洞内の電場は空洞の寸法で決まる周期で振動する。中心軸上に集中した電場の向きが前と逆向きするとき, 前と逆の電荷を持った粒子を入射すれば同じように加速される。

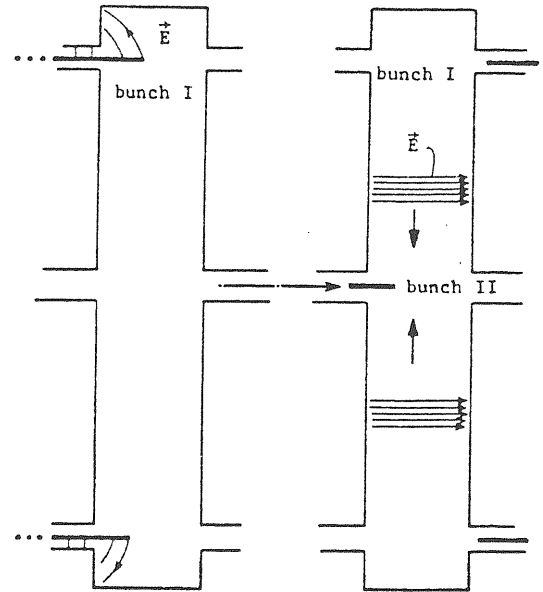


図 2.4 wake field transformer 中に誘起される wake field。(G. A. Voss and T. Weiland : DESY 82-074 より転載)

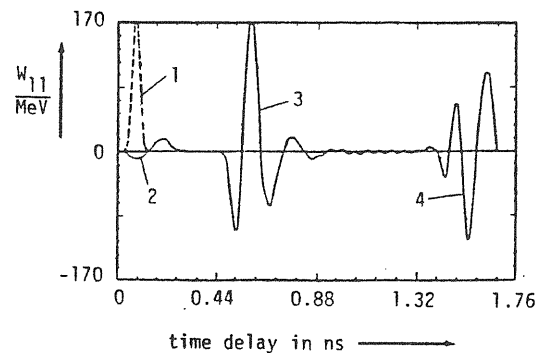


図 2.5 wake field のビーム軸方向成分の強さ。横軸は driving beam の中心から測った軸方向の距離を時間に換算したもの。カーブ 1 : driving beam の軸方向電荷分布。カーブ 2 : driving beam 自身の感ずる wake field の強さ。カーブ 3, 4 : 中心軸における wake field の強さ。カーブ 2 の 10 倍程度の wake field が発生している。(T. Weiland : KEK 84-1 より転載)

図 2.5 は driving beam の中心から軸方向に測った距離をビームの速度（ここでは相対論的速度で走っている電子を考えており光速に等しい）で割って時間に換算した距離を横軸にとって、中心軸上に発生する wake field の強さを計算した例である。図でカーブ 2 は driving beam が自分で感ずる wake field であって、driving beam は自分の作る wake field で減速される。カーブ 3 は中心軸上に発生する wake field であり、この10倍程度の電場が発生している。カーブ 4 は外壁で反射して再び中心に集まってきた wake field の強さである。

以上述べた DESY で試験されようとしている wake field transformer による単位長さ当りの加速エネルギー（加速勾配と云う）は約 200 MeV/m に達するものと期待されている。普通の linac や synchrotron 等の加速勾配が数 MeV/m ~ 10 MeV/m 程度であることを考えると、この値がいかに大きいものか実感できるであろう。このような wake field accelerator を用いることによって、1 TeV × 1 TeV の e⁺e⁻衝突型線型加速器（linear collider）を約 16 km 程度の長さで実現できる可能性がある。表 2.1 はそのような linear collider のパラメータの例である。

