

# リニアコライダーにおけるインジェクターリニアック

竹田 誠之

## 1 はじめに

リニアコライダーのインジェクターリニアックは大電流マルチバンチビームを発生させてこれらを加速し、ダンピングリングに入射することを基本的役割とするものであるが、従来のリニアックを大幅に上回る加速器特性が要求される。バンチ間のセパレーションが等間隔で、且つバンチ間のポピュレーション（バンチ内の粒子数）が1%以下でそろっていること。マルチバンチのエネルギー分布、エミッタンスがダンピングリングの要求にかなったビームを発生加速しなければならない。また同時にインジェクターリニアックは、大型加速器の一構成として、それ自身が高安定性、高信頼性、保守の簡易さを満たさなければならない。ここでは、リニアコライダー JLC-I のインジェクターリニアックについて述べることにする。

## 2 JLC-I の構成

第1図に JLC-I の構成を示す。右半分は電子リニアック、左半分は陽電子リニアックであり、ディテクターのある中央の衝突点で電子と陽電子バンチが衝突を繰り返す。

### 2.a 電子リニアック

JLC-I では高いミノシティを得るためにリニアックの1パルス運転でマルチバンチビーム (Appendix A 参照) を加速する。マルチバンチ電子ビームは、熱陰極電子銃や rf 電子銃で発生し、偏極電子のマルチバンチは、光陰極にモードロックレーザーを照射して発生する。(詳細は本セミナー偏極電子銃と rf 電子銃を参照)

第1表に示すように、主リニアックの rf 周波数に対してマルチバンチ電子ビームの特性は3つのオプションが用意されている。1バンチトレイン内のバンチ数とバンチ間の時間間隔は、X-バンドの場合は85個で1.4 ns、C-バンドの場合は72個で2.8 ns、S-バンドの場合は50個で5.6 ns である。これらのマル

チバンチは、インジェクターリニアックで、1.98 GeV まで加速されダンピングリングに入射される。ダンピングリングで、規格化ビームエミッタンスを、垂直方向は  $3.0 \times 10^{-8}$  m-rad、水平方向は  $3 \times 10^{-6}$  m-rad まで減少させる。このエミッタンスの値は、ビームを衝突点で垂直方向は3 nm、水平方向は300 nm のフラットビームまで絞り込むために必要となる。フラットビーム (Appendix C.c 参照) にするのは、衝突点でのビームシュトラールングを抑制するためである。

ダンピングリングでエミッタンスが下げられた後、マルチバンチは1ステージ・バンチ・コンプレッサーと20 GeV プリ・アクセラレーターを通過する間にバンチ長が数 mm から90~120  $\mu$ m まで圧縮される。そして、これらのマルチバンチは主リニアックに入射され目標とする150 GeV ~ 250 GeV のビームエネルギーまで加速される。主加速器で加速された後は、ディテクターでバックグラウンド・ノイズの原因になるフォトンやミューオンをコリメーターで取り除き、最終収束系でビームを上記のサイズまで絞り込む。

### 2.b 陽電子リニアック

陽電子マルチバンチは、高エネルギー電子をターゲットに照射して電磁カスケードシャワーで発生させる方法を採用する。(詳細は本セミナー陽電子・偏極陽電子を参照) 熱陰極電子銃や rf 電子銃で発生したマルチバンチ電子ビームをリニアックで10 GeV まで加速して、ターゲットに照射する。ここで発生した陽電子ビームは、1.98 GeV のリニアックで加速した後ダンピングリングに入射されるが、陽電子のビームエミッタンスがダンピングリングのアクセプタンスに比べて大きい。そこで、ダンピングリングの直前でリングのアクセプタンス以下にエミッタンスを下げるためのプリダンピングリングが必要となる。ダンピングリングから出された低エミッタンスの陽電子マルチバンチは衝突点まで、電子と同様な方法で150~250 GeV まで加速され、最終収束系で垂直方向3 nm、水平方向

# 300-500 GeV JLC-I

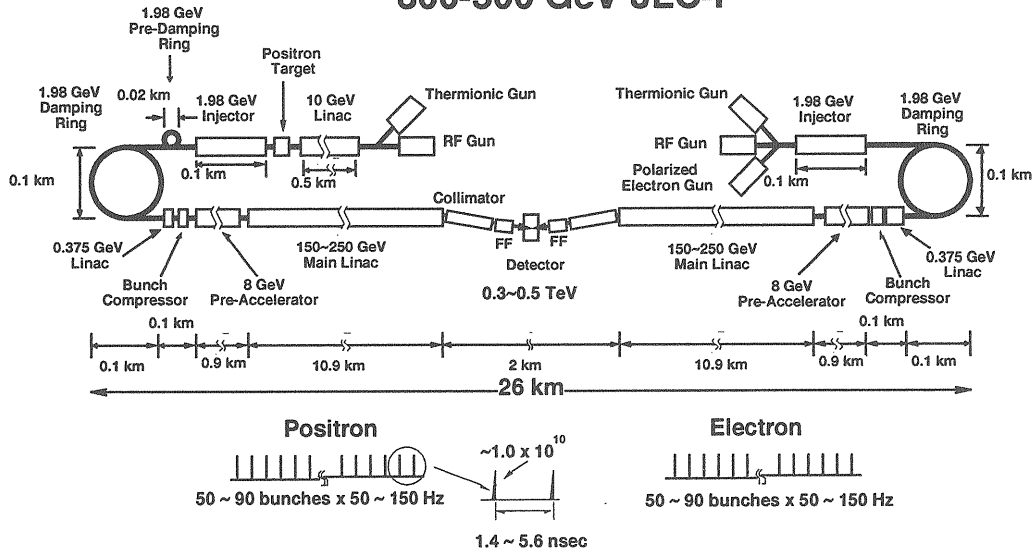


図 1: Schematic diagram of JLC-I.

300 nm まで絞り込まれる。そして反対方向から加速されてきた電子のマルチバンチと物理実験用のディテクター内で正面衝突する。

を満足させねばならない。第 2 図は、ATF の 80 MeV プリインジェクターで、SHB 等はバンチセパレーション 2.8 ns に最適設計されている。

## 3 インジェクター・リニアック

リニアコライダーでのインジェクター・リニアックは、ダンピングリング直前までの加速器部分を指し、ダンピングリングにはビーム・トランスポート・ラインで接続される。インジェクター・リニアックは具体的に、電子源を含んだ 80 MeV プリインジェクター、1.98 GeV リニアックで構成される。陽電子リニアックについては、電子源を含んだ 80 MeV プリインジェクター、10 GeV 電子リニアックと陽電子ターゲット、さらにダンピングリング入射用の 1.98 GeV 陽電子リニアックで構成される。(陽電子ならびに偏極陽電子に関しては、本セミナーを参照)

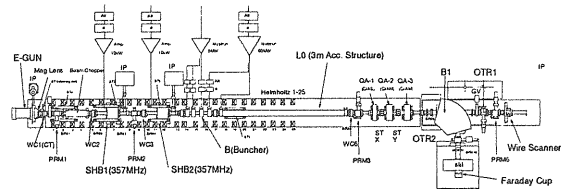


図 2: 80 MeV preinjector for the multi-bunch with 2.8 ns bunch separation.

