

1. はじめに

自由電子レーザーは電子線形加速器と共通する問題点を多く抱えている。電子線形加速器は発展する歴史的経過の中で、幾多の技術的な壁に突き当たり、試行錯誤を繰り返しながらその壁を乗り越えてきた。このような視点から、自由電子レーザーの発展を眺めれば、今後の展開も自ずと開けてくる確信する。電子線形加速器で観測されるビーム発散現象を追求することは、自由電子レーザーの概念を理解する上で非常に重要であると考えている。

高周波加速器では荷電粒子と電磁波の直接的な相互作用を取り扱っている。このことから、加速器に関わる者にとっては、通常のレーザーより自由電子レーザーの方が遙かにファミリアに感ずる。

自由電子レーザーの原理は単純である。しかし、自由電子レーザーのシステムを、実際に設計製作し、これを発振させるまで到達するには、通常の加速器を動かす技術より、遙かに高度の技術が必要となる。なぜ高度の技術が要求されるかについては、後の章で、述べることにする。

これは入門テキストであるから、基本的な概念を簡単に説明し、複雑な数式には出来るだけ立ち入らないように心がける。

これまでの多くの発明がそうである様に、自由電子レーザーは通常のレーザーとは異なった分野からの発明であった。自由電子レーザーのアイデアの原点の追跡は、実際に発展している分野から色々枝分かれした分野の間の関連が分かるので興味深いことである。

1.1 レーザーと自由電子レーザーの相違

自由電子は原子や分子に束縛されている電子とは明白に区別される。自由電子レーザーに使用される電子は、真空中では電子線を形成しており、非常に高エネルギーで且つ強度が大きいことを除けば、テレビジョンのブラウン管の中の電子線と非常によく似ている。

原子や分子に束縛されている電子は決められた周波数でのみ振動している。束縛電子を使った普通のレーザー光は、決められた振動数で発光する。一方、自由電子レーザーは、交番磁場を使って電子を振動させ、電子に加速度を与えて発光させる装置である。振動周波数は磁場の強さや組み合わせ、或いは、磁場を通過する電子の速度を変えることによって調整できる。これはレーザーの周波数、即ち、波長を変えることと同等である。遠赤外から紫外線まで幅広く波長を調整できることはレーザーにおける最大の関心事である。又、自由

電子レーザーは平均出力電力が大きいことも特徴の1つであり、これは医療や工業への利用として注目を集めている。

自由電子レーザーでは外部から与えられた磁場で真空中の電子ビームの運動が規制され、この形態はマイクロ波装置と共通する点が多い。この点からも、自由電子レーザーはマイクロ波技術が光学的波長の領域に延長された技術と見ることが出来る。事実、初期の自由電子レーザーはマイクロ波の領域にあり、その影響を受けた。その当時、自由電子レーザーの存在は知られていなかった。その時では、レーザーの発明はその後で、実際にレーザーが製作されたのは1960年である。我々が今日知っているような自由電子レーザーは、シンクロトロン放射研究の自然の成り行きとして、通常のレーザーとは独自に発展してきた。

シンクロトロン放射は電子シンクロトロンや電子ストレージングの中を廻る電子から放射される非常に短い波長の光である。この放射光は、自由電子レーザーに使われているウイグラー（電子を蛇行させる磁石）と同じ形態の磁石であり、ウイグラーをストレージングに加えることによって更に光の強度を強めることができる。ウイグラーやアンジュレーターからのシンクロトロン放射は自由電子レーザーが発振する以前に観測される電子線（電子線は光の波長より小さい塊（コヒーレント）にならない）から放射される自発放射光に等しい。

1.2 自由電子レーザーの歴史

現在、自由電子レーザーに使われているウイグラー磁石の原型は、1951年にモッツ¹⁾によって提案された。その後、彼はウイグラー磁石の周期磁場を使って電子線を蛇行運動させると電子線から高輝度の放射光が発生することを実証²⁾した。1960年、フィリップスは、ウビトロン³⁾（低電圧の自由電子レーザーと呼ばれている）を開発した。ウビトロンはモッツが提案した磁場と電子を組み合わせたものであるが、電子密度が十分に高い電子線を使って、空間電荷波を励起し、1MWを越える大電力を10%を越える高効率で、且つ、10cmから5mmまでの波長の電磁波⁴⁾を得ることができた。しかしながら、進行波管と同様の高利得で且つ使い易い他の装置が同時に開発されたので、その後ウビトロンは進展しなかった。

1970年、スタンフォード大学のメーディは自由電子レーザー⁵⁾と称するものを考案した。メーディはシンクロトロン放射光源に影響されて、

導波管を必要としない短波長領域の光源を考えていた。彼はウビトロン（電磁波源）を相対論的な電子線を使って光学領域まで拡張する方策を思いついた。メーディは、彼の考案した自由電子レーザーの原理を説明する中で、実際に量子論で記述している。この考案がレーザーであることを限りなく明確にしている。即ち、量子論的な記述では、自由電子レーザーが電子の量子状態の転移によって励起されて放射する内容になっている。その後、この考案は古典論を使っても正確に記述^{6) 7)}されることが判明した。これによって、自由電子レーザーの働きを、非常に強力な記述で、説明することが可能になった。

1976年、メーディと彼の共同研究チームはスタンフォード大学で、24MeVの電子線と5mの長さのウィグラーを使って、炭酸ガスレーザー光を増幅し、自由電子レーザー装置で光が増幅⁸⁾すること示した。1年後の1977年、彼らはこの装置の両側に反射鏡を設置して、赤外線に近い3.5 μm の波長のレーザー発振⁹⁾の実験を行った。この時、電子線のエネルギーは43MeV、レーザー出力は300mW、効率は0.01%で非常に低かったけれども、しかし、この装置で自由電子レーザーが発振したことを疑う余地がなくなった。又、レーザー出力が大きく、波長範囲が広いことは、この装置の能力の高さを明白にし、この実験結果は大いに興味を引くところとなった。

1.3 自由電子レーザーの発展

自由電子レーザーに関する理論的な研究は急激に広がり、適切な加速器を所有する数カ所の研究所で実験が開始された。レーザー発振を容易にするには電子線の強度が十分にあることが条件であり、且つ、申し分のない電子線の特質を備えた電子線源のみがレーザー発振を可能にする。数カ所で行われた実験では、レーザー光の利得を測定できたけれども、不幸にも、レーザー発振するところまでは到らなかった。第2番目の自由電子レーザーが発振実験に成功したのは、6年後の1983年であった。この年には、3ヶ所の研究機関でそれぞれレーザー発振に成功した。

その1番目はフランスのオルセイにある Laboratoire pour l'Utilisation du Rayonnement Electromagnetique (LURE)であった。ここのストレージング(ACO)では可視光を発振¹⁰⁾に成功した。2番目はスタンフォードであった。ここではメーディが以前実験に使った超伝導加速器(SCA)で近赤外の発振¹¹⁾に成功した。3番目はロスアラモスであった。ここでは新たに電子加速器を製作し、この加速器では中赤外の発振¹²⁾に成功した。

その頃、再びウビトロン型の開発が数カ所の研究所で始まった。空間電荷波を励起できる電子線の電流のしきい値は電子エネルギーの3乗倍に比例するために、それらの装置では電子エネルギー(数MeVを越えない範囲)が低く制限された。其れにもかかわらず、コロンビア大と海軍研究所の共同研究グループは、1.2MeVのエネルギーと25kAの尖頭電流を持つ電子線を使って、400 μm の波長の発振¹³⁾に成功した。これらの装置では、サブ・ミリメートルとそれより長い波長に制限され、放射電磁波は光学的な導波管を通して伝達された。このシステムの物理は電子線の集団振動(空間電荷波)を調べることであった。興味のある方は次の本を参照¹⁴⁾されたし。

自由電子レーザー利用される加速器の種類はリニアック、ストレージング、マイクロトロン、インダクションリニアック、静電加速器等である。現在、世界中で10ヶ所以上の研究機関では自由電子レーザーの短波長領域を目標に運転が続けられている。

メーディが自由電子レーザーを実証して以来、自由電子レーザーはあらゆる方面に展開して行った。1988年、ロシアのノボシビルスクの原子核研究所にあるストレージング(VEPP-3)では、240nmの波長の発振¹⁵⁾が達成された。ローレンスリバモア国立研究所のインダクションリニアック(ETA)では、高利得(40%)で非常に長い波長(9m)¹⁶⁾の大電力(1GW)が達成された。

中電力で且つ比較的中波長の自由電子レーザーはVEPP-3とETAの間にある。

1980年代には世界の研究機関で多数の自由電子レーザーを建設した。しかし、可視光領域で使用することをめざして建設した装置の半数だけが実際に稼働した。失敗の理由の多くは、加速器の性能が自由電子レーザーの実験を成功させる条件を満たしていなかったからである。そして、時間的な制限と予算的な制約から適合する条件を満たすような改良が十分にできなかった。未だ発振しないレーザーの幾つかは、未だに運転を継続している。不思議にも自由電子レーザーは生き残って発展し続けている。

- 1) H. Mozt, J. Appl. Phys. 22, 527 (1951).
- 2) H. Mozt, W. Thon, and R. N. Whitehorst, J. Appl. Phys. 24, 826 (1953).
- 3) R.M.Phillips, IRE Trans. Elec. Dev. 7, 231 (1960).
- 4) N. M. Kroll and W. A. McMullin, Phy. Rev. A17, 300 (1978).
- 5) John M.J. Madey, J. Appl. Phys. 42, 1906 (1971).
- 6) F. A. Hopf, et al., Opt.Comm. 18, 4 (1976).

- 7) W. B. Colson, *Phy. Lett.* 59A, 187 (1976).
- 8) L. R. Elias, et al., *Phys. Rev. Lett.* 36, 717 (1976).
- 9) D. A. G. Deacon, et al., *Phys. Rev. Lett.* 38, 892 (1977).
- 10) M. Billardon, et al., SPIE (SPIE, Bellingham, WA, (1984).
- 11) J. A. Edghoffer, et al., *Phys. Rev. Lett.* 52, 344 (1984).
- 12) R. W. Warren, et al., *Proceedings of Int. Conf. on Lasers 1983.*
- 13) D. B. McDermott, et al., *Phy. Rev. Lett.* 41, 1368 (1978)
- 14) T. C. Marshall, *Free-Electron Laser* (MacMillan, New York, NY, 1985)
- 15) I. B. Drobyazko, et al., *Proc. Inter. Conf. on Free-Electron Lasers Naples, FL, August 28 1989.*
- 16) T. J. Orzechowski, et al., *Phys. Rev. Lett.* 54, 889 (1985)

2. 自由電子レーザーとは

自由電子レーザーが何であるかを知るには、先ず、電子とは「何でありどんな性質を持っているか」を知らなければならない。

2.1 電子の特質

これまでに、電子の性質の把握に、多くの人々に関わり多方面から研究を重ね、一世紀近い年月を必要とした。多くの顔を持つ電子の複雑怪奇な性質を今後も何世紀に渡って延々と続けられるであろう。電子の全てを短い記述で正確に表現することは不可能である。ここでは、幾つかの顔を垣間見ることとする。

電子は、単独に存在する場合と、原子や分子の構成物質として物質中に補足されている場合は、外から観測される顔(現象)が著しく異なる。即ち、原子や分子の性質の違いは、原子や分子に含まれる原子核の性質よりは、むしろ原子核を覆っている電子の構成構造や電子数の違いにある。従って、原子核は電子群の雲に覆われて、その素顔を直接見ることは出来ない。

同様に、電子には電荷があるために、仮想光子(バーチャル光子)が常時電子に付きまとい、綿飴のように電子を包み込んでいる。電子はこの光子の雲に邪魔されて、やはりその素顔を直接見ることは出来ない。従って、電子はこの光子を媒介してのみ外部の電子の電荷と作用することになる。即ち、電子から電子に働く力を伝えるのは光子群である。単独で行動する自由電子も同様に仮想光子の雲に覆われ、直接その素顔を見ることは

出来ない。自由電子もこれらの光子を媒介してのみ外部の電子と作用する。これを電磁相互作用と呼んでいる。

例えば、ガラス棒を毛皮で擦り、雷電ビンに接触すると、その中の錫箔が電荷の反発力によって開くことは古くから良く知られ、電荷の存在を示す現象の1つであった。しかし、電荷を帯びているのは電子であり、電荷が動くことが出来るのは、電荷は常に電子と一緒に存在するからである。電子が移動すると、電荷は電流として観測される。電流が流れている電線に磁針を近づけると、磁針が方向を変える。このことは、電流が流れるとその周辺に磁場が発生し、電流の方向を知ることが出来る非常に便利な現象である。

以上のことから電荷の流れを電流と認識できる。しかし、電荷量は小さな電荷の集まりであり、その電荷量の最小単位が1個の電子の電荷量に相当することは、ミリカンの電荷量測定と真空放電の実験結果を照らし合わせなければならなかった。

物質中の電子の集団移動運動は、物質中を反対方向に電荷が移動する電流として定義されている。このように、電子の移動と電荷の移動が一見矛盾するような解釈になった。これは、電荷の存在の発見が先で、その担い手である電子の発見が後になった歴史的な経緯による。

2.2 電子の振動と電磁波

充電したコンデンサーにコイルを接続するとコイルに電流が流れ、やがて、コンデンサーは逆の電位に充電され、コイルには再び逆向きの電流が流れて、この振動状態は減衰しながら継続する。つまり、コイルには振動電流が正弦波を描きながら流れて減衰していく。この現象は簡単な実験装置で観測できる。コイルを流れる振動電流はコンデンサーにコイルを接続した瞬間から、コンデンサーに充電されていた電荷がコイルの導線中を正弦波形の振幅に比例した速度で移動^{a)}する。即ち、速度の時間変化は加速度であるから、電荷は加速度を受けながら移動していることになる。従って、同時に、この回路からは電磁波が放射されるが、周辺に高感度の計測器を配置すると、この電磁波を観測することができる。又、この現象は落雷時に閃光と同時にラジオに入る電波の雑音として耳にする。

ここで、回路を移動する電荷に質量を与え、且つ、これを自由に動ける荷電粒子(自由電子)に置き換える。もし、この荷電粒子が移動中に速度が変化する(加速度を受ける)と荷電粒子は電磁波を放射することになる。例えば、光速に近い速度

で磁場中を円運動する電子は加速度 b) を受けて光を放射する。この現象はシンクロトロン放射と呼ばれている。又、集群(バンチ)した電子群は高周波空洞を通過するとき、高周波空洞に高周波を放射し、その作用として加速度 a) を受けて減速する。これはウェーク場の放射と呼ばれ、電子線を使って高周波を増幅するクライストロンに利用されている。

a) 金属導体内を移動する電荷は、金属原子や金属分子の構成電子の電荷が作るクーロンポテンシャル(障害)に阻まれて、動き回れる自由空間が制限され(ミソフリーパスが非常に狭い)、液体的な特性をもつ。このために、電荷の移動速度は非常に遅い。例えば、上述のコイル導線断面積が1平方 μm^2 であると仮定すると、1立方 μm^3 の銅金属には電子が約 2.4×10^{21} 個存在するから、もし、この電子の $1/400$ が1秒間に1mm移動すると、この導線には、1アンペアの電流が流れたことになる。

b) 円運動している電子は円の中心方向に加速度を受ける。

c) バンチした電子線は高周波空洞を通過するとき電子線が作る電磁場が歪み電子線は高周波空

洞に電磁波を放射し減速される。

自由電子レーザーは概念的には簡単であり、磁場の中に電子線があるだけである。この単純さの為に、自由電子レーザーの理論的な記述は、特に初期のころには、これらの実験より先に進展した。

これは通常のレーザーの発展からかけ離れた形態で出現した。そして、全く幸運にも自由電子レーザーには初期の実験に使う建物や高エネルギー電子加速器を運転する費用は特別に用意する必要がなかった。

2.3 自由電子レーザーの概念と基本

自由電子レーザーに必要な電子ビームとウィグラー磁石の構成を図 2.3.1 に示す。この磁石は磁極が数 μm 毎に反転するように並べられ、周期磁極数は約100であり、その全長は通常数メートルである。電子線はウィグラーの端から入射し、ウィグラー中を進行するが、磁場によって交互に偏向され蛇行運動する。この動きは単純な力で振動し、微細な共鳴効果は含まれない。もし、電子の平均速度でウィグラーを移動する図を描くと、電子はウィグラー座標軸上で前後に首振りしているように観測される。

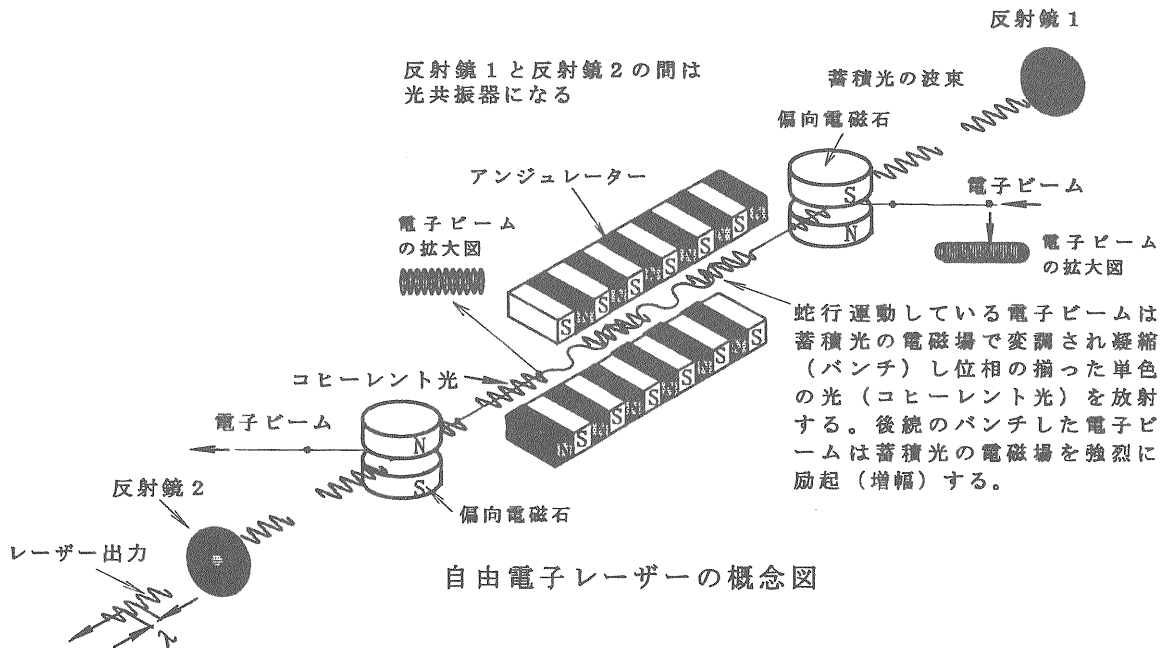


図 2.3.1 ウィグラー(交番磁場を作る磁石群)を通過する電子線の蛇行運動による自由電子レーザーからの放射

この状態は車の上のアンテナを電流が上下に流れる状態に似ている。つまり、車のアンテナを電子が上下に振動し、その周波数の電磁波を放射するのに似ている。この状態を動いている座標系(車の上)から眺めると、電子から放射される電磁波はアンテナからあらゆる方向に出て行く。しかしながら、実験室系(止まっている系)から眺めると、光に近い速度で動いている電子から横の方向に放射される電磁波はウイグラー軸から離れられない。従って、その放射される電磁波はウイグラーの下流の方向に動く。その結果、この電磁波はほぼ前方に電子線と平行に動くように見える。この現象は制動輻射としてよく知られている。制動輻射(磁氣的制動輻射に相当するウイグラーの中の電子からの放射電磁波)は電子の動く方向の小さな錘の中に閉じこめられた状態で観測される。実験室系に立っている観測者には、その時、観測者に向かって動いてくる発生源によって作られる放射電磁波として観測される。その周波数はドップラー効果によってより高い周波数にシフトされる。

この波長を計算するために、電子1個が速度 $v = \beta c$ でウイグラーを下流に向けて移動していると仮定しよう。ここで、 c は光速である。図 2.3.2 に示すように、電子は周期数 N_w のウイグラー磁場を通過する間に N_w 回の蛇行運動するが、この区間に N_w 個の波長が連続した光波(電磁波)を放射することになる。この連続した波を波束(ウェーブパケット)と呼んでいる。

速度 v の電子がウイグラーを通過する時間 t は

$$t = L_w / v \quad (2.1)$$

ここで、ウイグラーの周期長を λ_w とすると、 L_w は

$$L_w = N_w \lambda_w \quad (2.2)$$

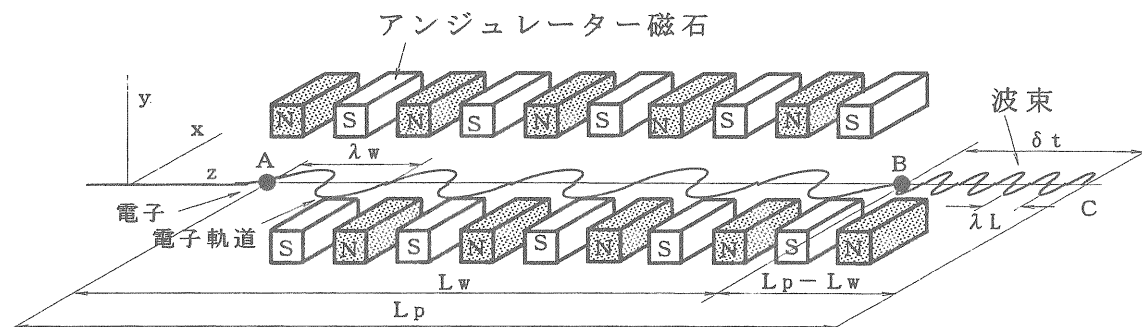
で与えられる。電子は t 時間後にウイグラーの終端に到着したとき、電子の前方には電子から放射された光の波束が進行している。波束の先端の波はウイグラーの始点で電子が放射した最初の光波であり、その光波は電子の前方距離 ct の所を進行している。波束の後端はウイグラーの終端を電子と一緒に進行中であるから、波束の全長は $(c - v)t$ で与えられる。

ここで、相対論的電子速度 v と光速 c の比を β で表示すると、波束には、 N_w の振動波を含んでいるから、レーザー波長 λ_L は、

$$\lambda_L = \frac{(c - v)t}{N_w} = \frac{\lambda_w (1 - \beta)}{\beta} \quad (2.3)$$

