

リニアークセラレータ入門

はじめに

リニアークセラレータ (Linear Accelerator 略して Linac) は、線形 (型) 加速器、直線加速器、リニアック、ライナックと色々な呼び方をされている高周波電場で荷電粒子を加速する装置で、加速は一箇所のギャップだけではなく、直線状のある長さにわたって行われる。リニアックは、電子用と陽子・イオン用とはかなり異なるが、加速は進行波により統一的に扱い、その他は両者にわたり、出来るだけ多面的に取り扱うように勤めた。また成功しなかった例も取り上げた。

なお真空はリニアックにとっても極めて重要な技術であるが、別に取り上げられているので、本稿では触れない。

1. 序論

粒子加速は、先ず直流高電圧によって行われたが、G. Ising は 1924 年に直線上に並べた円筒形電極を順次接地することにより、電極に加えた電圧以上に加速する方法を発表した。3 個の金属パイプ電極にピーク 25 kV の高周波電圧を加えて、Na と K の 1 価イオンを 50 kV まで加速したリニアックの原形は、すでに第二次世界大戦の遙か前の 1928 年に R. Wideröe によってつくられ、1931 年には D. H. Sloan と E. O. Lawrence によって水銀イオンが加速されているけれども、何と言ってもリニアックに不可欠な高周波 (RF, Radiofrequency) の技術が未発達であった。戦時中の大規模なレーダー開発により、この面での技術的基礎が形成されたので、本格的な研究は戦後すぐに始まった。

電子は 79 keV のエネルギーで、すでに真空中の光速 c の $1/2$ に達するので (v を粒子の速度、 $\beta = v/c$ とおくと $\beta = 0.5$)、そのリニアックは D. H. Sloan 等のものとは全く別の展開となった。自由空間を伝播する電磁波は横波であるため、荷電粒子を加速する電場は粒子の進行方向には進めず、従ってある長さにわたって加速を継続することは出来ない。そこで縦方向 (粒子の進行方向) の電場が生じる導波管を用いることになるが、矩形や円形の一様な断面の (金属の) 導波管を伝わる電磁波の位相速度は、常に真空中の光速 c よりも大きい。電子の速度は c を超すことは無いので、このような導波管では、最初は加速されていた高エネルギー電子も徐々に加速電場から遅れて遂には減速されるようになる。更に進めばまた加速される、

と言うように加速と減速が繰り返され、ネットでは粒子は加速されない。従って加速電場の位相速度が荷電粒子の速度と等しくなる Slow Wave Structure が必要となる。

この要求を満たす加速管として、円形導波管に孔のある円板を取り付けた Disk-Loaded Waveguide が作られた。MIT の J. C. Slater はリニアックの総合的な設計を行うとともに (1948)、孔付短円筒空洞共振器を多数接続した (π モードの Disk-Loaded Waveguide) 定在波型電子リニアックを製作したが、加速には成功しなかった。これに対して、Stanford 大学の W. W. Hansen 等は、次に述べる L. Alvarez の陽子リニアックの成功に刺激され、J. C. Slater と類似の Disk-Loaded Waveguide (但し $\pi/2$ モード) に進行波を伝播させる進行波型リニアックと、RF 源としての大電力増幅器 Klystron の開発により電子加速に成功した (1948)。その後作られた SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) の世界最長の 2 マイルリニアックもこの型であったので、電子リニアックは進行波型にかぎると信じられた時期があった。(但し $2\pi/3$ モード、因に世界第 2 の長さの KEK 電子リニアックもこの型である。)

陽子は電子の 1836 倍の質量を持つため、145 MeV になって漸く $0.5c$ に達するので、かなり強力に予備加速をして入射しても、リニアックでは先ず光速の数%またはそれ以下の速度の粒子を加速しなければならない。そこで加速構造 (Accelerating Structure) は電子のそれとは全く異なったものとなる。California 大学の L. Alvarez は、円筒 (彼が最初に作ったのは 12 角形) の空洞共振器の中心軸上に Drift Tube と称する陽子が通過する孔のある短円筒を並べた、現在 Alvarez Linac または DT Linac と呼ばれている加速構造に定在波を励起して陽子を加速した。後に Drift Tube の中に 4 極磁石を組み込んで、陽子を進行方向と垂直な方向 (横方向) に強収束させる方式が導入されて、 $\beta = 0.03 \sim 0.4$ の領域では最も実用的なりニアックとなった。

一般にリニアックでは、電子でも陽子でもそのビームの時間構造は、持続時間が短かく Duty Factor の小さいパルスである。荷電粒子はパルスの持続中に RF 電源から供給されるエネルギーにより加速されると言うよりは、リニアックの加速空洞に前もって蓄積された電磁エネルギーにより加速される。技術が進歩してビーム強度が高くなると、加速空洞に蓄積されているエネルギーがビームに移るために加速電場が減少し、ビームパルスの中で時間的経過

によりビームの特性が変化する (Beam Loading)。加速管内を電磁波のエネルギーが伝播して、加速電場の減少や乱れを打ち消す Multistem や Post-Coupler が DT Linac に先ず導入され、さらにこの点をも考慮した、 $\beta > 0.4$ の領域に適した定在波型加速構造である Side-Coupled Cavity や、 $\beta = 1$ にも使用できる APS (Alternating Periodic Structure) が作られた。これらの加速構造は、もともとは陽子の加速用に作られたが、現在は電子の加速にも使用されている。

β が数%から減少すると、DT Linac では RF 入力に対する加速効率が激減するので、以前は DT Linac に入射する陽子エネルギーをなるべく高くするため、大きい空間を必要とする高電圧の Cockcroft 前段加速器が使われてきたが、現在は高周波電場により加速と横方向の収束を同時に行わせる RFQ (Radiofrequency Quadrupole) が広く使われるようになった。重イオン加速に必要な β が 0 に近い領域での Linac には RFQ の他に、前に挙げた Wideröe 型や Interdigital H 型がある。

先に述べたようにリニアックは、ピーク電流の大きいパルスビームの加速に優れているので、初期には Van de Graaf 静電加速器が使われていたシンクロトロンの入射器は、リニアックに置き換えられた。

加速管が常伝導 (普通は銅) の場合、時間平均では銅損の方がビームが獲得するエネルギーより多く、Duty Factor が大きくなると加速管の冷却が技術的に困難となる。従って連続 (CW, continuous wave の略) ビームが必要とされる場合には、冷却が可能な程度に加速電場を下げるか、または超伝導を導入することになる。超伝導の空洞による電子加速は既に実用化されており、陽子や重イオン加速のための技術開発が進められている。

リニアックは、シンクロトロン入射器のほかに、電子リニアックはがんの放射線治療の主力装置として我が国だけでも 500 台以上が稼働しているなど、各種の加速器の中では最も台数が多い。リニアックは、最終エネルギーまで加速された荷電粒子を、原理的にはビーム損失無しに取り出せるので、高いビーム強度を要求され、残留放射能が問題となる場合には、第一選択肢となる。

リニアックのもう一つの特徴は、荷電粒子が直進するため、放射光によるエネルギー損失が生じないことである。高いエネルギーの電子または陽電子は、偏向磁場により放射光を発生してエネルギーを失うために、シンクロトロンや蓄積リングがエネルギーの限界に達した後の更に高いエネルギーは、リニアックにより達成されるものと予想されている (リニアークライダ)。

2. 直流加速と高周波加速

直流高電圧による粒子加速は、いわば加速の原点で、RF 加速器でも電子管が大電力 RF 源として使われる場合には、先ず電子が直流電圧により加速される。Maxwell の方程式

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{B} &= 0, \operatorname{div} \vec{D} = \rho \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \end{aligned}$$

で時間的変化の無い場合には、

$$\operatorname{rot} \vec{E} = 0 \quad \text{から} \quad \vec{E} = -\operatorname{grad} \phi$$

のポテンシャル ϕ が存在するために、同電位のところでは粒子の運動エネルギーは同一となる。従って高電圧の発生が高エネルギー達成の必須要件であるが、絶縁材料の絶縁破壊と縁面放電、加圧 SF₆ ガスや絶縁油の放電限界等の制約を受ける。これらの耐電圧は長さに比例するが、真空中の加速電極間の放電は、電位勾配だけではなく、何らかの原因により電極に突入する粒子や二次電子により引き起こされるので、耐電圧は近似的に長さの平方根に比例してしか増加しない。例えば 1 cm の加速間隙で 100 kV の耐圧を得ることは難しくはないが、10 cm で 1 MV を達成することは、現在最も良いとされているチタン合金の電極を使っても不可能であろう。このようにして、実用的な大気型 Cockcroft 加速器では 1 MV 以下であり (750 kV がよく使われた)、加圧型タンデム静電加速器のターミナル電圧は 10 数 MV であって、より高いエネルギーの加速は時間的に変化する電場によることになる。

このような限界にも拘わらず、直流加速器は加速電圧が一定であれば加速された粒子のエネルギー幅は非常に小さいと言う特性がある。これに対して高周波加速では、高周波電圧が一定であっても粒子は安定位相の周りを振動しながら加速されるため、あるエネルギー幅を持つ。また直流加速は、高強度の加速器では重要な要素となるエネルギー変換効率の点で優れており、ビーム強度が 0 の時には原理的には電氣的エネルギーを消費しないのに対して、高周波空洞 (常伝導) では、粒子を加速しなくても、加速電場を発生させるためだけにエネルギーを消費する。

3. Drift Tube 付き定在波加速構造

D. H. Sloan と E. O. Lawrence のリニアックは、図 1 の様な構造で、10 MHz、42 kV の RF 電圧を 30 個の Drift Tube

に交互に供給して水銀イオンを 1.26 MeV まで加速した。Drift Tube は金属のパイプで、その中では電場が遮蔽されるためイオンは力を受けずドリフトする。n 番目の Drift Tube と n+1 番目の Drift Tube の間の RF 電圧が、加速の位相になった時に n 番目の Drift Tube から出たイオンは、加速されて n+1 番目の Drift Tube に入る。イオンが RF の半周期の間に n+1 番目の Drift Tube を通過すると、イオンは n+1 番目と n+2 番目の Drift Tube の間で再び加速される。一つの加速間隙から次の加速間隙にイオンが進む間に RF の位相角が π 進むので、 π モードの加速と呼ばれることがある。RF の周期は一定なので、加速に伴い Drift Tube の長さを β に比例させ、加速構造の 1 周期を $\beta \lambda / 2$ とする。

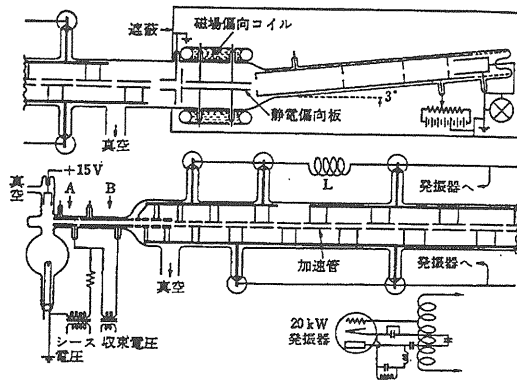


図1 D. H. Sban と E. O. Lawrence のリニアック

横方向の収束のために、Drift Tube を太くして 4 極磁石を組み込み、(低 β 領域では Drift Tube を長くして、加速ギャップ間を $3 \beta \lambda / 2$ とする) RF 損失を低減するため空洞共振器を導入し、共振周波数を可変とした図 2 の構造のものが β が 0 に近い領域で重イオンの加速に使用されており、理化学研究所の RILAC もこの系統のリニアックで Wideröe 型と呼ばれることが多い。

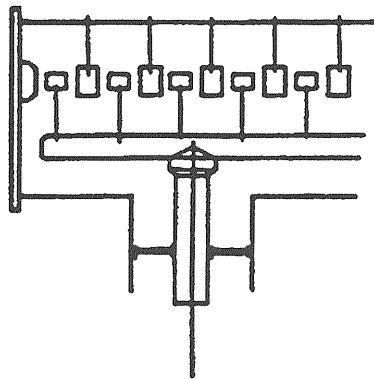


図2 Wideroe リニアック

加速構造の性能の指標に Shunt Impedance がある。これは同一 RF 入力に対する加速 RF 電場の大小を表わすものである。定常状態では、加速空洞への RF 入力と空洞内の電力損失は等しいので、これを P_w で表わす。 E_0 を軸方向の平均 (空間的) 加速電場の最大値、空洞の軸方向の長さを L とすると、Shunt Impedance Z_s は

$$Z_s = \frac{E_0^2}{(P_w/L)}$$

で定義される。単位は MKSA 系では Ω/m である。 E_0 は次式で表わされ、加速電場は時間の正弦関数であって、 $E_z(z)$ はその振幅である。

$$E_0 = \frac{1}{L} \int_0^L E_z(z) dz$$

Wideröe リニアックでは、Shunt Impedance は β が 0 に近づくにつれて急増するが、同様の傾向でさらに Shunt Impedance が高い加速構造に図 3 の Interdigital H 型がある。"H" の名称は、軸方向 (= 縦方向) の磁場由来する。Drift Tube の直径を大きくすると Shunt Impedance が低下して、この加速構造の特徴が無くなるので、Drift Tube に 4 極磁石を入れられない。それで横方向の収束の容易な、ある程度加速された重イオンの加速に使用される。筑波大学加速器センターのペレットロン (タンデム静電加速器) の後段加速に採用されている。

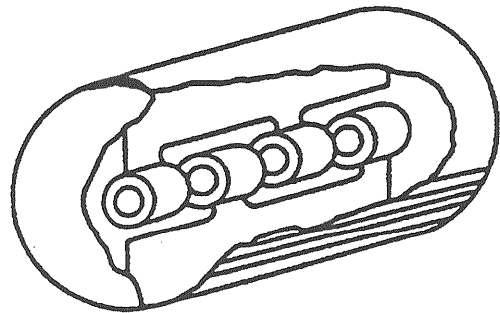


図3 Interdigital H リニアック

円筒型導波管を端板で挟んで TM_{010} モードの空洞共振器を作り、その端板に凸部を取り付けた図 4 のリエントラント空洞では、与えられた直径 D と長さ L に対して、凸部の寸法を調整して (これは Drift Tube の径 d と加速間隙 g の調整に相当する) 所要の共振周波数を得ることが出来る。電場は AB 面に垂直であるので、Alvarez リニアックは、長さ L を加速による β の増加に比例させた Unit Cell を AB 面で接続し、更に図 4 の様に導体板を除いた構造である。

この場合も空洞内の電磁場は、軸対象で、磁場は横方向の成分のみ (TM、transverse magnetic) しかなく、軸方向の電場は0点を持たないので、TM₀₁₀モードと呼ばれる。