表 2.1 wake field accelerator による 1 TeV × 1 TeV の linear collider のパラメータの例。wake field transformer を 6 × 10¹² 個の電子を含む driving beam bunch でドライブすることにより、6 × 10¹⁰ 個の電子を含む accelerated beam bunch に対して 200 MeV/m の加速勾配が得られるとしている。（T. Weiland : KEK84-1より転載）

center of mass energy	E ₀	= 2 TeV
total length	L _{tot}	= 16 km
preaccelerator shunt impedance	R' _s	= 30 MΩ/m
" geometric impedance	R'/Q	= 1 kΩ/m
resonant frequency	ω	= 2π × 1 GHz
installed peak power	\hat{P}	= 104 GW
pulse length of rf	τ	= 10 μs
repetition rate	f	= 200 Hz
average power	<P>	= 200 MW
peak gradient of preaccelerator	g _{conv}	= 25 MV/m
length of conventional preaccelerator	L _{conv}	= 2500 m
charge in driving bunch	q ₁	= 10 ⁻⁶ C
peak gradient of wake field transformer	g _{wake}	= 200 MV/m
transformation ratio	t	= 20
length of wake field transformer	L _{wake}	= 5000 m
charge in high energy bunch	q ₂	= 10 ⁻⁸ C
over all efficiency	η _{total}	≈ 2 %

3. Two Beam Accelerators

高エネルギー粒子加速器における荷電粒子の加速は、一般に高周波空洞に閉じ込められた高周波電場によって行なう。当然のことながら電場が強い程加速エネルギーが大きくなる。空洞の大きさは高周波電磁波の波長程度の大きさであるから、周波数が高い程その波長は短くなり空洞の大きさも小さくてすむ。空洞内に蓄えられている電磁波の総エネルギーは

$$\frac{1}{2} \iiint_V (\epsilon |\mathbf{E}|^2 + \mu |\mathbf{H}|^2) dV$$

で与えられるから空洞の体積 V に比例する。従って蓄えられているエネルギーが同じならば、体積の小さい方が中に存在する電場の強さが強いことになる。また空洞内の放電に対しても一般に周波数の高い方が有利になる。そこで周波数を 30 GHz 以上にし、高周波電力のパルス巾を十分短かくすることで耐放電性を上げ、かつ進行波型の高周波加速空洞を用いることで、200 MV/m 以上の加速電場に耐えられる加速空洞を作ることが可能であろうと考えられている^{6,7,8)}。

そこで加速勾配 250 MeV/m が実現できたと仮定して、10¹¹ 個の電子を含む電子ビーム・バンチを 1 KHz の繰り返してこの加速勾配で加速すると、ビームに与えられる電力は 4.0 J/m になる。加速空洞に加えらる高周波電力の 20% が加速に有効に使われるものとする、必要な高周波電力は 20 J/m となる。ここで長さ 1.5 km × 2 で 375 GeV × 2 の linear collider を実現すると考えると、加速に必要な高周波電力は 30 MW × 2 となる。しかしながら現在数 GHz 以上の高い周波数でこのような大電力を供給できる高周波源として適当なものがない。そのためクライストロン等の大電力高周波源の開発が進められているが、free electron laser を高周波源として利用するいわゆる two beam accelerator が A. M. Sessler 達によって提唱された^{8,11)}。

free electron laser については 4 節で簡単に触れるが、その原理は図 3.1 に示すように⁹⁾ ビームの軌道と垂直方向に周期的な交番磁場を作るように並べられた wiggler magnet（これを undulator と呼ぶ）によって、進行方向と垂直方向に振動しながら相対論的速度（v ≈ c）で走っている電子ビームにレーザー光のような干渉性の電磁波を通すと、電子の振動の波長 λ₀ と電磁波の波長 λ がある共鳴条件を満している場合には電子から電磁波にエネルギーが受け渡され、電子ビームのエネルギーが減少すると共に電磁波の強度が増加するというもので、一種の光増幅器であり非常に大強度の光、即ち電磁波を発生することができると期待されている。当然この逆過程も考えられる訳で、光によ

って電子ビームのエネルギーを増加させるように考えられたものを inverse free electron laser と呼んでいる。

例えば free electron laser をドライブする電子ビームのエネルギーを 3 MeV, 強度を 1kA, そのバンチの時間幅を 25nsec 程度とすることで, 30GHz の高周波電力を free electron laser の単位長さ当り約 25J/m の割合で発生することができると考えられている⁸⁾。従ってこの高周波電力を 80% の効率で加速空洞中に導くことができれば, 10^{11} 個の電子を含むビーム・バンチに対して加速勾配 250 MeV/m を得ることができることになる。一方 free electron laser の driving beam は大電力の