で表わすことができる。電子速度 v が光速 c に近い場合には比速度 β を $\beta \approx 1$ とすると、(2.3) の右辺式の $(1 - \beta) / \beta$ を次のような近似できる。

$$\begin{aligned} \frac{1 - \beta}{\beta} &\sim \frac{2(1 - \beta)}{2\beta} \sim \frac{(1 + \beta)(1 - \beta)}{2} \\ &= \frac{1 - \beta^2}{2} \end{aligned} \quad (2.4)$$



- | | | | |
|-------------|--------------|-------------|-------|
| λ_w | アンジュレーター波長 | λ_L | 光の波長 |
| L_w | アンジュレーターの長さ | L_p | 光の航路長 |
| N_w | アンジュレーターの周期数 | | |

図 2.3.2 電子がウイグラーの中心軸に沿って進行すると、電子は $(c - v)t$ の長さの波束を放出する。ここで c は光速、 v は電子速度、 t は電子がウイグラーを通過する時間である。ウイグラーの周期数が N_w であれば波束も同様にその波数 N_w はである。

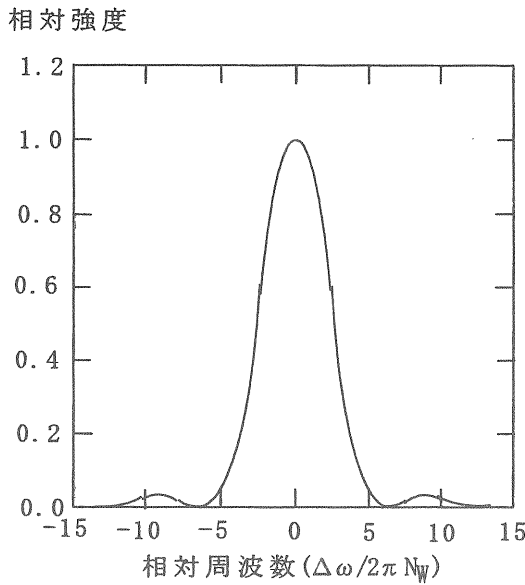


図 5.2.3 ウィグラーを通過する電子から放射される自発光のスペクトルは $1/N_w$ のスペクトル幅の曲線波形特性を持っている。

一方、相対論的電子の全エネルギー m (運動エネルギーと静止質量エネルギーの和) を静止質量エネルギー m_0 単位であらすと、その比 (ローレンツ因子) γ は

$$\gamma = \frac{m}{m_0} = \frac{1}{(1 - \beta^2)^{1/2}} \quad (2.5)$$

で与えられる。ここで、電子の静止質量エネルギーを電子ボルト単位で表すと、 $m_0 = 0.511 \text{ MeV}$ である。(2.3)、(2.4)、(2.5) 式から、レーザー波長 λ_L は

$$\lambda_L = \frac{\lambda_w}{2\gamma^2} \quad (2.6)$$

で表される。

ここでは、強い磁場で電子が蛇行運動すると電子の速度が変調され、ウィグラーを通過する電子軌道の通過距離が長くなり、電子の平均速度が少し小さくなる効果を考慮していない。

この効果を正確に考慮すると、レーザー波長 λ_L は

$$\lambda_L = \frac{\lambda_w}{2\gamma^2} \left(1 + \left(\frac{e B_w \lambda_w}{2\pi m_0 c} \right)^2 \right) \quad (2.7)$$

で表される。ここで、 e は電子の電荷量であり、 B_w はウィグラー磁束密度の平均値である。(2.7) の方程式は、自由電子レーザーの波長を表すあら

ゆる場合に対して、全く正確である。

これは、電子の平均速度で動く座標系の中で、電子の振動周波数は光学的な場の振動数と全く同じであることを示唆している。それ故に、(2.7) 式は自由電子レーザーに関する共鳴状態を示している。実際に、ウィグラー磁場が強くなると蛇行運動の振幅が増大し、電子からの放射されるエネルギー量が増加するが、波長は余り長くならない。これは、(2.7) 式の磁場に関する項 ($e B_w \lambda_w / 2\pi m_0 c$) が一般に 1 のオーダーである。

永久磁石でも、2cm のウィグラー周期長に対して平均磁束密度は 0.5 T のオーダーである。例えば、 γ が 200 に相当する 100 MeV の電子エネルギーに対して、レーザー波長は $\lambda_L \sim 0.5 \mu\text{m}$ となり、可視光スペクトルではグリーンの部分に相当する。(2.7) の方程式からウィグラー周期長と電子エネルギー値を与えると自由電子レーザーの波長を簡単に得ることが出来る。

各電子から放出される波束は有限な振動数、即ち、 N_w に等しいので、周波数は不完全に定義される。放射スペクトルは電子から放出された波束のフーリエ変換に相当する。電子はウィグラーの始端から終端まで均一に放射するから、波束は図 5.2.3 示すように矩形包絡線をもつ。

その強度スペクトル $I(\omega)$ は

$$I(\omega) \propto \left| \int_0^{N_w \lambda_L / c} \exp[-i(\omega - \omega_L)t] dt \right|^2 \propto \left(\frac{\text{Sin}[2\pi N_w (\omega - \omega_L) / 2 \omega_L]}{2\pi N_w (\omega - \omega_L) / 2 \omega_L} \right)^2 \quad (2.8)$$

で与えられる。ここで、レーザー周波数は

$$\omega_L = 2\pi c / \lambda_L \quad (2.9)$$

である。このスペクトルを図 5.2.3 に示す。ここで、放射電磁波のライン幅は $1/N_w$ のオーダーである。実際のウィグラーは周期数が約 100 位であるから、放射電磁波は約 1% のライン幅をもつ。

ここで、放射電磁波は通常のレーザーの自然放射と呼ばれているものとは異なる。これは、シンクロトロン放射光源のウィグラーやアンジュレーター放射と呼ばれている非コヒーレント放射電磁波 (波の位相が揃っていない) である。

2.4 コヒーレントとは

コヒーレントとはばらばらの状態が密着して塊になることを云う。この状態は粒子や波にも存在する。電子線が集群 (バンチ) した状態や同じ波長の波が重なった (位相が揃った) 状態はコヒーレントな状態であると云える。ウィグラーを通過す

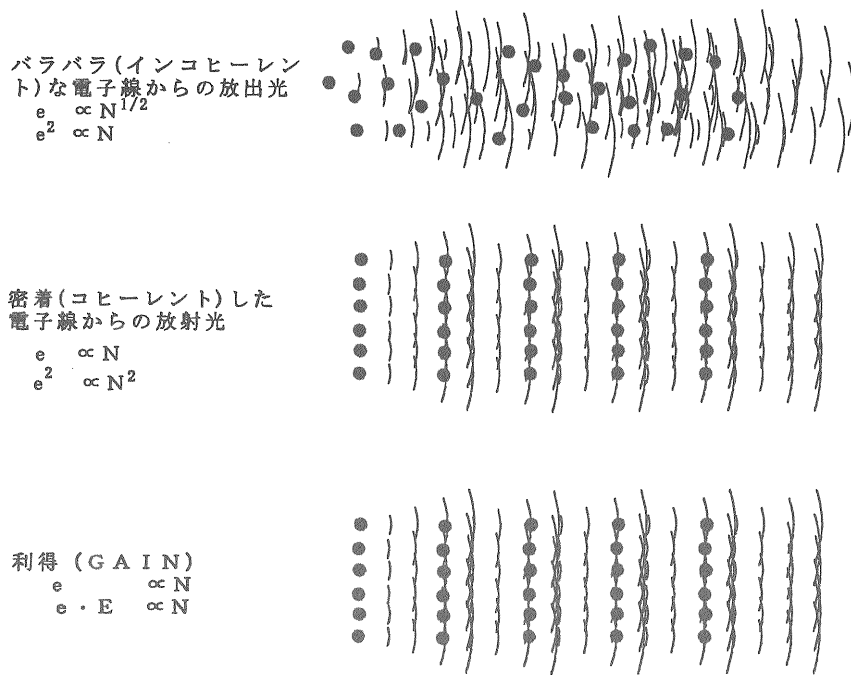


図 5.3.4 電子線とレーザーの相互作用によって電子線が集群すると、電子から放射される光の波束はコヒーレント(密着する)で強力になる。

る電子は電子線の中でバラバラの位置にあると、図 5.2.4 にしめすように、電子が放出する波もバラバラ位相になる。バラバラ位相の電磁波を足し合わせた電磁波の振幅は、電子線の中に含まれる電子数の平方根に比例する。電磁波の強度、即ち、エネルギー量(パワー)は、電磁波の振幅の 2 乗に比例する。それ故にビームの中の電子数、即ち、電子ビームの電流に比例する。しかし、放射電磁波が最初に放射された電磁波を増幅することに使われるとき、このシステムはレーザーを形作り、放射電磁波はコヒーレントとなる。従って、ライン幅は非常に狭くなり、通常のレーザーのライン幅と見合ったものになる。放射電磁波も又非常に強力になる。

コヒーレント光線(コヒーレント放射電磁波)が出現した時にウイグラーの中の電子 1 個の振る舞いを調査することによって、自由電子レーザーがコヒーレンシを進展させるかが理解できる。

もし、光線が平面波と仮定してこの光線が電子線と平行に伝搬すると、光の電場成分は電子運動の方向に常に垂直である。電子の平均運動で動いている座標系では、電子がウイグラー軸に垂直に振動しているように見える。それ故に、電子の運動は光線の電場に平行か反平行かである。

(2.7) で与えられる共鳴の近くでは、光の電場

は電子と同じ周波数をもつ。動いている座標系の中では、電子の運動が光の電場の同じ向きにあると、電子は光の電場を増幅するのでエネルギーを失う(電子が負の電荷であるから)。もし、他方で、最初の電子の半波長前と半波長後ろにいる電子を考えるならば、それは光の電場と逆向きであり、この電子は光の電場で加速されてエネルギーを得ることになる。その後、よりエネルギーの高い電子はエネルギーの低い電子に追い付いて、最初にばらばらに分布していた電子線は図 2.3.4 に描いてあるように、光の波長の空間内にある電子線は、次第に団塊(コヒーレント)になって行く。電子のエネルギー利得とエネルギー損失はレーザーの横成分である電場に依存するけれど、このエネルギー変換は進行方向である縦方向の運動が引き起こす。これは蛇行振幅が進行方向の縦速度の関数であり、エネルギー保存則から進行方向の縦運動と独立に増えたり減ったり出来ないことから明らかである。進行方向である縦方向の速度に横方向の速度を変換するメカニズムには、勿論、磁気力が関与している。即ち、ウイグラー磁場で電子線が蛇行運動すると電子に横速度が発生する。最初ばらばらの電子から放射された波は、他の電子から放出された波と位相の合ったものは加えられる。その足し合わされた振幅は位相の合った電子

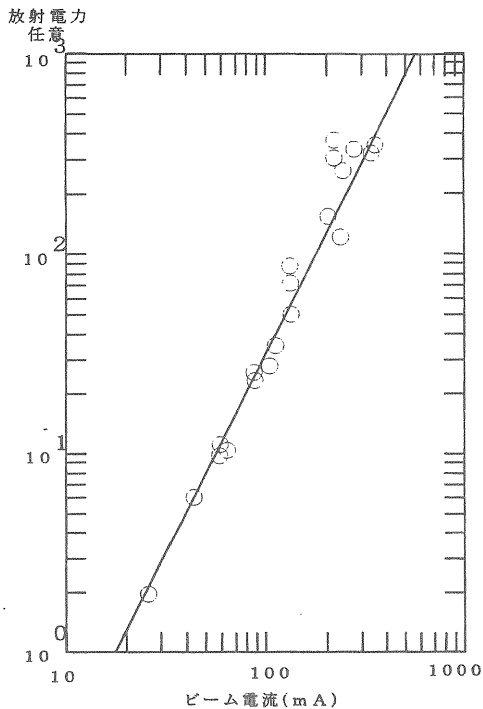


図 2.3.5 電子線が集群すると電子線放射をコヒーレントにする。放射強度は電子ビーム電流の2次方程式になる。

(コヒーレントな電子) の数に比例する。放射光の強度は、電場の振幅の2乗に比例するから、位相の合った電子の数の2乗に比例する。

注) 放射光強度は全電子数のうち位相の合った電子数の2乗の意味である。

電子の数は非常に大きいので、実際には1個の光電磁波の波束の中には 10^8 個のオーダーの電子があると、コヒーレント放出(密着放出)は非コヒーレント放出(バラバラ放出)より遙かに強力となる。つまり、コヒーレント電磁波の強度(単位時間当たりの放出エネルギー量)は、電子線電流の2乗に比例する。

この予測出来なかった振る舞いは、図 2.3.5 に示すように、実験的に観測¹⁾されたものである。

バンチング(集群作用)を達成させるための光源には炭酸ガスレーザーが用意された。バンチした電子から放出された光を観測するために、ウイグラーから出てくる放射光を炭酸ガスレーザーの波長に合わせる必要がある。これを行うために、炭酸ガスレーザーはウイグラー平面に関してある角度に偏極させ、偏光物質は炭酸ガスレーザーを識別するために使われた。炭酸ガスを含んでいる電解質は、ピコ秒パルス電子線から放射される比較的幅の広い放射光が通る間、炭酸ガスレーザー

から放射される狭いバンドの光を吸収するために使われた。コヒーレント放射光のライン幅は(2.8)では表せないが、電子線のパルス波形をフーリエ変換によって求めることができる。電子線パルスは、個々の電子から放出される光の波束よりも遙かに長いから、これは(2.8)式のスペクトルより遙かに狭いスペクトルを生み出すことになる。図 2.3.5 に示すように、この方法で観測された放射光の強度(放射エネルギー量)は電子線の電流の2次方程式で表され、放射光がコヒーレント(放射光の波長より狭い位相角にバンチした)電子からのものであることが確かなものになった。

2.5 電子線と光の相互作用

より重要なことは、電子線が放射光の波長より短くバンチされるだけでなく、バンチした電子線は最初に放射された光の電場と位相が合っていることにある。このように、マイクロにバンチした電子線から放出された光は最初に放出された光の電場と密着(コヒーレント)して加わり、放射光を増幅することになる。これは図 2.3.4 に描かれている。光の利得は、利得の小さい系では小さく、電子線の電流に比例する。次の方法で、これを理解することが出来る。もし、レーザーの電場 E が位相を含むベクトル場(フェザー)で表わされ、バンチした電子から放出される光の電場 e を位相を含むベクトル場(フェザー)で表わされるとする。ここで、 $e/E \ll 1$ 、ウイグラー出口における電場が $E + e$ であると仮定すると、光の強度は

$$G = \frac{E^2 + 2E \cdot e}{E^2} - 1 = 2 \frac{e \cos(\phi)}{E} \quad (2.11)$$

で定義される。ここで、 ϕ は電子線が放出する光の電場と既にレーザーの電場の間の位相角である。 e は電子線電流に比例するから、利得も又電子線の電流に比例する。電子線が最初に放出された光の電場の周辺でバンチする位相は電子線のエネルギーに依存する。電子線が最初正確に共鳴エネルギーにある場合、即ち、位相 ϕ が $\pi/2$ であり、(2.11)より明らかなように、この場合、利得²⁾は無い。これは、電子線の半分が加速され、残り半分の電子線は減速されるから、従って、そこには実質的にエネルギーの変化はない。エネルギー保存則より明らかなように、光電場の増幅には電子線が保有するエネルギーの消費が伴わなければならない。もし、電子線が共鳴エネルギーより僅かに高いエネルギーをもってウイグラーに入射

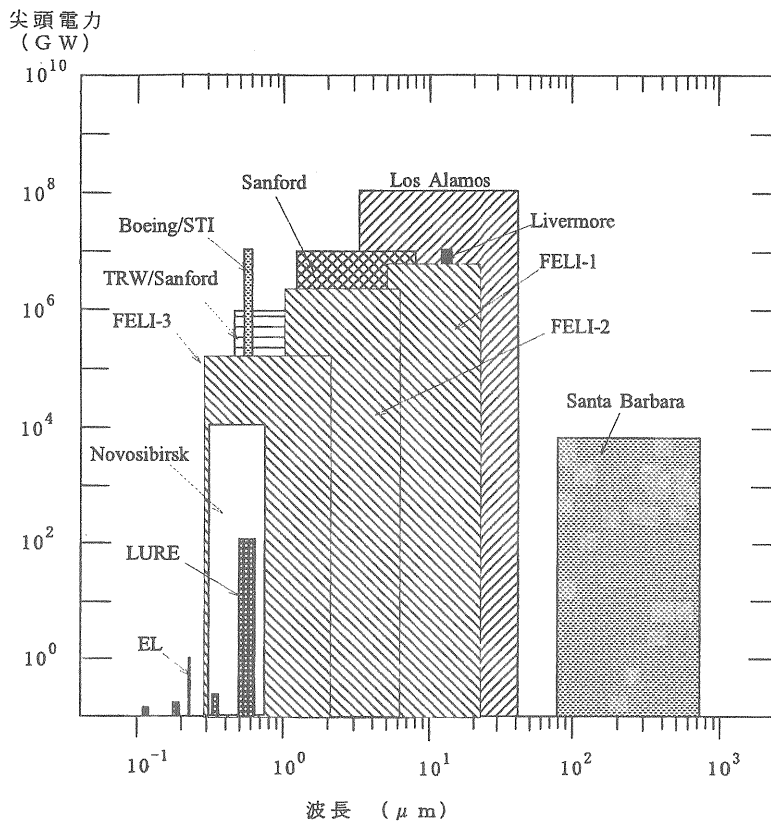


図 2.3.6 自由電子レーザーは可視光からミリ波の波長で運転されている。波長の可変が幅広い装置も数台ある。

されると、そのとき、電子線は ϕ が $\pi/2$ より小さい位相のまわりにバンチして利得は正になり、電子線は平均として光電場に僅かにエネルギーを放出する。電子線がエネルギーを失うと、電子線の平均エネルギーは共鳴エネルギーに減少し、電子線はエネルギーを光に変換出来なくなりレーザーの電場は飽和する。逆に、もし電子線が共鳴エネルギーより低いエネルギーでウイグラーに入射されると、そのとき、電子線は ϕ が $\pi/2$ より大きい位相のまわりにバンチし、利得は負になる。即ち、レーザーの電場から電子線にエネルギーが移動し、電子線は加速される。

以上の考察で、自由電子レーザーに入射する最初の光源には、別個のレーザーを用いるか、或いは、自由電子レーザーの出力を再生するか、どちらでも適用出来る。

もし、光源が外部にあれば、自由電子レーザーは増幅器として利用され、光源は信号源(マスターオシレーターと呼ばれている)になる。明確に、自由電子レーザーから出力される光の波長は信号源の波長と同じになるように、電子線のエネルギーとウイグラー磁場は(2.7)式を満足するように調整されなければならない。もし、信号源が通常の

レーザーである場合、波長はレーザーの性能仕様に制限される。言い換えると、信号源である入力光線は、先発の電子線から出力された光の一部を取り出して自由電子レーザーの入力光として返すことによって得られる。これは、図 2.3.1 に描かれているが、ウイグラーを通過中に電子線から出力される光の1部分は第1の鏡を通過して外に取り出され、その大部分は鏡で反射される。反射光は再びウイグラーを通過し上流に戻され、そこで、第2の鏡で再び反射される。反射光の電場は、ウイグラーを通過する間、後続の電子線と作用し、先発の電子線が放射した光より更に強力な光を電子線から放射させる。この放射光は第1の鏡で取り出し光と帰還する光に分離される。このシステムでは、自由電子レーザーはオシレーターの役割を果たす。この場合、一般に、レーザー利得やレーザー増幅は最大になる。この波長は、同様に、(2.7)式で与えられる。電子線のエネルギーやウイグラー磁場の値を変えることにより、波長はどんな値にも選べる。実際には、最大利得に対する波長は(2.7)式より、僅かに長く、電子は正の利得を得るために共鳴エネルギーよりほんの少し高いエネルギーでなければならない。この差は1/

$N_w \ll 1$ のオーダーであり、通常は無視できる。

ここで繰り返し述べたいことは、光の波長が同じでその波の数(波束数)が一定であれば、波束のばらばらな状態とその波束の位相を揃えた状態のエネルギー量(電力量)は同じである。即ち、波束数はその波の振幅の2乗に比例する。従って、波長が同じであるばらばらな光の位相を揃えても光の強度は大きくなる。つまり、光から光を直接に増幅は出来ない。光を使って光りを増幅するには、外からエネルギーを供給しなければならない。エネルギーの供給源には粒子の重さに比較して電荷量が大きい電子が最適であり、電子線を光の波長の10分の1以下の塊に密着させると光と電子線のエネルギー交換効率を高めることができる。

1) B.E.Newnam, et al., SPIE 453, 1984

2) W.B.Colson, et al., Nucl. Instr. Meth. A259, 198 (1987)

3. 自由電子レーザーと電子加速器

自由電子レーザーを通常のレーザーと比較した場合、自由電子レーザーの最大の利点は任意の波長を選べることである。波長の同調は、ウイグラーと電子加速器の設計によって、最初の設定が決まり、図2.3.6に示すように、色々な装置は光スペクトルで遠赤外から紫外線の波長領域まで広がって運転されている。加えて、電子エネルギーを変えることによって、広い波長領域にわたって自由電子レーザーを同調することが可能となる。

スタンフォード大学、ロスアラモス国立研究所、カルフォルニア大学、サンタバーバラにおける実験では、図2.3.6に示すような波長の範囲が達成され、それぞれのタイプのレーザーによって達成された幅広い同調幅¹⁾²⁾³⁾も同時に示してある。

自由電子レーザーと通常のレーザーと比較した場合、自由電子レーザーのもう一つの重要な利益は、出力電力が大きいことである。この尺度比較に対して、つぎの2つの理由が上げられる。

第1の理由は、通常のレーザーでは膨大な量の熱が発生する。自由電子レーザーでは熱の発生が少なく、例え発生しても簡単に取り除くことが出来ることである。例えば、通常のレーザーは、入力エネルギーが消費熱に変換される。レーザーはレーザー媒体を冷却して再稼動することが出来る。また、最も強力なガスレーザーの場合、高温ガスを高速でレーザーの外に運び出さなければならない。自由電子レーザーでは、通常のレーザー媒体物に発生する熱に相当するものは、高速度で