### 3.a 80 MeV プリインジェクター

80 MeV プリインジェクターは電子源、サブハーモニックバンチャー (SHB)、バンチャー、S-バンド加速管から構成されていて、マルチバンチ電子ビームを発生させて、80 MeV なる相対論的エネルギーまで加速するのがその主な役割である。プリインジェクターはリニアコライダーの最上流部にあり、バンチ・ポピュレーション (1 個のバンチ内の粒子数) のばらつきをはじめ、第 1 表に示したマルチバンチの各特性

### 電子源

通常のリニアックで電子銃からのパルスビームをバンチャーに入射すると、加速管と同一 rf 周波数のバンチャーで速度変調がかけられる。そこでバンチセパレーションが rf 1 周期 (S-バンドでは 0.35 ns) のマルチバンチが形成され、そのまま加速管で高エネルギーまで加速される。しかし JLC-I では、第 1 表に示すように、rf 1 周期の 4、8、16 倍のバンチセパレーションが必要である。バンチ間隔を制御して複数の単バンチを作るためには、バンチャーの 1/2 波長 (すなわち 0.18 ns) 以内に電子ビームを入射しなければならない。リニアコライダーでは、グリッド付き熱陰極

表 1: Required specification of the multi-bunch beam.

RF frequency of main linac	11.424 GHz	5.712 GHz	2.856 GHz
Beam energy	1.98 GeV	1.98 GeV	1.98 GeV
Number of bunches	85	72	50
Bunch population	$0.63 \times 10^{10}$	$1.0 \times 10^{10}$	$1.44 \times 10^{10}$
Spread of bunch population	<1%	<1%	<1%
Bunch separation	1.4 ns(4×0.35 ns)	2.8 ns(8×0.35 ns)	5.6 ns(16×0.35 ns)
Width of a bunch train	119 ns	202 ns	280 ns
Repetition rate	150	100	50
Normalized emittance	$<3 \times 10^{-4}$ rad m ( $1\sigma$ )		
Energy spread (Full Width of 90% beam)	<1% (each bunch at 1.98 GeV)		

電子銃そしてフォトカソード rf 電子銃、フォトカソード偏極電子銃の開発が進められている。(フォトカソード rf 電子銃、フォトカソード偏極電子銃に関しては、本セミナーを参照)

フォトカソード電子銃においては、モード・ロック・レーザーでファイン・ストラクチャー・パルス幅が約 10 ps のレーザー光が、バンチセパレーションの間隔で発生でき、それをフォトカソードに照射することでマルチバンチ電子ビームが発生できる。

一方、グリッド付き熱陰極電子銃では、パルス幅が 1 ns 以下のパルスビームを作ることは構造上技術的に困難である。そのためパルス幅が 1 ns のパルスビームを、バンチセパレーションの間隔で、バンチャーセクションでさらに約 10 ps まで圧縮する。この間にトラップされない電子が損失するので、ビーム透過率は約 88% になる。マージンを含めて、透過率を約 70% とすると、バンチポピュレーションの約 1.5 倍のバンチを熱陰極電子銃で発生させなければならない。ECL レベルでパルストレインを作り、これを 2~5 kW のピーク出力で、帯域が 50 MHz 以上の rf アンプ (178.5、357、または 714 MHz) を用いて、グリッド制御に必要な 300~400 V の rf 電圧まで増幅して、グリッドに供給する方式が開発された。第3図は 2.8 ns バンチ間隔の 20 個のマルチバンチを発生するシステムで、1.54 GeV ATF リニアックに採用されている。

電子銃からのビームエネルギーは、グリッド付き熱陰極電子銃やフォトカソード偏極電子銃の場合には、ピーク電圧が 200 kV、パルス幅が約 1  $\mu$ s の高電圧パルスをパルサーで発生させてカソードに供給する。フォトカソード rf 電子銃は rf 空洞内でマルチバンチを加速するので、高電圧パルサーは必要とされない。

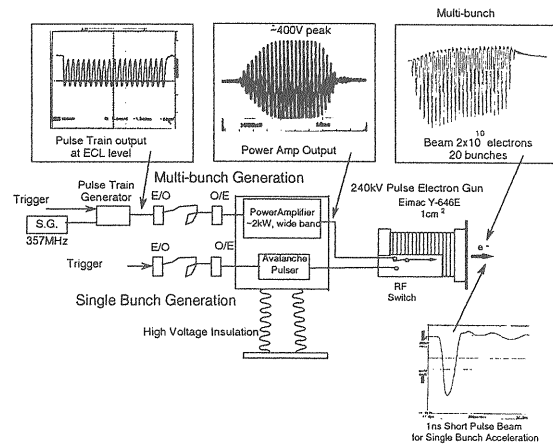


図 3: Thermionic electron gun system of 1.54 GeV ATF linac for multi-bunch generation.

### バンチャーシステム

一般のリニアックではプリバンチャーと Travelling-wave 型バンチャーが用いられ、単バンチリニアックではサブハーモニックバンチャー (SHB) が用いられる。JLC-I のバンチトレインの全幅は、119、202、280 ns に相当するので、一般のリニアックで 100~300 ns のパルス幅の電子ビームを加速する場合に生じるマルチバンチビームローディングの問題を、バンチャーセクションでも解決しなければならない。そこで JLC-I の熱陰極電子銃システムには、特殊なバンチャーセクションを採用する。まず rf 周期がバンチセパレーションに相当する周波数の SHB を用いてパルス幅が 1 ns のビームをバンチし、さらに複数個の S-バンドの単空洞バンチャーで 10 ps までバンチ長を圧縮する。ビームローディングによるバンチ効果の減少を小さくするために、JLC-I では、 $R/Q$  が約 45

の低  $R/Q$  空洞を SHB に用い、さらに  $R/Q$  を小さく設計した単空洞バンチャーを複数個用いる。これらのバンチャー空洞はパワーと位相がそれぞれ独立に変えられるように、それぞれ独立した rf 電源に接続される。

## 加速管

バンチャーの出口には、1本の3m定加速勾配型加速管が設置されており、ピーク出力100MW、パルス幅が1 $\mu$ s矩形波パルスをクライストロンで発生させて、加速管に直接供給する。マルチバンチのエネルギーゲインは、加速管のrfフィリングタイム $t_f$ 以前に入射され加速されるバンチの場合は、

$$(0 \leq t \leq t_f) \\ E_g(t) = \left( \frac{P_0 r_0}{L} \right)^{1/2} \frac{1 - e^{-2\tau(t/t_f)}}{(1 - e^{-2\tau})^{1/2}} \quad (3.1)$$