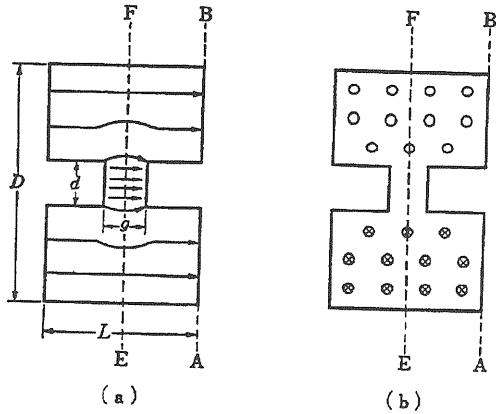


図4 Alvarez リニアックの Unit Cell となる空洞の断面図
(a)電場分布、電場はEF面に垂直であるから、ここに導体板を入れても分布は変わらない。ABEFはリエントラント空洞。(b)(a)から1/4周期後の磁場分布。

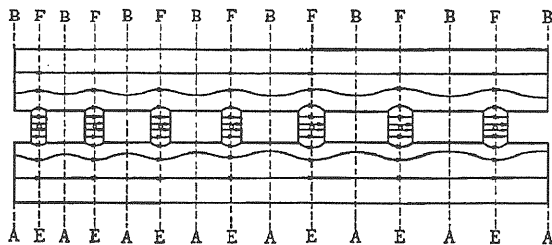


図5 Alvarez リニアックの2πモードの加速電場

ある加速間隙で加速された陽子は、減速電場の時はDrift Tubeの中にいて力を受けず、次の加速電場の時に次の加速間隙に到達して加速される。

Alvarez リニアックのように定在波で加速する場合には仮に陽子が Drift Tube の長さ g の加速間隙の中央へ、最大電場 E_0 を受ける時刻に到達したとしても、エネルギー利得は $E_0 g$ にはならない。これは陽子が加速間隙を移動している間に加速電場が変化するためである。図6の様に加速間隙の中央を座標の原点にとり、簡単のために加速間隙の中では一律な E_0 で、外部では0となる点線のような加速電場を仮定する。この加速間隙での最大エネルギー利得は、RF 電場が最大の時刻に原点に来る粒子にたいするも

ので、この粒子が z に達する時刻 t は $t = z/v = z/(c\beta)$ 、他方 Drift Tube の周期 L は、 $L = \beta \lambda$ 、 $\cos \omega t = \cos(\omega z/(c\beta))$ これらからエネルギー利得の最大値は

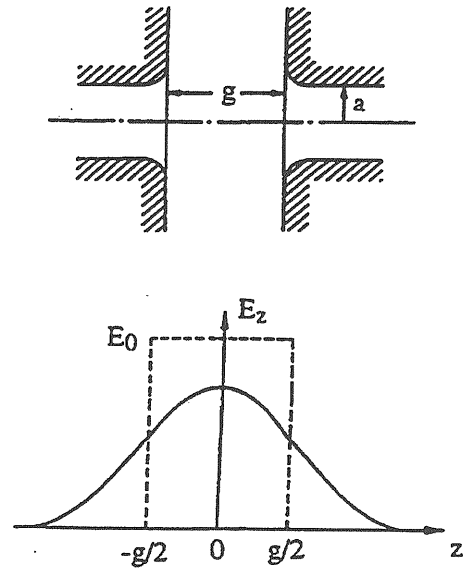


図6 Accelerating Gap

$$\delta W = \int_{-g/2}^{g/2} eE_0 \cos\left(\frac{2\pi z}{L}\right) dz = eE_0 T g$$

$$T = \frac{\sin(\pi g/L)}{\pi g/L}$$

即ち、エネルギー利得は $eE_0 g$ ではなく、常に1以下の T で表わされる Transit Time Factor が掛かった $eE_0 T g$ となる。従って、あるエネルギーまで加速しようとする時のRF 入力の評価には、Shunt Impedance Z_s の代わりにこれに T^2 を掛けた Effective Shunt Impedance $Z_s T^2$ が使われる。実際の電場の分布は図6の実線の様になるので、 T は

$$T = \frac{\int_{-L/2}^{L/2} E_z(z) \cos \frac{2\pi z}{L} dz}{\int_{-L/2}^{L/2} E_z(z) dz}$$

で求められる。図7に 201.25 MeV、125 MeV の陽子リニアックの Effective Shunt Impedance を示す。10 MeV 付近で極大となり、低エネルギー側では急激に、高エネルギー側では緩やかに低下する。Alvarez リニアックの Cell を LC の等価回路で表わすと、Shunt Impedance を大きくするには、 C を小さくしなければならない。10 MeV より低エネルギー側で Shunt Impedance が低下するのは、 C が増加す

るからである。10 MeV より高エネルギー側で Shunt Impedance が低下するのは、加速間隙が長くなってその中央部の電場が減少するためである。

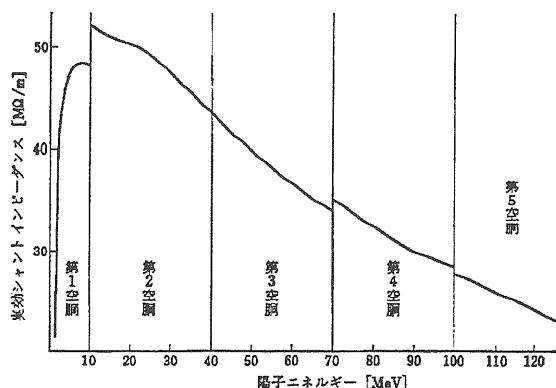


図7 201.75 MHz、125 MeV 陽子リニアックの Effective Shunt Impedance、不連続は空胴内径や Drift Tube 外径が各空胴によって異なるため。

4. 進行波加速管

戦後すぐに Stanford 大学の W. W. Hansen 等は、戦前の R. Wideröe や D. H. Sloan とは全く異なる、RF の進行波による電子の加速に成功した。電子はその静止質量 m_e が 0.511 MeV (質量とエネルギーの等価性、エネルギー = $m_e c^2$ の関係から、静止質量 $m_e = 9.1094 \times 10^{-31}$ kg を対応するエネルギーで表わす) と小さく、従って比較的低いエネルギーで相対論的効果が現われる。即ち 511 kV の電圧で加速した電子の質量 m は、運動エネルギーを T とすれば、

$$mc^2 = \gamma m_e c^2 = m_e c^2 + T$$

から静止質量 m_e の2倍となり ($\gamma = m / m_e = 2$)、真空中の光速に対する相対速度 β は

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c}$$

から 0.866 となる。Wideröe 型リニアックでは、加速間隙の長さは $\beta \lambda / 2$ であるから、もし D. H. Sloan 等のように 10 MHz の RF を使用するとすれば、 $\lambda = 30$ m であるので、13 m となり実用的ではなくなる。しかも回路要素の大きさが波長の程度になるため、図1の様な集中回路は使用できない。

波長が回路要素の大きさの程度になる極超短波 (マイクロ波) の研究開発は、レーダーのために戦時中イギリス、アメリカおよび日本で強力に推進された。低い周波数で用

いられている導線は、周波数が高くなると表皮効果のため損失が増加する。表皮深さ (Skin Depth) δ は、 σ を電気伝導度として (焼鈍した銅では $\sigma = 5.80$ mho / m) 次式で表わされる。

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}}$$

δ は周波数の平方根に反比例して減少し、銅の場合 100 MHz では 6.6×10^{-6} m となる。このように深さ方向の伝導への寄与は極めて限定されるので、伝導に寄与する面積を増加させて導線の損失低減をはかり、更に電磁輻射を抑制するため、立体回路を使用する。電磁波は円または四角形の中空の断面を持つ、導波管と呼ばれる金属パイプを伝播する。それぞれを伝播する波は、真空中の電磁波のような単一の TEM 波 (Transverse Electromagnetic Wave) ではなく、RF の周波数に依存したモードがある。それらは、磁場は3方向の成分を持つけれども電場は横方向の成分しか持たない TE (又は H) モードのグループと、電場は3方向の成分を持つけれども磁場は横方向の成分しか持たない TM (又は E) モードのグループとに分類される。 $\beta \approx 1$ の電子加速用加速管は、円筒導波管の TM モードの中の軸対称の電磁場を基礎とするものである。

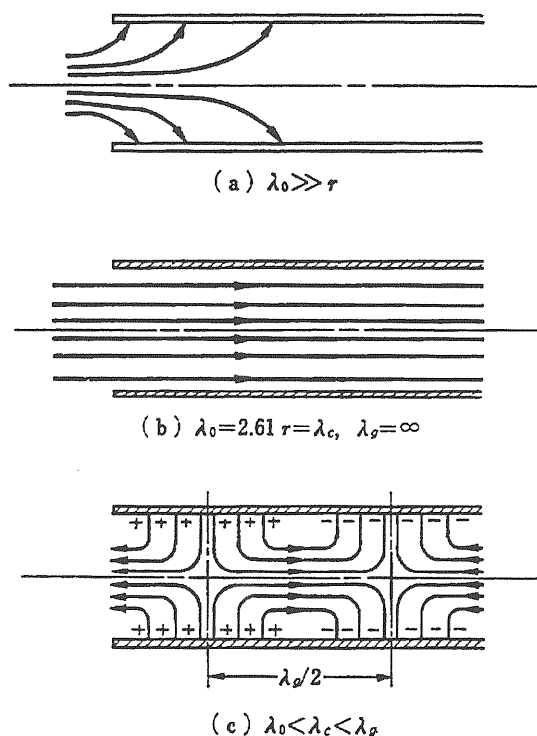


図8 半径 r の円形導波管中の TM_{01} モードの色々な波長に対する電場分布

導波管には、それぞれのモードに対応した遮断波長 λ_c (Cutoff Wavelength) があり、図8のようにこれよりも短

い波長の電磁波しか導波管を伝播出来ない。そして導波管を伝播する電磁波の位相速度 v_p は、常に真空中の光速 $c = f\lambda_0$ よりも大きく、 λ_g を管内波長として $v_p = f\lambda_g$ である。(ここで λ_0 は自由空間波長であることを強調するため、従来は λ を使用)

導波管では、 λ_0 、 λ_c 、 λ_g について一般に次の関係が成立する。

$$\frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda_g^2} = \frac{1}{\lambda_c^2}$$

z方向の進行波を次式で表わすと

$$E(z,t) = E(z)e^{-j(\omega t - kz)}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda_g}$$

加速に寄与する位相速度 v_p と、エネルギー伝播を表わす群速度 v_g は

$$v_p = \frac{\omega}{k}, \quad v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$$

となる。横軸を $k = 2\pi/\lambda_g$ 、縦軸を $2\pi/\lambda_0 = \omega/c$ として

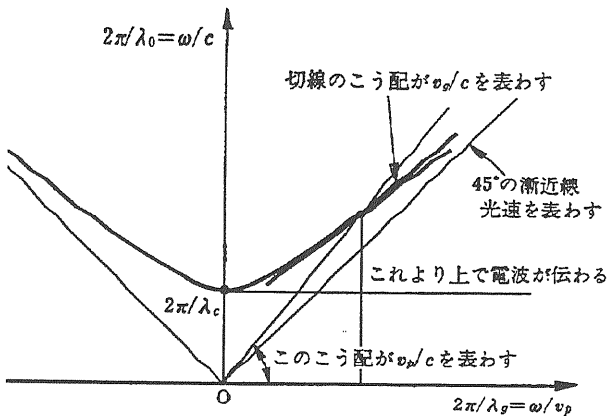


図9 双曲線で表わされる導波管内の管内波長 λ_g と自由空間波長 λ_0 との関係

導波管の内壁を誘電体で覆うと、境界条件が変化して位相速度 v_p が c より小さくできる。しかし特に高い加速電場を発生するために大電力を扱う場合には誘電体損失が問題となるので、孔のあいた円板を周期的に配置した図10のような Disk-Loaded Waveguide が考案され、現在まで広く用いられている。Magnerton や Klystron からの RF 電力が導波管を経て Coupler により加速管の上流端に供給される。RF は加速管を伝播して下流端に達すると Coupler により管外に取り出され、無反射終端 (Dummy Load) に吸収される。電子は左端の小孔から入射される。この小孔では RF は Cutoff となり、長さを適当に選べば RF は外部に

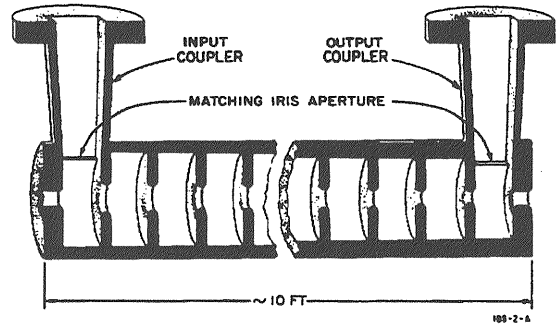


図10 10 feet 長の Constant Gradient Disk-Loaded Waveguide

は漏れない。

この Disk-Loaded Waveguide を伝播する波は、その周波数によって管内波長が変化する。図11のように円板で仕切られた隣合う領域で、電場が同じ方向を向いている波の位相差が0の場合を0モード、反対方向を向いている波の位相差が π の場合を π モード、と言うように隣合う領域の位相差をモードの名称とする。最初に進行波型加速管として成功した $\pi/2$ モードでは、1管内波長に4枚の円板が、現在主に使われている $2\pi/3$ モードでは3枚の円板がはいる。

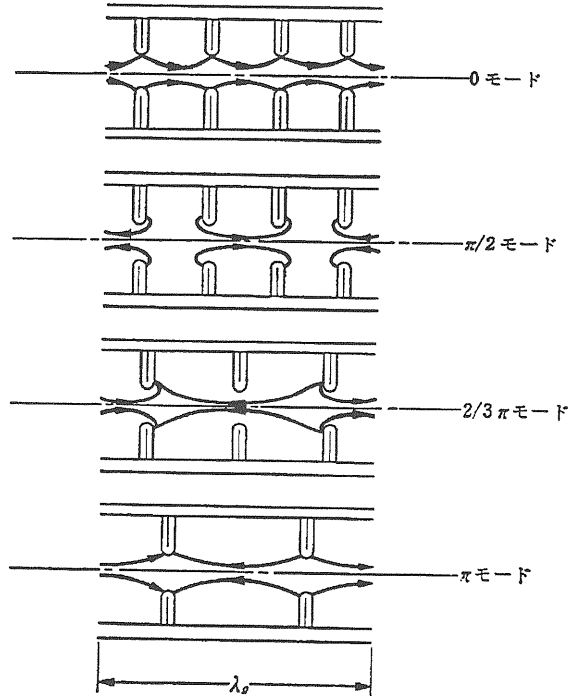


図11 Disk-Loaded Waveguide の各種モード

円形導波管に周期的に円板を付けることにより、これまで遮断周波数以上の周波数の RF が伝播できた導波管に分散が生じ、透過帯と阻止帯が出来る。波の $k = 2\pi/\lambda_g$ と ω の関係を表わす Brillouin Diagram を用い、D を Disk-