流れるガスより約百万倍も早い速度で動く電子ビームの中で処理される。電子線は数十億分の1秒の間にレーザーを放出し、電子線と一緒にその熱を運んでしまう。

ロスアラモスでは、自由電子レーザーのエネルギー効率⁴⁾を上げるために、レーザー発生に使った電子線を減速してマイクロ波エネルギーを取り出し、そのマイクロ波を電子線の加速に再利用している。この方法で、電子線に残ったエネルギーの70%を回収している。

第2の理由は、自由電子レーザーでは大電力レーザーを発生できる。その理由は大電力加速器を利用出来るである。加速器は自由電子レーザーから非常に高い性能をもつ電子ビームを要求されるが、その開発を続けなければならない。けれども、既に大電力の電子線は存在している。例えば、スタンフォード加速器センター(SLAC)では200kWの電子線が24時間連続して運転されている。又、ロスアラモス中間子物理施設にある大きな陽子線形加速器では800kWの陽子線が同様に24時間運転されている。しかしながら、不利益もある。最大の不利益は価格が高いことである。電子加速器は高価であり、小さな加速器でもその価格は1億円以上である。加速器は小さい装置のように借りるわけにはいかない。一方、非常に大きな自由電子レーザー発生装置では、レーザー電力の単位価格では通常のレーザーと競争できる。将来は、1W当たり\$500より少ない単価で100kW、或いは、それ以上の自由電子レーザーを調達することが可能となるであろう。暫くの間は、自由電子レーザーの利用は先端的な開発研究のような高価格を担う専門化された環境に制限されるであろう。しかし、将来は、これを使って幾つかの重要な応用利用がされるであろう。

自由電子レーザーの初期の発展は理論によって左右されたけれども、その後、夥しい数の実験成果によって、自由電子レーザーはそのポテンシャルの高さを証明してきた。又、実験結果は理論的な予測を証明したが、しかし、その目的を達成するために、幾つかの過激で重要な技術革新を加速器に要求してきた。最近では実験の成熟度が高まり、実験結果はしばしば理論をリードするまでになった。

幅広い波長領域は、図3.0.1に示すように、電子の広い領域のエネルギーを使うだけでなく、技術と同様に加速器の色々な種類を使った色々な型の自由電子レーザーによって広がった。

大多数のウイグラーは数センチのオーダーの周期長であるから、自由電子レーザーの波長は電子線のエネルギーで決まる。その結果、どの型の加

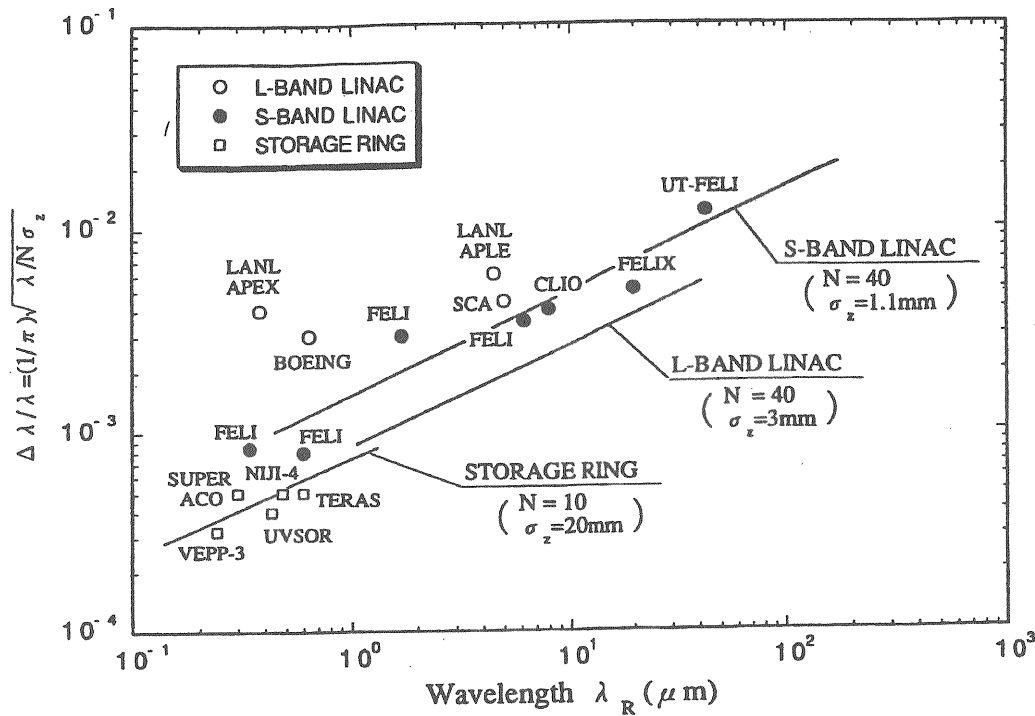


図 3.0.1 エネルギー範囲が異なるいろいろな型の加速器とレーザー波長の相違。

速器もあるエネルギー領域を利用できる。又、最も有益な波長範囲に適合する加速器を選択することも可能となった。この相互関係が応用の番号に関係ずけた分布を図 3.0.1 に示してある。もちろん、ウイグラー周期と磁場強度は僅かに変化するだけであるから、エネルギーと波長との関係は近似である。そして、色々な応用範囲に関する分布はぼやけて幾つかは重なっている。ここで、最も重要なことは、運転領域は加速器の色々な型で定義されるのではなく、この境界は技術の進歩の結果として拡張されたものであると考えるべきである。

電子のエネルギーは色々な加速器に対する有用な波長領域を決定する事項であるだけでないことを心に留めておくべきである。誘導線形加速器や高周波線形加速器は図 3.0.1 に示されているより遙かに短い波長を達成するのに十分な電子のエネルギーで運転することが出来る。しかしながら、波長は十分に短くなるが、電子線をレーザー光線の内部により注意深く集束することが必要であり、これは良質の電子線特性を要求する。特に、回折はコヒーレントな光線の半径とそれを分散する角度は、どの光学系でも保存される光の波長であることを示す。

同様に、電子線特性の尺度として、電子線の半径と空間的な分散の関係はエミッタンスと呼ばれ

ている。良好な電子線の輸送システムではこの特性が保存される。大多数の自由電子レーザーに適用される目算として、もし、電子線のエミッタンスがレーザー波長より非常に大きいと、電子線はレーザー光線の内部に集束出来ない。エミッタンスは電子銃や入射部と呼ばれている電子源によって、その特性が決定される。入射部は各々の加速器でその形態が違っている。従って、自由電子レーザーの短波長の限界は入射部技術の良否に左右される。この目算からの例外は静電加速器にある。これらの加速器は非常に短い波長で運転するのに適している優れたエミッタンスを持っている。しかしながら、それらは 20MV を越える電圧では極端に高価になり、現在の加速器技術の限界である。従って、赤外線より短い波長領域での使用は適正を欠く。色々な加速器技術の利益と限界についてはこの章の各節で議論する。

- 1) S.V.Benson, et al., 11th Inter. Conf. FEL. Naples, FEL, August 28 1989.
- 2) B.E. Newmam, et al., IEEE J. Quant. Electron. QE-21, 867 (1985).
- 3) L.R.Elias, IEEE J. Quant. Electron. QE-23, 1470 (1987).
- 4) D.W.Feldman, et al., IEEE J. Quant. Electron. QE-23, 1470 (1987).

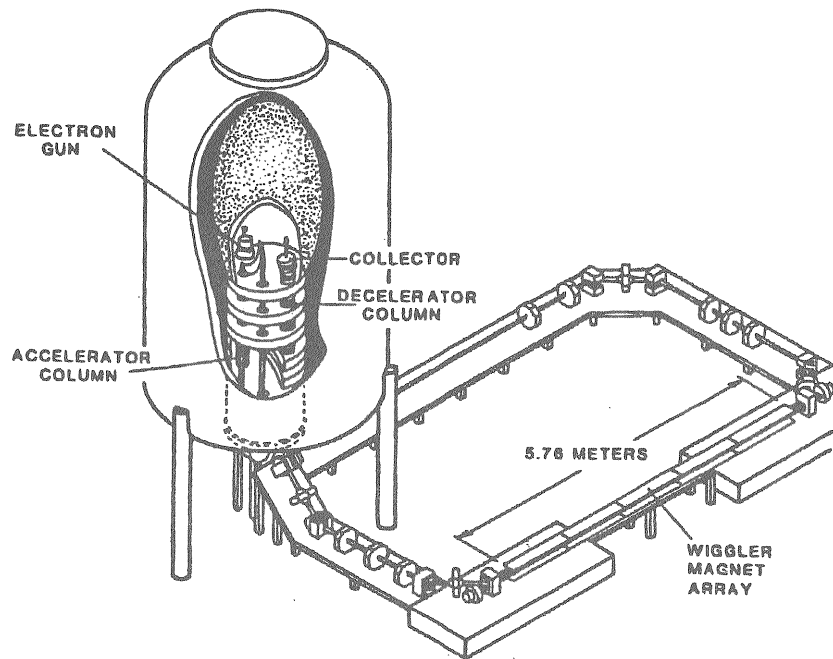


図 3.1.1 サンターバーバラにある静電加速器は非常に良質の電子線を 6MeV に加速している。ウイグラーを通過した電子線は高電圧ターミナルに戻される。

3.1 静電加速器

静電加速器は、単純と信頼度の点から、遠赤外線領域における自由電子レーザー用としては、理想的な加速器である。自由電子レーザー用として、静電加速器を最初に使用したのは、サンターバーバラにあるカルホルニア大学である。それは自由電子レーザーの研究にだけでなく、固体物理や生物物理の研究にも既に使用されている。この加速器は、色々な実験を維持するために、大学院の学生が定常的に運転している。この装置の全体図を図 3.1.1 に示す。加速器の運転範囲は大体 2.5 から 6 MeV であり、120 から 800 μm の波長範囲で運転されている。このレーザーはバンド幅が極端に狭く 10^{-8} より良いと評価¹⁾ されている。

静電加速器の平均電流は非常に小さく通常ミリアンペアより少ない。ウイグラーを通過した電子線は、高圧ターミナルを充電するために、再び高圧ターミナルへ戻される。電子線の電荷の約 90% 近くがこの手法で回復できる。この加速器では、大電流の電子線を加速すると加速電圧が目に見えて落ちる。従って、大電流加速は加速電圧が余り凋落しない 10 から 30 μs のパルスで実施している。低エネルギーで余儀なくされている波長制限

を克服するために、興味ある実験がサンターバーバラで始まっている。それは周波数の高いマイクロ波を非常に波長の短いウイグラー²⁾ に利用している。しかし、ウイグラー磁場は全く弱いので、利得は非常に小さいと予想されているが、もし、

実験に成功すれば、可視光や紫外線は無論のこと、将来、X線でさえも波長領域に含まれる。短い波長に対する方法³⁾ としては非常に有効となる。

最近、韓国の原子力研究所では、430kV で 2kA の電子線を周期長 33mm のアンジュレーターに入射し、波長が 10 ~ 12mm のマイクロ波発振⁴⁾ に成功している。

3.2 インダクション型線形加速器

インダクション型線形加速器は自由電子レーザー用加速器として 1980 年代に急速に発展した。インダクション型線形加速器の特徴の 1 つは加速電流が非常に大きいことである。この装置では、10kA のパルス電流を約 50ns 持続して加速できる。しかしながら、この大電流電子線をレーザーの内側に絞ることが困難である。従って、この装置は長波長レーザーに最も有効である。

ローレンスリバモア国立研究所の ETA では 3.5

MeV のエネルギーで 9mm ⁵⁾ の波長に相当するマイクロ波で運転している。大電流であるから、利得又は増幅度が大きく、尖頭電力が大きく効率の高いレーザーとして注目されている。このレーザー装置では、電子線が光電場を増幅してエネルギーを失っても電子共鳴を保つように、特別に設計したウイグラーを使用し、電子エネルギーの40%が放射電磁波に変換され、尖頭出力電力が約1GWの放射電磁波が得られている。

インダクション型線形加速器から出力される電子線はパルス幅が短いので、放射される光をウイグラーに帰還する時間的な余裕がないので、オシレーターのような運転は不可能である。従って、インダクション型線形加速器は通常のレーザーの増幅器として運転される。ローレンスリバモア国立研究所では、50MeVの加速器をマイクロ波領域から中赤外線領域に波長を拡張するのに利用しているが、信号源として炭酸ガスレーザーを使っている。

3.3 高周波線形加速器とマイクロトロン

自由電子レーザーの最初の実験はスタンフォード大学でメーディとその共同研究者によって実施された。これが自由電子レーザーの手本になって、現在も、高周波加速器を利用した幾つかの自由電子レーザーの開発研究が続けられている。大多数の高周波加速器は高エネルギーで運転されるが、そのビーム電流は小さい。電子源や入射部では、

自由電子レーザーに必要な電流と電子線特性を得ることを目標に技術開発を進めてきた。高周波線形加速器の雛形には、ロスアラモス国立研究所の自由電子レーザー実験用加速器を代表例として上げることができる。この加速器では長さが3mの加速管を使って、100Aを越える尖頭電流を21MeVのエネルギーに加速している。スタンフォード大学では自由電子レーザー用に5mの長さのウイグラーを開発した。ボーイングとスペクトラ・テクノロジーは共同研究で114MeVの自由電子レーザー用高周波線形加速器を建設し、この電子線を使って、可視光のグリーンに相当する500nmのレーザー発振に成功した。

ロスアラモスの実験では、電子線と光学システムの光軸が狂っていたにもかかわらず、レーザー光のスポットが回折の物理的限界の4%以内⁶⁾であった。

日本では1980年代に電総研がストレージングを利用して光クライストロンによる自由電子レーザーの開発研究を行った。1990年代になると、自由電子レーザー研究所が、図3.3.1に示すような、利用研究を目的とした実用的な電子線形加速器による自由電子レーザーの建設を開始した。初期は遠赤外線領域の自由電子レーザー発振に成功した。その後、開発研究は短波長に移行した。

自由電子レーザー研究所では通常の電子線形加速器でもレーザー発振することを立証した。

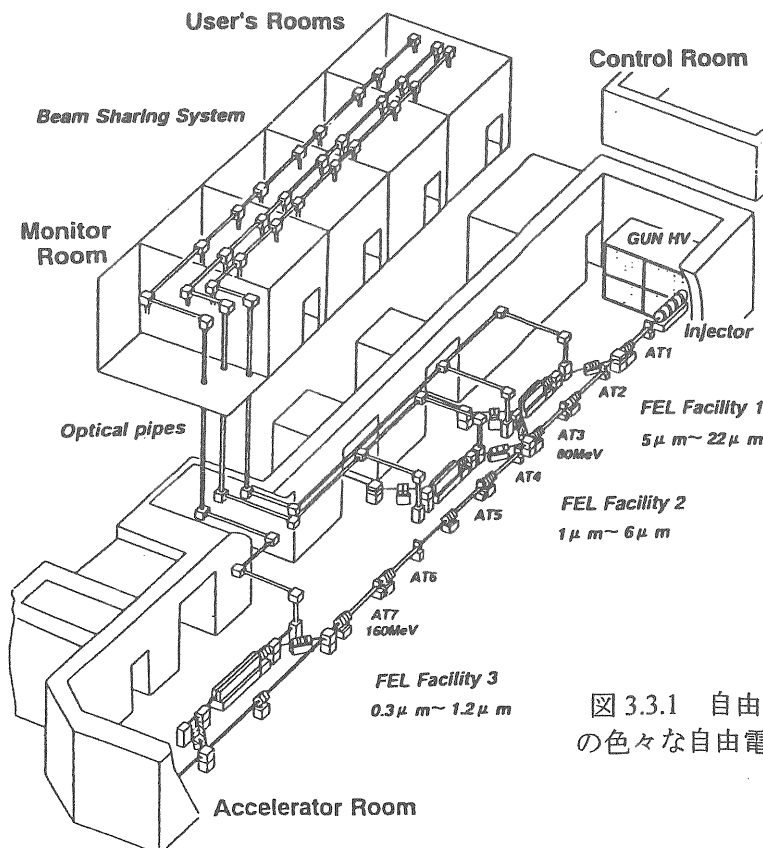


図 3.3.1 自由電子レーザー研究所の色々な自由電子レーザー発生装置

マイクロトロンは電子線が高エネルギーに到達するまでに、同じ加速管を数回通過することを除けば、その機能は高周波線形加速器に非常によく似ている。マイクロトロンの電子線は加速管を何度も通過することによって加速器の価格を削減し、装置の大きさを縮小している。20MeVの加速器は数平方メートルの中に収まる。しかし、不幸にも、マイクロトロンでは一般に電子線の質が悪く且つ電子線電流が低い。これを使った実験^{7) 8) 9)}では未だに自由電子レーザーの発振に成功していない。マイクロトロンは電子線が高エネルギーに到達するまでに、同じ加速管を数回通過することを除けば、その機能は高周波線形加速器に非常によく似ている。マイクロトロンの電子線は加速管を何度も通過することによって加速器の価格を削減し、装置の大きさを縮小している。20MeVの加速器は数平方メートルの中に収まる。しかし、不幸にも、マイクロトロンでは一般に電子線の質が悪く且つ電子線電流が低い。これを使った実験^{7) 8) 9)}では未だに自由電子レーザーの発振に成功していない。これらの小型の装置を改良して、更に小さく安い自由電子レーザーが、将来出現する可能はあるかもしれない。ロシアのノボシビルシクではエネルギー回復型のレーストラック・マイクロトロンを使った自由電子レーザー^{10) 11)}を建設しているが、その成果が大いに期待されている。

これからは、高周波加速器を利用して、より短い波長の自由電子レーザーの出現に努力すべきである。この鍵は電子入射部を開発することである。新しい概念の入射部として、直流電場より高電界の電子銃が開発されている。これは大電力高周波空洞の内側に陰極^{12) 13) 14)}を組み込んだ構造の電子銃である。これらの装置を利用することによって、より大電流で且つエミッタンスの小さい電子線が得られ、自由電子レーザーは真空紫外や軟X線まで波長領域¹⁵⁾を拓げることを可能となるであろう。

最近、自由電子レーザー研究所では、通常のグリッド型電子銃と非常に安定した高周波線形加速器を使って、電子線を165MeVに加速し、270nmの波長で自由電子レーザーの発振¹⁶⁾に成功した。この装置では、小信号利得が6%であった。

3.4 ストレジリング

ストレジリングは自由電子レーザーに最も単純な接近を計った。自由電子レーザー用ストレジリングは電子線を数mの直径のリングに蓄えている。最近のストレジリングでは、電子線が数十時間を越える寿命で長時間リングに蓄えられてい

る。電子線がリングに沿って廻転するとき、電子線はリングの中心方向に加速度を受けリングの接線方向に光を放射する。このとき電子線は少しエネルギーを失う。その放射はシンクロトロン放射と呼ばれている。このエネルギーはリングの軌道上に置かれた加速空洞で廻転する度に補わなければならない。この放射光は色々な物性実験に役立っている。放射光はリングに蓄えられた電子線を非常に低い温度に冷やす効果を持っている。この効果で、電子線のエネルギー拡がり是非常に小さくなる。従って、電子線は非常によく絞ることが出来る。この作用は100MeVを越えるエネルギーの電子線に効果的であり、電子線の特性を良くするから、ストレジリングは非常に短い波長の自由電子レーザーによく利用されている。

リングによる最初の自由電子レーザーの実験はフランスのオルセーにあるLaboratoire pour l'Utilisation du Rayonnement Electromagnetique (LURE)で実施された。リングは195MeVから233MeVの電子エネルギーで運転され、色スペクトルで青に相当する486nmから463nmまでの波長範囲のレーザー¹⁷⁾を発生させることに成功した。ACOと呼ばれるリングでは蓄積電流が小さいために、利得は小さかった。成功の鍵は、光空洞共振器に非常に損失の小さい鏡を使い、「オプティカル・クライストロン」と呼ばれている非常に巧妙なウイグラーを開発したことにあつた。レーザー光線は比較的低く平均電力が約60mWであったが、レーザー発振はリングに電子線が蓄積される時間に相当する数時間持続した。

その後、数カ所で新たな実験が開始され、ストレジリングを利用して波長領域を紫外線に拡張することが試みられた。ノボシビルシクでは近紫外線のレーザー発振と、基本波が530nmであるウイグラーの高調波をコヒーレント¹⁸⁾にする最初の実験に成功した。この高調波は真空紫外線に相当する。

ウイグラー磁場の中で電子は8の字運動をするので、「自発高調波放射が自然に起こる」のではないかと早くから言われていた。高調波電力が増えることは電子線がコヒーレント（電子線の中に密着した電子の塊を作る）の状態になっていることを意味する。Nd:YAGレーザーの2倍の高調波で自由電子レーザーが飽和すると、電子線は基本波長の中でバンチを形成する。動力学では非線形によって高調波が発生し、その高調波は電子線を良くバンチすることも知られている。177nmの波長の放射光は自発光の約350倍に、106nmでは約3倍に強められる。

ストレジリングでは、自由電子レーザーの放射

によって電子線が騒乱するが、シンクロトロン放射による電子線の冷却がそれに追いつかない。従って、ストレージングで自由電子レーザーを継続するためには、冷却効果によって、電子線のエミッタンスが縮小するまで待たなければならない。その待ち時間は、電子線が持っているエネルギーが放射光として放出するのに要する時間に等しい。従って、ストレージングは自由電子レーザーに効果的でない。又、大電力のレーザーを発生させる加速器としては不向きである。にもかかわらず、短波長で運転することに興味を示して続けている。

フランスのオルセーでは、新ストレージング(Super ACO)を建設し、350nmの波長の発振に成功し、最近では300nmの自由電子レーザー波長の発振に挑戦¹⁹⁾している。

岡崎にある分子研では、ストレージングに導入したオピテカル・クライストロンシステムの光空洞共振器の反射鏡に、独自に開発したHfO₂の多層膜ミラーを用いて、600MeVの電子ビームで240nmの波長の自由電子レーザーの発振²⁰⁾に成功している。一方、筑波にある電総研では、自由電子レーザー専用の500MeVのストレージング(NIJ I-IV)の集束系を強化して、1998年5月に、234nmの波長の自由電子レーザーの発振²¹⁾に成功している。

- 1) L.R.Elias, et al., *Phy.Rev.Lett.* 57, 424 (1986).
- 2) L.R.Elias, et al., *Phy.Rev.Lett.* 42, 977 (1979).
- 3) J.Gea-Banaclouche, et al., *J.Quant.Electron*, QE-23, 1558 (1989).
- 4) B.C.Lee, et al., *Nucl.Instr.Meth.* A375, 28 (1996)
- 5) T.J.Orzechowski, et al., *Phys. Rev. Letters* 54,889 (1985).
- 6) B.E.Newnam, et al., *IEEE J.Quant. Electron.* QE-21, 867 (1985).
- 7) A.Ts.Amatuni, et al., *Yervan Physics Institute Report EQN-727 (42)-84* (1984).
- 8) E.D.Shaw, et al., *Nucl.Inst.Meth.*A250, 44 (1987).
- 9) F.Ciocci, et al., *9th Inter.FEL Conf. Williamsburg, VA, Sept. 24-28, 1987.*
- 10) S.V.Benson, et al., *Nucl.Inst.Meth.*A250,39 (1987).
- 11) N.A.Vinokurov, et al., *Nucl. Instr.Method.* A375, 403 (1996).
- 12) J.S.Fraser and R.L.Sheffield, *IEEE.J.Quant. Electron.* QE-23,1489 (1987).
- 13) S.V.Benson, et al., *Nucl.Instr.Meth.*A272,22 (1988).
- 14) P.Kung, et al., *Phys.Rev.Lett.*73,967 (1994).
- 15) B.E.Newnam *SPIE 738* (SPIE, Bellingham, WA,

1984).