加速管のrfフィリングタイム $t_f$ 以降に入射され加速されるバンチの場合は、

$$(t_f \leq t \leq t_{rf}) \\ E_g(t) = \left( \frac{P_0 r_0}{L} \right)^{1/2} (1 - e^{-2\tau})^{1/2} \quad (3.2)$$

ここで $t_f$ 、 $t_{rf}$ 、 $P_0$ 、 $r_0$ 、 $L$ 、 $\tau$ は、それぞれ加速管のrfフィリングタイム、rfパワーのパルス幅、rfピークパワー、シャントインピーダンス、加速管全長、アテネーションパラメータを表す。(Appendix Dならびに、Appendix Eを参照)

マルチバンチの過渡モードにおけるビームローディングによるエネルギー損失は、定加速勾配型加速管の場合、

$$E_{bt}(t) = \frac{r_0 i_0 L}{2} \left[ \frac{2\tau e^{-2\tau} t}{1 - e^{-2\tau} t_f} - \frac{1 - e^{-2\tau t/t_f}}{1 - e^{-2\tau}} \right] \quad (3.3)$$

ここで、 $i_0$  はバンチトレインの平均パルス電流 (instantaneous current) で、

$$i_0 = \frac{e N_e}{t_{sp}} \quad (3.4)$$

$e$ 、 $N_e$ 、 $t_{sp}$  は  $1.6 \times 10^{-19} C$ 、1個のバンチ内の電子数、バンチ間隔を表す。(Appendix Gを参照)

$i_0$  とトレインの全幅は、第2表に表すように、3つのオプションに対して 0.72 A - 119 ns、0.57 A - 202 ns、0.41 A - 280 ns である。これらのマルチバンチをプリインジェクターで加速したときの、バンチのエネルギー分布は、 $\tau = 0.57$ 、 $r_0 = 60 M\Omega$  の3m定勾配型加速管に、100MWのrfピークパワーを供給した場合について、第3.1式と第3.3式の和か

ら第4図のように求められる。ビームローディングによる最終バンチのエネルギー損失は3つのオプション共、加速管一本当たり約7MeVである。ビームの加速管への入射タイミング $t$ を、 $t > t_f$ を選択すると、エネルギー分布の全幅は、約10%になる。そこでrfが加速管に完全に充満する以前、 $t < t_f$ にマルチバンチを加速して、エネルギーゲインの登り勾配とビームローディングによる降り勾配をキャンセルする工夫をする。この効果は、X-バンドとC-バンドのバンチトレインで有効である。S-バンドオプションの場合は、バンチトレイン幅が長く、キャンセルの効果がマイナスとなる。

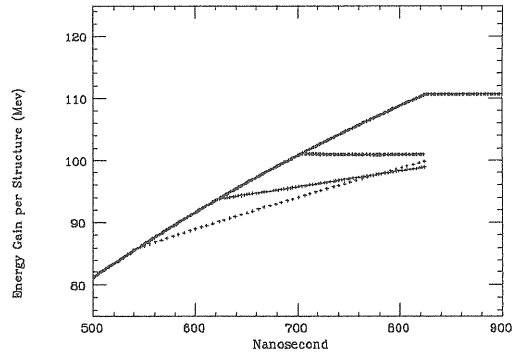


図4: Energy distribution of the multi bunch. Longest pulse width is S-band bunches and shortest width is X-band bunches. Medium length is C-band bunches. Injection timing  $t < fillingtime t_f$ .

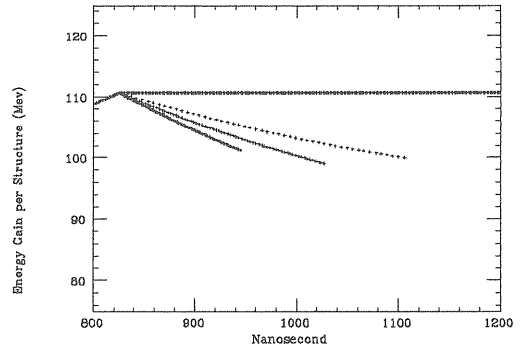


図5: Energy distribution of the multi bunch. Longest pulse width is S-band bunches and shortest width is X-band bunches. Medium length is C-band bunches. Injection timing  $t = fillingtime t_f$ .

そこでS-バンドの場合は、フィリングタイム $t_f$ 後にマルチバンチを入射する。この場合のエネルギー分

表 2: Instantaneous beam current.

RF frequency of main linac	11.424 GHz	5.712 GHz	2.856 GHz
Number of bunches	85	72	50
Bunch population	$0.63 \times 10^{10}$	$1.0 \times 10^{10}$	$1.44 \times 10^{10}$
Bunch separation	1.4 ns	2.8 ns	5.6 ns
Instantaneous beam current	0.72 A	0.57 A	0.41 A
Width of a bunch train	119 ns	202 ns	280 ns
Beam loading of the steady state	10.22 MeV/m	7.9 MeV/m	5.7 MeV/m

布は第 3.1式と第 3.2 式の和から第 5図のように求められる。入射タイミングを早めてバンチトレイン前半ふいを充満以前で加速し、後半を充満後で加速するとエネルギー分布を圧縮することができる。この場合は、先頭バンチと最終バンチのエネルギーが最小で、バンチトレインのセンター付近のバンチのエネルギーが最大となる。1.98 GeV リニアックにエネルギー補正装置があるので、その効果を生かすためにインジェクターリニアックでは、この方法は採用しない。

### 外部磁場 (ヘルムホルツ・コイル)

熱陰極電子銃で発生したエネルギー 200 keV の電子ビームは、エネルギーが低く自由空間内で発散する。(Appendix C を参照) そこで電子銃で発生した電子ビームを、SHB、バンチャー、加速管内を安定に通過させるために、ヘルムホルツコイルで構成された外部磁場で収束する。(Appendix B を参照)

パルス幅 (FWHM) 1 ns の短パルスビームが、バンチセパレーションの時間間隔で、バンチ数だけ電子銃から取り出される。このとき 1つのパルスビームに着目すると、そのピーク電流は 1~2.3 A である。また 1つの短パルスビーム長は約 200 mm である。このビームの口径をいま 1 cm とすると、ブリリアンフローを満足させるに必要な磁場強度は、(Appendix B 第 B.7式を参照) 約 150 Gauss となる。パルスビームは、SHB やバンチャーで速度変調がかけられてパルス幅が圧縮されバンチビームが形成される。加速管入口付近でのバンチ長は 3 mm (10 ps) である。そこでビーム内の電子密度が進行につれて増加するので、ビームを収束させるために磁場を強めていく。プリインジェクターのヘルムホルツコイルは、1台づつが1対1で外部 DC 電源に接続されていて、磁場の最適分布が得られるようになっている。