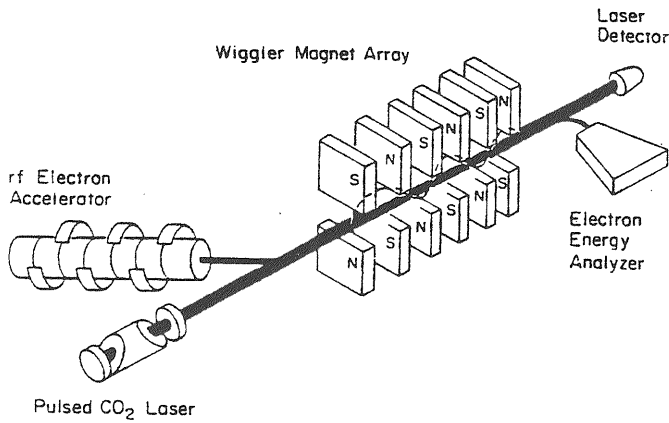


図 3.1 LANL 研究所における free electron laser によるレーザー光増幅実験の概略図。(P.L. Morton: Proc. of the 12th Int. Conf. on High-Energy Acc., Fermilab, 1983, p. 447 より転載)

高周波を放出してエネルギーを失うので, ビーム軌道の途中で普通の加速方式で加速して常にエネルギーを補給してやらなければならない。以上のような加速方式を概念図として書くと, 図 3.2 のような構成になるであろう¹⁾。free electron laser の driving beam を加速する時のエネルギー受授の効率を 50% 程度と仮定すると, 全体のエネルギー効率は $0.2 \times 0.8 \times 0.5 = 8\%$ 程度となる。従って 10^{11} 個の電子を含む電子ビーム・バンチが 250 MeV/m の加速勾配で 1.5 km 走るうちに 375 GeV に加速されると, ビームを加速に必要な正味の電力は 6×10^9 J であり, くり返しを 1 KHz とすると 6 MW になる。全体の効率を 8% とすると, 1.5 km \times 2 の長さの 375 GeV \times 2 の linear collider に対して, 75MW \times 2 の電力を driving beam の加速に投入することになる。

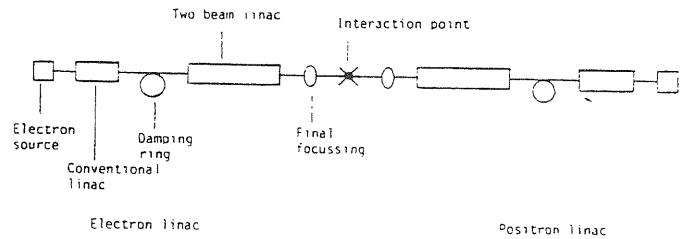


図 3.3 two beam accelerator による 375GeV \times 375GeV の linear collider の概念図。250 MeV/m の加速勾配を得ることができれば, 全長 5 km 以下で実現可能となる。(A.M. Sessler: Proc. of the 12th Int. Conf. on High-Energy Acc., Fermilab, 1983, p. 445 より転載)

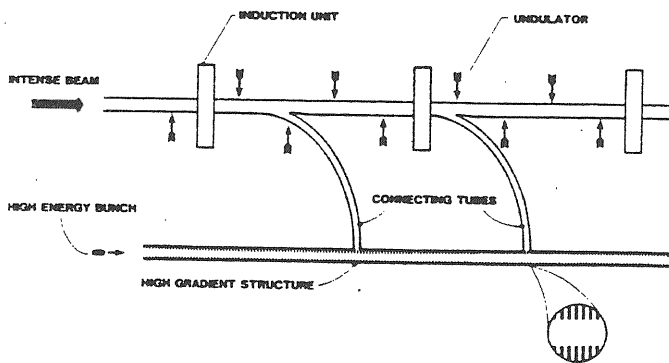


図 3.2 two beam accelerator の概念図。低エネルギー (~3 MeV 程度) で大強度 (~1kA 程度) の電子ビームを用いた free electron laser で発生した 30 GHz の高周波電力を, 高い加速勾配をもつ加速空洞に共給して高エネルギーの電子ビームを加速する。(A.M. Sessler: Proc. of the 12th Int. Conf. on High-Energy Acc., Fermilab, 1983, p. 445 より転載)