- 16) T.Tomimasu, et al., *Nucl. Instr.Method.* A393, 188 (1997)
- 17) M.Billardon, et al., *Europhys. Lett.* 3, 689 (1987).
- 18) R.Prazeres, et al., *Nucl.Instr. Meth.* A272, 68 (1988).
- 19) D.Garzella, et al., *Nucl.Instr. Meth.* A375, 39 (1996).
- 20) K.Kimura, et al., *UVSOR-24 April*,42 (1997).
- 21) K.Yamada, private communication.

4.自由電子レーザーに必要な電子ビームの性質

4.1 自由電子レーザーと電子線形加速器の類似点

電子線形加速器における電子線発散メカニズムは自由電子レーザーの発振メカニズムと共通する点が多い。例えば、長い定インピーダンス型加速管では、大電流の長パルス電子線を加速すると、パルスの後半で電子線が発散して消滅する。

このメカニズムは次のような経過を辿る。先発の電子線が定インピーダンス型加速管を通過するとき、電子線は加速管を伝搬する電磁波電場で加速されると同時に、加速管に固有な高次姿態(横方向に偏向力をもつ偏向電磁場)の電磁波を加速空洞に誘起する。この偏向電磁場は加速管を電子線と同じ方向に伝搬する。後続の電子線は、加速管で加速されながら、同時に偏向電磁場で絶えず偏向され、横の方向にずれて偏向電磁場と結合を強めて、更に偏向電磁場を大きく励振する。特にパルスの後半に位置する電子線は、増幅された偏向電磁場で大きく曲げられ、やがて加速管の壁に衝突し消失する。偏向電磁場の増幅率は周期構造に依存し、周期構造体である加速管の長さの3乗に比例する。

このメカニズムにおいて、電子線によって加速管に励起される高次姿態(TM₁₁)の磁場成分をウイグラー磁場に、電場成分を光電場に置き換えると、電子線と電磁波の相互作用による電磁波の増幅作用は、電子線がウイグラーと光空洞共振器からなる自由電子レーザー発生装置で光電場を増幅するメカニズムと似ている。

4.2 自由電子レーザーに必要な電子線の性能

光共振器を使った自由電子レーザーでは、ウイグラーに入射される電子線の時間的な連携作用によって、高輝度のコヒーレント光(密着光)が得られる。それは、2章で既に述べたように、先発の電子線がウイグラー磁場の働きで蛇行運動する

とき加速度を受けて放射する光を共振器に蓄積し、後続の電子線が同様に蛇行運動するとき、電子線の電荷が蓄積光の電場に作用して、光電場を増幅するメカニズムを利用している。電子線と光電場の相互作用を有効にするには、電子線のエネルギーの拡がり幅が光電場のポテンシャルと同じ程度でなければならないし、電子線の空間的な拡がりも又光空洞の蓄積光の空間的な拡がりと同じ程度でなければならない。更に、光空洞の長さとその光損失係数は、パルス電子線の持続時間とビーム電流強度を規制する。即ち、自由電子レーザーにおける光増幅過程は、電子線に対する性能仕様として、エネルギー拡がりやエミッタンスが小さく、尖頭電流の大きい長パルスを要求している。

P.スプラングルによると、コヒーレントな放射光発生メカニズムは電子線の進行方向に集群(バンチ)を基本にしている。集群できる電子線には強い作用特性がある。即ち、電子線の基本的なエネルギー拡がりやエミッタンスであり、これは電子線の特性を独立に定義するのに必要な値である。エミッタンスは角度拡がりを持つ電子線による。電子線の基本的なエネルギー拡がりやエミッタンスは電子線の軸速度分散を生み出す。一般に、波長、利得、効率や電子線の軸速度分散によって制限される。

自由電子レーザーメカニズムにおける共鳴条件は $\{\omega - v_z(k+k_w) = 0\}$ 、電子線の軸速度分散 Δv_z が $\Delta \beta_z \ll \lambda / L$ (4.1) を満足しなければならないことを含んでいる。ここで、 $\Delta \beta_z = \Delta v_z / c$ 、 λ は放射光、 L は電子線と放射線の相互作用距離、 $\omega = ck$ は角周波数、 v_z は軸上の電子速度、 k_w は $k_w = 2\pi / \lambda_w$ で与えられ、 λ_w はウイグラー波長である。電子線の軸速度分散¹⁾は

$$\Delta \beta_z = \left[\left(\frac{\Delta E}{E} \right)^2 + \left(\frac{\epsilon_n}{2r_b} \right)^2 \right]^{1/2} \frac{1}{\gamma^2} \quad (4.2)$$

で記述できる。ここで、 $\gamma_0 = 1 + E/m_0c^2$ はローレンツ因子、 $\Delta E/E$ は基本的エネルギー拡がりの分散、 ϵ_n は規格化エミッタンス、 r_b は整合した電子線の半径である。(4.2)より、(4.1)の不等式は

$$\lambda > \left(\frac{2\pi L}{Z_R} \right)^{1/2} \left(\frac{\epsilon_n}{\gamma} \right) f^{-1/2} \times \left[1 + \left(\frac{2r_b^2 \Delta E/E}{\epsilon_n^2} \right)^2 \right]^{1/4} \quad (4.3)$$

で与えられる。ここで、 $Z_R = \pi r_0^2 / \lambda$ は真空中のレイリー距離、 r_0 はガウス分布している光の最小スポット半径、 $f = 2r_b^2 / r_0^2$ は充填係数、即ち、電子線の断面積と放射光の断面積の比である。

利得が小さい系では、 $f \sim 1$ と $L \sim Z_R$ は回折効

果を最小に利得を最大にすることを要求される。利得の大きい系では、電子線の包絡線が真空中のレイリー距離と等しくなり、放射光は光学的に導かれる。即ち、 $f \sim 1$ に対して $L \sim Z_R$ である。多くの場合、電子線の特質はエミッタンスの寄与によって制限されるがエネルギー拡がりの項には制限されない。即ち、 $\Delta E/E \ll (\epsilon_n / r_b)^2 / 2$ である。この様な場合には、自由電子レーザーの波長制限は $\lambda > (2\pi)^{1/2} \epsilon_n / \gamma$ (4.4) で簡単化される。

1) P. Sprangle, et al, Nucl. Instr. Meth., A331, 6 (1993)

4.2.1 エミッタンス

繰り返して述べたように、電子線の特質に対する要求は非常に厳しい。その理由について、もう少し踏み込んで考察して見よう。

電子線が蛇行運動しながらレーザー光線と平行に進むとき、電子線がレーザー光線の電磁場と相互作用させるためには、電子線の空間的な拡がりやレーザー電磁場の幾何学的な大きさより非常に小さいことが望まれる。この理由は、電子線の空間的な拡がり(位相空間)が、レーザー電磁場が占める位相空間より大きいと、レーザー電磁場からはみ出た部分の電子線はレーザー電磁場とは相互作用をしない。従って、電子線がレーザー電磁場と相互作用する効率は低くなる。これら関係はレーザーの励起モード(TEM₀₀、TEM₀₁、TEM₀₂・・・)にも依存する。

レーザー光特質と電子線特質の関連を調べて見よう。

ガウス分布しているレーザー光線のレイリー距離 Z_0 は、レーザー光の半径を r_0 、その波長を λ_L とすると

$$Z_0 = \pi r_0^2 / \lambda_L \quad (4.5)$$

で表される。 Z_0 はウイグラー長 L_w の約半分である。

一方、電子線の焦点の包絡関数(電子線の直径に相当: Appendix を参照)を W_0 とすると電子線の焦点近傍の XZ 平面における包絡線は Appendix の (A45) より

$$\frac{W_x^2}{W_{0x}^2} = 1 + \frac{Z^2}{Z_{0x}^2} \quad (4.6)$$

で近似される。ここで、 Z は電子線の進行方向を、 Z_0 は包絡関数 W_0 が $2^{1/2}$ 倍になる焦点からの距離を表し、幾何学的な理由から

$$\epsilon_x Z_{0x} = \pi W_0^2 \quad (4.7)$$

を満たさなければならない。ここで、 ϵ_0 は電子線のエミッタンスを表す。

(4.1)と(4.3)の整合性から $Z_0 \sim Z_{0x}$ を仮定すると

$$\epsilon_0 / \lambda L \sim \pi W_0^2 / \pi r_0^2 \quad (4.8)$$

なる関係が得られる。即ち、電子線のビーム半径とレーザー光の半径がウイグラー軸の midpoint で等しい場合、電子線のエミッタンス ϵ_0 とレーザー光の波長は同じオーダーの寸法(デメンション)であることが要求される。以上のことから、レーザー波長が短波長に移行すればするほど、電子線には小さいエミッタンスが要求され、電子ビームの条件は厳しくなる。

もう1つは、レーザー発振するための条件として、レーザー光の増幅過程を考慮しなければならない。2章で述べたように、光と電子線は光電場の振幅内の相互作用(エネルギーのやり取り)を行う。従って、もし、電子線のエネルギー拡がり(光電場の振幅(ベクトル・ポテンシャル)より小さければ、光と電子線の相互作用の効率は高くなり、光増幅作用は大きくなる。即ち、光利得(オピテカル・ゲイン)は大きくなり、レーザー発振は短時間で飽和する。電子線形加速器では加速電子線のパルス持続時間が短くなる。定量的な詳細については省略する。

4.4.2 エネルギー拡がり

エネルギー拡がりの良否は電子線形加速器の多く構成要素に関連している。特に、高周波源の位相と電力レベルの安定性が重要となる。位相の時間変化は加速周波数が時間的に変わることと等しい。加速管に供給される大電力高周波の位相変動は電子線エネルギーの時間変動に連結し、最終的にはエネルギー拡がりになるので特に注意を必要とする。電子線形加速器では高周波源に大電力クライストロンを使用している。大電力高周波の位相変動は、大電力クライストロンのカソード電圧の変動による場合が多い。一般に、大電力クライストロンではカソード電圧が約1%変化すると、その出力高周波の位相は位相角で約8度シフトする。これはクライストロンがその名前の如く電子線を速度変調して高周波電力を増幅することに起因する。クライストロンの動作については、5.3.5大電力クライストロンで取り扱う。

電子線は、入射システムで集群され小さな団塊になるが、その空間的な大きさはエネルギー拡がりに関連する。ここで、電子線の団塊の大きさとエネルギー拡がりの関係を求めて見よう。加速管に供給された高周波は加速管の中を波長 λ の正弦波で進行する。この正弦波に乗って加速される電

子線の団塊の大きさを s とし、団塊の中心の位置が正弦波の位相角で ϕ にあると仮定する。但し、団塊の大きさ s は高周波の波長 λ に比べて十分に小さいものとする。加速管を伝搬する高周波の最大電界強度を E_0 とすると、電子線の加速量 E は

$$E = -eE_0 \sin \phi \quad (4.9)$$

で与えられる。一方、電子線の大きさ s を高周波の位相角 $d\phi$ で表すと、

$$d\phi = s / \lambda \quad (4.10)$$

となる。従って、 $-\pi/2 < \phi < +\pi/2$ の範囲では、電子線のエネルギー拡がり幅 dE は、

$$dE = -eE_0 \{ \sin(\phi + d\phi/2) - \sin(\phi - d\phi/2) \}$$

$$= -2eE_0 \cos \phi \sin(d\phi/2) \quad (4.11)$$

で表される。エネルギー拡がり(と加速量の比)を dE/E で表すと

$$dE/E = 2 \sin(d\phi/2) / \tan \phi \quad (4.12)$$

で与えられる。一方、 $\phi = -\pi/2$ のとき、電子線の加速量は最大になる。即ち、 $E = eE_0$ である。

この場合のエネルギー拡がり dE は

$$dE = -eE_0 \{ \sin(-\pi/2) - \sin(-\pi/2 - d\phi/2) \}$$

$$= eE_0 \{ 1 + \cos(d\phi/2) \}$$

$$= eE_0 (d\phi)^2 / 8 \quad (4.13)$$

で与えられる。

但し、 $d\phi \ll 1$ の時、

$$\cos(d\phi/2) = [1 - \{\sin(d\phi/2)\}^2]^{1/2}$$

$$\sim 1 - (d\phi/2)^2 / 2$$

$$(4.14)$$

と仮定している。従って、エネルギー拡がり(と最大加速量の比)は

$$dE/E = d\phi^2 / 8 \quad (4.15)$$

で与えられる。複数の加速管で構成される電子線形加速器では、エネルギー拡がりを非常に小さく出来る。電子線を半数の加速管を $\sin \phi$ の正弦波で加速し、残り半数の加速管を $\sin(\pi - \phi)$ の正弦波で加速すると、加速エネルギーは多少低くなるが、電子線の団塊の大きさに依存するエネルギー拡がりを実質的に小さく出来る。しかし、加速器の前半と後半の高周波位相が不安定であるとエネルギー拡がり幅が寧ろ大きくなる可能性がある。

5. 自由電子レーザー用電子線形加速器

5.1 電子線形加速器の発展

世界中には現在数千台の加速器があり、日本にも数百台の加速器が学術研究、産業、医療用として広く利用されている。これらの加速器の90%以上は電子線形加速器である。現在、加速器の主流をなす電子線形加速器の発展は必ずしも最初か

ら順風であったわけではない。電子線形加速器は、その発展の過程で多くの先人が茨の道を切り開き、多くの苦難を乗り越えて発達してきた。ここでは初期の頃の電子線形加速器発展の経過について触れることにする。

電子線形加速器の発祥は、1930年代の半ば、スタンフォード大学のW.W.ハンセンがX線に興味を持ち、X線源に使うための電子を得る安価な方法を探したことにある。電子線形加速器のアイデアは古くからあった。しかし、高周波要素に関する理論的な理解と同様に詳細な高周波技術が要求され、その発展は阻害されていた。ハンセンは高電圧を得るため方法として共振型加速器が有望であると考えた。共振空洞では少ない電力で高電圧を発生するから、適当な電力消費だけで利用できない位の高電圧を得ることができると信じた。にも関わらず、1930年代の後半、空洞共振器の方法では利用可能な最大電力を与えても、物理屋が興味を持つほどの電圧は得られなかった。この方式では高周波電力によって電子エネルギーは制限された。しかし、ハンセンは落胆しなかった。彼の情熱は高エネルギーに向けられた。しかしながら、ハンセンは2つの出来事のために、1938年と1939年に、この仕事を中断することになった。その理由の1つは、バリアン兄弟と一緒にクライストロンの開発を行うことになり、それを発展させることに身を投じた。クライストロンは第2次世界大戦の戦局を転換する重要な役割を演じた。その2は、カーストがベータートロンの開発に成功したことであった。カーストの方法は非常に単純であった。高周波線形加速器は、予測出来ない位強力な新電力源を見いださない限り、ベータートロンの簡単なトランスの働きとは競争にならなかった。第2次世界大戦が進行する間の技術的な進展は、変革が差し迫っていることを暗示していた。英国におけるレーダー用マグネトロンの開発は電力源の新しい展望が見えてきたことを示唆した。戦争の末期に、ハンセンはE.L.ギンズトンやJ.R.ウッドヤードと一緒に、以前の結論を再び検証し線形加速器実現の可能性を追究した。ハンセンのグループと他の数グループは、戦争によって開発されたマグネトロンが実用可能な高周波源として数MeV電子線形加速器を作るのに役立つことを認識した。しかしながら、高エネルギー物理では数百MWのクライストロンを開発し数百MeVの電子線線形加速器の建設を提案する動きが出ていた。

1946年、ウッドヤード¹⁾とハンセンは導波管型加速管を使って電子を加速する方法の探究を始めた。物理的概念は簡単であった、しかし、詳細

のほどんとは不確かであり、特に軌道の安定性に関しては、全く未知であった。十分な精度と電力損失の少ない空洞共振器を多数組み立てる方法も同様に問題であった。1946年から2年間、ハンセンはE.L.チュー、E.L.ギンズトン、E.T.ジャイニ、S.F.カイゼル、W.R.ケネデーの助けを借りてこれらの問題を詳細に研究した。その結果、ハンセンは、高周波加速のプロセスが実現可能²⁾であることを、理論的にも実験的にも提示することができた。1947年、12フィートの長さの加速管を製作し電子加速に成功した。この加速器はスタンフォードマークIとして知られている。この装置は波長が10cmの高周波を用い0.9MWの電力で6MeVの電子を発生させることに成功した。その後、この装置にはベーカー³⁾とカスウェルによって色々な改良が加えられた。

スタンフォード大学では電子加速に成功したが、他のどこでもより尖頭値の大きい電力源が必要とする事実を明確にできなかった。海軍研究所はこれを念頭に置いて援助を開始した。これに元気づけられて、E.L.ギンズトンとM.チョドローはより大電力を発生させるクライストロンの可能性について研究を開始した。大電力クライストロンに最も必要とするスタンフォードグループではそれらのクライストロン管を定常的に使うことを決定した。

チョドローは相対論的速度におけるクライストロンの動作理論を研究し、数MWの電力領域でもその基本的な動作に障害が無いことを見いだした。1949年の春に、ショドローとギンズトンは大電力クライストロンの試作に成功した。1948年、1GeV線形加速器のための詳細設計がハンセン等によって提案された。この提案では、高周波大電力の発生と高エネルギーに電子を加速する理論的な裏付けはできたけれども、技術的に未経験な要素が多く、考慮すべき危険性が含まれていることは明らかであった。この期間、ハンセンとチューは電子加速過程の理論とデスクロード型加速管の理論⁴⁾を発展させた。R.F.ポストはハンセンや他の人たちによって設計された要素部品を使ってスタンフォードマークII⁵⁾と呼ばれている原型線形加速器を作り、12フィート加速管で35MeVの電子加速に成功した。1949年、スタンフォードマークIIIと呼ばれている1GeV線形加速器の建設が始まり、1950年10月に30フィートの加速管が出来上がり、75MeVのエネルギーで最初の電子線加速の運転を行った。

1953年、マークIIIは10フィート加速管を21本に増設し、クライストロン14本を稼働させて、電子線を400MeVのエネルギーに加速した。この時点

で、R. ホスタッターと彼の共同研究者達は、この加速器の電子線を使って電子散乱による原子核構造の研究を始めた。1955年、クライストロンは21本に増設され、電子エネルギーは600MeVに到達した。R. ホスタッターはマークⅢを使った一連の原子核実験によって1961年にノーベル物理学賞を受賞した。

1960年7月には、300フィートに延長され、クライストロンも30本に増設され、900MeVの電子加速が可能になった。もし、30本のクライストロンがよく作られ有効に働いていたなら、300フィート加速器は1GeVのエネルギーに到達できる筈であった。1963年の後半、マークⅢは解体された。マークⅢは2哩加速器を建設するために改良されて新しい加速器に置き換えられた。1964年3月、改良されたマークⅢは1.2GeVのエネルギーに到達した。高エネルギー物理研究所では、この電子線形加速器の耐久テスト運転を続けた。

スタンフォード大学における電子線形加速器に関する研究成果は、基礎科学と応用科学に裾野を拡げ、ここで開発された高周波加速器技術は、高エネルギー物理学、超伝導科学、医学等の利用研究を促進し、その発展に大いに貢献した。

スタンフォード大学では、医学と他の利用のために他の電子加速器も建設した。1950年代の半ばには、シカゴにあるミシェール・リース病院用として10フィート35MeV加速器、アルゴンヌ国立研究所のガン研究用として20フィート60MeV加速器、スタンフォード大学病院のガン治療用として6フィート5MeV加速器等をそれぞれ製作した。又、スタンフォード大学では、工業利用、医療利用、放射線研究用として、多く電子線形加速器を製作している。

1954年、原子力委員会の支持をうけて、スタンフォード大学では、20フィート80MeV加速器の建設を開始した。この加速器は、マークⅣとして知られているが、加速器の要素開発として設計された。しかし、同時にベーター線ガン治療のためにも利用された。マークⅣはR.B.ニールの指導の下に、線形加速器の設計と製作に多くの改良が加えられ、非常に貴重な成果を得た。

1960年代の前半、マークⅣは2哩加速器の広範な技術資料を得るために、多岐にわたるテストと改良が加えられ徹底的に利用された。1964年、この加速器は廃棄された。

スタンフォード大学における電子線形加速器の研究成果は、高エネルギー分野のスタンフォード線形加速器センター(SLAC)に引き継がれ、2哩20GeV電子線形加速器の実現に繋がった。完成後、SLACでは、テーラーとその実験グループが電子