### バンチ・バイ・バンチ・モニター

プリインジェクターの 3 m 加速管で加速されたマルチバンチのエネルギー分布、ポジション、プロファイル、ポピュレーション、エミッタンスに関しては、各バンチ毎に独立したデータが得られるビームモニターが既に開発されている。第 3表に示すビームモニターがプリインジェクターの下流に設置される。(詳細は本セミナーを参照)

### 3.b 1.98 GeV リニアック

1.98 GeV 電子リニアックのレギュラー部は、10 台の rf ユニットとエネルギー補正システムから構成される。以下は rf ユニットとエネルギー補正システムについて述べる。

#### RF ユニット

1.98 GeV 電子リニアックレギュラー部の rf ユニットは、100 MW クライストロン、rf パワーパルス圧縮器 (SLED)、そして 2 本の全長 3 m 定加速勾配型加速管によって構成される。クライストロンで rf ピークパワー 80 MW、パルス幅 4.5  $\mu$ s の矩形波パルスを rf パルス圧縮器 SLED 空洞に供給する。3.5  $\mu$ s 後にクライストロンからの rf 位相を 180° 反転すると、残りの 1.0  $\mu$ s の間のごり波状の波形でピーク出力が約 5 倍の 400 MW の rf パルスが SLED 空洞から放出され、これを 2 本の加速管に分配し供給する。その結果、最大加速勾配 52 MV/m、最小加速勾配 42 MV/m が加速管内に作られ、ビームローディングを含めた平均のエネルギーゲインは、約 40 MeV/m となる。

#### エネルギー補正システム

一般の電子リニアックでは、パルス幅 1~10 ns の大電流マルチバンチを過渡モードで加速したり、パルス幅 1  $\mu$ s 以上の小電流マルチバンチを定常モードで

表 3: Beam instrumentations for the bunch by bunch measurements.

Bunch population	Core monitor and wall current monitor
Bunch by bunch energy spread	Energy analyzer magnet + OTR monitor
Bunch position	Strip-line position monitor
Bunch emittance	OTR monitor + gated CCG camera
Bunch profile	Wire-scanner monitor + $\gamma$ detector
Bunch separation	OTR monitor + streak camera

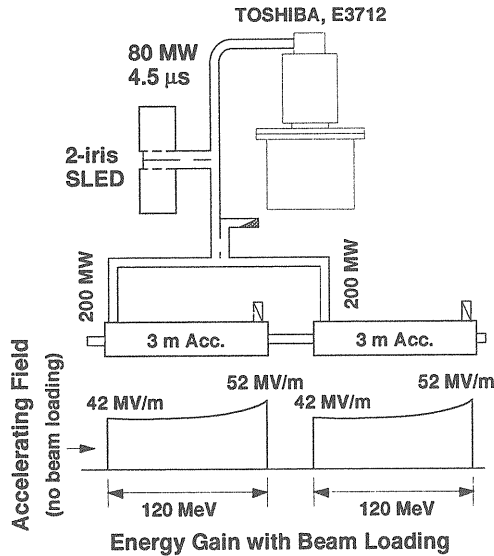


図 6: rf unit of the regular section of the 1.98 injector linac.

加速する場合が多い。しかし JLC-I ではこれらの中間にあたるパルス幅 100 ~ 200 ns の大電流マルチバンチを過渡モードで加速する。そのためマルチバンチのエネルギー分布が大きく、これを圧縮する技術が必要になる。

エネルギー補正システムの無いリニアックでは、マルチバンチの前半部分は  $t < t_f$ 、すなわち rf パワーが加速管に充填する以前に加速する。その結果、エネルギーゲインの登り勾配を利用して先頭バンチのエネルギーを抑制することで、ビームエネルギー分布を半分程度まで縮めることが可能である。(Appendix Gを参照) エネルギー分布をさらに縮めるには、次に述べるエネルギー補正システムが必要になる。

従来からよく使用されるマルチバンチエネルギー補正方法として、リニアック加速器の最終段に、シケイン電磁石とリニアック rf ユニートをシリーズに組み合わせたエネルギー補正システムがある。エネルギー

の異なるマルチバンチはシケインを通過すると、ビームエネルギーの低いものは遠回りして、下流の加速管内 rf の加速位相に乗りエネルギーが高められる。そして、エネルギーの高いバンチは近道して減速位相に乗りエネルギーが減る。このシステムは一般によく利用されているが、バンチ間隔がばらつく結果を生むため、リニアコライダーでは利用できない。

第2の方法は、加速管に供給する rf パワーの入射タイミングを調節して、マルチバンチを色々な rf 充填条件の加速管を通過させる。そして、マルチバンチが加速管通過時に与えられるエネルギーゲインを平均化させ、エネルギーをそろえる方法である。この方法はクライストロン変調器とクライストロンローレベルのタイミングシステムのみを制御するだけでよく、極めてシンプルなシステムである。この方法によって補正されたマルチバンチの平均エネルギーゲインは、定常モードでのビームローディングによるエネルギーゲイン (Appendix F.c参照) と同じになる。加速管のフィリングタイム  $t_f$  と同じか、それ以上のパルス幅のバンチトレインを加速する場合には、極めて有効であるが  $t_f$  に比べて短いパルス幅のバンチトレインの場合には、リニアックの加速効率が低くなる。第2表の最下段に表示するように、ビームローディングが無い場合のエネルギーゲインより、30 MeV、23.8 MeV、17.1 MeV 低いエネルギーに補正される。100 MW クライストロンを直接 1 本の S-バンド 3 m 加速管に接続して、100 MW、1  $\mu$ s を供給すると、110.6 MeV のエネルギーゲインが得られ。しかし補正後は、Appendix Fの第 F.38式より、3つのオプションに対して 80.6、86.8、93.5 MeV となる。補正後のエネルギーが低くなるだけではない。この補正方法は、rf パルスが矩形波のとき有効であるので、クライストロンやクライストロン変調器の全数が減らせる SLED 空洞が利用できない。1.98 GeV のビームエネルギーを得るには、インジェクターの S-バンド rf ユニート (クライストロン変調器、クライストロン、加速管) が

それぞれ 25、23、22 台必要となる。

第3の方法は、ファンクションジェネレータを用いてクライストロンからの rf 出力波形を任意に選択する。いま矩形波パルスを想定すると、第4図に示すように、X-バンドやC-バンドオプションのマルチバンチの場合、ビームローディングが大きく、後続になるほどバンチのエネルギーは減少する。そこで、後続のバンチが入射されるにつれて、rf のピークパワーを上昇すると、加速管入口付近に先行バンチ通過時より高い加速電場が発生でき、後続バンチのエネルギーゲインを上げる。その結果、ビームローディングをキャンセルさせてエネルギー分布が縮まる。この方法は、ファンクションジェネレータを用いるのでフレキシブルなシステムである。しかし、rf ピーク出力をパルス波形後半で急激に増加する必要がある。クライストロンが発生できるピーク出力は限定されるので、パルス後半のピーク出力がクライストロン最大ピーク出力となる。すなわち、先行バンチを、ピーク出力を絞った状態で加速するので、マルチバンチ加速にクライストロンの能力をフルに活用できない。