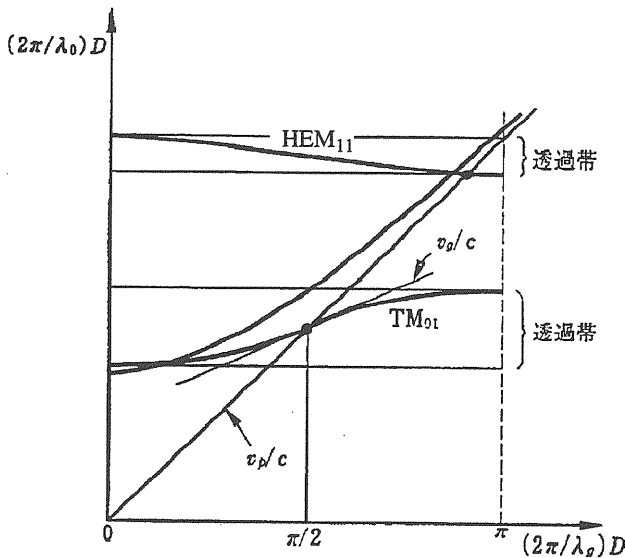


図 1.2 Disk-Loaded Waveguide の Brillouin Diagram

Loaded Waveguide の隣合う円板間の距離（構造上の周期）として、横軸を k に比例する $kD = 2\pi D/\lambda_g$ 、縦軸を ω に比例する $\omega D/c = 2\pi D/\lambda_0$ とすると横軸が $0, \pi/2, \pi$ のところがそれぞれ 0 モード、 $\pi/2$ モード、 π モードである。 0 モードと π モードでは群速度 v_g は 0 となり、 $\pi/2$ モードで最大となる。円板が厚く、孔が小さくなるにつれて、隣り合う空洞の結合が小さくなって、透過帯が狭くなり v_g も小さくなる。なおこの図には示されていないが、この曲線は周期的に変化し、横座標が π より更に大きくなると 0 モードの ω まで減少した後再び π モードの ω まで増加する。減少中の領域では v_g は負で、このように位相速度と群速度の符号が反対の波を後進波 (Backward Wave) と呼ぶ。

加速管のある単位長さに蓄えられる電磁場のエネルギーを W 、その断面を流れるエネルギー流を P 、この単位長さの壁での Ohmic Loss を R とすると、エネルギー保存から

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial z} + R = 0$$

Q を、単位長さに蓄えられる電磁場のエネルギーを 1 角周波数の間の単位長さの壁での Ohmic Loss で割ったものと定義すると

$$Q = \frac{\omega W}{R}$$

加速管を伝播する波の群速度 v_g と、 W 、 P の間には

$$P = v_g W$$

の関係がある。定常状態では、 $\partial P / \partial t = 0$ であるから

$$\frac{dP}{dz} + \frac{\omega}{v_g Q} P = 0$$

加速管の構造が一定であれば

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{\omega}{v_g Q} z\right) = P_0 \exp\left(-\frac{2\tau}{l} z\right)$$

ここで P_0 は加速管入り口の電力、 $\omega/v_g Q = 2I \equiv 1/l_0 \equiv 2\tau/l$ とおき、 I を減衰定数、 τ を減衰パラメーターと呼ぶ。 $z = l_0$ で RF 電力は $1/e$ になるので、 l_0 は加速に有効な加速管の長さの目安となる。

群速度 v_g は最も広く違われている 3 GHz 帯 (Sバンド) では $0.01c$ の程度である。長さ l の加速管を電磁波で満たすには Filling Time $t_f = l/v_g$ が必要となり、電子加速は RF パルスを加えてからこの時間以降に行わねばならない。

電子リニアックでは、陽子リニアックと異なり図 1.3 のように加速電場が 0 の点を位相の原点に選ぶ。(これはシンクロトロンでの習慣と同じ) もし電子がネットで加速されない場合には、 C 点より左の例えば B 点の電子は、減速されて波からおくれ C 点を越えて加速の領域のはいる。そして A 点に達すると波より速くなり、 C 点を越えて再び減速の領域に入る。このように C 点を中心に位相振動をする。加速される場合には振動の中心が加速の領域の例えば D 点に移る。 D 点の位相を安定位相又は同期位相、常にこの位相にいる粒子を同期粒子と呼ぶ。

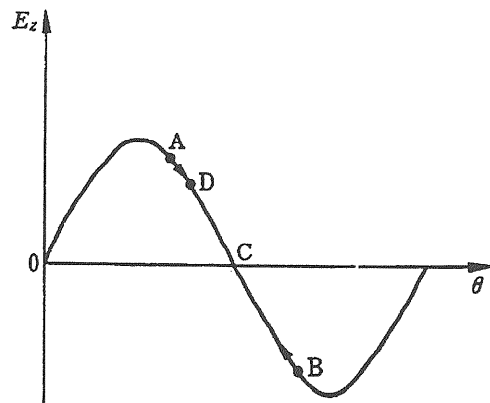


図 1.3 電子リニアックの位相振動の表示
加速しない場合は電子は C を中心にして振動し、加速の場合は D の方に移る。

進行波による加速では、長さ l の加速管による、同期位相 θ に位置する粒子の、エネルギー利得を eK (電子ボルト) とすると

$$K = \int_0^l E_z(z) \sin\theta dz$$

場所によって壁損失 (Wall Loss) が変わる場合には、Shunt Impedance Z_s は

$$Z_s = \frac{E_z^2}{(-dP/dz)}$$

従ってこれと P を表わす式から

$$E_z = E_0 \exp\left(-\frac{\tau}{l}z\right) = \sqrt{\frac{2\tau P_0 Z_s}{l}} \exp\left(-\frac{\tau}{l}z\right)$$

そして K は

$$K = E_0 l \sin\theta \frac{1-e^{-\tau}}{\tau}$$

電流 i の電子を加速すると、これが負荷になって加速電場が次式のように減少し、従って長さ l の加速管のエネルギー利得は、電流に比例して減少する。

$$E_z = E_0 \sin\theta e^{-\frac{\tau z}{l}} - i Z_s \left(1 - e^{-\frac{\tau z}{l}}\right)$$

$$K = E_0 l \sin\theta \frac{1-e^{-\tau}}{\tau} - i Z_s l \left(1 - \frac{1-e^{-\tau}}{\tau}\right)$$

Stanford 大学で最初に成功した $\pi/2$ モードの Disk-Loaded Waveguide 加速管には、その後二つの大きな改良が加えられた。その一つは Constant Gradient (CG) であり、他は $3\pi/2$ モードである。

上述の加速電場を表わす式から、幾何学的構造が一様な加速管では電場が加速管に沿って指数関数的に減少することがわかる。この型の加速管を上記の CG に対し Constant Impedance (CI) 型と呼ぶ。この場合は入力端での電場により RF 電力が制限されることを意味する。

加速管に沿って加速電場の一様な CG を実現するには、加速管の下流に行くにつれて群速度 v_g を減少させて電磁エネルギーを蓄積し易くしなければならない。このために SLAC では図 1 3 のように下流に進むにつれて、円板の孔径を小さくして行くとともに加速管の内径もわずかに小さくして行った。CG は製作コストを上昇させるけれども、加速される電子電流が増加して数 100 mA に達した時に起る BBU (Beam Breakup) が起りにくくなる。

前述のように、 $P = v_g W$ で、CG のために W は一定でなければならないから、 P と v_g は比例し、次式で表わされる。

$$P = P_0 \left(1 - \frac{1-e^{-2\tau}}{l}z\right)$$

$$v_g = v_{g0} \left(1 - \frac{1-e^{-2\tau}}{l}z\right)$$

電場は

$$E_z = \sqrt{\frac{1-e^{-2\tau}}{l} Z_s P_0} \equiv E_0$$

電子電流が 0 の場合の最大エネルギー利得は

$$K = E_0 l$$

電子電流が i の場合には

$$K = E_0 l - \frac{i Z_s}{2} l \left(1 - \frac{2\tau e^{-2\tau}}{1-e^{-2\tau}}\right)$$

Filling Time は

$$t_F = \frac{2Q}{\omega} \tau$$

BBU は TM_{01} モードに隣接する透過帯である HEM_{11} モードが電子電流によって励起されるためである。励起される HEM_{11} モードは横方向の電場を持ち、その位相速度はほぼ c の後進波で、加速管の終端から入射端に向かってエネルギーが伝播する。電子は HEM_{11} モードにより横方向の力を受けるが、これにより更に HEM_{11} モードが増強される。これは後進波管 (Backward-wave Oscillator) と同じ機構の発振である。CI では加速管の構造が一様であるため、 HEM_{11} モードの周波数は一定となるが、CG では構造が変化するので、 HEM_{11} モードの周波数が場所によりことなる。SLAC の 2 マイルリニアックでは、設計目標の 50 mA に対して 20 mA で上記の BBU とは別の BBU が起った。これはいくつかの加速管に渡って起った現象で、収束系の変更で解決された。

図 1 2 の Brillouin Diagram から明らかなように、 $\pi/2$ モードで群速度は最大となるのであるが、Shunt Impedance は 1 波長あたりの円板数が 3 の付近で最大になることが明らかにされた。 $\pi/2$ モードでは 4 枚の円板が必要なので製作費の面からも $2\pi/3$ モードが有利で、Stanford 大学の 1 GeV の MARK III は $\pi/2$ モードで作られたが、2 マイルリニアックは $2\pi/3$ モードでつくられた。

表1 SLACの2マイルリニアック設計のための加速管主要パラメーターの周波数依存性(上)と
Constant Impedance型の $\pi/2$ モードと $2\pi/3$ モードの比較(下) (R.B.Neal, The Stanford Two-Mile Accelerator)

Table 6-1 Frequency dependence of principal machine parameters

Parameter	Frequency dependence	Frequency preference		Notes
		High	Low	
Shunt impedance per unit length (r)	$f^{1/2}$	X		a
RF loss factor (Q)	$f^{-1/2}$		X	a
Filling time (t_F)	$f^{-3/2}$	X		a, b
Total RF peak power	$f^{-1/2}$	X		a, b, c
RF feed interval (I)	$f^{-3/2}$		X	a, b
No. of RF feeds	$f^{3/2}$		X	a, b, d
RF peak power per feed	f^{-2}	X		a, b, c
RF energy stored in accelerator	f^{-2}	X		a, b, c
Beam loading ($-dV/di$)	$f^{1/2}$		X	a, b, d
Peak beam current at maximum conversion efficiency	$f^{-1/2}$		X	a, b, c, f
Diameter of beam aperture	f^{-1}		X	a
Maximum RF power available from single source	f^{-2}		X	e
Maximum permissible electric field strength	$f^{1/2}$	X		g
Relative frequency and dimensional tolerances	$f^{1/2}$	X		a, b
Absolute wavelength and dimensional tolerances	$f^{-1/2}$		X	a, b
Power dissipation capability of accelerator structure	f^{-1}		X	a, b, d

Notes:

- a. For direct scaling of modular dimensions of accelerator structure.
- b. For same RF attenuation in accelerator section between feeds.
- c. For fixed electron energy and total length.
- d. For fixed total length.
- e. When limited by cathode emission.
- f. When limited by beam loading.
- g. Approximate; empirical.

Table 6-5 Characteristics of Stanford constant-impedance structures

Parameters	Mark III accelerator (1952)	Mark IV accelerator (1960)
Operating mode	$\pi/2$	$2\pi/3$
Length (ft)	10	10
Waveguide inside diameter $2b$ (in.)	3.247	3.247
Disk hole diameter $2a$ (in.)	0.8225	0.890
Disk thickness t (in.)	0.230	0.230
Periodic length d (in.)	1.0335	1.378
Disk edge radius ρ (in.)	0.1215	0.1215
Matching iris aperture (in.)	1.042	1.014
Frequency (MHz)	2856	2856
Group velocity v_g/c	0.0100	0.0122
Shunt impedance r_0 (megohms/meter) (corrected for fundamental space-harmonic amplitude)	47	53
Q	10,000	13,200
Attenuation τ (Np)	0.90	0.57

表2 Lバンド、Sバンド、Xバンドの3周波数帯の加速管パラメーターの比較

(R.B.Neal, The Stanford Two-Mile Accelerator)

Table 6-2 Design parameters of 20-GeV accelerator at three frequencies^a

Parameter	Frequency		
	(L-Band) 1000 MHz	(S-Band) 3000 MHz	(X-Band) 9000 MHz
Shunt impedance r (megohms/meter)	31	53	92
RF loss factor (Q)	2.25×10^4	1.3×10^4	0.75×10^4
Filling time t_F (μ sec)	4.31	0.83	0.16
Total RF peak power (MW)	9216	5320	3072
RF feed interval (ft)	52	10	1.92
No. of RF feeds	185	960	4988
RF peak power (MW) per feed	50	5.54	0.62
RF energy (J) stored in accelerator	21,348	2372	264
RF energy (J) required for 1.67- μ sec electron beam pulse length	55,112	13,300	5,620
Total average RF power (MW) at 360 pulses/sec	19.84	4.80	2.04
Beam loading ($-dV/di$) (GeV/A)	20.5	35.5	61.5
Peak beam current (mA) at maximum conversion efficiency	544.2	314.2	181.4
Minimum diameter (in.) of beam aperture	2.292	0.764	0.255
Maximum RF peak power (MW) from single source ^b	216	24	2.7
Maximum permissible electric field strength ^c (kV/cm)	133	230	398
Maximum expanded beam energy ^d (GeV)	38.4	66.5	115.0
Relative frequency and dimensional tolerances ^e	1.11×10^{-5}	1.93×10^{-5}	3.34×10^{-5}
Absolute frequency and dimensional tolerances ^e	11 kHz 0.11 mils	58 kHz 0.06 mils	301 kHz 0.04 mils
Average power dissipated per unit area of accelerator surface ^f (W/cm ²)	0.59	0.43	0.53
Average temperature difference ($^{\circ}$ C) across accelerator wall ^g	0.42	0.10	0.04

^a Assumptions: $2\pi/3$ mode in constant-gradient structure; $\tau = 0.57$ Np (RF attenuation); $L = 10,000$ ft (94.8% effective); 10% power loss in waveguides; 10% beam loading; direct scaling of modular dimensions.

^b Based on 24 MW available at S-band, values for other frequencies based on scaling as f^{-2} .

^c Based on maximum gradient obtained to date at S-band; values for other frequencies based on scaling as $f^{1/2}$.

^d As limited by maximum permissible field strength.

^e For 1% loss in beam energy.

^f Based on 360 pulses/sec and 1.6- μ sec electron beam pulse length.

^g Based on copper wall 3, 1, and $\frac{1}{2}$ cm thick at L-, S-, and X-bands, respectively.

表3 KEK 2.5 GeV 電子リニアックの主要パラメーター

(1984 Linac Conf.)