表 3.1 two beam accelerator による 375GeV \times 375GeV の linear collider のパラメータの例。(A.M. Sessler: Proc. of the 12th Int. Conf. on High-Energy Acc., Fermilab, 1983, p. 445 より転載)

Nominal particle energy	375 GeV
Total length of the electron linac	2.0 km
Gradient of the conventional linac	25 MeV/m
Gradient in the Two-Beam Accelerator	250 MeV/m
Average power consumption	150 Mw + 150 Mw
Overall efficiency	8%
Repetition rate	1 kHz
Energy of driving beam	3 MeV
Driving beam length	25 nsec
Driving beam current	1 kA
Number of high-energy particles	10^{11}
Length of high-energy bunch	1 mm
Focal length in high-gradient structure	10 m
Crossing point β	1.04 cm
Disruption parameter	0.9
Bremstrahlung parameter	0.05
Luminosity	$4 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$

図 3.3 に two beam accelerator による linear collider の概念図を、また表 3.1 に上の estimation とは少し違うものであるが linear collider のパラメータの一例を示す¹¹⁾。ここで付け加えておくと、波長の短い加速高周波を用いた高い加速勾配の linac は、大電力で短波長の高周波源があれば可能となり得るものであり、4 - 6 GHz でそのような大電力の高周波を発生するものとして P. B. Wilson 達が提唱しているような photocathode microwave device⁶⁾、いわゆる lasertron のようなものも研究されている¹⁰⁾。

4. Inverse Free Electron Laser Accelerators

最後にレーザー光を利用した高エネルギーの粒子加速について述べる。レーザー光のエネルギー密度は非常に高く、従ってその電場は非常に強い。例えばパルス幅 1 nsec、ピーク・パワー 2×10^{13} W (20 J/pulse)、波長 $1 \mu\text{m}$ のレーザー光で、そのビーム・スポットの半径を 2.5 mm とするとレーザー光の電場の強さは 2.8×10^{10} V/m にも達する。この電場を荷電粒子の加速に利用できれば大きな加速勾配が得られる。しかしながら自由空間でのレーザー光の電場の向きは光の進行方向と垂直なため、そのままでは直接粒子を加速することは困難である。そこで以下のようにレーザー光の強い電磁場を加速に利用する方法がいくつか考えられている¹¹⁾。

a. Media Accelerators

媒質中にレーザー光を通して逆チェレンコフ効果を利用して加速する方式¹²⁾、及びレーザー光によってプラズマ波を励起し、それによって生ずる進行方向の電場で粒子を加速する方式等がある¹³⁾。プラズマ波を利用した加速では非常に大きな加速勾配が期待され、数 GeV/m ~ 数 10 GeV/m に及ぶ可能性があると考えられているが、高密度ガスによる散乱やプラズマ温度の制御等実現には困難な問題が多いと予想される。

b. Near Field Accelerators

回折格子の表面や誘電体表面に沿ってレーザー光を走らすと、表面から波長程度の領域では光の位相速度が自由空間中より遅くなり、進行方向の電場を発生することができる。そのような電場を利用して直接電子を加速する方式が考えられる¹⁴⁾。この場合加速される電子ビームは物質の表面の極く近傍になければならず、光の波長程度の極く細いビームか、極く薄いシート状のビームとなるであろう。加速勾配はレーザー光によ

る物質表面の熱破壊で決まり、例えば $10 \mu\text{m}$ の波長 (CO₂ レーザー) では 3 psec のパルス幅で 1 GeV/m 程度が限界ではないかとも云われている。

c. Far Field Accelerators

media accelerator や near field accelerator のように媒質によってレーザー光の速度を遅くして、電場の振動の位相と電子ビームの同期をとって電子を加速する代わりに、自由空間中で光を直進させ、電子ビームを進行方向と垂直方向に振動させることで光の電場方向の速度成分を作り、電子の横方向振動と光の振動を一定の関係で同期させることで電子を加速する方式であり、レーザー光や電子ビームの近傍には他の物質や、境界を必要としないことから far field accelerator と呼ばれる。この加速方式は 3 節で簡単に触れた free electron laser の逆過程を加速に利用するものであり、inverse free electron laser と云われる¹⁵⁾。