第4の方法は、異なる周波数の加速管でマルチバンチのエネルギーをそろえる方法である。この方法は、クライストロンや、パルス圧縮器からの rf 出力をフルに活用してマルチバンチを加速する。その結果生じるエネルギーの拡がりを、 $\pm\Delta f$  リニアックユニットからなる補助的なシステムで圧縮する。この方法の利点は、クライストロンのパワーをフルに利用してパルス圧縮装置 SLED 空洞が利用できるので、高い加速勾配が実現でき、リニアックの加速効率が低い。またバンチのポピュレーションに対して 0 A 電流から最大電流まで補正システムの rf パワー調整でフレキシブルに対応でき、 $\pm\Delta f$  のシステムを用いることで、単バンチビームローディングがキャンセル可能なオフ・クレスト加速の効果が保存できる。1.54 GeV ATF リニアックではこの方法が採用され実証試験が行われる。

### 3.c アライメント

極低エミッタンスマルチバンチを加速する主リニアックでは、ビームエミッタンスを増大させないための垂直方向アライメント・トーランスは、X-バンドで  $10\mu\text{m}$ 、C-バンドで  $40\mu\text{m}$  である。一方 1.98 GeV インジェクターリニアックのアライメントは、ダンピングリングのアクセプタンス以内に抑制するのが目標で、垂直水平方向のアライメント・トーランスは

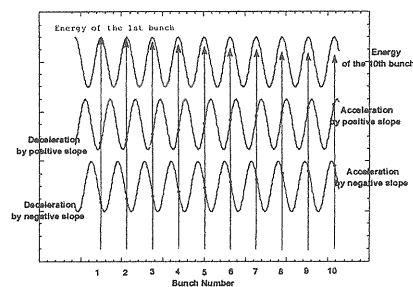


図7: Principle of the  $\pm\Delta f$  energy compensation system.

r.m.s. で約  $200\mu\text{m}$  である。インジェクターリニアックのアライメントは、主リニアックの基本方式を採用する予定である。ATF リニアックでは、ワイヤー位置モニターとアクティブアライメント機構を組み合わせて、 $20\mu\text{m}$  のトーランスが実現できている。(アライメントの詳細は本セミナーを参照)

### 3.d リニアック・オプティクス

80 MeV プリインジェクターの出口でのビーム特性は、第4表に示すように ATF プリインジェクターとほぼ同様になると予想される。

表4: Specification of the multi-bunches from 80 MeV pre-injector.

Beam energy	80 MeV
$\gamma\eta_x, \gamma\eta_y$	$3 \times 10^{-4}$ m
$\alpha_x, \alpha_y$	0
$\beta_x, \beta_y$	1.93 m
$ \Delta p/p $	$< \pm 1\%$
$\sigma_z$	1.5 mm

ここでのバンチ長  $\sigma_z$  は、単バンチをオフ・クレストで加速して、単バンチ・ウェークポテンシャルを加速電場の勾配でキャンセルし、単バンチのエネルギー拡がりを  $\pm 0.75\%$  以下にするために決定された。これは時間軸で 5 ps に相当する。インジェクターリニアック・レギュラーセクションのアクセプタンスは加速管のディスク口径から求められる。入射ビームの約  $\pm 5\sigma$  までを、アクセプトすることを想定すると、 $\gamma\eta_{Ax}$ 、 $\gamma\eta_{Ay}$  共に、約  $7 \times 10^{-3}$  m になる。リニアックラティスは、SAD を使用して計算機シミュレーションを行い設計する。ATF リニアックのラティスとほぼ同様なラティスになると予想される。

# Appendices

## A マルチバンチと加速効率

弱い電磁相互作用のクロスセクション（断面積）は重心系エネルギーの二乗根に反比例して小さくなるので、リニアコライダの衝突点でのルミノシティは逆にその二乗根で増加させなければならない。したがって重心系エネルギーが 150 ~ 250 GeV の JLC-I では、 $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  以上のルミノシティが要求される。[1]

さて、電子と陽電子バンチの衝突点におけるルミノシティは次のように表される。

$$L = \frac{N^2 N_b f_{rep}}{4\pi\sigma_x^* \sigma_y^*} H_D, \quad (\text{A.1})$$

ここで  $N$ ,  $N_b$ ,  $f_{rep}$ ,  $\sigma_x^*$ ,  $\sigma_y^*$ ,  $H_D$  は、それぞれバンチ・ポピュレーション（バンチ内の電子や陽電子の粒子数）、バンチ数（1 rf パルス内のバンチの総数）、リペティション・レート（1秒間あたりのパルス運転数）、衝突点でのバンチの横方向と縦方向のサイズ、衝突時のピンチによる増加効果である。

2台のリニアックで加速された、電子と陽電子の総ビームエネルギー  $P_b$  は、

$$P_b = 2N N_b E_b f_{rep} = N N_b E_c f_{rep}, \quad (\text{A.2})$$

ここで、 $E_b$  は衝突点でのビームエネルギー、 $E_c$  は重心系エネルギーを表す。そして総ビームエネルギーは、消費電力  $P_{ac}$  と、加速器の電力からビームまでの全効率  $\eta$  の積で表される。

$$P_b = P_{ac} \eta, \quad (\text{A.3})$$

従って、リニアックの 1 rf パルスで加速されるビームの全粒子数  $N N_b$  もまた消費電力で制限される。上の式からルミノシティ  $L$  は、次のように表される。

$$L = \frac{N}{4\pi\sigma_x^* \sigma_y^*} \frac{P_{ac} \eta}{E_c} H_D, \quad (\text{A.4})$$

ここでは、電力、効率、重心系エネルギー、ビームサイズを固定して考えると、ルミノシティが  $N$  に比例している。最大ルミノシティは単バンチ加速のとき得られることを示している。

しかしながらバンチ・ポピュレーション（バンチ内の粒子数） $N$  はビーム・シュトラールングによって制限される。ビームシュトラールングによる衝突点での粒子エネルギーの広がりが生じるからである。そこでビームシュトラールングを小さくするために、衝突時のバンチビームの断面をフラットにする [2]。また、最終収束系で高エネルギーの粒子が偏向するとき、放射光を放出してエネルギーを損失するが、放出の量子的ばらつきが偏向の度合いのばらつきを生じさせ、その結果衝突点で絞り込むことができるビームサイズが制限される [3]。

これらの条件を満たし、且つ加速器システムのすべての条件を満たすバンチ・ポピュレーション  $N_b$  は、表 1 に示す

うに、 $0.63 \sim 1.4 \times 10^{10}$  個である。しかし主リニアックが高加速勾配であるのでパワー的に余裕があり、1 rf パルス当たり加速できる総粒子数はこれに比べて大きい。そこで加速効率  $\eta$  を上げるために、マルチバンチ加速、

$$N_b > 1, \quad (\text{A.5})$$

が強いられる。

## B プリリオン・ビーム

電子銃で発生した電子ビームは、充分相対論的な高エネルギーになるまでの区間、すなわちインジェクター・リニアックの 80 MeV プリインジェクター（電子銃の出口からプリバンチャー、バンチャー、そして第一加速管の出口まで）では、ビーム口径を一定に保つために、外部磁場中での回転運動 (Brillouin Flow) をさせる。

座標系は第 8 図に示すような円筒座標を考え、電子の密度が  $N_e$  で半径  $r_b$  の円筒ビームが磁場方向と同じ  $z$  方向に進行している場合について考える。

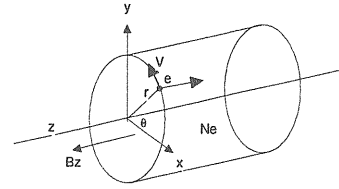


図 8: Electron beam in external magnetic field.