Table 1 General parameters of the 2.5 GeV linac

Energy (50 mA loaded)		
(Total rf power)	840 MW	2.5 GeV
	1200 MW	3.0
Beam pulse length		1.5 ns ~ 2.0 μ s
Repetition rate		< 50 pps
Energy spread		< 0.5 %
Normalized emittance		< 10 π cm·mrad
Accelerator guide (Main accelerator)		
Type of structure		TW. 5 type Semi-C.G.
Frequency (at 27°C)		2856 MHz
Length of accelerator guide		2 m (Including couplers)
Total number of guides		160
Length of acceleration unit		9.6 m
Number of acceleration units		40
Number of sectors		5
RF		
Peak power of klystron		30 MW (Max.)
Number of klystrons		41 (Including one klystron of Injector)
RF pulse length		3 μ s
Injection system		
Type of gun		Triode
Gun voltage		- 100 kV
Number of acc. guides		2
Output energy		35 MeV (Max.)

表4 KEK Accelerator Test Facility の電子リニアック

(1994 Linac Conf.)

Beam Energy for D.R.	1.54 GeV
Total Length	70 m
Injector	10m
Linac	60m (active length 48m)
Accelerator Structure	2 π /3mode constant gradient
Total length	3m
Total number	16
Accelerating Field	
Maximum Field	43 [52] MV/m
with Beam Loading	33 [40] MV/m
RF Frequency	2.856 GHz
Feed Peak Power	200 MW/structure
Klystron	
Klystron Peak Power	80 [85] MW
Klystron Pulse Length	4.5 μ s
Number of Klystrons	8
Pulse Compression	Two-iris SLED
Power Gain	5.0 (average)
S-band Preinjector	
Beam Energy	80 [105] MeV
Number of Bunches	20
Bunch Population	2x10 ¹⁰ electrons
Bunch Separation	2.8 ns

Table 1 1.54 GeV ATF Linac Parameters
([] : actual value during 1994 summer run)

表5 ATF の電子リニアック達成された性能

(1996 Linac Conf.)

Maximum Beam Energy	1.42 GeV
Maximum Gradient with beam	28.7 MV/m(average)
Maximum Klystron Power	62 MW(average)
Accelerated Intensity: single bunch	1.7 x 10 ¹⁰
:20 multi-bunch	7.65 x 10 ¹⁰ (total)
Energy Spread : single bunch	0.4 % (FWHM)
:20 multi-bunch with ECS	~ 0.3 % (FWHM)
Emittance γ_e : single bunch	1.3 x 10 ⁻⁴ (1 σ , at Inj.)
:20 multi-bunch	not measured

Table 2. Achievement of the Linac

5. 進行波による加速

加速空洞内の電場は色々の位相速度の sin 波の合成と考えられるが、これらの波の中で加速に寄与するのは、粒子の進行方向に粒子速度と等しい位相速度を持つ波だけであってその他の波は局所的には加速、減速はするが、全体としては加速に寄与しない。定在波の Transit Time Factor は、定在波の電場のうちの加速に寄与する進行波の割合を表わす。従って、加速の議論では加速に寄与する進行波だけを考慮する。

リニアックの加速でもシンクロトンと同じく位相安定性がある。但し Transition Energy はない。

粒子の運動方程式は

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

粒子の進行方向を z 軸とする円筒座標を選び、独立変数を t から z に変換し、

$$\frac{dt}{dz} = \frac{1}{v} = \frac{1}{c} \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}}, \quad \gamma = W/m_0 c^2$$

横方向の速度は縦方向の速度に比べてはるかに小さいので $d\rho/dt$ を無視すると、縦方向は

$$\frac{dW}{dz} = eE_z(\rho, z, t)$$

横方向は

$$p_\rho = m_0 \gamma \frac{d\rho}{dt}$$

$$\frac{dp_\rho}{dt} = e[E_\rho(\rho, z, t) - vB_\phi(\rho, z, t)]$$

であるから

$$v \frac{d}{dz} \left[\frac{Wv}{c^2} \frac{d\rho}{dz} \right] = e[E_\rho - vB_\phi]$$

加速に寄与する電磁波の成分は、電磁波が ϕ によらなければ、次のように表わすことが出来る。

$$E_z = \epsilon_0(z) I_0 \left[\frac{2\pi\rho}{\beta_w \lambda} (1 - \beta_w^2)^{1/2} \right] \cos \left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \int^z \frac{dx}{\beta_w} \right]$$

$$E_\rho = -\frac{\epsilon_0(z)}{\sqrt{1 - \beta_w^2}} I_1 \left[\frac{2\pi\rho}{\beta_w \lambda} (1 - \beta_w^2)^{1/2} \right] \sin \left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \int^z \frac{dx}{\beta_w} \right]$$

$$E_\phi = -\frac{\epsilon_0(z) \beta_w}{c \sqrt{1 - \beta_w^2}} I_1 \left[\frac{2\pi\rho}{\beta_w \lambda} (1 - \beta_w^2)^{1/2} \right] \sin \left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \int^z \frac{dx}{\beta_w} \right]$$

ここで $\epsilon_0(z)$ は中心軸上での、粒子速度と等しい位相速度を持つ進行波の振幅、 β_w は進行波の位相速度と光速の

比、 $\lambda = 2\pi c/\omega$ は自由空間波長である。

陽子リニアックでは習慣的に電圧最大の位相を、位相の原点に選ぶ。それで電子リニアックと異なり、安定位相 Ψ_s は負になる。

常に安定位相 Ψ_s にいて軸上を波とともに進む同期粒子のエネルギー W_s は

$$\frac{d}{dz} W_s(z) = e\epsilon_0(z) \cos \Psi_s$$

軸上の点 z に一般の粒子と同期粒子が到達する時刻を t, t_s とすれば

$$\Psi = \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \int^z \frac{dz}{\beta_w}, \quad \Psi_s = \omega t_s - \frac{2\pi}{\lambda} \int^z \frac{dz}{\beta_w}$$

一般の粒子の運動を同期粒子に対する相対運動として表わすために

$$\frac{d}{dz} (\Psi - \Psi_s) = \omega \left(\frac{dt}{dz} - \frac{dt_s}{dz} \right)$$

ここで

$$\frac{dt}{dz} - \frac{dt_s}{dz} = \frac{1}{c} \left(\frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} - \frac{\gamma_s}{\sqrt{\gamma_s^2 - 1}} \right)$$

($\gamma - \gamma_s$) の 1 次項までとれば

$$\frac{d}{dz} (\Psi - \Psi_s) = -\frac{2\pi}{\lambda} \frac{\gamma - \gamma_s}{\gamma_s^3 \beta_s^3}$$

他方

$$\frac{d}{dz} (\gamma - \gamma_s) = \frac{e\epsilon_0}{m_0 c^2} [I_0 \cos \Psi - \cos \Psi_s]$$

この 2 式から

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dz} \left[\gamma_s^3 \beta_s^3 \frac{d}{dz} (\Psi - \Psi_s) \right] \\ &= -\frac{2\pi e\epsilon_0}{\lambda m_0 c^2} [I_0 \cos \Psi - \cos \Psi_s] \end{aligned}$$

Drift Tube の長さのように加速空洞は管内波長 β_w に比例した構造になっているので、独立変数を z から波長の数 n に変換した方が便利なが多い。

$$dz = \beta_w \lambda dn = \beta_s \lambda dn$$

この関係により

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dn} \left[\gamma_s^3 \beta_s^2 \frac{d}{dn} (\Psi - \Psi_s) \right] \\ &= -\frac{2\pi e\epsilon_0 \lambda}{m_0 c^2} \beta_s [I_0 \cos \Psi - \cos \Psi_s] \end{aligned}$$

$\beta \ll 1$ では $\gamma \sim 1$ で、 $|\Psi - \Psi_s| \ll 1$ 、 $I_0 \sim 1$ 、 $d\beta_s/dz \sim 0$ の場合には

$$\frac{d^2}{dn^2}(\Psi - \Psi_s) = \frac{2\pi\epsilon_0\lambda}{m_0c^2\beta_s}(\Psi - \Psi_s)\sin\Psi_s$$

Ψ_s と ϵ_0 が n に依らないと看做せる場合には、 Ψ_s は負であるので、この式は単振動を表わし、その角周波数は

$$\sqrt{-\frac{2\pi\epsilon_0\lambda}{m_0c^2\beta_s}\sin\Psi_s}$$

となる。

$|\Psi - \Psi_s| \ll 1$ と看做せないときには β 、 γ 、 Ψ_s 、 ϵ_0 を定数と考えて運動の積分を求めると、 $\Psi - \Psi_s = \Delta\Psi$ として

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2}\gamma_s^3\beta_s\left(\frac{d\Delta\Psi}{dn}\right)^2 \\ &= -\frac{2\pi\epsilon_0\lambda}{m_0c^2}\left[\sin\Psi - \Psi\cos\Psi_s\right] \end{aligned}$$

一方

$$\frac{d\Delta\Psi}{dn} = -\frac{2\pi}{\gamma_s^3\beta_s^2}(\gamma - \gamma_s) = -\frac{2\pi}{\gamma_s^3\beta_s^2}\frac{\Delta W}{m_0c^2}$$

この2式から

$$\begin{aligned} & \frac{\pi}{\gamma_s^3\beta_s^3 m_0c^2}(\Delta W)^2 + e\epsilon_0\lambda(\sin\Psi - \Psi\cos\Psi_s) \\ &= K \end{aligned}$$

図14に $\Psi - \Delta W$ での $K = \text{一定}$ の軌跡を示す。

$v_p = c$ では図15のようになる。

統計力学の Liouville の定理によれば、Hamiltonian で表わされる（相互作用のない）粒子の集団の、位相空間における（どれかの粒子の近傍の）粒子密度は一定である。言い換えればこれらの粒子の集団は、あたかも非圧縮性流体のように位相空間の中を動く。従って粒子集団が占める位相空間の体積（または面積）は運動の定数となる。

Hamiltonian として

$$\begin{aligned} H = & -\frac{1}{2\gamma_s^3\beta_s^3 m_0c^2} \frac{2\pi}{\lambda} (\Delta W)^2 \\ & - e\epsilon_0(\sin\Psi - \Psi\cos\Psi_s) \end{aligned}$$

を選べば粒子の運動は加速管の入口と出口のパラメーターを添字 1、2 で表わせば、Liouville の定理から

$$\frac{d\Delta\Psi}{dz} = \frac{\partial H}{\partial \Delta W}, \quad \frac{d\Delta W}{dz} = -\frac{\partial H}{\partial \Delta\Psi}$$

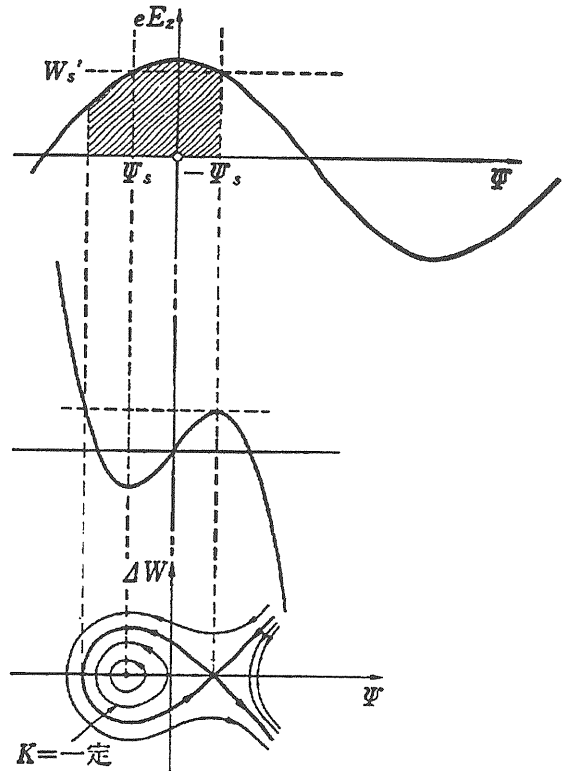


図14 (上) 位相の関数としての加速電場 Ψ_s は安定位相、 W_s' は同期粒子のエネルギー利得 (中) 同期粒子よりみた静電ポテンシャル (下) $\Psi - \Delta W$ 位相空間で、太線の内側の粒子が加速される。これは (上) の斜線の部分 $\approx 3|\Psi_s|$ の範囲の粒子が Ψ_s のまわりを振動しながら加速されることを意味する。

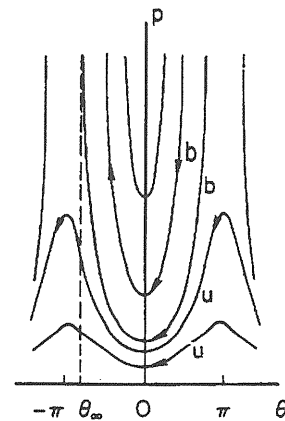


図15 $v_p = c$ の場合の位相空間での粒子の軌跡

$$\Delta\Psi_1\Delta W_1 = \Delta\Psi_2\Delta W_2$$

位相振動の振幅は

$$\frac{\Delta\Psi_2}{\Delta\Psi_1} = \left[\frac{\epsilon_{0,1}\beta_{s,1}^3\gamma_{s,1}^3\sin\Psi_{s,1}}{\epsilon_{0,2}\beta_{s,2}^3\gamma_{s,2}^3\sin\Psi_{s,2}} \right]^{1/4}$$

のように減少する。750 kV で入射した陽子の位相振動は次の図のように減少する。

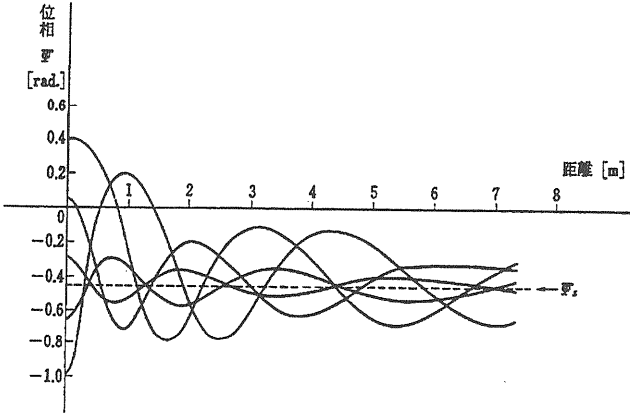


図 1 6 10 MeV までの陽子の位相振動

入射の時はパラメーターの変化が大きいので、位相安定領域は次図のようになる。陽子リニアックでは、前段加速器に DC 加速器を使用していたとき、リニアックの上流に RF 空洞において陽子を速度変調し、捕獲領域へ陽子を集群 (Bunch) させた。この RF 空洞を Buncher と呼ぶ。