本節では特に c の inverse free electron laser accelerator について C. Pellegrini 達の研究を簡単に紹介しておこう^{15, 16)}。3 節の図 3.1 に示した free electron laser は wiggler magnet の配列である undulator の作る交番磁場の方向が一方方向であるような linear undulator を用いて、直線偏光したレーザー光を増幅するものであるが、ここでは計算を簡単にするため光の進行方向を z 軸方向とし、それと垂直な x 軸、y 軸方向の交番磁場が

$$B_{0x} = B_0 \cos(2\pi z/\lambda_0), \quad (4.1)$$

$$B_{0y} = B_0 \sin(2\pi z/\lambda_0), \quad (4.2)$$

で与えられるような helical undulator を考える。ここで λ_0 は undulator magnet の周期である。これに対応して円偏光したレーザー光を考えると、波長を λ としてその電場の x, y 成分は次のように書ける。

$$E_x = E_0 \sin\{(2\pi/\lambda)(z-ct) + \phi_0\}, \quad (4.3)$$

$$E_y = E_0 \cos\{(2\pi/\lambda)(z-ct) + \phi_0\}, \quad (4.4)$$

電子の運動量を \mathbf{p} 、速度を \mathbf{v} 、電磁波 (レーザー光) の電場及び磁場を \mathbf{E} , \mathbf{B} 、undulator field を \mathbf{B}_0 とすると、シンクロトロン放射や空間電荷等の影響を無視すると電子の運動方程式は次のように与えられる。

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c}\mathbf{v} \times (\mathbf{B} + \mathbf{B}_0) \quad (4.5)$$

$v_x, v_y \ll c, v_z \approx c, \gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2} \gg 1$ とし、 $1/\gamma$ の 1 次までの近似では運動方程式は次のよう

に速度変化の部分とエネルギー変化の部分に分けて書くことができ、電子の軌道は \mathbf{B}_0 のみで決まる。

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{e}{m_0 c r} \mathbf{v} \times \mathbf{B}_0, \quad (4.6)$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{e}{m_0 c^2} \mathbf{v} \cdot \mathbf{E}. \quad (4.7)$$

ここで m_0 は電子の静止質量である。(4.1), (4.2), (4.6) より電子は螺旋運動をし、

$$v_x = (cK/r) \cos(2\pi z/\lambda_0), \quad (4.8)$$

$$v_y = (cK/r) \sin(2\pi z/\lambda_0), \quad (4.9)$$

となる。ここで

$$K = \frac{eB_0\lambda_0}{2\pi m_0 c^2} \quad (4.10)$$

である。また(4.3), (4.4), (4.7)よりエネルギー変化率は

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{eK}{m_0 c r} E_0 \sin\phi. \quad (4.11)$$

となる。ここで

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} z - \frac{2\pi}{\lambda} (z - ct) - \phi_0 \quad (4.12)$$

は電子の振動の位相とレーザー光の電場の位相差である。 z は電子の位置座標であるから $dz/dt = v_z$ より

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left[v_z + \frac{\lambda_0}{\lambda} (v_z - c) \right] \quad (4.13)$$

ここで

$$v_z = (v^2 - v_x^2 - v_y^2)^{1/2} \approx c \left(1 - \frac{1+K^2}{2\gamma^2} \right) \quad (4.14)$$

であるから

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{2\pi c}{\lambda_0} \left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda} \cdot \frac{1+K^2}{2\gamma^2} \right) \quad (4.15)$$

となる。従って

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2} (1+K^2) \quad (4.16)$$

のとき $d\phi/dt = 0$ 、即わち電子の振動と電場の同期がとれて位相差 ϕ が一定となり、電子のエネルギー変化率 $d\gamma/dt$ は一定になる。そのときの ϕ を ϕ_R とし、同期条件(4.16)を満す γ を共鳴エネルギー γ_R と云う。即わち

$$\frac{d\gamma_R}{dt} = -\frac{eE_0 K}{m_0 c r} \sin\phi_R = \text{一定}. \quad (4.17)$$

更に(4.11), (4.15)より γ が γ_R から、 ϕ が ϕ_R からそれぞれわずかにずれている場合、それらは γ_R, ϕ_R を中心に振動することが示され、普通の linac や synchrotron における位相安定性と同一様な位相安定性