半径  $r$  のところで、1 個の電子をテスト粒子として、それに対するドラムベールの原理を考えてみると、

$$\frac{m_e v^2}{r} - eE - evB_z = 0 \quad (\text{B.1})$$

ここで、 $m_e$ ,  $v$  はそれぞれ電子の質量と速度、 $B_z$  は外部磁場を表す。一方、ガウスの定理より、

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE) = -\frac{N_e e}{\epsilon_0} \quad (\text{B.2})$$

となり、これから電場が求められる。

$$E = -\frac{m_e}{2e} \omega_p^2 r \quad (\text{B.3})$$

ここで、 $\omega_p$  は電子ビームのプラズマ周波数を表して、

$$\omega_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (\text{B.4})$$

である。第 B.3 式を第 B.1 式に代入して、 $\omega = v/r$ ,  $\omega_c = eB_z/m_e$  とすると、 $\omega$  に関する 2 次方程式、

$$\omega^2 - \omega_c \omega + \frac{\omega_p^2}{2} = 0 \quad (\text{B.5})$$



が得られる。これより、

$$\frac{\omega}{\omega_c} = \frac{1}{2} \left( 1 \pm \sqrt{1 - \frac{2\omega_p^2}{\omega_c^2}} \right) \quad (\text{B.6})$$

となる。ここで  $\omega/\omega_c$  と  $2\omega_p^2/\omega_c^2$  の関係は第9図に示す。

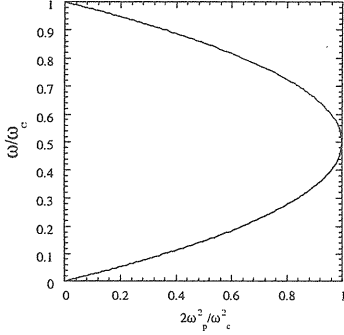


図 9: Two components of cyclic electrons.

$2\omega_p^2/\omega_c^2$  の値に対して、2つの角周波数  $\omega$  が存在し、電子が小さいラーマー半径でかつ高い角周波数で回転しながら、その回転体がビーム軸を中心として低い角周波数でゆっくりと回転していることを示している。

いま、

$$2\omega_p^2 = \omega_c^2 \quad (\text{B.7})$$

なる条件が満たされるとき、2つの角周波数が一致して、

$$\omega = \frac{\omega_c}{2} \quad (\text{B.8})$$

となり、サイクロトロン周波数の半分の周波数でビーム軸を中心に回転する。この角周波数は半径に依存しないで一定である。そしてビームはあたかも回転剛体のように振る舞う。このような状態の電子ビームがブリリアンフローである。

第 B.7式は電子ビームの密度と外部磁場強度の関係を表す。

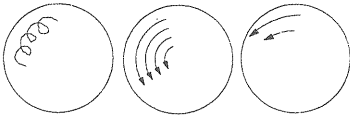


図 10: Electron beam in external magnetic field. left side  $\omega_c^2 > 2\omega_p^2$ , center  $\omega_c^2 = 2\omega_p^2$ , right side  $\omega_c^2 > 2\omega_p^2$

第 B.1式は、また

$$m_e r \omega^2 - e \frac{\partial U}{\partial r} - e v B_z(r \omega) = 0 \quad (\text{B.9})$$

であるので、ブリリアンフローの角周波数  $\omega = \omega_c/2$  を代入すると、

$$\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{r e B_z^2}{4 m_e} \quad (\text{B.10})$$

となり、 $U_0$  をビーム軸上でのポテンシャルとすると、

$$U = U_0 + \frac{e B_z^2}{8 m_e} r^2 \quad (\text{B.11})$$

と半径  $r$  の点でのポテンシャルが求められる。

一方、ポアソン方程式は、

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{B.12})$$

で、第 B.11式を代入して解くと、

$$\rho = -\frac{\epsilon_0 e B_z^2}{2 m_e} \quad (\text{B.13})$$

が得られる。すなわち電荷密度と磁場の強度との関係が得られる。

非相対論的領域の電子の運動エネルギーは

$$\frac{\partial z}{\partial t} + \left( r \frac{\partial \theta}{\partial t} \right)^2 = \frac{2eU}{m_e} \quad (\text{B.14})$$

となり、これに  $d\theta/dt = \omega = \omega_c/2$  を代入すると、

$$\frac{\partial z}{\partial t} = \left[ \frac{2eU_0}{m_e} \right]^{1/2} \quad (\text{B.15})$$

と、磁場方向の電子の速度成分が求められる。

第 B.15式は半径  $r$  を含まないので、全電子が  $z$  方向に同一速度  $V_z$  で運動していることになる。ブリリアンフローとは、ビーム剛体が軸を中心回転しながら  $z$  方向に進んでいる状態をさす。従ってビームの縁に近いところにいる電子ほど、運動エネルギーは高い。

さて、ここでブリリアンフローしている電子ビームの全電流は、第 B.13式、第 B.15式から求められ、

$$I = -\pi r_b^2 \rho V_z \quad (\text{B.16})$$

$$I = \pi \left( \frac{e}{m_e} \right)^{3/2} \frac{\epsilon_0}{\sqrt{2}} B_z^2 r_b^2 U_0^{1/2} \quad (\text{B.17})$$

となり、さらに第 B.11式を代入すると、

$$I = \frac{8\pi\epsilon_0\eta^{1/2}}{\sqrt{2}} \frac{\eta B_z^2 r_b^2}{8} \left( U_a - \frac{\eta B_z^2 r_b^2}{8} \right)^{1/2} \quad (\text{B.18})$$