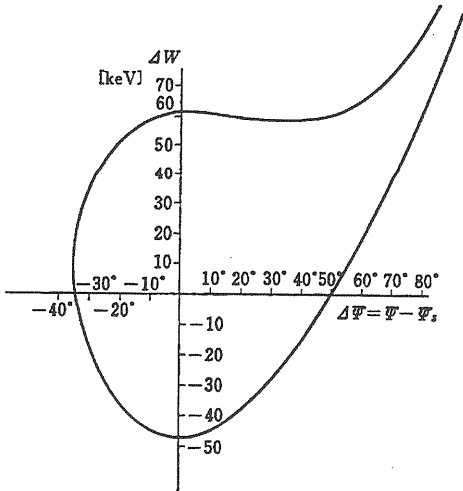
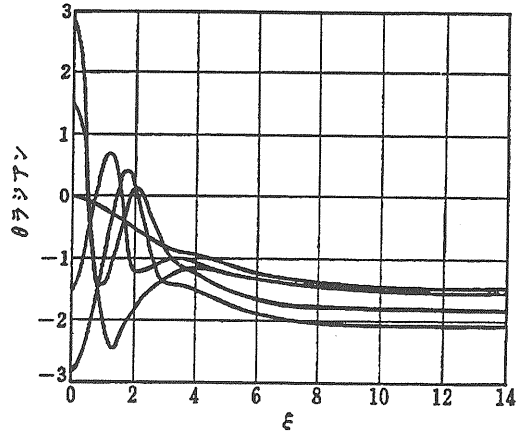
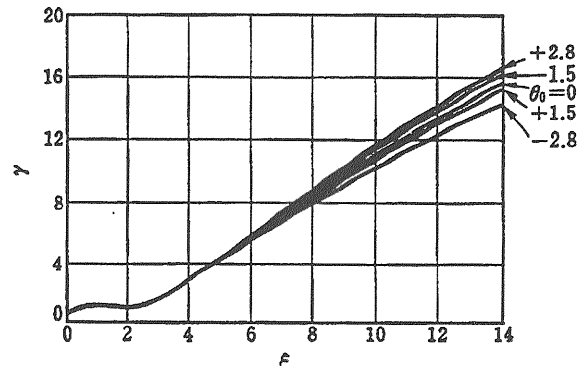


図 1 7 750 keV 陽子入射の捕獲領域

電子リニアックでは入射端から β が変化してほぼ 1 になるまでの加速管を Buncher とよぶ。Buncher での電子の位相振動とエネルギーの変化の例を次図に示す。



(a) バンチャー内の電子の位相軌道



(b) バンチャー内の電子のエネルギー軌道

図 1 8 Buncher での位相振動とエネルギーの変化

6. 横方向の収束

前項の ρ 方向の運動方程式に電磁場を入れ、変数を z から n に変換すると

$$\begin{aligned} & \frac{\beta}{\beta_s} \frac{d}{dn} \left[\frac{\gamma\beta}{\beta_s} \frac{d\rho}{dn} \right] \\ &= -\frac{e\epsilon_0(z)\lambda^2}{m_0c^2} \frac{I_1}{\sqrt{1-\beta_w^2}} (1-\beta\beta_w)\sin\Psi \end{aligned}$$

ここで

$$I_1(x) \approx \frac{x}{2}, \quad \beta_w = \beta_s$$

をいれると

$$\begin{aligned} & \beta \frac{d}{dn} \left[\frac{\gamma\beta}{\beta_s} \frac{d\rho}{dn} \right] \\ &= -\frac{\pi e\epsilon_0(z)\lambda}{m_0c^2} (1-\beta\beta_w)\rho\sin\Psi \end{aligned}$$

$\beta \ll 1$ の同期粒子では

$$\Delta \equiv \frac{\pi \epsilon \epsilon_0(z) \lambda}{m_0 c^2 \beta} \sin \Psi$$

と置くと

$$\frac{d^2 \rho}{dn^2} = -\Delta \rho$$

$\Delta < 0$ であるから、何らかの収束の手段を講じなければ、粒子ビームは RF によって指数関数的に発散する。 β が大きくなると、この発散力は減少し、 $\beta = 1$ で 0 となるので、電子リニアックではこの領域は加速管の外側に置いたソレノイドによって収束させる。

初期の Alvarez リニアックでは、下流の Drift Tube の入り口にメッシュを付けて収束させたので、加速間隙を通過する度にわずかつつではあるが陽子が失われ、これが積み重なってビーム強度に対する制約となった。シンクロトロンへ強収束が導入されると、これがすぐに J. P. Blewett によりリニアックに応用されて (1952)、Drift Tube の中に四極磁石を組み込むことにより、ビーム強度が飛躍的に増加した。収束力の必要な低エネルギー領域では、Drift Tube の長さが短いため、四極磁石を組み込むことが技術的に難しく、この面からもリニアックへの入射エネルギーが高いことが望ましい。四極磁石は、冷却を強化した直流励磁か、シンクロトロンの入射器のように Duty Factor が小さいときにはパルス励磁される。サマリウム-コバルトやネオジウム系の強い永久磁石が開発されたので、これらの四極磁石も使用されるようになった。

四極磁場によるリニアックビームの横方向の収束は、RF の発散力が加わることで以外にシンクロトロンの収束と同じであるので、ビーム力学入門を参照して下さい。

7. 高周波源

リニアックでは、加速構造と大電力 RF 源が言わば車の両輪である。戦時中の Radar 開発のため、イギリス、アメリカおよび日本でマイクロ波の大電力パルス源の研究が進められ、MW 級の Magnetron が実用化されるに至ったので、MIT の J. C. Slater はこれを RF 源とした。

Magnetron は二極管で、陽極に電圧をかけるだけで大電力が得られる、陽極に複数の共振回路を持つ、自励の発振管である。中心に陰極、その周囲に陽極があり、陰極から陽極に向かう電子は、磁場により曲げられる。何らかの原因により共振回路に RF が励起されると、加速される位相に陽極の共振回路に近づく電子は、エネルギーが増加し

て陰極に突入して失われる。減速される位相に陽極の共振回路に近づく電子は、エネルギーを失うので陰極に到達出来ず、陽極と陰極の間を往復運動する。このような電子は Bunch して、その Bunch は陽極と陰極の間を回転し、共振回路に RF Power を供給する。共振周波数は、基本的には陽極の共振回路によって定まる。発振周波数の調整が可能なものが製造されているけれども、複数の管の出力の位相を合わせることは困難である。

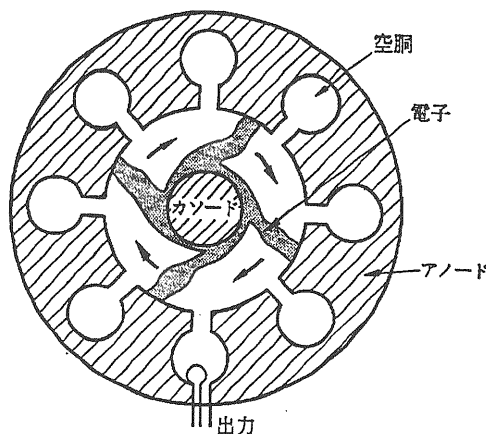
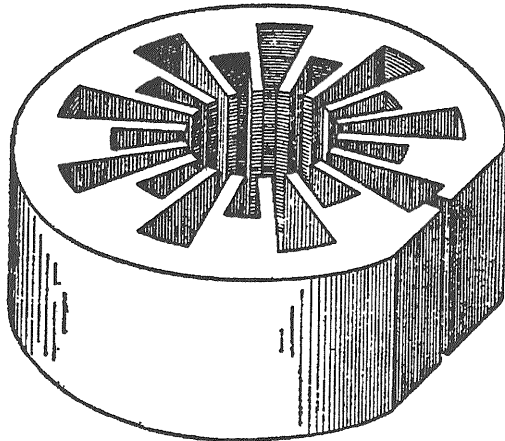


図 19 Hole-and-Slot Magnetron の電子集群の模式図

L. Alvarez の陽子リニアックの周波数が 200 MHz であるのは、軍の払い下げの電子管がこの周波数であったためであったが、これに対応する加速空洞の大きさも極端に過大ではなかったため、殆どの陽子リニアックがこの周波数帯となった。出力管には三極管または四極管が使われてきたが、増幅度が 10 db または 20 db の程度のため、出力管を半導体増幅器で Drive することは出来ず、電子管の段数を重ねなければならなかった。以前には 5 MW 出力の RCA 7835 やこれを励振する RCA 7651、RCA 4616 を製造してきた RCA 社の送信管部門が無くなってしまったが、この周波数帯域へは Klystron が進出してきた。

電子管の高周波化の障害であった電子走行時間を利用した Klystron は戦前既に Varian 兄弟によって作られ、mW 級の出力で Radar の局部発振器に使われていた。陰極から出て加速された電子は、Drive の RF により速度変調を受ける。速度変調を受けた電子は、ある距離 Drift すると密度変調されるので、その位置に置かれた共振空洞に RF 電力を供給する。このように Klystron は基本的には増幅器であるため、出力の合成や位相合わせが容易で、リニアックに適している。そこで Stanford 大学では一気に大電力化を図り大成功をおさめた。



橋型共振器

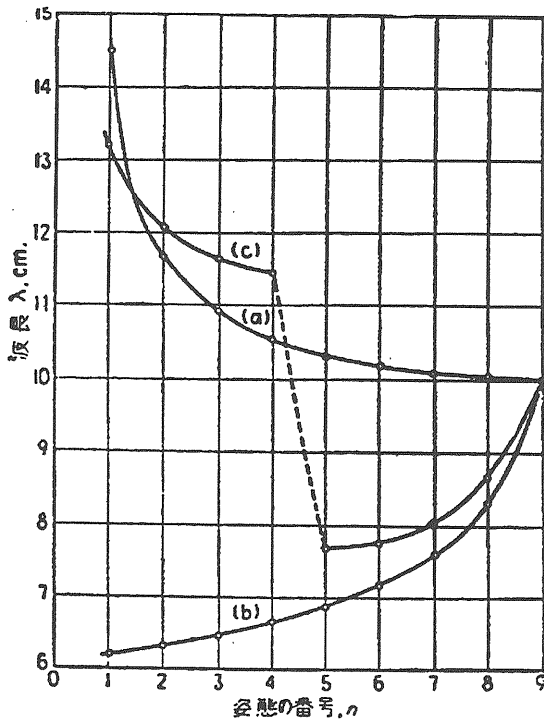


図 20 πモード (右端) のモード分離、(a)同一空胴 (b)均圧環により一つおきの電極の電位を同じにする (c) 上図の様に空胴を交互に変えた Rising-Sun Magnetron

大電力 Klystron では、エネルギーの高い相対論的電子を用い、速度変調を行う入力空胴と出力空胴との間にいくつかの空胴を入れる。現在は S バンドの数 10 MW のものは、広く使われている。低周波数側では 508 MHz、1 MW の Klystron が KEK の TRISTAN で、353 MHz のものが CERN の LEP で使用され、200 MHz のものまで製造されている。

上記の特徴に加えて Klystron の増幅度は、50 db 程度と非常に大きい。これは 30 MW の出力に対して、Driver は

300 W で良いことになり、半導体増幅器が使用できる。なお半導体増幅器は既に商用 TV 放送の終段増幅器に使用されている。Q が低くて調整が容易で保守に手間のいらない非常に魅力的な RF 源で、陽子リニアックでも Pre-amplifier や Buncher、Debuncher の終段増幅器には使用されているが、現段階では加速空胴の終段増幅器としては出力が充分ではない。

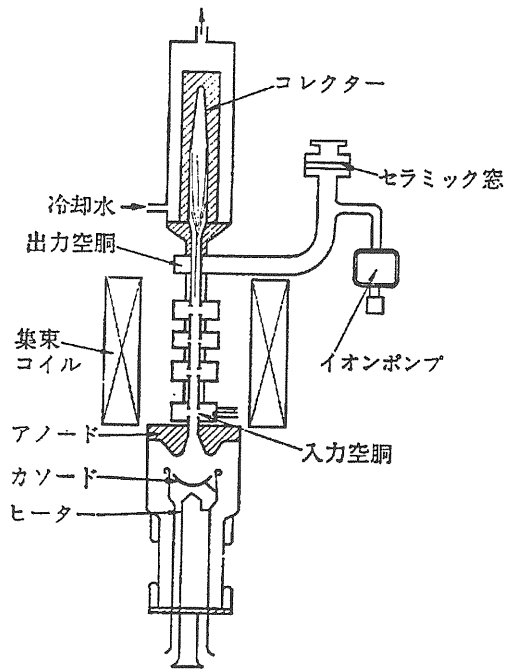


図 21 クライストロン

終段増幅器に使われる三極管または四極管に陽極電圧を供給するパルス変調器には、Klystron の Line Type Pulser の他に Hard Tube Pulser がある。これは負荷に直列に電子管を接続して、これをスイッチとして使用するもので、パルス幅の長い場合に適する。

Klystron の陰極には、Line Type Pulser からのパルス電圧をパルストランスで昇圧して加える。このパルス電源では充電した PFN (Pulse Forming Network) を水素入りサイラトロンにより放電させてパルス電圧を発生させるもので、PFN は分布定数の伝送線路 (実際には同軸高周波ケーブルが用いられる) 又は L と C を組み合わせた遅延回路である。その特性インピーダンスを負荷インピーダンスと一致させる。集中定数回路の PFN の特性インピーダンスは

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

パルス幅 τ はケーブルを電磁波が伝播する時間の 2 倍で、n セクションの集中定数回路の PFN では

$$\tau = 2n\sqrt{LC}$$

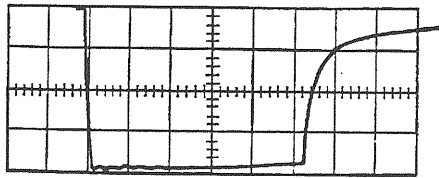
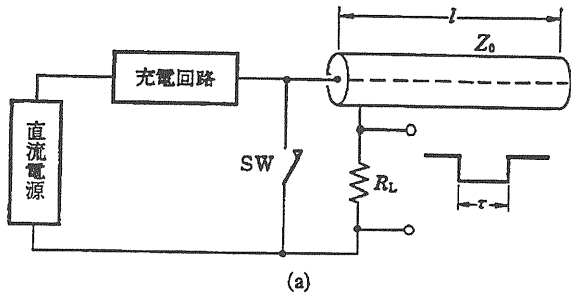