散乱による陽子の微細構造を探究し、その実験結果から陽子が複数の素粒子で構成されていることを示唆し、1990年にノーベル物理学賞を受賞した。一方、SLACのリヒター等は、加速器で加速された粒子が相手の粒子に衝突するとき、加速粒子の運動エネルギーを衝突エネルギーに変える効率を最大にする方法を探究し、粒子とその反粒子を同時加速して衝突させる加速器(コライダーリング)を考案した。そして、実際にリングに電子と陽電子を互いに反対方向に廻転するように入射し、それらの粒子をリングに貯蔵し、常時衝突させる加速器を試作した。1972年、リヒター等は、実際に4GeVの電子陽電子衝突リング(SPEAR)を完成させ、直ちに20GeV電子線形加速器を使って陽電子と電子を入射して衝突実験を行った。この一連の衝突実験では、1974年J/ψ粒子を発見してチャームクォークの存在を実証した。リヒターはこの研究成果で1976年ノーベル物理学賞を受賞した。

一方、スタンフォード大学の高エネルギー物理研究所では、原子核実験の要請により高エネルギー電子線の高品質化(エネルギー拡がりやエミッタンスが小さく且つ連続ビーム)をめざして、超伝導材料を用いて極端に電力損失の少ない高周波空洞の開発研究を開始した。

低温技術は1960年代に急速な発展を遂げた。これはスタンフォード大学のLバンド超伝導高周波空洞の開発を促進した。1970年代前半には超伝導線形加速器が完成した。ここで加速された電子線は非常に優れたビーム特性を持っていた。この高性能の電子線は自由電子レーザーの基礎実験に利用され、1章で述べたように、自由電子レーザーの発振現象を検証する初めての実験を成功に導いた。この自由電子レーザー研究の成果はスタンフォード大学に新しい自由電子レーザー利用研究施設(FIRFEL, FIRFELY)の建設に繋がっている。

日本における最初の電子線形加速器は1950年代の後半に東京大学原子核研究所に電子シンクロトロン(6MeV入射器)として設計し製作された。当時、商用クライストロンがなかったため、2MWの組立可能なクライストロン(デマンタブルクライストロン)が設計製作されたがなかなか実用にならなかった。その後、7MWクライストロンをフランスのトムソンCSFから輸入し、入射器の運転は続けられた。これと平行して、東北大学の理学部ではマグネトロンを使った5MeV小型電子線形加速器の開発研究が行われていた。前者は高エネルギー物理研究所に建設された2.5GeV電子線形加速器に、そして、後者は東北大学原子核物理学研究施設に建設された300MeV電子線形加速

器にそれぞれ発展して行った。その後、1960年代の中頃、東京電気試験所や日本原子力研究所でも、電子線形加速器の開発研究や研究用電子加速器の建設が開始された。詳しいことは改めて他の機会に触れることにする。

4) E.L.Chu and W.W.Hansen, J. Appl. Phys.20,280 (1949)
 5) R.F.Post and N.S.Shiren,Rev.Sci.Instr.26,205 (1955)

1) J.R.Woodyard, Phy,Rev.69,50 (1946)
 2) E.L.Ginzton, W.W.Hansen,and,W.R.Kennedy,Rev. Sci.Instr.19,89 (1948)
 3) G.E.Becher and D.A.Caswell,Rev.Sci.Instr.22,402 (1951)

5.2 電子線形加速器の基本
 電子線形加速器の基本についてはこれまでの0h oで度々取り上げられているので、ここでは、通常の電子線形加速器における構成要素と加速原理について簡単に述べる。

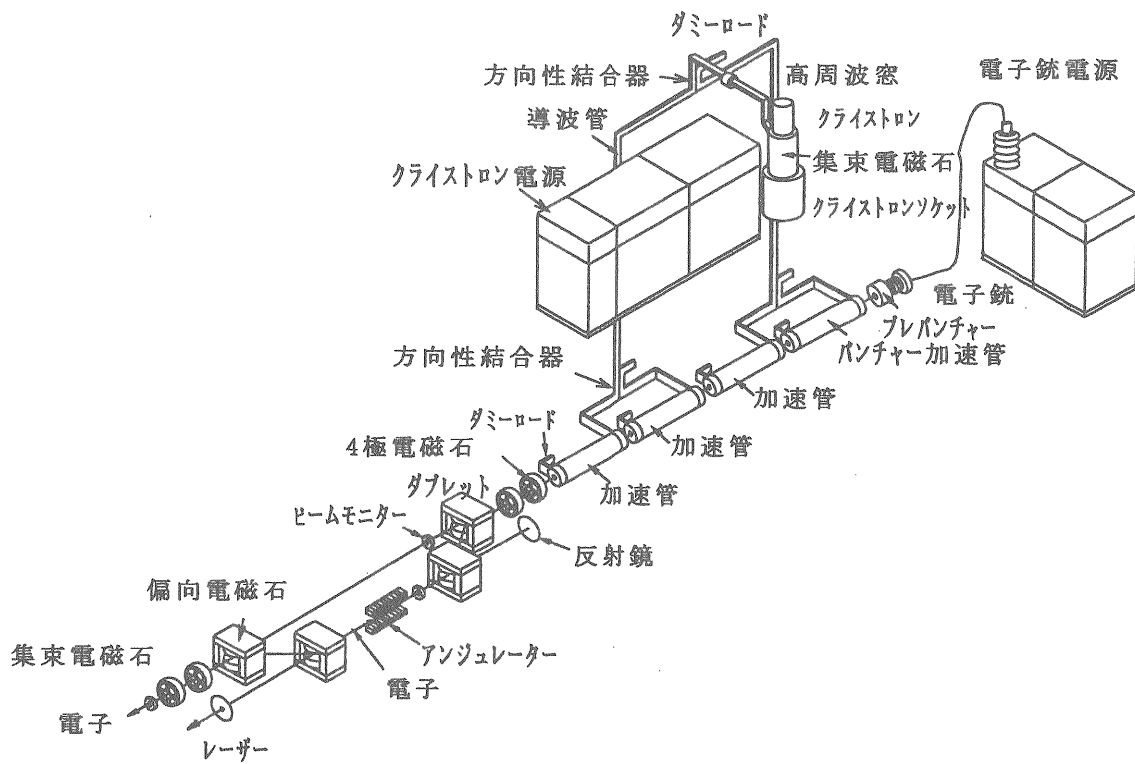


図 5.2.1 自由電子レーザー用電子線形加速器

5.2.1 電子線形加速器の構成要素

自由電子レーザー用電子線形加速器は、図 5.2.1 に示すように、入射、集束、加速、ビーム輸送、ビーム計測、高周波、制御、真空、冷却等のシステムで構成される。

1) 入射システム

標準的なシステムは電子銃、高電圧パルス電源、グリッド制御回路等で構成される。最近では特殊な入射システムとして、電子銃と集束システムを兼ねた高周波電子銃と α 電磁石を組み合わせ、エネルギー選別するシステムを用いるケースが多くなった。電子銃と集束システムを兼ねる高周波電子銃には、トリガーで稼働する超短パルス (数 ps) レーザーを別途用意している。

2) 集束システム

ビームチョツパー、サブハーモニック・バンチャー、プレバンチャー、バンチャー加速管、各種位相シフト器、電力減衰器、無反射終端器と各種高周波源で構成される。ビームチョツパーには高周波空洞型とパルス電圧型があり、通常は高周波空洞型が用いられる。これらの高周波要素の素材には一般に高周波損失と真空に対する配慮から無酸素銅が用いられている。各バンチャー構造は、加速器の基本設計が反映され、まちまちである。

3) 加速システム

加速管、導波管、大電力位相シフト器、大電力減衰器、無反射終端器等で構成される。低エネルギー用小型電子線形加速器には定インピーダンス型加速管が使用される場合が多い。高エネルギー用電子線形加速器には通常、定勾配型加速管、或いは、定電界型加速管が用いられている。

4) ビーム輸送システム

集束電磁石レンズ、集束コイル、ステアリングコイル、4 極電磁石、偏向電磁石と各種電源で構成される。

5) ビーム計測システム

電流、プロファイル、エミッタンス、バンチ、運動量等を計測するモニターが用意され、電流モニターには、通常、壁電流、電流トランス型が用いられる。ビームプロファイルは通常蛍光物質や発光物質 (デマルケスト) を用いて計測される。特殊なケースとして、トランジット放射光やチェレンコフ光を利用することもある。ビームバンチは電流モニターやストリークカメラで、電子の運動量は分析電磁石とプロファイルモニターを用いて計測される。

6) 高周波システム

高周波発生器、高周波小電力増幅器、高周波大電力増幅器、電力電送システム、と位相シフト器、周波数計測、位相計測、高周波電力計測で構

成される。高周波大電力増幅管には通常クライストロンが用いられ、クライストロンはクライストロン変調器 (大電力パルス電源) や大電力パルストランスを用いて駆動される。

7) 制御システム

加速器の運転に必要なあらゆる処置を行う機能を備えることが理想的であるが、現状は個々の加速器で制御方法に大きな違いがある。通常の制御システムは、各種装置の駆動と制御、各種装置の稼働状態の監視、電子ビームに関する情報収集を行っている。最近では、ノイズを避けるために、光ケーブルでデータ通信を行う場合が多い。最近ではリレーの代わりに、シーケンサーとパーソナルコンピュータを組み合わせ、プログラムソフトを使って各種装置を無接点で ON & OFF するシステムが主流を占めつつある。

8) 真空システム

排気ポンプと真空度計測で構成される。電子線形加速器にはクリーンな真空が要求される。排気装置には分子ポンプ、クライオポンプが用いられ、真空度の維持にはイオンポンプが使用されている。各種のインターロックに真空度計測が利用される。

9) 冷却システム

加速管、高周波源、ビーム輸送の冷却系統に大別される。冷却は純水を媒体としている。加速管と高周波源系統では摂氏 0.1 度程度の温度範囲の制御が要求される。

5.2.2 加速原理

図 5.2.2 に示す如く、電子銃の熱陰極から紐状に放出された電子線は陰極に印加された負電圧 V_G で、 eV のエネルギーに加速され速度を得る。

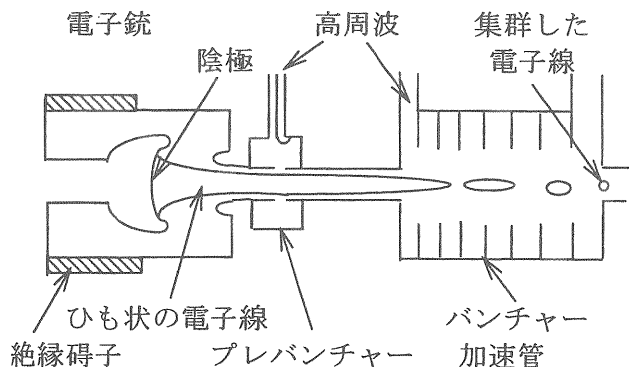


図 5.2.2 高周波による電子線の集束 (バンチ)

その速度 v は電子の静止質量を m_0c^2 とすると

$$\frac{v}{c} = \frac{(\gamma^2 - 1)^{1/2}}{\gamma} \quad (1)$$

で与えられる。ここで、 γ はローレンツ因子であり

$$\gamma = (1 + V_G^2 / m_0c^2)^{-1/2} \quad (2)$$

で表される。電子線が高周波空洞 (プレバンチャー) の空隙を通過するとき、高周波位相 θ にある電子は、

$$V_\theta = V_p \sin \theta \quad (3)$$

加速され、そのエネルギーは $V_G + V(\theta)$ になる。

そのローレンツ因子 γ_θ は (2) と同様に

$$\gamma_\theta = 1 + (V_G + V_\theta) / m_0c^2 \quad (4)$$

で与えられ、各々電子の速度は $\beta = v/c$ と置き替えると

$$\beta_\theta = \frac{v_\theta}{c} = \frac{(\gamma_\theta^2 - 1)^{1/2}}{\gamma_\theta} \quad (5)$$

で表される。ここで、位相 $\theta = 0$ を通過した電子はエネルギーが変化しないから速度も変化しない。次にこの電子を基準にして、時間 t 経過後の各々電子の位置の変化を求めると、変化量 dz は

$$dz = z_0 - z_\theta = (\beta_0 - \beta_\theta)ct \quad (6)$$

で与えられる。 $\beta_0 > \beta_\theta$ であれば基準電子より前の電子は基準電子より速度が遅いので、基準電子に追いつめられ、基準電子との間の距離は縮む。

$\beta_0 < \beta_\theta$ であれば基準電子より後の電子は、基準電子より速度が速いので、基準電子を追いつめ、基準電子の間の距離は縮む。即ち、プレバンチャー高周波空洞を通過後の電子線は速度変調されて、次第に集群 (バンチ) して行く。適正な距離を進行した後、集群した電子線はバンチャー加速管に入射する。バンチャー加速管では高周波電力が供給されると、各加速空洞に加速電界が順次励起され、加速電界の位相は電子と同じ位の速度で進行する。バンチャー加速管を通過中に電子線はこの電界で連続的に加速されより強く集群される。位相角 ϕ_0 にある電子が距離 dz 進行する間に受ける加速量 dV は

$$dV/dz = eE_b \cos \phi_0 \quad (7)$$

である。ここで、 E_b はバンチャー加速管の加速電界強度である。電子速度 v_{e0} が加速電場の位相速度 v_{p0} と違う場合は加速位相がずれる。単位長さ dz 当たり位相のずれ $d\phi$ は

$$d\phi = 2\pi (dz/v_{e0} - dz/v_{p0}) \quad (8)$$

で与えられる。ここで、 $\beta = v/c$ を使って書き換えると

$$d\phi/dz = (2\pi/\lambda) (1/\beta_{e0} - 1/\beta_{p0}) \quad (9)$$

で表される。ここで、 λ は自由空間波長で $\lambda = c/f$ 、 f は加速周波数である。(5) の加速量をローレンツ因子の変化量 $d\gamma_1$ に書き換えると

$$d\gamma = dV/m_0c^2 = eE_b \cos \phi dz / m_0c^2 \quad (10)$$

となる。ここで、直前の電子のローレンツ因子 γ_0 に加え

$$\gamma_1 = \gamma_0 + d\gamma_1 \quad (11)$$

とすると、電子の比速度 β_{e1} は (5) と同様な関係式を使って

$$\beta_{e1} = (\gamma_1^2 - 1)^{1/2} / \gamma_1 \quad (12)$$

求められる。電子の次のステップのエネルギー利得は (7) の ϕ_0 に (9) から求めた $d\phi$ を加え

$$\phi_1 = \phi_0 + d\phi \quad (13)$$

として、 ϕ_1 を (7) に代入すると求まる。(7) の E_b は z の関数として与えられる。

このように、バンチャー加速管を通過する電子の速度は時事刻々変わるので、電子の加速量を解析的に計算することは出来ない。

バンチャー加速管で加速される電子のエネルギー利得や集群状態は (7) から (13) までの計算式を使って逐次数値計算される。このプロセスに空間電荷効果を導入する場合は、高次のルーゲンクッター関数を利用する。バンチャー加速管の全長が L_b の場合、電子のエネルギー利得をシンボリックに記述すると

$$V_b = \int_0^{L_b} eE_b(z) \sin \phi(z) dz \quad (14)$$

で与えられる。ここで、 $E_b(z)$ はバンチャー加速管の加速電界強度、 ϕ は電子を加速する高周波位相で角を表す。

$$\phi(z) = \omega t - \beta p z = \phi_0 + \int d\phi$$

$$= \phi_0 + \int_0^z (2\pi/\lambda) (1/\beta_{ez} - 1/\beta_{pz}) dz \quad (15)$$

で表される。ここで、 ω は加速角周波数、 β はバンチャー加速管を通過する高周波の伝搬係数 $\beta = 2\pi/\lambda$ 、 λ はバンチャー加速管の管内波長である。

一方、電子銃から放出された電子線は、バンチャーを通り抜けるまで、横方向に拡がらないように、電磁レンズやソレノイドコイルで強力に集束される。

バンチした電子線は通常加速管に入射を伝搬する強力な高周波電場と一緒に進行し、常に加速力を受けながら高エネルギーに加速される。一方、クライストロンで増幅された大電力の高周波は導波管を通して加速管に供給される。高エネルギー電子線は通常 4 極電磁石を複数個組み合わせたレンズ系で集束され自由電子レーザー系に輸送される。

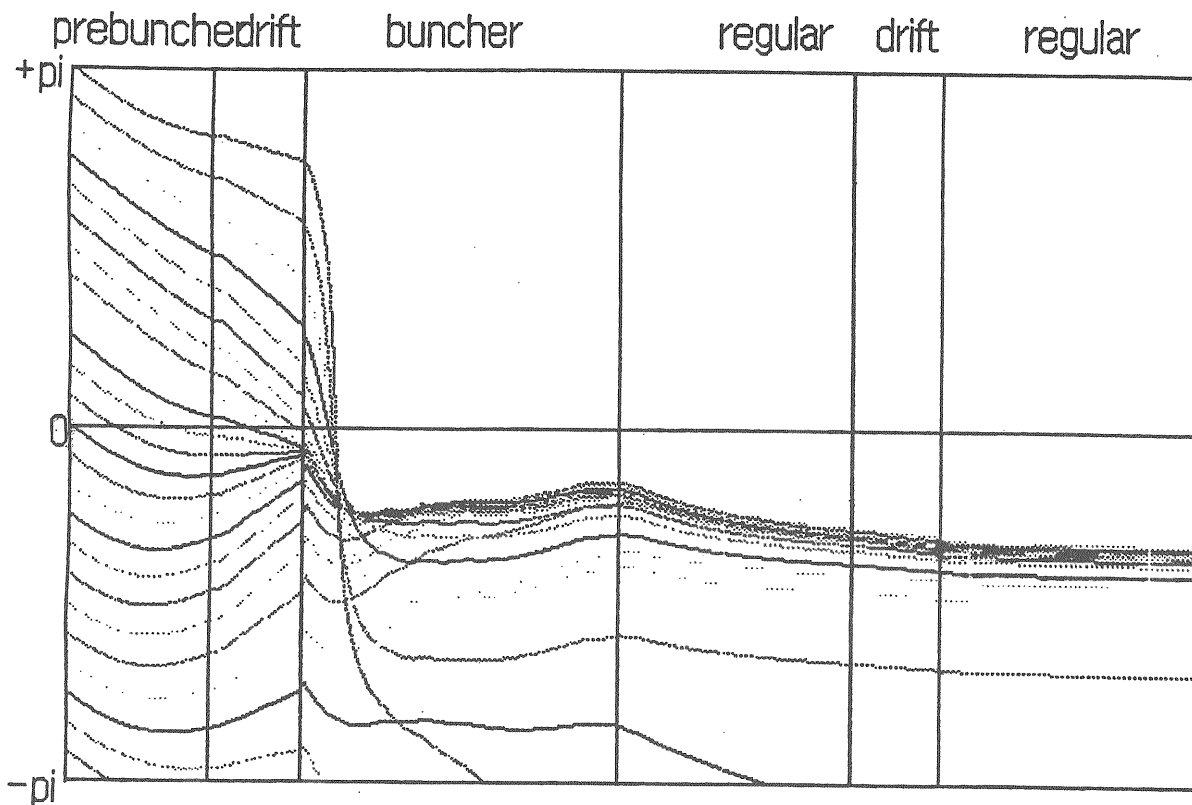


図 5.2.3 電子線の集群の計算例

5.2.3 加速管

利得が小さく光空洞共振器を伴うような自由電子レーザーでは、一般に、ビーム電流が大きいだけでなく、パルス持続時間も長い電子線を必要とする。この条件を満たす電子線形加速器では特にビーム発散を起こしやすい。紫外線領域の短波長レーザーを目的とする自由電子レーザーでは高エネルギー、大電流、長パルスの電子線が必要である。この条件に対応する電子線形加速器では多数の加速管を使用することによるマルチセクション型のビーム発散も念頭に入れておく必要がある。

電子線形加速器の加速管には常電導用と超電導用がある。

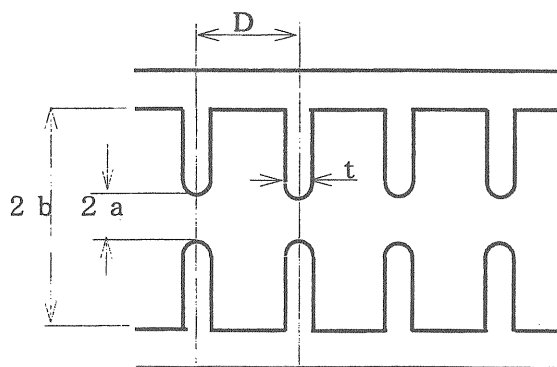
常電導用加速管には定インピーダンス型、定電界型、定勾配型がある。何れの加速管も無酸素銅を素材にして作られる。加速管の構造は図 5.2.4 に示すように、非常に単純であり、穴のあいた円板(ディスク)と円筒(シリンダー)を交互に積み重ねて多数の高周波空洞に組み上げて、これを導波管に仕立てている。

定インピーダンス型加速管では全て円板と円筒の寸法が同じであり、従って加速管の波動インピーダンス(特性インピーダンス)が一定である。

定電界型加速管では円板の穴径と円筒の内径が少しづつ異なり、加速管に高周波電力を供給した

時、全ての加速空洞の加速電界強度が一定になる。従って、加速管の波動インピーダンスは入り口から出口まで徐々に変化し順次大きくなって行く。

定勾配型加速管ではその寸法構造が定インピーダンス型と定勾配型の間位置し、円板の穴径を加速管の入り口から出口まで一定の勾配で減少させている。波動インピーダンスは定電界型加速管と同様に入り口から出口まで徐々に大きくなって行く。



定インピーダンス型加速管の断面図

図 5.2.4 加速管の模式図

加速管は使用周波数によって、L (1000Mhz)、S (3000Mhz)、C (6000Mhz)、X (9000Mhz)等のバンド帯に区分されている。Lバンド加速管は大電力電子線を高効率で加速する方式に適している。Sバンド加速管は最も一般的であり、中電力電子線を低コストで加速する方式に適している。C、Xバンド加速管はリニアコライダー等の特殊な目的のために開発されたもので、小電力電子線を高電界強度で加速する方式に適している。

通常の加速管の特性は、シャント抵抗 $r_0=50 \sim 60 \times 10^6$ (ohm/m) 利益係数 $Q \sim 10^4$ 、群速度 $v_g=0.005c \sim 0.02c$ の値にある。これらの値はテスト空洞を使って計測され、シャント抵抗を除く、値は簡単に計測できる。