ここで、 $U_a$  は  $r = r_b$  の時のポテンシャルであり、 $\eta$  は  $e/m_e$  である。

電流の最大値  $I_m$  は

$$\frac{\eta B_z^2 r_b^2}{8} = \frac{2}{3} U_a \quad (\text{B.19})$$

のとき求められ、

$$I_m = \frac{16}{3\sqrt{6}} \pi \epsilon_0 U_a^3 / 2 \quad (\text{B.20})$$

すなわち、

$$I_m = 25.4 \times 10^{-6} U_a^3 / 2 \quad (\text{B.21})$$

となる。

## C ビームの発散と収束条件

### C.a 円筒ビームの空間電荷効果による発散と収束

電子ビームは空間電荷効果によって、トランスバース方向に発散する。今無限長で一樣な円筒電子ビームが外部磁場の無い真空中にある場合について考える。図 11 に示すように、半径  $r_b$  の円筒ビームを考え、 $N_e$  は電子ビームの単位長当たりの電子数、 $\beta C$  を電子の初期速度、 $\beta_d C$  を電子のドリフト速度、 $\beta_t C$  を電子の横方向速度、 $r_e$  を電子の古典半径 ( $r_e = e^2 / 4\pi\epsilon_0 m C^2$ )、 $\nu$  を  $N_e r_e$ 、 $\gamma$  を  $(1 - \beta^2)^{-1/2}$  とする。ここで残留気体が電子ビームの通過でイオン化して単位長当たり  $N_i$  個の一荷イオンが電子ビーム内にトラップしている場合を考える。

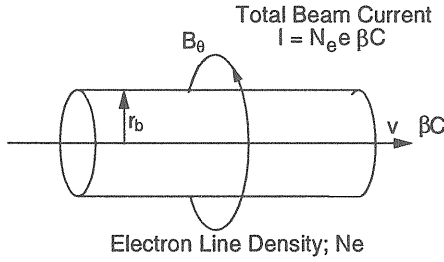


図 11: Defocusing of an electron round beam.

電子ビーム内の電場は  $E_r$  のみで、 $E_z = E_\theta = 0$  とし、電子ビーム内のすべての電子について、軸方向の速度成分は一定であると仮定する。すなわち電子ビームの発散角は小さく、 $\beta_t \ll \beta_d$ 、 $\beta_d \cong \beta$  となる。

電子ビームの全電流は  $I$  は、

$$I = N_e e \beta C, \quad (\text{C.1})$$

ここで、電子の場合について考えているので、 $e = -1.6 \times 10^{-19}$  Coulomb である。無限長の円筒ビームを仮定したので、ガウスの公式

$$\int E dS = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (\text{C.2})$$

より、ビーム内の  $r$  点における  $E_r$  と  $B_\theta$  は次のように求められる。

$$E_r = \frac{(N_e - N_i) e r^2}{2\pi r \epsilon_0 r_b^2} \quad (\text{C.3})$$

$$B_\theta = \mu_0 N_e e \beta C \frac{1}{2\pi r} \frac{r}{r_b} \quad (\text{C.4})$$

電子ビーム内の  $r$  点での電子についての半径方向に関する運動方程式は、クーロン反発による外向きの力と  $B_\theta$  によるうち向きの力とから求められる。

$$m\gamma \frac{d^2 r}{dt^2} = e E_r - e \beta C B_\theta \quad (\text{C.5})$$

そして第 C.3 式と第 C.4 式から

$$m\gamma \frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{N_e e^2 (1 - \beta^2 - f) r}{2\pi r_b^2 \epsilon_0} \quad (\text{C.6})$$

ここで、 $f = N_i / N_e$ 、すなわちイオンによる電子ビームの電荷中性化率を表す。いま、

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \beta^2 C^2 \frac{d^2 r}{dz^2} \quad (\text{C.7})$$

であるから、第 C.6 式は  $z$  に関して表すと、

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{1}{m\gamma\beta^2 C^2} \frac{N_e e^2 (1 - \beta^2 - f) r}{2\pi r_b^2 \epsilon_0} \quad (\text{C.8})$$

さて、 $\nu = N_e r_e = N_e e^2 / 4\pi\epsilon_0 m C^2$  であったから、第 C.8 式は、

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{2\nu}{\gamma} \frac{1}{\beta^2} (1 - \beta^2 - f) \frac{r}{r_b^2} \quad (\text{C.9})$$

となる。特に電子ビームのエッジでの電子に対する運動方程式は第 C.9 式に、 $r = r_b$  を代入して、

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{2\nu}{\gamma} \frac{1}{\beta^2 r_b} (1 - \beta^2 - f) \quad (\text{C.10})$$

電子ビームのエッジにある電子は、第 C.10 式が正のときビーム外部に向かって加速され、負のとき内部に向かって加速される。すなわち  $(1 - \beta^2 - f)$  の正負でビームは発散したり、収束する。 $f = 0$  のときは、ビームは収束せず常に発散する。相対論的領域の高エネルギー電子ビームは  $(1 - \beta^2) \approx 0$  となり、発散角は小さい。 $(1 - \beta^2) = f$  のときは、電子ビームは完全に電荷中性化されていて、この場合にはビーム電子には、横方向の力が働かない。 $(1 - \beta^2) < f \leq 1$  のときは、ビーム電子は内側に向かって加速、すなわち収束力が働く。

この考え方は、衝突点で対向している電子と陽電子ビームについても、基本的には適用できる。

### C.b 対向している電子ビームと陽電子ビームの収束

ここでは、図12に示すように、無限長で一様な円筒電子ビームと円筒陽電子ビームが、外部磁場の無い真空中で完全に重なり合って対向している場合について考える。半径  $r_b$  の円筒ビームを考え、 $N_e$  は電子ビームの単位長当たりの電子数、 $N_p$  は陽電子ビームの単位長当たりの陽電子数として、電子ビームと陽電子ビームのビームエネルギーが同じであると仮定し、またビーム内のすべての粒子について、軸方向の速度成分は一定であると仮定する。そして  $\beta C$  を電子と陽電子の初期速度とする。ここでは電子や陽電子ビームが完全真空中を通過していると仮定して、ビーム内にイオンが存在していないと考える。

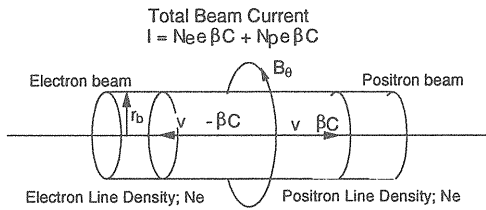


図 12: Pinch effect of an electron and positron round beams.