図 2 2 同軸ケーブル(RG/8U)をPFNとして用いたパルス電源とその出力波形

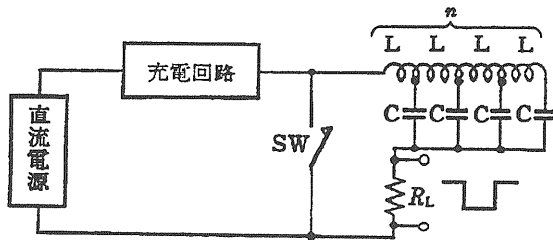
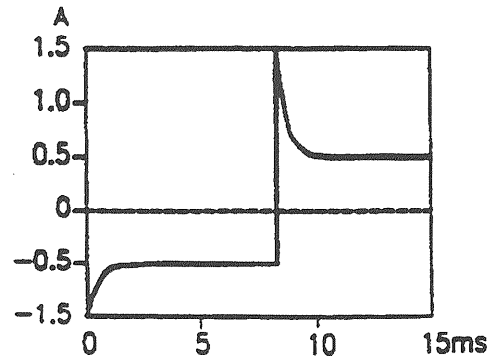
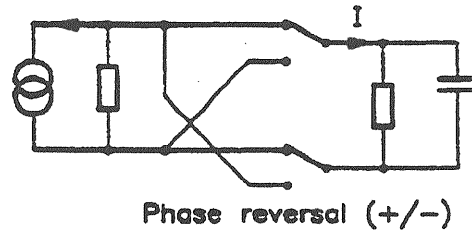


図 2 3 集中定数回路によるPFN

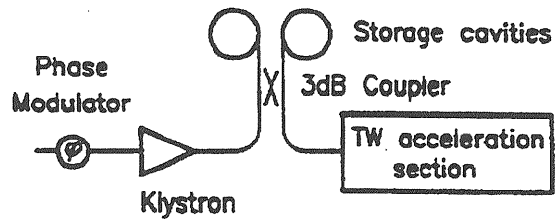
SLAC の電子・陽電子の Collider では2マイルリニアックに高いエネルギー加速が要求された。但しこの場合必要なビーム幅は非常に短い。そこで2個の高 Q 空洞を 3dB Coupler を経由して Klystron と加速管の間に入れて RF 電力を蓄積し、Klystron の出力の位相を反転して、Klystron の出力と高 Q 空洞からの出力をたし合わせて、大きいピーク電力を得る SLED (SLAC Energy Development) が作られた。この場合高いピーク出力は指数関数的に減少する。図 2 4 の (上) は、SLED の直流での Analogy である。

次の図 2 5 は RF 源比較の参考資料である。斜めの直線は、Klystron、四極管および半導体増幅器の出力上限の概略を表わしている。

DC analogy



RF implementation



Waveforms of the conventional SLED

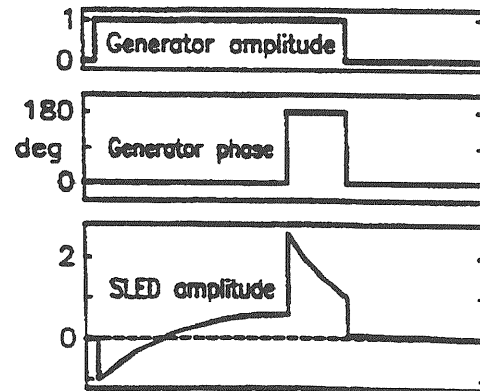


図 2 4 SLED による RF パルス圧縮

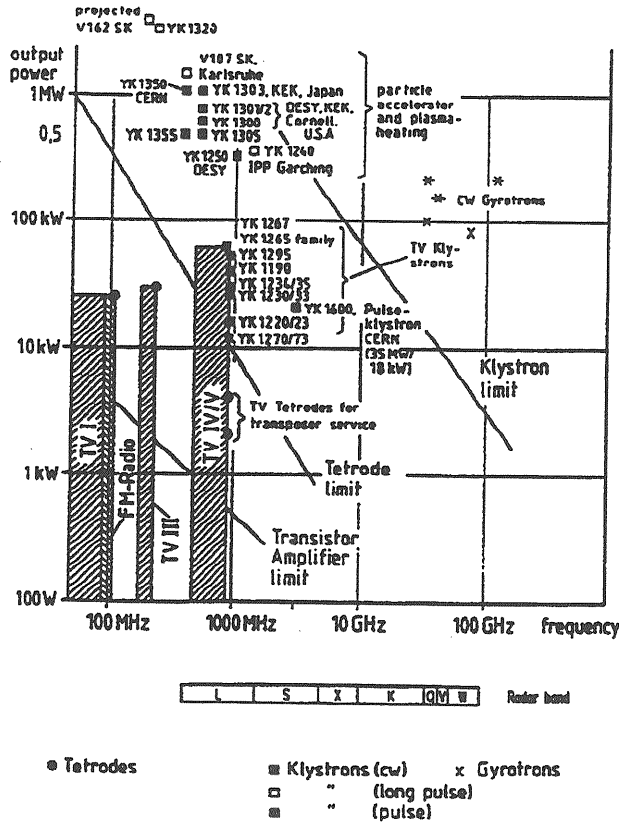


図 2.5 各種RF源比較 (VOLVOカタログによる)

CERNは、陽子シンクロトロンの入射器として、2台目の50 MeVリニアック CERN 2を1970年代の後半に完成させた。このRFシステムを図2.6に示す。加速空洞は3である。はじめは前段加速器に750 kV Cockcroft 加速器を使用していたが、現在はRFQを使用している。

加速された陽子ビームのエネルギー幅は、下流のDebuncherにより狭められる。加速空洞を出た陽子は、RFの周期にBunchされているが、自由空間を飛ぶことによってエネルギーの高い陽子は進み、低い陽子は遅れるのでBunchは縦方向に引き伸ばされる。このような陽子ビームが、RF空洞であるDebuncherに入り、エネルギーの高い陽子が減速され、低い陽子が加速されて、エネルギー幅が圧縮される。

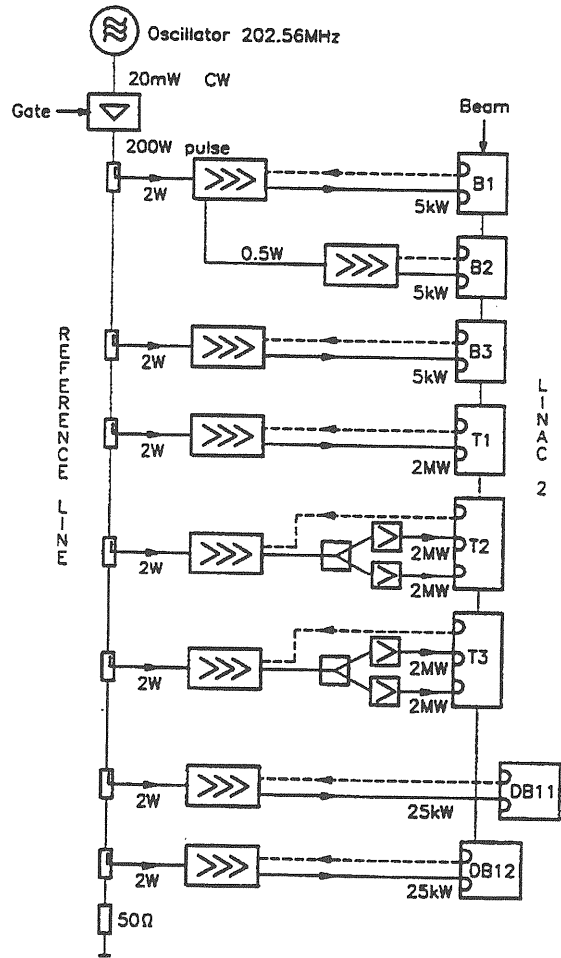


図 2.6 CERN リニアック 2 の RF System

8. 定在波加速管内の波の伝播

加速される陽子ビーム強度増加により、加速管内の波の伝播がクローズアップされることになった。定在波加速空洞では Shunt Impedance を大きくするために、 π モード又は 2π モードが選ばれてきた。しかしながらこれらのモードでは群速度が 0 のため電磁波のエネルギーが伝播しない。そのため負荷の陽子ビームにより加速電場が乱され、シンクロトロン入射に必要な良質のビームが得られなくなる。

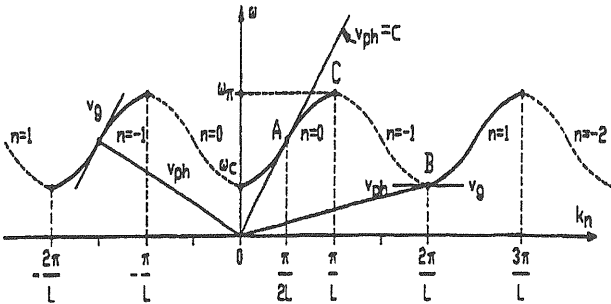


図 27 2πモードの位相速度と群速度

加速管内の電磁波エネルギーの伝播は、すでに 1960 年代に BNL (Brookhaven National Laboratory) の 50 MeV 陽子リニアックの電場の立ち上がりの際に現われる Ripple がこれに拘わることを、西川哲治前高エネルギー物理学研究所 所長が、Normal Mode Analysis により明らかにした。群速度が 0 ではなく有限の大きさとなり、波のエネルギーが伝播すると、加速空洞の構造上の誤差による加速電場の乱れも低減される。

Alvarez リニアックの 2π モード (または 0 モード) に群速度を持たせるには、加速空洞内に加速に寄与するモードとは別のモードの波を作り、この周波数を 2π モードに一致させると、図 28 のように両者の Passband がつながって 0 モードがあたかも $\pi/2$ モードのようになって群速度が 0 から有限の値となる。

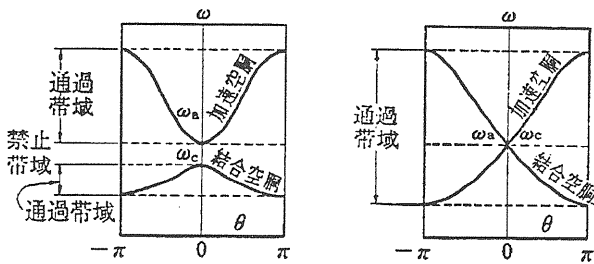
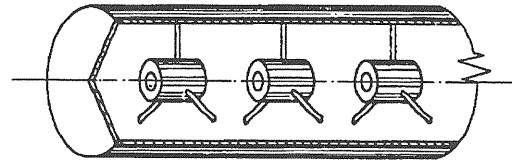


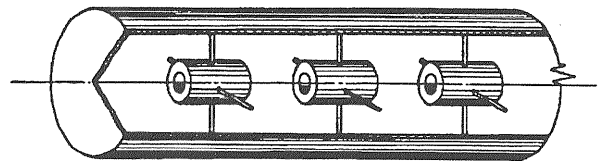
図 28 加速空洞の他に結合空洞を作り (左)、その周波数 ω_c を加速周波数 ω_a に一致させ (右) 群速度を持たせてエネルギーを伝播させる。

BNL の 200 MeV Alvarez リニアックには Mutistem が導入された。Alvarez リニアックの Drift Tube は、タンクとも呼ばれる加速空洞から、1 本又は 2 本の Stem と呼ばれる支柱により、空洞の中心軸上に配置されている。この Stem の本数を増やして Stem Mode と呼ばれる Passband をつくり、その共振周波数を加速周波数に一致させる。加速モードと Stem Mode の結合は強く、群速度は $v_g/c=0.35$ に達する。しかしながらその構造が機械的に決められてしまうため、共振周波数の微調が出来ず、あまりに加速電場安定化の作用が強いため、Tuner により加速電場の勾配を変えるような事はできない。

Alvarez リニアックの空洞内の構造を変えずに、加速電場のビーム負荷に対する安定化を図る方法に、Two Feed (または Multifeed) がある。これは従来加速空洞の中央一箇所で RF 電力を給電していたのを、加速空洞の上流端および下流端からそれぞれ空洞全長の $1/4$ の長さの所で給電するものである。この方式は Mutistem や Post Coupler と併用出来、また技術面からは給電管と加速空洞の間の真空窓の耐 RF 大電力特性が緩和される利点もある。



Multistem structure with three stems per drift tube.
 Energy range 17-45 MeV
 Stem diameter for compensation at 200 MHz 2.0-5.4 cm
 Stem losses/Drift tube and outer wall losses 0.21-0.40
 Effective shunt impedance at 200 MHz 43.7-29.9 MΩ/m



Multistem structure with four stems per drift tube.
 Energy range 45-100-200 MeV
 Stem diameter for compensation at 200 MHz 2.2-5.8-11.5 cm
 Stem losses/Drift tube and outer wall losses 0.21-0.47-0.86
 Effective shunt impedance at 200 MHz 34.6-19.0-8.1 MΩ/m

図 29 Multistem

Alvarez リニアックの加速電場のもう一つの方式は Los Alamos National Laboratory (LANL) で開発された Post-coupler である。それぞれの Drift Tube に向けて空洞内壁から Post を突きださせ、その長さを調節して Post Mode を励起し、加速モードに合流させるものである。群速度の実例は $v_g/c=0.09$ と Multistem より小さい。交互に Post を取り付けるのは、ビームに対する Post の影響が蓄積されない

ためである。Post の先にタブをつけ、これによって Post 前後の空洞の結合を変えて加速電場の分布を調整する。

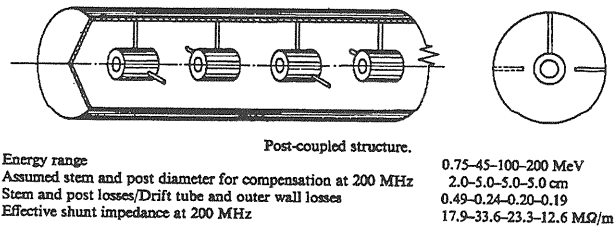


図 3 0 Post-coupler

Post-coupler では、加速電場が安定化される Post の長さの近くに電場が著しく乱れる所がある。アメリカの New England Nuclear Corp. が RI 製造のために 1980 年代初めに建設した 45 MeV リニアックは、5 mA の高強度を目指したが、達成出来なかった。その原因は公表されいなくても、Shunt Impedance を高くするために Drift Tube の直径を小さくしたので、Post が長くなり過ぎて、安定化出来なかったためと推定している。

MIT の J. Slater の π モードの Disk-loaded Waveguide 電子リニアックが加速出来なかったのは、群速度 0 のため計画どりの加速電場が形成されなかったためと考えられる。

9. 高エネルギー用加速構造

Alvarez リニアックの Shunt Impedance は、陽子が 100 MeV になるとかなり低下する。従って β が 0.4~1 の領域の加速構造として、電子加速に用いられている $\pi/2$ モードの Disk-loaded Waveguide の高効率化がはかられた。ここでは加速空洞と結合空洞が同じ大きさなので、加速空洞を伸ばし、結合空洞を縮める 2 重周期の APS (Alternating Periodic Structure) が考案された。この APS は KEK TRISTAN の常伝導加速空洞に用いられた。

結合空洞を粒子の通路からはずして横へ張り出させたのが LANL で LAMPF (Los Alamos Meson Physics Facility) の 100 MeV から 800 MeV までの加速のために開発された Side-coupled Cavity (SCC) である。その周波数は 100 MeV までは既に Alvarez リニアックにより加速されていて陽子の Bunch がすでに縦方向に短くなっているのを、Shunt Impedance の高い 4 倍の周波数の 800 MHz が選ばれた。

Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab 又は FNAL) では 200 MeV Alvarez リニアックの 100 MeV 以降を SCC に取り替えて 400 MeV の入射器とした。

医療用電子リニアックにも、加速管が短くなることと

NC 工作機により異形加工が容易になったので、SCC が取り入れられることになった。

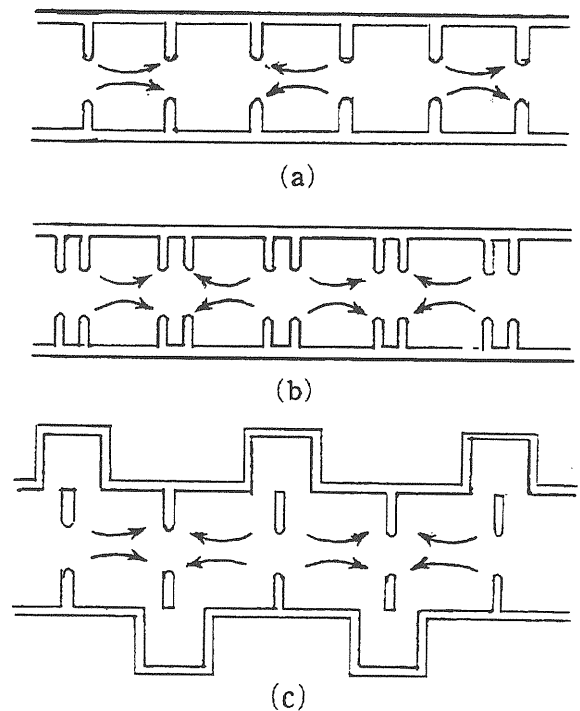


図 3 1 (a) $\pi/2$ モード (b) 加速空洞を伸ばし結合空洞を縮めて高効率化を図った APS (c) 結合空洞を横へ張り出させた SCC

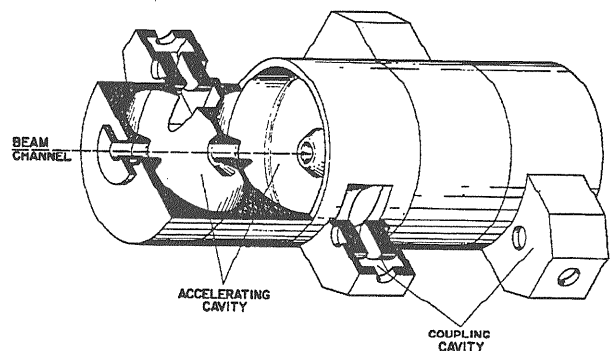


図 3 2 Side-coupled Cavity (SCC)

10. 高周波四重極リニアック (RFQ)

四極磁場のより強収束が行えるのと同じように静電四極電場の組み合わせにより強収束が実現でき、低速の粒子の収束に有効である。

この電極に RF を加えれば、粒子は収束と発散を交互にうけるので、RF の電圧と ω 及び粒子の e/m が適当な関係にあれば粒子は RF 四極電場を通過できる。これが質量分

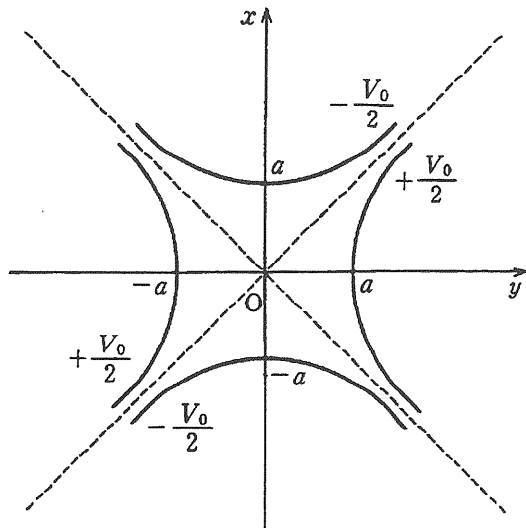


図 3.3 静電四重極電場

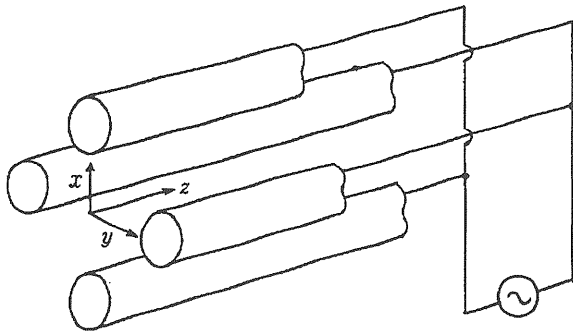


図 3.4 マスフィルターに使われる高周波四重極電極
析に使われるマスフィルターの原理である。

この RF 四極電場に加速作用を持たせて低速の粒子を加速するアイデアは I. M. Kapchinskiy と V. A. Treplyakov

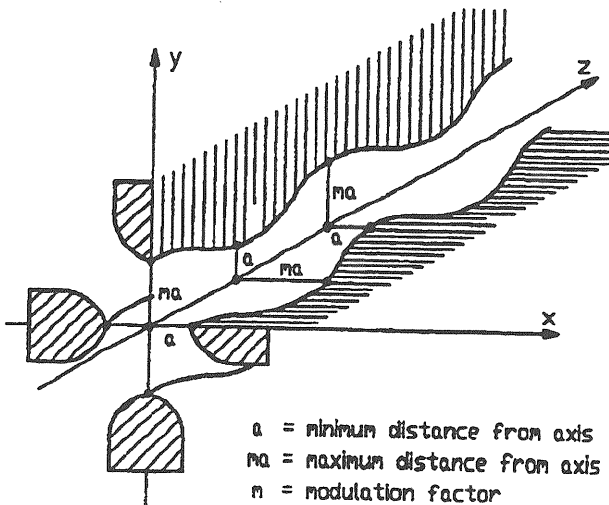
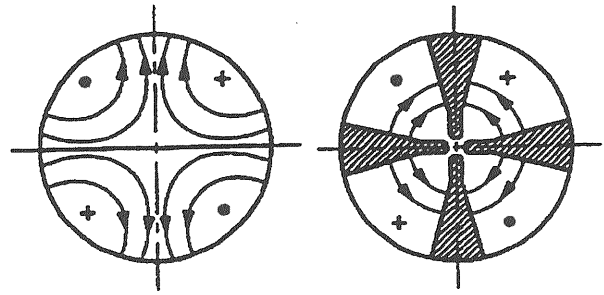


図 3.5 収束と加速を同時に行う Vane 型 RFQ の電極



empty cavity; mode TE₂₁₀ loaded cavity; mode TE₂₁₀

図 3.6 RFQ の TE₂₁₀ モードの電場分布

により出されたが、広く知られるようになったのは 1970 年代後半の LANL を中心に行われた開発研究による。現在 RFQ は Alvarez リニアックの Cockcroft 前段加速器の代わりに使用されている。

一般に電極の形が与えられると、ポテンシャル関数は多項式によって表わされるが、最も簡単な式として、次の関数を仮定する。

$$U = \frac{V_0}{2} \left[X \left(\frac{r}{a} \right)^2 \cos 2\phi + A I_0(kr) \cos kz \right]$$

ここで、 (r, z, ϕ) は円筒座標、 D は周期で $\beta \lambda = D$ 、 $k = 2\pi/D$ である。X、A は電極の形状で決まる定数、 $I_0(kr)$ は 0 次の変形ベッセル関数である。

$z=0$ で境界条件

$\phi=0, r=a$ の時 $U=V_0/2$ 、 $\phi=\pi/2, r=ma$ の時 $U=-V_0/2$ から

$$A = \frac{m^2 - 1}{I_0(mka) + m^2 I_0(ka)}$$

$$X = 1 - A I_0(ka)$$

が得られる。ここで m はモジュレーションの大きさを表わす。

真空中の放電が始まる目安に Kilpatrick Limit があるが RFQ の電極には高い電圧が必要であって、これを越える電場、例えば 1.52 倍の 22.4 MeV/m とか 1.75 倍の 25.7 MeV/m が使用されている。

RF の周波数が 200 MHz 以上では 4 Vane 型が、低い周波数では 4 Rod 型など各種の形状の電極が使われる。4 Vane 型の問題は、二極電場となる TE_{11n} モードの共振周波数が加速モード TE_{210} の共振周波数に近いことである。モード分離を良くするために、同相の Vane を接続する Vane Coupling や、Mode Stabilizing Loop (PISL) が使用される。

RFQで陽子を加速する場合の入射エネルギーは、20 keV 乃至 90 keV で、加速されるエネルギーは 500 keV 乃至 3 MeV である。RFQ の Capture Efficiency は最高ではほぼ 90 %に達する。

1.1. 電子銃・イオン源

電子リニアックの粒子源は、熱陰極を持った Pierce Gun である。

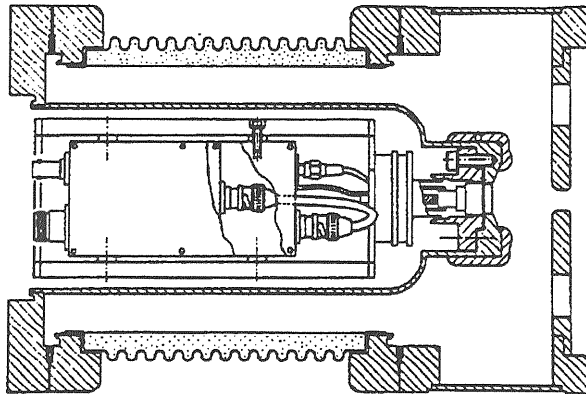


図 3 7 電子銃

陽子のイオン源には、RF イオン源、PIG イオン源も使われたことがあるけれども、最も広く使われているのは Duoplasmatron である。Duty Factor の小さいパルスビームに適し、数百 mA のイオン電流のうち約 90 %を陽子とすることが出来る。

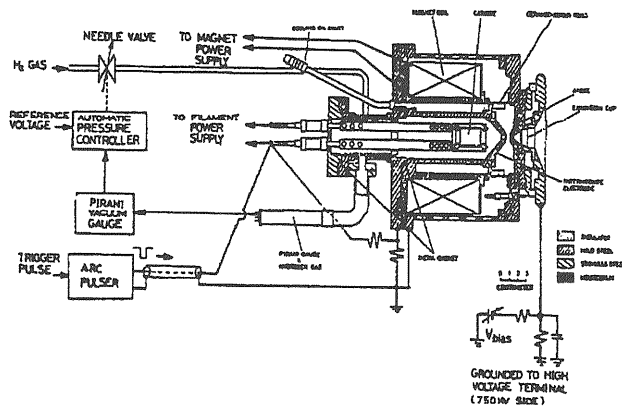


図 3 8 Duoplasmatron 陽子イオン源

負水素イオン源の急速な発展で、アイデアは古くに出されていた陽子シンクロトロンへの荷電変換が、特に高強度が要求される場合には標準的入射方式となった。

負水素イオンは他の負イオンと同様に、正イオンをガスターゲットで変換して生成出来るけれども強度が低い。シンクロトロンに必要な強度は、イオン源に Cs₂ を導入する

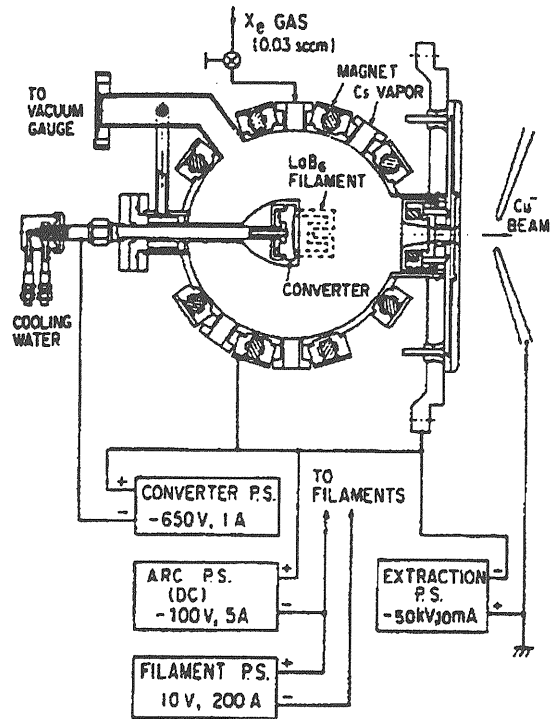


図 3 9 表面生成型負水素イオン源

ことで達成された。

このようなイオン源には、Magnetron 型 (又は PIG 型) と表面生成型がある。前者は冷却が困難なため、Duty Factor が大きい場合には使えない。後者はもともと核融合のために Lawrence Berkeley Laboratory (LBL) で開発された。Multi-Cusp 磁場のなかのプラズマに Cs₂ の半単原子層が表面に形成された M₀ の Converter を導入する。この Converter に入射した正イオンの衝撃により、Converter に吸蔵されていた水素原子が負水素イオンとなって放出 (Sputter) される。Work Function が低い程負水素イオンの収量が多いので、Cs₂ 層の厚さの制御が重要である。

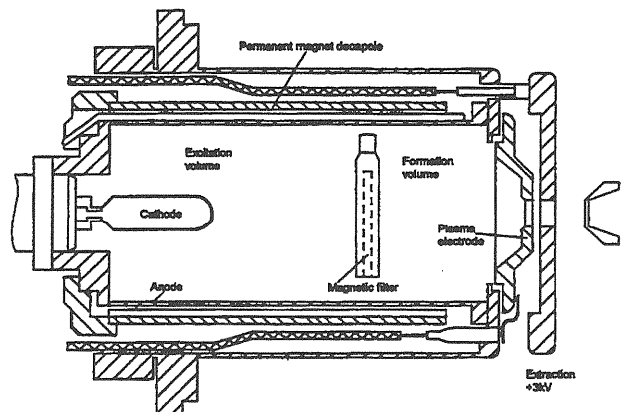
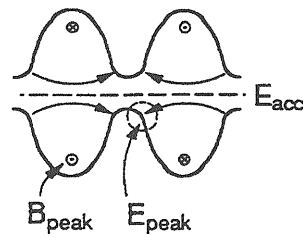