シャント抵抗 r_0 はオームの法則(抵抗=電圧の自乗/電力損失)と同様な概念であり、加速管に高周波電力 P を供給した時、加速管の単位長さ dz 当たりの電界強度を E_0 、単位長さ当たりの電力損失を dP/dz である場合、シャント抵抗 r_0 は、

$$r_0 = E_0^2 / (dP/dz) \quad (16)$$

で定義される。シャント抵抗 r_0 は加速空洞の電界分布を計測してその結果をフーリエ解析することによって求めることができる。

利益係数 Q は加速管の単位長さに蓄えられる高周波電力 U と単位長さ当たりの角周波数 1 サイクルの電力損失 $(dP/dz) / \omega$ の比

$$Q = U / \{ (dP/dz) / \omega \} = \omega U / (dP/dz) \quad (17)$$

で定義される。一方、加速管に供給された高周波電力 P は加速管の中を光速を遙かに遅い群速度 v_g で進行する。これは加速管を構成する各加速空洞に高周波エネルギーを充填しながら進むからである。

従って、高周波空洞に蓄えられる高周波電力 U と群速度 v_g の間には

$$U = P / v_g \quad (18)$$

の関係式が成立する。加速管に高周波電力 P を供給したとき、加速管の単位長さ当たりの電力損失は dP/dz は加速管の単位長さ当たりの電界減少係数を I と定義すると

$$dP/dz = - 2I P \quad (19)$$

なる関係式が成立する。(17)に(18)を代入すると $(v_g Q / \omega) = P / (dP/dz)$ が得られる。これを(19)に代入すると、電界減少係数 I は

$$I = - (\omega / v_g Q) / 2 \quad (20)$$

で与えられ、 ω 、 v_g 、 Q の値を使って簡単に計算できる。

定常状態の定インピーダンス型加速管のエネルギー利得 T_i は次の簡便な式⁶⁾で表される。

$$T_i = E_0 L (1 - e^{-IL}) / L - i r_0 L \{ 1 - (1 - e^{-IL}) / IL \} \quad (21)$$

ここで、 E_0 は加速管電界強度であり、加速管に供給される高周波電力を P_0 とすると、

$$E_0 = (2I r_0 P_0)^{1/2}$$

で与えられる。 L は加速管の全長、 I は(20)で与えられた電界減衰係数、 i はビーム電流、 r_0 はシャント抵抗である。

定常状態の定電界型加速管のエネルギー利得 T_g は P.B.Neal⁷⁾ によって

$$T_g = \{ (1 - e^{-2u}) r_0 P_0 L \} / 2 - (i r_0 L / 2) \{ 1 - 2ue^{-2u} / (1 - 2ue^{-2u}) \} \quad (22)$$

与えられた。ここで、 u は加速管の電界減衰量

$$u = \int_0^L Idz, L \text{ は加速管の全長、} i \text{ はビーム電流である。}$$

定勾配型加速管のエネルギー利得は解析的な方程式で記述出来ない。通常は(7)から(13)までのプロセスにビーム負荷を考慮した数値計算で求めている。

超電導用加速管は楕円球を数珠状に繋いで加速空洞にしている。高周波空洞は高純度ニオブを素材にし、液体ヘリウム温度に冷却して使用される。超電導用加速管はエネルギー効率が高く電子線を連続加速する方式に適している。しかし、液体ヘリウムの製造にエネルギーを消費するので、驚くほどエネルギー効率は高くない。又、液体ヘリウムの確保、維持、管理等に煩雑さがあるので、小規模の加速器には向かない。

高周波空洞の利益係数(Q 値)は通常 10^6 になるが、このような高性能を得るには高周波空洞には高度の表面処理技術が必要である。表面処理を誤ると所定の性能が得られない。最近の超電導高周波空洞の加速例では 35MV/m の電界強度に到達している。

6) J.E.Leiss, (1958b), NBS Internal Report.

7) P.B.Neal, (1958), Report.No.ML-513, Stanford Univ.

5.2.4 大電力クライストロン

クライストロンは、図 5.2.4 に示すように、クライストロン本体と集束コイル系で構成される。クライストロン本体の構成部品は電子銃、絶縁碍子、アノード、入力高周波空洞、ドリフト空間(数個の媒体高周波空洞を含む)、出力高周波空洞、出力窓付き導波管、ビームコレクター、イオンポンプ等で構成され、電子線が通過する軌道は真空に封じられる。

クライストロンが高周波を増幅するメカニズムは次のように記述できる。

まず電子銃に負の高電圧を加えて電子ビームを
 高速度に加速する。次に、紐状の電子線が小電力
 の高周波で励起された高周波空洞（入力空洞）を
 通過するとき速度変調を受ける。この電子線はドリフト空間を進行するに従って集群（バンチ）し、高周波空洞（出力空洞）を通過するとき、出力空洞の高周波電場を励起して、電子線の運動エネルギーは高周波電力に変換される。失速した電子線はコレクターの壁に衝突し消失する。上で述べたように、カソード電圧の変動は電子線の速度を変え、出力空洞に到達する時間をずらすことになる。これは出力空洞に励起された高周波位相と位相ず

れを起こす。

クライストロンの出力電力は5~100MWの範囲にある。電子銃の陰極面には一般にバリュウム酸化物が塗布されている。陰極ヒーター電力は100~400W程度であり、電子ビーム電流は50~500Aの範囲にあり、陰極には通常-100~-400kVのパルス電圧が印加される。クライストロンの電力増幅度は非常に大きく、一般に、 $10^5 \sim 10^6$ 倍に達する。

表 5.1 には、Sバンドで動作する代表的な国産クライストロンの仕様特性例を示す。

表 5.1 クライストロンの仕様特性

陰極	傍熱型ディスペンサー型
ヒーター電圧	80 V
ヒーター電流	6.5 A
動作周波数	2 8 5 6 MHz
全長	1 7 5 0 mm
イオンポンプ	8 L/S
集束磁界	外部電磁石
重量	2 4 0 kg
X線遮蔽	必要
冷却	水冷
電子銃部	絶縁油浸漬
最小水量	2 5 L/min
最大定格	
パルスビーム電圧	3 7 0 kV
パルスビーム電流	4 5 0 A
パルス出力	6 5 MW
平均出力	1 0 kW
コレクター損失	3 0 kW
ビームパルス幅	6.2 μ S
出力電力パルス幅	4 μ S
パルス繰り返し数	6 0 p p S
負荷定在波比	1.5 : 1
励振電力	3 0 0 W
電力利得	5 3 dB
効率	4 4 %

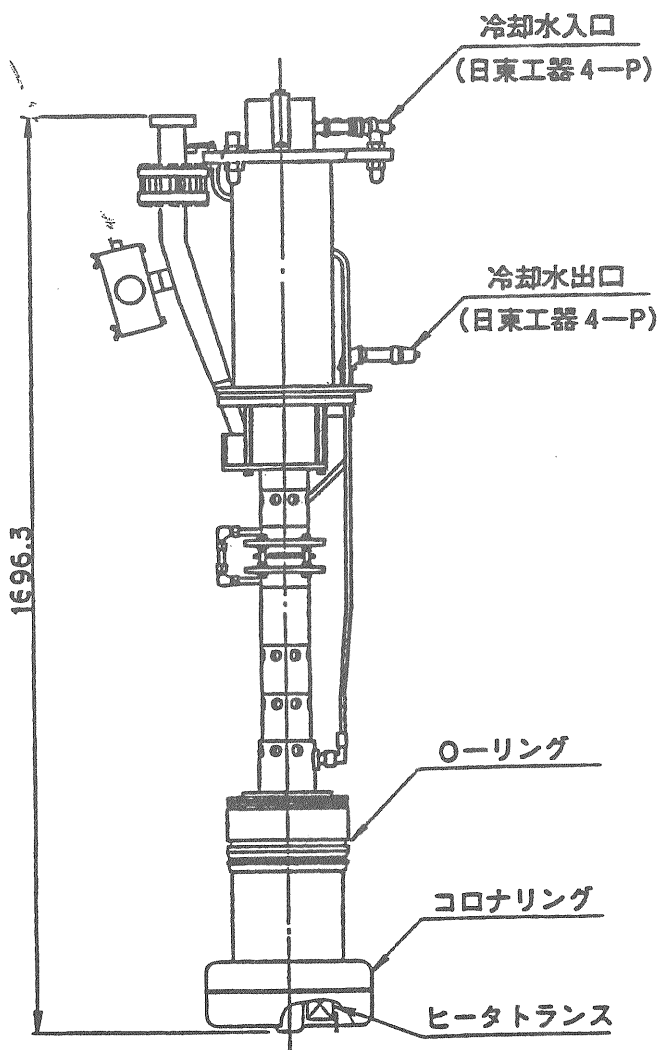


図 5.2.5 クライストロンの概観図

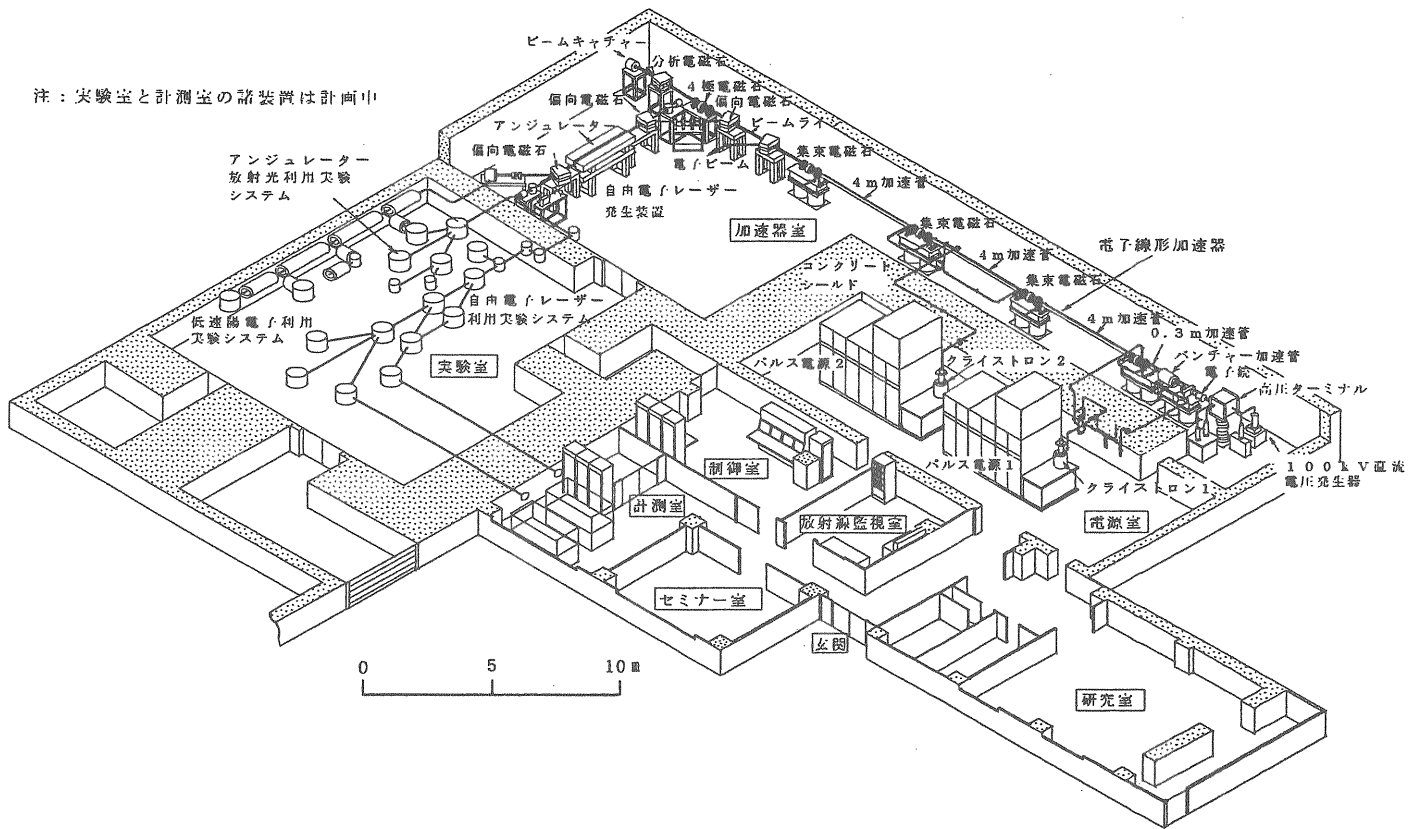


図 5.2.6 自由電子レーザー装置の具体例 (日本大学電子線利用研究施設の全体図)

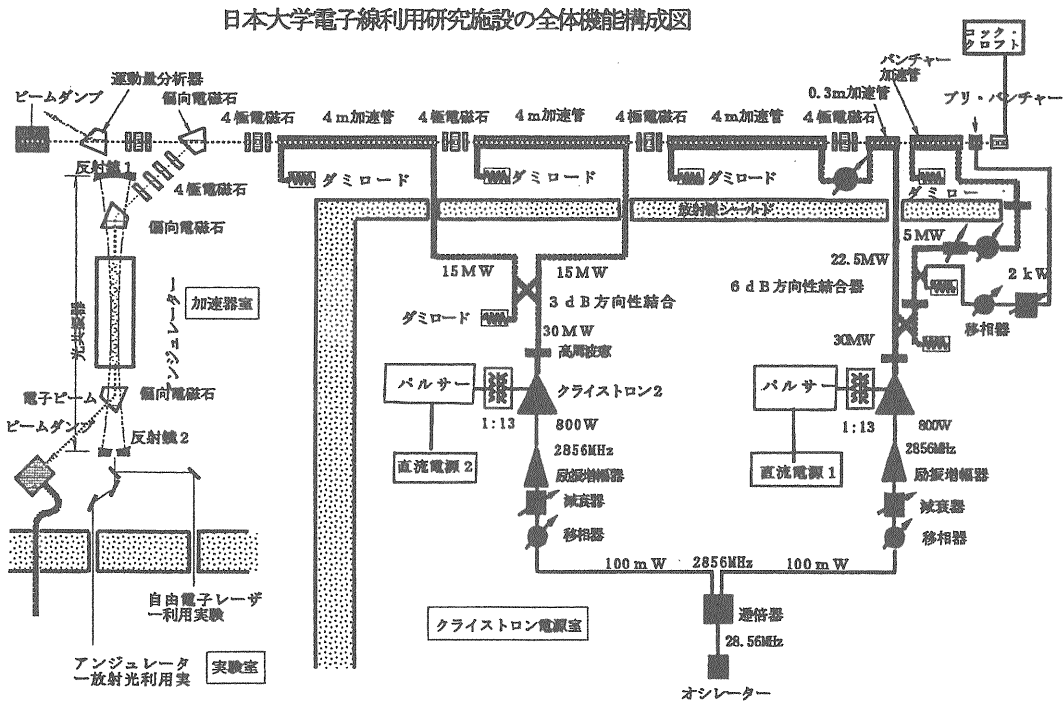


図 5.2.7 日本大学自由電子レーザー用高周波増幅システム

5.2.5 クライストロン用パルス電源

高エネルギー線形加速器のクライストロンには通常パルス電圧を印加して運転される。この様なパルス電源をクライストロンモジュレーターと呼んでいる。

パルス電源は、図 5.2.6 に示すように、直流電源、チャージングチョーク、サイラトロン(大電力スイッチ)、コイルとコンデンサーを組み合わせた PFN(パルス・フォーム・ネットワーク)、パルストランス等で構成される。

PFN のコンデンサーに充電される電圧は、

クライストロンに加えられるパルス電圧はから供給されるが、PFN のコイルとコンデンサーを組み合わせ調整が悪いとパルス電圧に脈流(リップル)が発生する。これはクライストロン出力電力のレベルが変化するだけでなく、位相変動の原因にもなる。

自由電子レーザー用クライストロンパルス電源では、上述の理由によって、パルス電圧の安定度が 0.1% 以下にする必要がある。

図 5.2.7 には日本大学の自由電子レーザー用高周波増幅システムを参考例として示す。

5.3 電子線形加速器におけるビーム発散

電子線形加速器における研究開発の最大課題は電子線の高エネルギー化と大電流加速であった。高エネルギー化については、5.1 節で述べたように、高周波電力源の開発が、最大の課題であった。

一方、電子線形加速器の大電流加速では、加速電子線がある電流値を越えると、ビームが突然不安定になり消失する現象に遭遇した。この電流制限は、加速管構造に関連することが次第に明確になってきた。電子線形加速器が長いほど加速電流のしきい値は小さかった。米国のスタンフォード大学に建設された 1GeV 電子線形加速器(マーク III)を初めとする、フランスのオルセイにある 2.3GeV 電子線形加速器やソ連のカルコフにある 2. GeV 電子線線形加速器でも同様な現象が観測され、事態は深刻であった。この現象は一時的に電子線形加速器の発展を阻害した。

このビーム発散は、加速管を電子線が通過するとき、電子線パルスの後方で徐々に消失する現象であった。その原因が同じ構造の加速空洞を多数連結した加速管(定インピーダンス型加速管)の周期構造にあることが、スタンフォード大学で P. B ウイルソン等によって理論的に解明された。その対応策は、R. B. ニールの指導の下に、構造が少しずつ異なる加速空洞を連ねた加速管(定電界型加速管)が設計された。この加速管はマーク IV

に組み込まれた。マーク IV の試験運転では、大電流加速に成功し、加速ビーム電流に対する制限は取り除かれたものと考えられていた。

マーク IV をモデルにした 2 哩電子線形加速器は 1966 年 5 月に完成した。試運転は加速器の完成前に上流から下流に向けて順次進められていた。試運転が線形加速器の 3 分の 2 の長さに相当する下流に進んだ 1 週間後、1966 年 4 月 27 日、初めてビーム発散現象が観測された。ビーム発散はビーム電流が 10 から 20mA の間で観測された。SLAC に新たな衝撃が走った。個々の加速空洞構造が違っている定電界型加速管でも、ビーム発散が起こり、下流に進むに従ってビーム発散電流の制限が厳しくなったことに対する驚きであった。この加速器は 20GeV50mA で設計されていたからである。

この 2 哩加速器は、10 フィート定電界型加速管 4 本を 1 加速単位として、960 本(240 単位)の加速管を 1 直線に並べ、加速単位毎にクライストロン 1 本を配置するシステム構成で設計されていた。SLAC では、総力を上げて原因追究を始めた。その結果、これまでにマーク III で観測されたビーム発散とは異っていたことが判明した。定電界型加速管を多数並べた場合でも、同じ構造の加速空洞を多数並べた状態が続くと定インピーダンス型加速管と同等に見なされて、これらの加速空洞は電子線を媒体してビーム発散状態が結合することが明らかになった。この効果によるビーム発散を蓄積型ビームブローアップと呼んでいる。SLAC では、この対策として、ベータートロン波長を短縮する方法が有効であることが分かり、4 極電磁石を主体に集束系が強化された。その結果、加速ビームの制限電流は約 80mA に上昇した。

線形加速器に於ける電子ビームの発散について考察してみよう。円筒座標系($r \phi z$)である円筒空洞の電磁界には $TM_{r\phi z}$ と $TE_{r\phi z}$ の姿態(モード)が混在する。加速に寄与する電磁界は $TM_{r\phi z}$ モードである。基本姿態である TM_{01} モードについては、Oho シリーズで幾度となく詳細に記述されているので省略する。ここでは高次姿態の TM_{11} 電磁界について議論する。

デスク付加型加速管の中心軸上付近の TM_{11} 姿態に似た高次姿態の加速電界 E_z は

$$E_z = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \frac{J_1(k_n r)}{J_1(k_n a)} \cos \phi e^{-j(\omega t - \beta n z)} \quad (5.1)$$

で表される¹⁾。ここで、($\phi r z$) は通常の円筒座標系の各要素を表し、 a はデスクの穴半径、

a_n と β_n は n 次の空間高調波の振幅と伝搬係数であり、 $k^2 = k_m^2 + \beta_n^2$ 、 $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ である。

$$r_{\perp} = [1/\beta_n (\partial E_{n,r}/\partial r)]^2 / |dP/dz| \quad (5.2)$$

で与えられる。

円筒空洞に励起される TM_{110} 電磁界は円筒座標系 (r, ϕ, z) を使って記述すると

$$E_z = E_1 J_1(kr) \cos \phi e^{-j\phi} \quad (5.3)$$

$$B_r = -j \frac{E_1 J_1(kr)}{\eta kr} \sin \phi e^{-j\phi} \quad (5.4)$$

$$B_{\phi} = j \frac{E_1}{\eta} J_1'(kr) \cos \phi e^{-j\phi} \quad (5.5)$$

$$E_r = E_{\phi} = B_z = 0 \quad (5.6)$$

で表される。ここで、 $J_1(kr)$ は一次のベッセル関数であり、 $J_1'(kr)$ は $J_1(kr)$ の導関数であり、

$J_1'(kr) = dJ_1(kr)/dkr$ 、 $e^{-j\phi}$ は z 軸上の位相角であり、 ϕ は $\phi = \omega t - \beta z$ で与えられる。 E_1 は TM_{11} 状態の電界強度であり、(5.2)よりシャント抵抗 r_{\perp} と電力減衰 dP/dz から、 $E_1 = (r_{\perp} dP/dz)^{1/2}$ で与えられる。 η は真空中の特性インピーダンスで $\eta = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} = 377$ オームである。

(5.5)は円筒空洞に縮退モードが含まれていないことを意味する。円筒座標系の中心軸近傍を1次元近似で円筒座標系 (r, ϕ, z) から3次元 (x, y, z) 座標系に変換する。この TM_{11} モードが x 軸方向に分極していると仮定すると円筒空洞の中心軸付近の電磁界は、

$$E_z \sim (\partial E_z / \partial x) x \quad (5.7)$$

$$B_y \sim -(j/k) \partial E_z / \partial x \quad (5.8)$$

で近似される。ここで、 $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ 、 λ は高周波空洞の管内波長、 ω は角周波数である。

電子が高周波空洞を通過すると空洞の電磁場によるローレンツ力 F を受ける。(5.7)と(5.8)によるローレンツ力 F は

$$F_x = e [E + v \times B]_x \quad (5.9)$$

で表され、高周波空洞の中心軸近くを通過する相対論的速度の電子は横方向の運動量 P_x をパルス的に受ける。高周波空洞の長さ L に沿ってこの力の積分は、電子と高周波空洞の間で交換するエネルギー量 $\Delta U_x = \int F_x dz$ に相当する。又、時間積分は運動量 $\Delta P_x = \int F_x dt = \int F_x dz/v$ に相当する。従って、その運動量は ΔP_x は

$$\Delta P_x = e \int_0^L \frac{[E + v \times B]_x}{v} dz \quad (5.10a)$$

$$\sim \frac{je}{k} \int_0^L \frac{\partial E_z}{\partial x} dz \quad (5.10b)$$

で与えられる。ここで、 v は電子の速度である。従って、高周波空洞の電力増加量 ΔU は

$$\Delta U \equiv -m_0 c^2 \Delta \gamma \sim -e \int_0^L \frac{\partial E_z}{\partial x} x dz \quad (5.11)$$