が導かれる。(4.17)より電子は $\sin\phi_R > 0$ のときはエネルギーをレーザー光に受け渡して減速され (free electron laser), $\sin\phi_R < 0$ のときはレーザー光よりエネルギーをもらって加速される (inverse free electron laser) ことになる。

(4.16), (4.17)より $E_0 = 10^9$ V/cm, $B_0 = 1.5$ KG, $\lambda_0 = 50$ cm, $\lambda = 10$ μ m (CO₂ レーザー), $m_0 r c^2 = 500$ MeV とすると, inverse free electron laser により 700 MeV/m の加速勾配を得ることができるようになる。 λ_0 を一定にした場合及び B_0 を一定にした場合の inverse free electron laser accelerator のパラメータの一例を表 4.1 に示しておく。

レーザー光のビーム・サイズ r は Rayleigh の長さを R として

$$r^2 = \frac{\lambda R}{\pi} \left[1 + \left(\frac{z}{R} \right)^2 \right] \quad (4.18)$$

のように伝播しながら発散していくので、ビーム・スポットを小さく保つにはビームに沿って周期的に収束させ

表 4.1 1 段の inverse free electron laser accelerator のパラメータの例。同期条件(4.16)式を満すには、加速によって電子のエネルギーが変わるに従って、 λ_0 又は B_0 を変えていく必要がある。ここでは λ_0 一定の場合、及び B_0 一定の場合についてそれぞれパラメータが算出されている。(C. Pellegrini: Proc. of SLAC Summer School on Physics of High-Energy Particle Acc., SLAC, 1982 (AIP Conf. Proc., No 1983, p. 1058) より転載)

	$\lambda_0 = 10$ cm (constant)	$B_0 = 1$ T (constant)
Laser Parameters		
Power, W	2×10^{13} W	2×10^{13} W
Pulse duration, τ	1 ns	1 ns
Spot size, r_0	0.25 cm	0.25 cm
Wavelength, λ	1 μ m	1 μ m
Electric field, A_0	2.8×10^{10} V/m	2.8×10^{10} V/m
Undulator length, L	39 m	39 m
Undulator Parameters		
Period, λ_0	10 cm	3.8 - 23 cm
Magnetic field, B_0	0.31 - 3.8 T	1 T
Synchronous phase, ϕ_0	$\pi/3$	$\pi/3$
Electron Beam Parameters		
Initial energy, $m_0 c^2 \gamma_0$	250 MeV	250 MeV
Final energy, $m_0 c^2 \gamma_f$	4.2 GeV	3.8 GeV
Current, I_B	< 5 kA	< 5 kA
Beam radius, r_B	0.2 cm	0.2 cm
Average accelerating field	101 MeV/m	90 MeV/m
Oscillation amplitude, a	0.007 cm	10^{-2} cm
Energy spread	10^{-4}	10^{-4}
Synchrotron radiation loss at γ_f	300 keV/m	20 keV/m

るか、またはいくつかの inverse free electron laser をカスケードに通過させて大きな加速エネルギーを得る必要がある。このような inverse free electron laser accelerator の概念図を図 4.1 に、また約 300 GeV の加速器のパラメータの例を表 4.2 に示しておく。

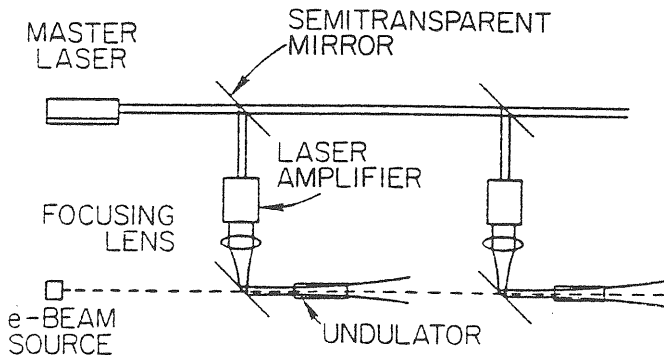


図 4.1 高い加速エネルギーを得るため多数の inverse free electron laser をカスケードに接続した、多段加速器の概念図。1本のマスター・レーザー光を分岐して増幅することにより、各段の inverse free electron laser の同期をとるように考えられている。(C. Pellegrini: Proc. of SLAC Summer School on Physics of High-Energy Particle Acc., SLAC, 1982 (AIP Conf. Proc., No. 105, 1983, p. 1058) より転載)