図 4 0 体積生成型負水素イオン源

励起状態の水素分子と低速の電子が衝突すると、負水素イオンが生成する。そこで放電によりプラズマを生成して水素分子を励起し、この水素分子を Magnetic Filter を透過させて低速の電子と衝突させて負水素イオンを生成する、体積生成型負水素イオン源の開発研究が継続されている。当初は C_s を使用しないのが特徴とされたが、 C_s を導入すると、ビーム強度が大幅に増加する。大きい Duty Factor の動作が可能である。



$$E_{\text{peak}} \approx 2 \cdot E_{\text{acc}}$$

$$\frac{B_{\text{peak}}}{E_{\text{acc}}} \approx \frac{4 \text{ mT}}{\text{MV/m}}$$

$$\text{Nb: } B_c \approx 200 \text{ mT}$$

$$\Rightarrow \text{max } E_{\text{acc}} \approx 50 \text{ MV/m}$$

図 4 2 超伝導加速空洞の断面、数値は1 MV/m に対する最大の電場と磁場

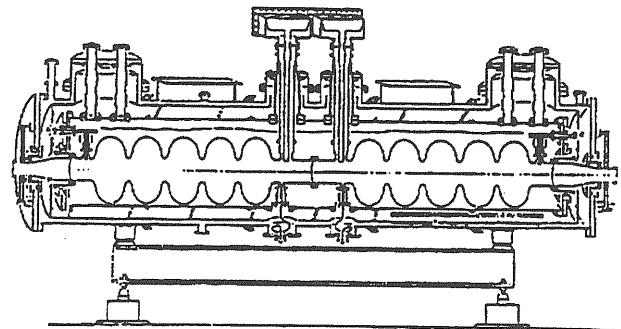
1 2. 超伝導リニアック

これまで取り上げてきたリニアックは電子、陽子・イオンともパルス動作であった。これを同じ条件で連続動作させることは、RF 電力の加速空洞壁の銅損による発熱を冷却しきれないため不可能である。従って連続動作を行うには、常伝導加速空洞では冷却が可能な程度に加速電場を下げるか、超伝導空洞を導入する必要がある。

電子は 10 MeV ですでに $\beta=0.999$ になるので、加速の過程で Bunch の形は殆ど変わらない。超伝導空洞の主たる負荷はビームであるので、Bunch が変わらない事は、負荷が変わらないことを意味する。

常伝導の加速空洞では、Shunt Impedance が重要な指標であるが、超伝導空洞では壁損失は少なく（但し 0 ではない、 $Q \sim 10^{10}$ ）Shunt Impedance は意味がなくなるので（ $\sim 1 \text{ G}\Omega/\text{m}$ ）、空洞の形状は大幅に変化する。超伝導で高加速電場を達成する空洞を作るには、空洞壁からの電子放出や Multipacting を抑制、超伝導から常伝導へ移らないように空洞表面の磁場が低くなること、ビームによる高調波の発生が少なくなることなどが重要な要素となる。

電子（及び陽電子）の加速には、KEK では TRISTAN に常伝導空洞と併用して 508 MHz の超伝導空洞が使用されたが、CERN では 352 MHz、DEZY では 500 MHz、CEBAF (Thomas Jefferson National Accelerator Facility) では 1500 MHz、Darmstadt では 3 GHz の超伝導空洞が使われている。いずれも $\beta=1$ である。



KEK 508 MHz

図 4 3 TRISTAN 超伝導空洞

超伝導空洞はエネルギーの効率の面からも、高エネルギー、大ビーム電流が要求される規模の大きい装置には重要な要素である。

1 3. 計算コード

新しいリニアックを含む加速器施設を設計するには、先ず紙と鉛筆で基本的構想を書き表して検討の対象とする。次に物理的内容をよりよく理解するために、電卓を使って Analytical Model を作る。内容が良く理解できれば、次の段階として計算コードを使ったパソコンや大型計算機による計算を進む。コードが適切に使用されれば、モデルを作って試験をする手間が省ける。

コードには、加速構造に関するものと、軌道計算に関する

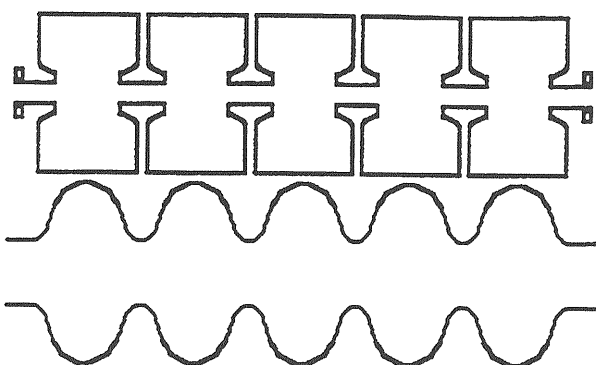


図 4 1 常伝導加速空洞（上）と超伝導加速空洞（下）

るものがある。Los Alamos Accelerator Code Group が発表したコード数は 203 であるが (H. Deaven and K. Chan, LA-UR-90-1766) これには新しいコード、例えば PARMIRA は含まれていない。

1) 加速構造 (RF 空洞)

SUPERFISH

RF 空洞の電場と共振周波数

2Dの直角座標と円筒座標による3Dの軸対称空洞

Transit Time Factor, Power Loss

Q, Shunt Impedance, E_z に対する Power, E_{peak}/E_z

MAFIA

3D

2) Klystrons

RMKT

3) 軌道計算 (電子銃又はイオン源)

EGUN

2Dまたは軸対称の3D

静電場または静磁場でのイオン又は電子の軌道

空間電荷効果及び Self Magnetic Fields を含む

AXCEL

4) 軌道計算 (リニアック)

PALMELA

(Phase and Radial Motion in Electron Linear Accelerator)

Multiparticle Tracking Program

空間電荷効果を含む

6次元位相空間における粒子分布

PALMILA

陽子とイオン

DYNAC

FLUX 2D

ITACA

MAPRO

5) 軌道計算 (ビームトランスポート)

TRANSPORT

Transfer Matrix

Ellipse in Transverse Plane

TURTLE

6) 磁石

POISSON

2Dの Poisson 又は Laplace 方程式を解く

静電場、静磁場、温度分布

PE2D

TOSCA

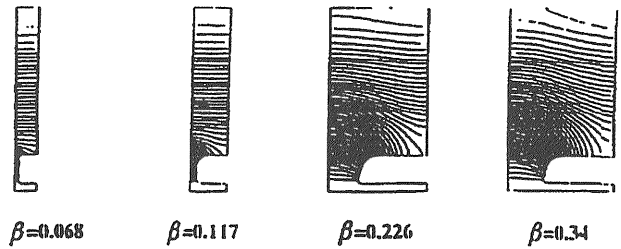


図 4.4 SUPERFISH による DT リニアックの電場

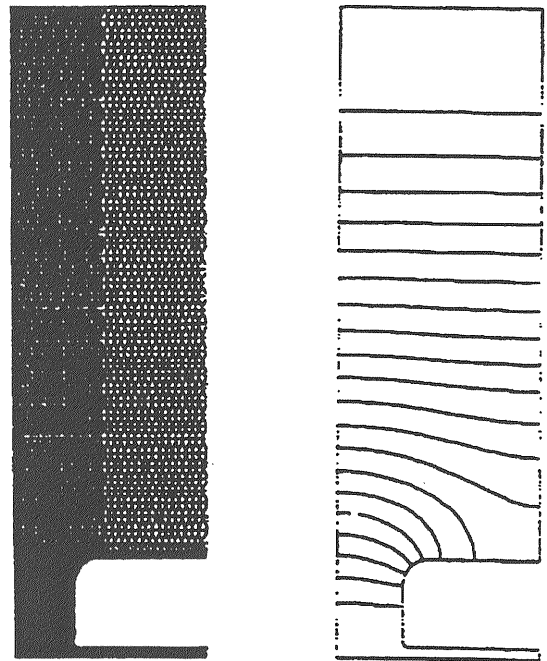


図 4.5 メッシュサイズを変えた場合の SUPERFISH による電場計算

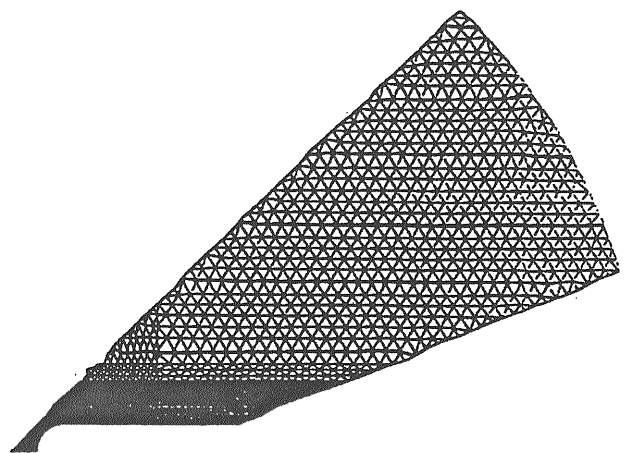


図 4.6 SUPERFISH による 4-Vane RFQ の電場計算

1 4. 誘導型リニアック

リニアックにはこれまで述べてきた RF リニアックの他に Faraday の誘導型リニアック (Induction Linac) がある。磁束Φが変化するとそれを1周して

$$V = -d\Phi/dt$$

の電圧が発生するので、図のように磁性体のトロイドを囲んで、高圧パルス電源からパルス大電流を流すと加速間隙に電場を発生できる。このような Induction Cell を何台か直列に配置したのが誘導型リニアックである。

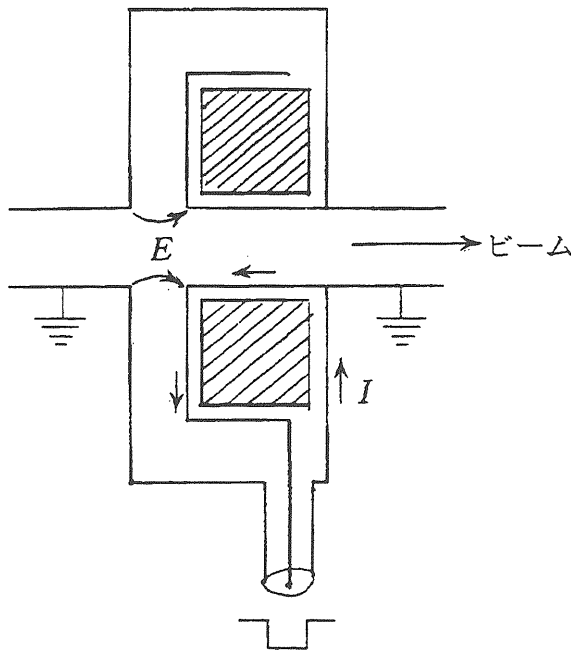


図 4 7 誘導型リニアックのトロイダル空洞

誘導型リニアックの1号機は 1964 年に建設された。これまでの最大のものは、LLNL の ATA (Advanced Test Accelerator, Lawrence Livermore National Laboratory) の 50 MeV、10 kA、50 nA、1 kHz までの繰り返し、のものである。

誘導型リニアックは、大電流の短パルスビームを発生するので、現在開発研究が進められている自由電子レーザー (FEL) の Driver や、密度が高くて高速で動く物の Flash Radiography のための X線発生に用いられている。

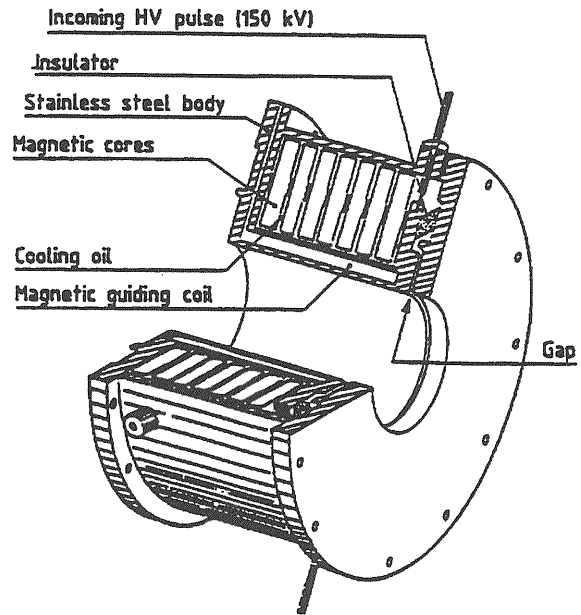


図 4 8 誘導型リニアックの Induction Cell

1 5. 応用

研究用の電子リニアックと陽子リニアック
単体で

例へば

SLAC 50 GeV 電子リニアック

LANL 800 MeV 陽子リニアック

将来のリニアークライダ

シンクロトロン、蓄積リングの入射器

電子リニアック

癌治療/Photon、電子/4 MeV~18 MeV

高分子処理

材料検査

Sterilization

陽子リニアック

癌治療 (?)

放射性廃棄物消滅処理

謝辞

この原稿をまとめるにあたり、武藤建一氏に大変お世話になりました。厚く謝意を表します。

参考文献

1. CAS CERN Accelerator School, Cyclotrons, Linacs and Their Applications, Ed., S. Turner, CERN 96-02, 4 March 1996.
2. 加速器、熊谷編、実験物理学講座 28、共立出版、昭和51年12月、9線形加速器、福本、田中、197-310.
3. P. M. Lapostolle, A. L. Spetier, Eds., Linear Accelerators, North-Holland Publishing Company - Amsterdam 1970.
4. R. B. Neal, Gen. Ed., The Stanford Two-Mile Accelerator, W. A. Benjamin, Inc., New York, 1968.
5. L. Smith, Linear Accelerators in Handbuch der Physik XLIV, Springer, Berlin, 1959.
6. 亀井、木原、パリティ物理学コース 加速器科学、丸善、平成5年9月.
7. OHO' 84 高エネルギー加速器入門、1984年8月、1. リニアックとその周辺、加藤.
8. OHO' 96 高エネルギー加速器セミナー = 大型ハドロン計画の大強度陽子加速器 =、1996年8月.

1980年以降の International Linear Accelerator Conference Proceedings

1. Proceedings of the 1981 Linear Accelerator Conference, New Mexico, October 19-23, 1981, Edited by R. A. Jameson, L. S. Taylor, LA-9234-C, Conference UC-28, Los Alamos National Laboratory.
1. Proceedings of the 1984 Linear Accelerator Conference, May 7-11, 1984, Edited by N. Angert, GSI, Darmstadt, GSI-84~11.
2. 1986 Linear Accelerator Conference Proceedings, SLAC, Stanford University, June 2-6, 1986, SLAC-Report-303.
3. 1988 Linear Accelerator Conference Proceedings, CEBAF, Virginia, October 3-7, 1988, CEBAF-Report-89-001.
4. Proceedings of the 1990 Linear Accelerator Conference, New Mexico, September 10-14, 1990, Los Alamos National Laboratory LA-12004-C.
5. 1992 Linear Accelerator Conference Proceedings, Ontario, Canada, 1990 August 24-28, C. R. Hoffmann, Editor, AECL-10728.
6. Proceedings of the 1994 International Linac Conference, Tsukuba, August 21-26, 1994, Editors, K. Takata, Y. Yamazaki and K. Nakahara, KEK.

7. Proceedings of the 18 International Linear Accelerator Conference, Geneva, 26-30 August 1996, C. Hill, M. Vretenar, Editors, CERN 96-07.

国内のリニアック技術研究会は、第1回が1975年3月18日に開催されてから、毎年開催されている。

リニアックを含む加速器全般の大きな会議は Particle Accelerator Conference (アメリカ) European Particle Accelerator Conference (ヨーロッパ) International High Energy Accelerator Conference 加速器科学研究発表会 がある。