である。ここで、 γ はローレンツ因子と呼ばれ、 $\gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2}$ を表される関数である。

多数の高周波空洞を連結した加速管の中心軸近傍を電磁波が伝搬する場合、電磁波は $e^{-j(\omega t - \beta z)}$ の位相で進行すると(5.7)と(5.8)は、

$$E_z \sim E_1 \rho_{11} \left(\frac{x}{2b} \right) e^{-j(\omega t - \beta z)} \quad (5.12)$$

$$B_y \sim - \left(\frac{E_1}{2\eta} \right) e^{-j(\omega t - \beta z)} \quad (5.13)$$

と書き換えることが出来る。ここで、 β は $\beta = \omega/v_p$ 、 v_p は電磁波の位相速度、 b を円筒空洞(シリンダー)の内半径とすると kb は1次のベッセル関数の根で $kb = \rho_{11} = 3.82$ である。

電子の相互作用係数 g_1 はトランジットタイムファクターに高周波空洞の穴径 $2a$ やシリンダーの内径 $2b$ に依存した関数 $f(a/b)$ の積で表され

$$g_1 = f(a/b) \left[\frac{\sin\{\beta(D-T)/2\}}{\beta(D-T)/2} \right] \quad (5.14)$$

で与えられる。ここで、 D と T はデスクのスペースと厚さ、 $\beta = 2\pi/\lambda_z = \omega/v_p$ である。

この係数を考慮すると(5.12)と(5.13)は

$$E_z = E_1 \rho_{11} \left(\frac{x}{2b} \right) g_1 \cos(\beta z - \omega t) \quad (5.15)$$

$$B_y = \left(\frac{E_1}{2\eta} \right) g_1 \sin(\beta z - \omega t) \quad (5.16)$$

と書ける。

電子線で励起されて TM_{11} モードの電力が加速管の上流に逆流して後続の電子線を発散させるメカニズム(バックワード・ビームブレイクアップ)はP.B.ウィルソンによって解析^{2, 3)}された。ウィルソンの解析によると、電子線によって加速管に励起される TM_{11} モードによく似た電磁界電力の群速度 v_g は、電子線の進行方向とは逆向きに進む。即ち、 $v_g = -|v_g|$ である。その伝搬常数 β の一次近似は

$$\begin{aligned} \beta &= \beta_0 + (\omega - \omega_0) \partial \beta / \partial \omega \\ &= \beta_0 - (\omega - \omega_0) / |v_g| \end{aligned} \quad (5.17)$$

で与えられる。ここで、 β は $\beta = \omega/v_p$ 、 v_p は位

相速度、 ω_0 は $v_p = c$ の角周波数、 $\beta_0 = \omega_0/c$ である。電子が加速管を通過する時間を $t-t_1$ とすると、この時間に x 方向の増減する運動量 P_x は(5.9)、(5.10)より、

$$dP_x = \int_{t_1}^t F_x dt = \int_0^L F_x dz/v \quad (5.18)$$

で表される。ここで、加速管の入り口で、 $z=0$ 、 $x=0$ 、 $v_x=0$ 、 $P_x=0$ 、 $t=t_1$ と仮定する。

$P_x = m\gamma v_x$ であるから、(5.10a)に(5.16)を代入して、 P_x は

$$\begin{aligned} m\gamma v_x &= \int_{t_1}^t dP_x = -e \int_{t_1}^t v B_y dt \\ &= -\frac{eE_1 v g_1}{2\eta} \int_{t_1}^t \sin(\beta z - \omega t) dt \end{aligned} \quad (5.19)$$

で与えられる。従って、 v_x は(5.19)より

$$v_x = -\frac{eE_1 v g_1}{2\eta m \gamma} \int_{t_1}^t \sin(\beta z - \omega t) dt \quad (5.20)$$

で表される。TM₁₁電磁波の位相速度を v_p とすると、その伝搬常数 β は $\beta = \omega/v_p = 2\pi/\lambda_g$ であるから、TM₁₁電磁波と電子の単位長さ dz 当たり位相のズレ $d\beta$ は

$$d\beta = (2\pi/\lambda_g)(1/v_p - 1/v) dz \quad (5.21)$$

で与えられる。電子が加速管を通り抜けた時、電子と高周波の位相のズレ量を(5.21)を加速管の長さ L に沿って積分して求めると

$$\begin{aligned} \int d\beta &= \int_0^L (2\pi/\lambda_g)(1/v_p - 1/v) dz \\ &= \beta L - \omega L/v \end{aligned} \quad (5.22)$$

となる。この位相量 α で表し、 α をスリッピングパラメーターと呼んでいる。又、 α は

$$\alpha = \beta L - \omega L/v = \beta L(1 - v_p/v) \quad (5.23)$$

に書き換えられる。

一方、加速管の長さに沿って電子が通過した距離 z は、(5.18)の定義より

$$z = v(t - t_1) \quad (5.24)$$

と記述できる。電子とTM₁₁電磁波の位相差は(5.23)と(5.24)より

$$\begin{aligned} \beta z - \omega t &= (\alpha/L + \omega/v)z - \omega t \\ &= \alpha z/L - \omega t \end{aligned} \quad (5.25)$$

に書き換えられる。(5.20)に(5.25)を代入し、 $dt = dz/v$ 変換して積分すると

$$\begin{aligned} v_x &= -\frac{eE_1 v g_1}{2\eta m \gamma} \frac{L}{v \alpha} \\ &\times \left[\cos\left(\frac{\alpha z}{L} - \omega t\right) - \cos \omega t \right] \end{aligned} \quad (5.26)$$

となる。ここで、電子線は x 方向に v_x で運動しても、電子ビームの進行方向の速度 v は変わらないとする。 v を一定として、又、 v を $dt = dz/v$ と置き換えて、(5.23)を時間積分して x を求めると

$$\begin{aligned} x &= \int_{t_1}^t v_x dt \quad (5.27) \\ &= -\frac{eE_1 v g_1}{2\eta m \gamma} \left(\frac{L}{\alpha}\right) \\ &\times \int_0^L \left[\cos\left(\frac{\alpha z}{L} - \omega t\right) - \cos \omega t \right] \frac{dz}{v} \\ &= -\frac{eE_1 v g_1}{2\eta m \gamma} \left(\frac{L}{\alpha}\right)^2 \frac{1}{v} \\ &\times \left[\sin\left(\omega t - \frac{\alpha z}{L}\right) - \sin \omega t + \left(\frac{\alpha z}{L}\right) \cos \omega t \right] \end{aligned}$$

加速管の中で高周波空洞と電子線がエネルギー交換を行うがこのエネルギーを電圧 V に換算する。これをレーターデング電圧(Retarding Voltage)と呼んでいる。これは次ぎように表される。

$$V = \int_0^L E_z dz \quad (5.28)$$

レーターデング電圧 V を(5.15)に(5.27)を代入し、(5.25)の関係を用いて計算すると、

$$\begin{aligned} V &= -\left(\frac{eE_0^2 \rho_{11} g_1}{2\eta mc \gamma v_b}\right) \left(\frac{L}{\alpha}\right)^3 \\ &\times \left[-\frac{1}{2} \sin(\omega t - \alpha) - \alpha \cos \omega t \sin(\omega t - \alpha) \right. \\ &\left. + \cos \alpha - \cos^2 \omega t - \frac{1}{2} \sin \omega t \right] \end{aligned} \quad (5.29)$$

電子線ビームから加速管に放出されるTM₁₁姿態の高周波電力 P_b は電子線電流 I_0 とレーターデング電圧 V の積を1周期にわたって t_1 で積分し平均化した値に等しい。

$$P_b = I_0 \int_0^{2\pi} V(\omega t) d(\omega t) / 2\pi \quad (5.30)$$

(5.29)の[]を $F(\omega t)$ とおいて整理すると $F(\omega t) = (-1/2) \sin^2 \omega t (\cos^2 \alpha + 1) + \cos \omega t \sin \omega t (\sin \alpha \cos \alpha - \alpha \cos \alpha) - \cos^2 \omega t \{1 - \alpha \sin \alpha + (1/2) \sin^2 \alpha\} + \cos \alpha$ となる。ここで、

$$\int_0^{2\pi} \sin^2 \omega t d\omega t = \pi$$

$$\int_0^{2\pi} \sin \omega t_1 \cos \omega t_1 d\omega t_1 = 0$$

$$\int_0^{2\pi} \cos^2 \omega t_1 d\omega t_1 = \pi$$

であるから

$$\int_0^{2\pi} F(\omega t_1) d(\omega t_1) = -2\pi \left[1 - \frac{\alpha}{2} \sin \alpha - \cos \alpha \right] \quad (5.31)$$

加速管に蓄えられる電力は

$$P_b = \left(\frac{eE_0^2 g_1^2 \rho_{11}}{2\pi^3 mc \gamma v b} \right) I_0 L^3 g_2(\alpha) \quad (5.32)$$

で与えられる。ここで、 $g_2(\alpha)$ は電子線との結合係数を意味し、

$$g_2(\alpha) = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^3 \left[1 - \frac{\alpha}{2} \sin \alpha - \cos \alpha \right] \quad (5.33)$$

なる関数である。 $g_2(\alpha)$ は $\alpha = 2.65$ で最大値を与える。この関数は自由電子レーザーの利得関数と同じになる。

- 1) H.Hahn and H.J.Halama, Nucl.Instr.Methods.45,14 (1966)
- 2) P.B.Wilson, HEPL-297 (Rev.A) (1963).
- 3) P.B.Wilson, HEPL-TN-67-8, (1967).

5.4 高周波電子銃

自由電子レーザーにはエミッタンスが小さく大強度の電子線が必要である。エミッタンスを小さくするには、電子線の進行方向(縦)の運動量に対して垂直(横)方向の運動量を小さくするようにすれば良い。横の運動量は電子銃の構造に依存する。特に陰極周辺の形状に工夫を加えればかなり小さくすることができる。しかし、横方向の運動量を零には出来ない。

一方、陰極から放出される電子線の横方向の運動量に対して進行方向の運動量を大きくすれば、エミッタンスは基本的に小さくできる。そこで、電子銃の陰極とアノード間に出来るだけ高い電圧を加えて、エミッタンスの縮小が試みられた。この方法では、陰極面の電界強度が大きくなるので、電子の熱振動によるエミッタンスの悪化もある程度押さえることが出来る。しかし、高電圧の印加は放電を誘発するので限界がある。そこで、高周波空洞に陰極を封入したより高電圧を印加できる高周波電子銃が考案された。高周波電子銃では、高周波空洞に数MWの高周波電力を供給して、数MVの高周波電圧を励起させ、尖頭電流が数十A

の電子線を数MeVに加速する。高周波空洞の周波数は加速管の加速周波数に同期させている。この空洞から出力される電子線はエネルギー拡がりが大きく集群も不十分である。そこで、通常は電子線をアルファ型電磁石に輸送し、エネルギー差を利用して強く集群するとともにスリットでエネルギー拡がりを規制する。アメリカの海軍研究所¹⁾では10psのパルス幅で10Aの尖頭電流の電子線を得ている。

高周波電子銃は自由電子レーザーにとって理想的な電子銃のように思えた。しかし、この方法にも大きな欠点があった。空洞の高周波電圧が加速位相の時、熱陰極から放出された電子線の一部は空洞内に残留し、高周波電圧が減速位相になると逆方向に加速されて熱陰極に衝突して陰極を熱する現象(バックボンバード)である。このために熱陰極は時間経過とともに高温になり、熱陰極から放出される電子線の電流は次第に増加した。即ち、熱陰極の熱暴走である。この結果、電子線電流の増加に伴って電子線エネルギーが低下し、自由電子レーザーの発振は停止する。この対策として考え出されたのが、レーザー励起の高周波電子銃である。これは高周波電子銃の熱陰極を冷陰極に交換し、陰極を数psのパルスレーザーで励起して数psパルスの電子線を放出させる方法である。しかし、これにも弱点があった。パルスレーザーと加速高周波の同期に揺らぎ(ジッタ)があり、電子線のエネルギーが時間的にふらついた。現在、これらの問題を克服する研究開発が続けられている。

- 1) P.Kung, et al., Phys.Rev.Lett.73,967 (1994)

6. おわりに

これまでのOhoに線形加速器は幾度となく取り上げられきたので、これまでの入門書と重複しないように心がけた。しかし、出来上がったテキストは変わり映えしないものになった。

又、通常の電子線形加速器と自由電子レーザー用では、外見は変わらないが、実際に運転して見ると大きな違いがある。その面を強調したかったが、準備不足と余りにも高度な加速器技術を前面に出し過ぎる恐れがあった。一方、入門書であることを念頭におき、原稿を書き始めると、自分でも可笑しくなる位、迷走をするので、途中で何度も、軌道修正する結果になってしまい、全体としては、纏まりのないものになってしまった。

今年の1月から電子線形加速器の試運転を開始

したが、日頃の心がけが悪いせいか、思わぬトラブルが続き、原稿を書きながら、故障対策と自由電子レーザーのテスト実験を行い羽目になった。

自由電子レーザーにとって、加速器の性能や安定性がこれほど重要であったか、を身をもって体験しながら、ペンを走らせた次第である。

7. Appendix

A.1 電子の運動

電子線をウイグラーに入射すると、電子は全てがウイグラーの座標軸に沿って平行に進行するとは限らない。レーザーを遂行するために必要な小さい蛇行運動に加えて、電子線はウイグラー磁場やある場合には外部から架けられた電磁場の影響を受けて、ベータートロン運動と呼ばれるウイグラー軸に垂直な運動を行う。実際は、電子はレーザーの電磁場の横の変化による横の力を経験するが、それらの力は小さく無視できる。ベータートロン運動はウイグラー軸に対して横に広がる電子の分布を制御する。これらの運動は、交互に、ビームの初期条件に依存し、即ち、横の座標と横の運動量に電子が分布する初期状態による。この分布は一般にエミッタンス（空間的な広がり）とブライトネス（輝度）というパラメーターで特徴づけられている。最終的には、自由電子レーザーの研究は電子の進行方向運動に横方向運動をどの様に関与させるかを詳細に探究することになる。

A.2 ベータートロン運動

ベータートロン運動はその動きが遅く、ウイグラー周期に広がる電子の横方向の運動であり、電子の蛇行運動に付け加わる。ベータートロン運動の振幅は蛇行運動の振幅より遙かに大きく、ある場合には、レーザー光線の半径を越える場合もある。この運動はウイグラーの入り口で電子の位置又は運動量が中心軸から外れた要素、或いは、ウイグラー磁場の不揃いによって生ずることが原因となる。

どの場合でも、横方向にずれていく運動は均一な横運動と同様に単純であり、或いは、ウイグラー場の自然の集束特性か或いは電子線を集束するために外部から磁場をかけるかのどちらかによって引き起こされる横方向の振動形態をとる。

ウイグラーの集束特性は磁場の値が座標軸からのズレ、即ち、一次近似からのズレによって起こる。

ここで、ウイグラー磁場でベータートロン運動をする電子の動きを数式を使って調べることにする。

一次近似では、ウイグラー磁場 A_w は

$$A_w = x^{1/2} A_w \sin(kwz) \quad (A1)$$

で近似される。磁石の磁極が x 方向に無限の長さで均一であれば、磁場は図 7.1 の様になる。上下方向を y 軸にとり磁極間の中心を $y = 0$ とすると、垂直方向の磁場は強い。加えて、磁場の Z 方向成分は電子に垂直集束力を生み出す。電子が

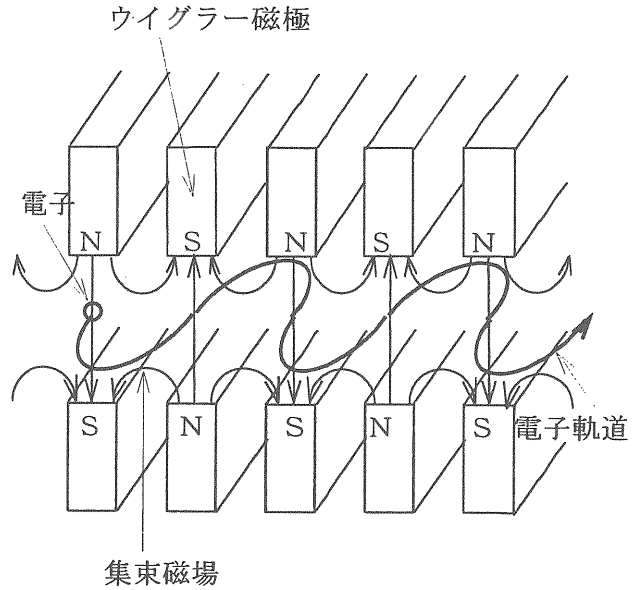


図 7.1 ウイグラー磁場と電子軌道

水平面で蛇行するとき、運動の横成分は、上下に対称な面に向う縦方向磁場は進行する電子に垂直方向の集束力が働くように作用する。磁石の磁極が x 方向で変化することが許されるとき、集束力、又は、発散力は垂直方向 (y 方向) に発生する。

ここで、横方向の運動を計算することにする。ジャンクソンによると、ウイグラー静磁場に対するマックスウェル方程式は

$$\nabla^2 A_w = 0 \quad (A2)$$

で表される。ここで、(A1)の式が軸上のウイグラー磁場を記述していると仮定する。(A1)と(A2)より、磁場は x 方向で均一であることが要求される。軸の近傍の磁場の導関数は

$$\frac{\partial^2 A_{wx}}{\partial y^2} = - \frac{\partial^2 A_{wx}}{\partial z^2} = 2^{1/2} A_w k w^2 \sin(kwz) \quad (A3)$$

となる。 $y = 0$ の面で対称であると仮定する。軸の近傍の磁場は

$$A_w \sim x^{1/2} A_w \left(1 + \frac{k w^2 y^2}{2} \right) \sin(kwz) \quad (A4)$$

で表される。空間電荷効果とレーザーの電磁場を無視すると、電子運動はハミルトニアン H によって

$$H = [(P - e A_w)^2 c^2 + m^2 c^4]^{1/2} = \gamma m c^2 \quad (A5)$$

で記述される。ハミルトニアンは、ポテンシャル A_w を通じて、 y に依存する。従って、横方向の運

動量は、正準方程式

$$\begin{aligned} \frac{dP_y}{dt} &= - \frac{\partial H}{\partial y} \\ &= \frac{e}{\gamma m} (P - eEA_w) \frac{\partial A_w}{\partial y} \end{aligned} \quad (A6)$$

を満足しなければならない。しかし、軸の近傍の磁場 A_w の大きい要素は、X 要素であるから、この方程式は

$$\frac{dP_y}{dt} = \frac{2^{1/2} e A_w k_w^2}{\gamma m} y \sin(k_w z)$$

$$\times [P_{0x} - 2^{1/2} A_w k_w^2 \sin(k_w z)] \quad (A7)$$

簡単な方程式に書き換えられる。縦運動はウイグラー周期に比べて遅い（ゆっくり）から、(A7) 式をウイグラー周期にわたって積分すると、

$$\frac{dP_y}{dt} = - \frac{e A_w^2 k_w^2}{\gamma m} y \quad (A8)$$

が得られる。

縦の位置は正準方程式

$$\begin{aligned} \frac{dy}{dt} &= \frac{\partial H}{\partial P_y} \\ &= \frac{P_y - e A_w y}{\gamma m} = \frac{P_y}{\gamma m} \end{aligned} \quad (A9)$$

を満足しなければならない。(A9)を時間で微分し、(A8)と結合すると、

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = - \frac{e^2 A_w^2 k_w^2}{\gamma^2 m^2} y \quad (A10)$$

となる。ウイグラー中心軸の近傍で平行に動く電子に対して、平行軸近似を使って、電子の移動距離は

$$z = \beta c t \quad (A11)$$

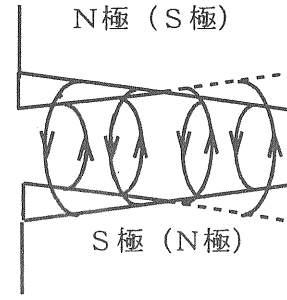
で表される。ベータートロン運動の方程式を

$$\frac{d^2 y}{dz^2} = - k_B^2 y \quad (A12)$$

と仮定する。ここで、ベータートロン波長は

$$k_B = \frac{2\pi}{\lambda_B} = \frac{a_w k_w}{\beta \gamma} \quad (A13)$$

で与えられる。斯くして、電子は、ウイグラーの自然な集束特性の影響の下でウイグラーのほぼ中心面を垂直方向に振動する。代表例として、 $a_w \sim 1$ 、 $\gamma \sim 50$ 、 $\lambda_w \sim 2\text{cm}$ とすると、 $\lambda_B \sim 1\text{m}$ となる。この集束効果はウイグラー軸上に電子を留めるために重要である。



() 点線で示した磁極

図 7.2 傾斜した磁極面のあるウイグラーの磁場分布。4 極電磁石と同じような効果がある。

垂直方向のウイグラーの集束特性は、集束を更に加えることによって、垂直方向と水平方向の両方の集束を増補できる。最も簡単な方法は、ウイグラーの周りに 4 極電磁石やソレノイド磁石を配置すると、事実、これは垂直方向に集束力が增加する。水平方向の集束力を持たせるためには、磁極を改造することがより簡単である。

2つの幾何学的な構造を使っている。最初の幾何学的な構造は傾斜磁極面と呼ばれているものであり、図 7.2 に示すように、互い違いの磁極の頂上をある角度で切り取った形状²⁾になっている。