表 4.2 300 GeV の多段型 inverse free electron laser accelerator のパラメータの例。(C. Pellegrini: Proc. of SLAC Summer School on Physics of High-Energy Particle Acc., SLAC, 1982 (AIP Conf. Proc., No. 105, 1983, p. 1058) より転載)

INPUT PARAMETER		
Laser Wavelength	=	1.0 μm
Laser Power	=	10^{14}W
Synchronous Phase ($\sin\phi_0$)	=	.866
Undulator Field	=	1 T
Initial Period	=	3.8 cm
Laser Focussing Length	=	3 m
Laser Electric Field	=	2.2×10^{11} V/m
Initial Energy	=	.26 GeV
Waist	=	$6.9 \times 10^{-4}\text{m}$
Oscillation Amplitude	=	$4.2 \times 10^{-5}\text{m}$
FINAL VALUES		
Period	=	4.2m
Oscillation Amplitude	=	$4.6 \times 10^{-4}\text{m}$
Undulator Parameter	=	3.97×10^2
Accelerator Length	=	3 km
Electron Energy	=	295 GeV
Number of Periods	=	1133

謝 辞

本稿をまとめるにあたり、高エネルギー物理学研究所の木村嘉孝氏には大変お世話になった。ここに深く感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) A. M. Sessler: Proceedings of the 12th International Conference on High-Energy Accelerators, Fermilab, 1983, P. 445. 及び A. M. Sessler: Proceedings of 1983 Particle Accelerator Conference, Sante Fe, 1983 (IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-30 (1983) 3145) に簡単な review が行なわれている。
- 2) T. Weiland: Proceedings of the 11th International Conference on High-Energy Accelerators, Geneva, 1980, p. 570.
- 3) G. A. Voss and T. Weiland: DESY 82-074, 1982.
- 4) The Wake Field Accelerator Study Group: Proceedings of the 12th International Conference on High-Energy Accelerators, Fermilab, 1983, p. 454.
- 5) T. Weiland: KEK 84-1, 1984.
- 6) P. B. Wilson: Proceedings of 1981 Particle Accelerator Conference, Washington, D. C., 1981 (IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-28 (1981) 2742).
- 7) D. Prosnitz: Proceedings of 1983 Particle Accelerator Conference, Santa Fe, 1983 (IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-30 (1983) 2754).
- 8) A. M. Sessler: Proceedings of the Workshop on the Laser Acceleration of Particles, Los Alamos, 1982 (AIP Conference Proceedings, No. 91, 1982, p. 154).
- 9) P. L. Morton: Proceedings of the 12th International Conference on High-Energy Accelerators, Fermilab, 1983, p. 477.
- 10) Y. Fukushima et al: INS-Report-490, 1984.
- 11) レーザー加速については P. J. Channell (Editor): Proceedings of the Workshop on the Laser Acceleration of Particles, Los Alamos, 1982 (AIP Conference Proceedings, No. 91, 1982) に詳しく載っている。簡単な review は参考文献 1) にある。
- 12) 例えば R. H. Pantell: Proceedings of Fermilab Summer School on Physics of High Energy Particle Accelerators, 1981 (AIP Conference Proceedings, No. 87, 1982, p. 863). 及び参考文献 11) 等を参照されたい。
- 13) T. Tajima and J. M. Dawson: Physical Review Letters, 43 (1979) 267. 及び参考文献 11), 1) 等で最近の研究及び参考文献を参照されたい。
- 14) 例えば参考文献 11) における R. B. Palmer によ

る working group 報告等が参考になる。

- 15) 例えば C. Pellegrini: Proceedings of the Workshop on the Laser Acceleration of Particles, Los Alamos, 1982 (AIP Conference Proceedings, No. 91, 1982, p138).を参照されたい.
- 16) C. Pellegrini: Proceedings of SLAC Summer School on Physics of High Energy Particle Accelerators, SLAC, 1982 (AIP Conference Proceedings, No. 105, 1983, p.1058).