それぞれの場合の正味の磁場は進行方向の電子を偏向する。これは 4 極磁場を外部から加えたとき等しい。水平方向に集束力が働く 4 極磁場は垂直方向に発散力が働くから、水平方向の集束力をこの方法に持ち込まれたとき、垂直方向の集束力は弱まる。全体の集束力は

$$k_x^2 + k_y^2 = k_B^2 \quad (A14)$$

で与えられる。ここで、 k_x は水平方向のベータートロン周期である。磁極の頂上の傾き角度は通常数度である。

他の幾何学的構造は、水平方向の集束力を持たせるために考え出されたものであり、その形状は図 7.1 に示すように磁極の頂上は放物線を描いている。

A.3 エミッタンスとブライトネス

ウイグラー軸を通過する電子の横運動を記述するには、電子の進行方向に垂直な横位相面を導入して記述すると非常に有用である。横位相面はエネルギーと位相で電子の進行方向の運動を記述する縦位相と考え方がよく似ている。横運動の正準変化要素は、 x 、 P_x と y 、 P_y である。しかしながら、座標には、 x 、 x' と y 、 y' を使うと簡便となる。即ち、軸近傍では

$$x' = \frac{dx}{dz} = \frac{dx/dt}{dz/dt}$$

$$= \frac{\partial H / \partial P_x}{\partial H / \partial P_z} = \frac{P_x}{P_z} \sim \frac{P_x}{\beta \gamma m c} \quad (\text{A15})$$

で表される。y' は(A15)と同様に表される。

電子がz軸に沿って進むと、電子は軸に対して横に動き、距離zを変数とする横位相平面の軌道で記述することにする。横位相平面における電子軌道はハミルトン方程式で記述される。中心軸に近い運動にたいして、力は線形であり、ベータートロン運動は

$$\frac{dx}{dz} = x' \quad (\text{A16})$$

$$\frac{dx'}{dz} = -k_x^2 x \quad (\text{A17})$$

(A12)式で表したyに対する方程式と同様な方程式で表される。

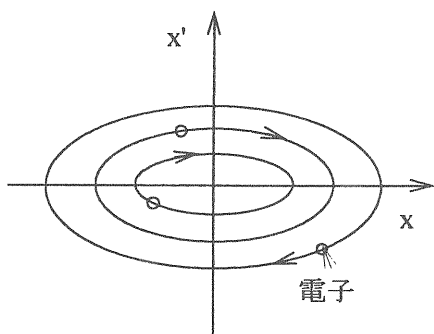


図 7.3 電子の横方向位相面は、(A16)と(A17)で記述される電子の運動を示す。

図 7.3 に示すように、電子は上半分の面では右へ、下半分の面では左に進む。集束力の表示では、電子が右半分的面で下向き動き、左半分的面で上に動く。(A16)と(A17)、或いは(A12)のように1つで2次式で記述される集束電子の横向き運動は調和振動子の方程式に似ている。

電子は実空間の中で調和ベータートロン振動しているので、電子は位相平面内で楕円軌道を描く。電子線に多数の電子が含まれているとき、電子線を統計的に記述することが必要となる。

x-x'位相平面の電子の分布は、図 7.4 に示されている多数の点で表される。横分布関数の積分要素の変数は温度とエントロピーを含んでいるような分布で記述することを提案されている。

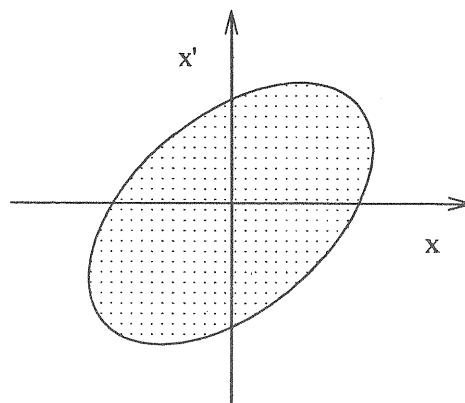


図 7.4 位相面の点分布は電子の分散状態を示す。

しかしながら、電子線の横運動特性を記述する共通な変数はエミッタンスとブライトネスである。エミッタンスの単純な定義は電子の分布でしめられる位相空間の面積で表される。これは図 7.5 の黒ずんだ部分の面積を示す。

勿論、電子線密度は一般に突然よりは寧ろ連続的に減少するから、実験的に電子線の縁を定義することは難しい。

屢々、尖頭値から10%落ちる電流値で縁を定義している。エミッタンスのより実際的な測定では、2乗平均エミッタンスと呼ばれているエミッタンスを用いられ、

$$\epsilon_x = 4\pi (\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle x x' \rangle^2)^{1/2} \quad (\text{A18})$$

での方程式³⁾で与えられる。ここで、括弧<>は電子線の中にある電子の平均値を表す。ε_yに対する方程式も同様に表される。係数4は面積を使って得られた値と正確に一致する方法でエミッタンスを定義するためのものである。

電子線特質の他の測定はブライトネスと呼ばれている。ブライトネスBは位相平面における電子線の電流密度に関する微分量である。

$$B = \frac{d^2 I}{d\Omega dA} = \frac{d^4 I}{dx'dy'dxdy} \quad (\text{A19})$$

ここで、Iは電流、Ωは動いている電子の立体角、Aは電子線の面積である。エミッタンスとブライトネスの関係は4次元横方向位相空間の中の電子分布の細目に依存する。例えば、もし電子が位相空間に4次元楕円に均一に充満しているならば、ブライトネスは電子線内部の全ての場所と角度に対して一定である。エミッタンスは2次元位相面に楕円を投射したものである。

最大がx_M、x'_M、y_M、y'_M、である位相空間

の4次元楕円の体積Vが

$$V = \pi^2 x_M x'_M y_M y'_M / 2 \quad (A20)$$

であるとき、エミッタンスは

$$\epsilon_x = \pi x_M x'_M \quad (A21)$$

$$\epsilon_y = \pi y_M y'_M \quad (A22)$$

であり、そして、ブライトネスは

$$B = \frac{I}{V} = \frac{2I}{\pi^2 x_M x'_M y_M y'_M} = \frac{2I}{\epsilon_x \epsilon_y} \quad (A23)$$

となる。一般に、位相空間の中の分布は4次元楕円のあらゆる所で均一であるより寧ろ、中心近くでピークである。これはブライトネスの尖頭値を2より大きくする。

電子のxとy運動が結合しないとき、xとyのエミッタンスも結合しないから、電子は有用な特質をもつ。電子がソレノイド磁場中のヘリカル軌道をつくるように、電子のxとy運動が結合すると、4次元位相面を定義することが可能となる。又、軸対称の問題では、磁場の中で電子がラーマン周波数で回転する座標系を適用することが可能となる。

リュービの定理では、電磁場の中の電子線に対して、位相空間の中の点密度は一定である。

その結果を適用には、注意すべき点がある。先ずは、N個の電子のグループに対してリュービの定理は、電子の全グループの6N次元位相空間の点密度を精密に参照している。しかしながら、もし、我々は電子を相互作用しないシステムの如く見るなら、リュービの定理は個別の電子が動いている6次元位相空間に適用できる。事実、電子の間に空間電荷力が外部から作用する電磁場と見なすならば、電子線の空間電荷による効果は自己矛盾なく計算できるが、空間電荷場は全ての電子に作用し、リュービの定理は6次元空間の中でも利用できる。リュービの定理がrとPで表される正準変数の位相空間に適用できることは重要である。変数rとvに変換することは簡単であるから、ここで、我々が興味あるのは、横位相空間x、x'又はy、y'である。低い次元では、同じ方法は適用できない。にもかかわらず、適当に制限した環境の下では、横位相空間の中で密度は保存する。その環境を探索しよう。

粒子の軌道に沿った位相密度の運搬導関数は

$$\frac{d\rho}{dz} = \frac{\partial \rho}{\partial z} + x' \frac{\partial \rho}{\partial x} + x'' \frac{\partial \rho}{\partial x'} \quad (A24)$$

で表される。しかし、連続方程式から

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial \rho x'}{\partial x} + \frac{\partial \rho x''}{\partial x'} = 0 \quad (A25)$$

とおけるから、全導関数は

$$\frac{d\rho}{dz} = -\rho \left(\frac{\partial x'}{\partial x} + \frac{\partial x''}{\partial x'} \right) \quad (A26)$$

に減らすことができる。右式の第一項は、x'とxは独立変数であるから、同様に0である。第2項は横方向の加速x''は横方向の速度x'とは独立であるから、第2項も又消滅する。この場合、位相空間の電子線の電流密度は軌道に沿って保存される。位相空間の密度が保存されるとき、ブライトネスも又保存される。加えて、エミッタンスは正に軌道上の1つグループによって占められる面積であるから、エミッタンスも同様に保存される。上で取り扱ってきた導関数は実際の広い分野に適用できるけれども、幾つかの仮定がこの導関数には含まれている。

第1点は、場と力は明白に時間に依存しない。場と力は時間のような変数zのみに依存する。従って、同じ場所を出発点とする全ての電子は同じ軌道に従う。より一般の場合では、例えば高周波加速器のような場合、電磁場は時間に依存する。軌道の始点で時間のみが違った電子は通り道が違うようになり、そして、電子が終点で占める位相面積は早く出発した電子や遅く出発した電子が占める位相面積とは異なる。この場合、ブライトネスは一般に減少し、エミッタンスは増加する。

第2点は、導関数は電子エネルギーが一定であることを暗黙の了解にしている。スケールの無いポテンシャル、或いは、時間依存のベクトルポテンシャルが含まれている。方程式が力のポテンシャルや時間依存のベクトルポテンシャルを含んで一般化された場合、粒子がエネルギーを変えるような場合、エミッタンスの絶対値εよりは寧ろ規格化エミッタンスβγεが保存されることが解る。これは横方向の速度vよりは寧ろ横方向の運動量P_T=γmv_Tが進行方向の加速の中で保存されることに関係する。

横方向の速度の項は、これは縦方向の加速の間、

$$x'' = \frac{dx'}{dz} = \frac{d}{dz} \frac{P_x}{P_z} = -x' \frac{1}{P_z} \frac{dP_z}{dt} \quad \alpha - x' \quad (A27)$$

であることを意味する。この場合、電子エネルギーが一定でないとき絶対エミッタンスεは保存しないので、(A26)の第2項は消滅しない。

力が時間と独立でそしてエネルギーが一定である場合、位相空間は保存され、効果的なエミッタンスは希釈(dilution)と呼ばれる過程によって変わることができる。

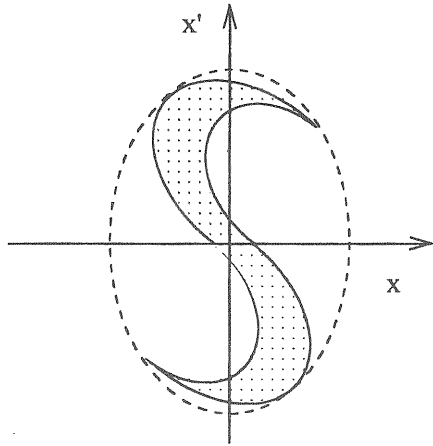


図 7.5 電子線によって占められた位相面積の歪みと線条は点線の楕円で示される有効エミッタンスとなる。これは現実のエミッタンスより大きい。

もし、そこで、(A17)の右側の高次項に相当する電磁場に収差があると、位相面の軌道は最早同調振動をしない。位相面の面積はこれまで通りに保存されるが、しかし、位相面の単純な面積は歪み図 7.5 に示すように最終的には繊維状になる。点線の楕円で描かれた粒子で占められた有効面積は実際の面積より大きい。

これは実際のエミッタンスが保存されているときですら有効エミッタンスの増加に相当する。線形な集束力の場合では、二乗平均エミッタンスが保存されることを見ることは簡単である。しかし、非線形な集束力の場合は、提示することが出来ない。これを示すために、(A18) 式から

$$\begin{aligned} \frac{d \varepsilon_x}{dz} &= 4 \pi \frac{d}{dz} (\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle x x' \rangle^2)^{1/2} \\ &= \frac{16 \pi^2}{\varepsilon_x} (\langle x^2 \rangle \langle x' x'' \rangle - \langle x x' \rangle \langle x x'' \rangle) \end{aligned} \quad (\text{A28})$$

2乗平均のエミッタンスの変化率を計算できる。

((A17)に代入して

$$\begin{aligned} \frac{d \varepsilon_x}{dz} &= -k_x^2 \frac{16 \pi}{\varepsilon_x} (\langle x^2 \rangle \langle x' x'' \rangle - \langle x x' \rangle \langle x'' \rangle) \\ &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A29})$$

となる。従って、2乗平均エミッタンスは線形集束力に対しては一定である。しかしながら、高次元の項が x'' に対して方程式に含まれると、エミッタンスの変化率は最早減少しない。電子分布の詳細に依存して、2乗平均エミッタンスは増加したり減少したりできる。一般に、電子線の有効エ

ミッタンスは一定のまま残るか、或いは、電子線が現実の集束システムで輸送されると増加するかのどちらかである。

A.4 包絡方程式

一般に磁気集束システムを通過する電子線の包絡或いは外側表面は非常に複雑であり、そして、記述するためには包括的な数値計算を要求する。しかしながら、位相空間の中で楕円的である電子線の包絡は簡単に計算できる。これは考えているより本当に非常に有用である。緩やかに変化する包絡面をもつ電子線が位相空間分布を丸くする傾向があるからである。均一に広がっている電子線の位相面積は図 7.6 に示すように楕円である。加えて、適当に囲われたどの電子線も、図 7.5 に示すように、大きな誤差なしに楕円によって囲うことができる。

位相空間の同じ場所にある 2 個粒子はその後違う軌道に沿って進むことが出来ない、2つの軌道は交差しないから、最初楕円の内側にある電子は楕円の内側に残る。その上、(A17)式で表したように、線形な力では楕円の内側では常に楕円を形成するので、楕円的であるような電子線の位相面の縁は楕円として残る。しかしながら、楕円の偏心と原点は時間とともに変わる。無論、物理的空間 (x, y) の中の電子線の形状は矩形対称を有し、いつでも x と y の運動は無関係である。

位相空間の中にある楕円は楕円として残ることを示すために、図 7.7 に示すような、2次曲線を考えると

$$\gamma x^2 + 2 \alpha x x' + \beta x'^2 = \varepsilon_x \quad (\text{A30})$$

で表すことができる。この曲線は

$$\beta \gamma - \alpha^2 = \pi^2 \quad (\text{A31})$$

を与える位相空間の中の楕円を表す。

楕円の面積は ε_x である。もし、変数が

$$x = k_x^{1/2} x \quad (\text{A32})$$

$$x' = k_x^{-1/2} x' \quad (\text{A33})$$

$$z = k_x z \quad (\text{A34})$$

に変えると、(A30)式の楕円は面積が同じで原点と偏心が異なる他の楕円に変換することを示している。

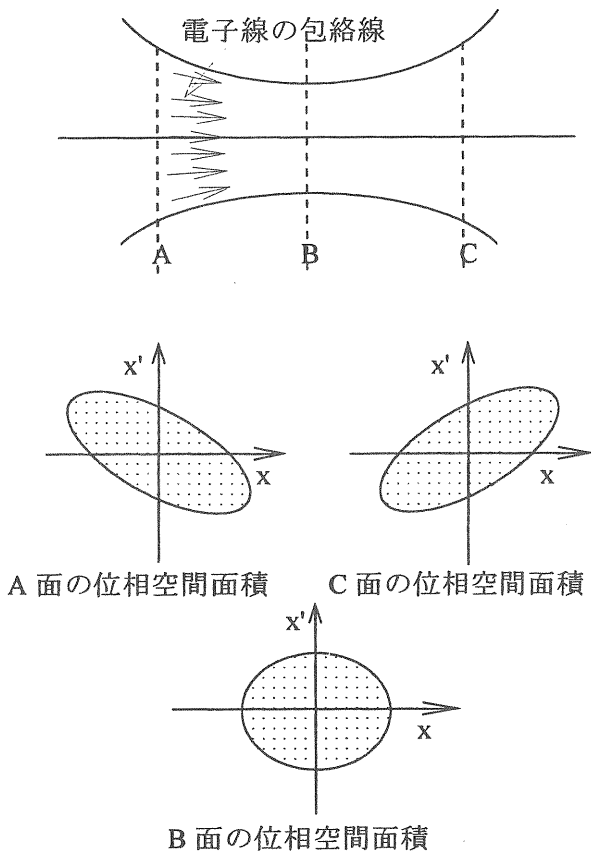


図 7.7 広がっている電子線によって占められる位相空間の面積。

これらの座標で

$$\frac{dx}{dz} = x' \quad (\text{A35})$$

$$\frac{dx'}{dz} = -x \quad (\text{A36})$$

となる。この方程式は原点について位相面の簡単な回転を示し、そして明確に楕円を他の楕円に変換する。

電子線包絡線に対する方程式を見つけるために、次の方法を導く。図 7.8 に示すように、包絡関数と呼ばれている x 方向の電子線の半値幅は

$$w_x = x_{\max} = \frac{(\epsilon x \beta)^{1/2}}{\pi} \quad (\text{A37})$$

で表され、包絡関数の変化率は

$$w_x' = x'(x_{\max}) = -\frac{\alpha}{\pi} \frac{\epsilon x}{\beta} \quad (\text{A38})$$

で与えられる。これらの数値の項目では、(A31) を使って、

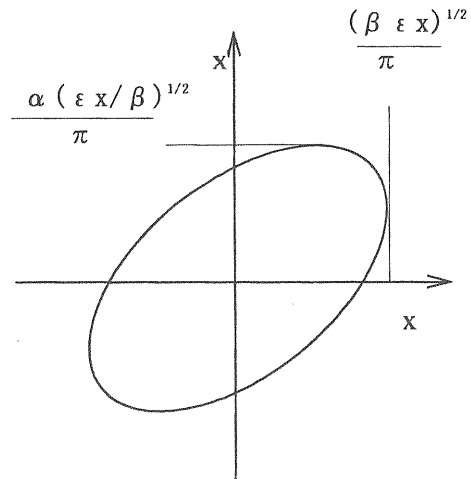


図 7.8 位相面で楕円形した電子線の変数

$$(w_x' x - w_x x')^2 + \frac{\epsilon x^2}{\pi^2} \frac{x^2}{w_x^2} = \frac{\epsilon x^2}{\pi^2} \quad (\text{A39})$$

に (A30) を書く。

z に関してこの表示を微分して (A16) と (A17) に等しく

$$x'' = -k_x^2 x \quad (\text{A40})$$

置き換えて、包絡式が

$$w_x'' + k_x^2 w_x = \frac{\epsilon x^2}{\pi^2} \frac{1}{w_x^3} \quad (\text{A41})$$

が得られる。 y の包絡線についても同様な方程式が得られる。この結果と (A40) と比較すると、包絡方程式は右側にあるエミッタンスの 2 乗に比例する新しい項を除いた軌道方程式と同じである。この項は電子線を広げる効果を持ち、そのとき幅は狭くなる。一般に、包絡方程式を数値的に解くことが必要となる。解析的な答えは 2 つの場合に対して可能である。

その 1 は、図 7.7 に示すように、横方向の力がない中を自由に収斂して行く電子線の包絡関数を考える。これは (A41) の $k_x^2 w_x = 0$ の場合に相当するから、包絡方程式は

$$w_x'' - \frac{\epsilon x^2}{\pi^2} \frac{1}{w_x^3} = 0 \quad (\text{A42})$$

で与えられる。これを積分するために、(A42) に $2w'$ をかけてから、積分すると

$$w_x'^2 + \frac{\epsilon x}{\pi^2 w_x^2} = \frac{\epsilon x}{\pi^2 w_{0x}^2} \quad (\text{A43})$$

を得られる。ここで、 w_0 は電子線の集束点の包絡関数である。この方程式整理して、積分すると電子線の集束点の近傍の包絡に対して

$$\frac{w_x^2}{w_{0x}^2} = 1 + \frac{z^2}{z_{0x}^2} \quad (A44)$$

が得られる。集束の範囲は焦点 w_{0x} から包絡関数が $2^{1/2}$ 増加する点までの距離に相当し、方程式

$$\varepsilon_x z_{0x} = \pi w_{0x}^2 \quad (A45)$$

で与えられる。

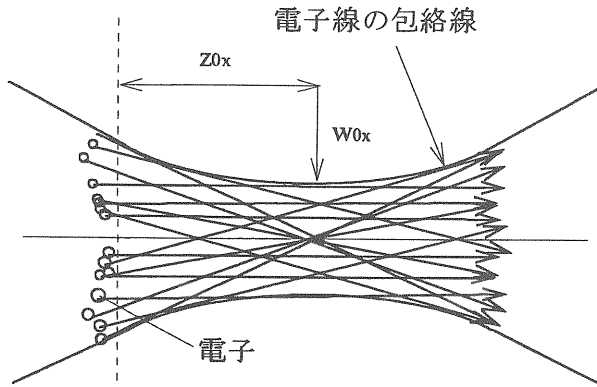


図 7.9 焦点近傍の電子線の状態を示す模式図

(A44) と (A45) は焦点近くの光線の半径に対する方程式と似ている。エミッタンスは光の波長と同等であり、そして、 z_{0x} は光線のレーレイ距離と同等である。

その 2 の重要性は、図 7.10 に示すように、平面偏極ウイグラーの中で垂直に集束する力に電子線を整合させることである。もし、均一な電子線に対して、即ち、 $w_y'' = 0$ では、(A41) から

$$w_y = \left(\frac{\varepsilon_y}{\pi k_y} \right)^{1/2} \quad (A46)$$

を得る。(A13) から電子線の整合した半値幅は

$$w_y = \left(\frac{\gamma \beta \varepsilon_y}{\pi a w k_w} \right)^{1/2} \\ = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\gamma \beta \varepsilon_y \lambda_w}{2 a w} \right)^{1/2} \quad (A47)$$

で与えられる。

2) D.C.Quimby and J.M.Slater SPIE 453 (SPIE, Bellingham, WA, 1984)

3) P.Lapostolle, IEEE Trans. Nucl.Sci. NS-18,1101 (1971)

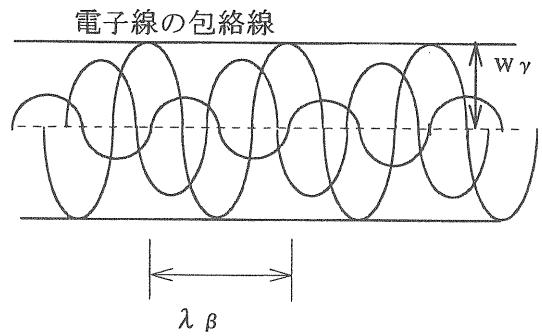


図 7.10 直線偏向ウイグラーの集束力と整合する電子線の変数を示す模式図