電子ビームと陽電子ビームの全電流は  $I$  は、電荷の相反する粒子が対向しているので、電流の向きは同じとなる。いま電子について考えているので、

$$I = N_e e \beta C + N_p (-e)(-\beta C), \quad (C.11)$$

で表される。ここで、 $N_e = N_p$  とすると、第 C.11 式は、

$$I = 2N_e e \beta C, \quad (C.12)$$

となり、ビーム内の  $r$  点における  $E_r$  と  $B_\theta$  はそれぞれ、

$$E_r = 0 \quad (C.13)$$

$$B_\theta = 2\mu_0 N_e e \beta C \frac{r^2}{r_b^2} \frac{1}{2\pi r} \quad (C.14)$$

電子ビーム内の或る  $r$  点での電子については、クーロン反発による外向きの力がなく、 $B_\theta$  による内向きの力のみになる。半径方向に関する運動方程式は、

$$m\gamma \frac{d^2 r}{dt^2} = -e\beta C B_\theta \quad (C.15)$$

そして第 C.12 式から

$$m\gamma \frac{d^2 r}{dt^2} = -2 \frac{N_e e^2 \beta^2 r}{2\pi r_b^2 \epsilon_0} \quad (C.16)$$

ここで、

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \beta^2 C^2 \frac{d^2 r}{dz^2} \quad (C.17)$$

であるから、第 C.16 式を  $z$  に関して表すと、 $\nu = N_e r_e = N_e e^2 / 4\pi\epsilon_0 m C^2$  であったから、

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = -\frac{4\nu r}{\gamma r_b^2} \quad (C.18)$$

となる。特に電子ビームのエッジでの電子に対する運動方程式は、第 C.18 式に  $r = r_b$  を代入して、

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = -\frac{4\nu}{\gamma r_b} \quad (C.19)$$

となる。

### C.c 対向している電子と陽電子のフラットビームの収束

ここでは、図13に示すように、アスペクトレシオが  $N$  のフラットな電子ビームと陽電子ビームが外部磁場の無い真空中で完全に重なり合って対向している場合について考える。フラットビームの厚さを  $2d$  とすると、その幅は  $2Nd$  となる。ここでフラットビームと半径  $r_b$  の円筒ビームの断面積が同じであると仮定する。 $N_e$  は電子ビームの単位長当たりの電子数、 $N_p$  は陽電子ビームの単位長当たりの陽電子数として、電子ビームと陽電子ビームのビームエネルギーが同じであると仮定し、またビーム内のすべての粒子について、軸方向の速度成分は一定であると仮定する。そして  $\beta C$  を電子と陽電子の初期速度とする。ここでは電子や陽電子ビームが完全真空中を通過していると仮定して、ビーム内にイオンが存在していないと考える。

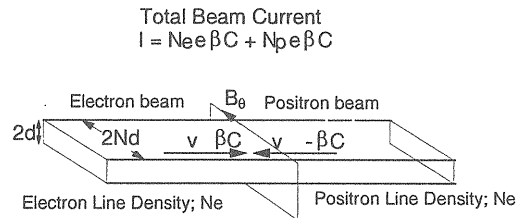


図 13: Pinch effect of an electron and positron flat beams.

フラットビームの厚みと円筒ビームの半径  $r_b$  の関係は、断面積が同じとしたので、

$$4Nd^2 = \pi r_b^2 \quad (C.20)$$

となる。ここで、電子と陽電子ビームが完全に重なった場合を考えているので、ビーム内の空間電荷効果による電界  $E_x$ 、 $E_y$  は、

$$E_x = 0 \quad (C.21)$$

$$E_y = 0 \quad (\text{C.22})$$

である。電子ビームと陽電子ビームの全電流は  $I$  は、電子について考えていて、 $N_e = N_p$  とすると、

$$I = 2N_e e \beta C, \quad (\text{C.23})$$

となり、ビーム内の  $r$  点における  $E_x$ 、 $E_y$  はそれぞれ、

$$E_x = 0 \quad (\text{C.24})$$

$$E_y = 0 \quad (\text{C.25})$$

ここでビームの長さがビーム断面に比べて充分長いと仮定すると、ビーム内の  $Q$  点における面要素  $d\xi d\eta$  を  $I/4d^2 N$  なる電流を通じる直線導体であるとみなして磁界が求められる。  $P$  点に注目して、 $PQ$  間を  $r$  とし、 $r$  が  $x$  軸となす角度を  $\theta$  とすれば、

$$r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}, \quad (\text{C.26})$$

$$\cos \theta = \frac{x - \xi}{r}, \quad (\text{C.27})$$

$$\sin \theta = \frac{y - \eta}{r} \quad (\text{C.28})$$

となる。従って、 $P$  点における磁界の  $x$  と  $y$  成分はそれぞれ、

$$B_x = \frac{-\mu_0 I}{8\pi N d^2} \int_{-Nd}^{Nd} d\xi \int_{-d}^d \frac{y - \eta}{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2} d\eta, \quad (\text{C.29})$$

$$B_y = \frac{\mu_0 I}{8\pi N d^2} \int_{-d}^d d\eta \int_{-Nd}^{Nd} \frac{x - \xi}{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2} d\xi, \quad (\text{C.30})$$

となる。上記の式から、電子ビームエッジ上の  $(x = 0, y = d)$  点での磁場に関して注目すると、磁場  $B_y = 0$  となり、磁場  $B_x$  は、次のように求められる。

$$B_x = 2\mu_0 N_e e \beta C \left[ Nd \log\left(1 + \frac{4}{N^2}\right) + 4d \arctan\left(\frac{N}{2}\right) \right] \frac{1}{8\pi N d^2} \quad (\text{C.31})$$

ここで、 $N \gg 1$  (JLC-I では  $N = 100$ ) であったので、第 C.31 式は、

$$B_x = \frac{2\mu_0 N_e e \beta C}{4Nd} \quad (\text{C.32})$$

電流が同じで、直径  $2r_b$  のラウンドビームと、厚さ  $2d$  でアスペクトレシオが  $N$  のフラットビームの表面における磁場のレシオは、

$$B_{ratio} = \frac{r_b}{d} \frac{\pi}{2N} \quad (\text{C.33})$$

となる。ここで、 $\sqrt{N} = r_b/d$  であったから、第 C.33 式は、

$$B_{ratio} = \frac{\pi}{2\sqrt{N}} \quad (\text{C.34})$$

となり、 $N = 100$  の場合はフラットビームの方が  $1/6.4$  倍小さくなる。

## D Travelling-Wave 型加速管のパラメータ

電子リニアックの Travelling-Wave 型加速管は複数個の空洞セルが連結されており、rf パワーの入出力は加速管両端で行う。rf パワーは入力カップラーを通じて加速管の第一空洞セルに入力され、加速管内を群速度  $v_g$  で伝搬する。最終空洞セルに到達した rf パワーは出力カップラーを通じて加速管外に出力され、ダミーロードで熱エネルギーに変換される。

### D.a シャントインピーダンス $r_0$

空洞または加速管の単位長さ当たりのシャントインピーダンス  $r_0$  は、空洞または加速管の加速電界発生効率を表すパラメータであり、次式で定義される。

$$r_0 = -\frac{E^2}{dP/dz} \quad (\text{D.1})$$

ここで、 $E$  は加速管軸上での加速電場であり、 $-dP/dz$  は加速管壁で消費する rf パワーの単位長さ当たりの量である。シャントインピーダンスが高い加速管は、加速管壁での rf 消費に対して高い加速電界が得られる。

### D.b Q 値

Q 値は共振器としての rf 空洞の質を評価するパラメータであり、次式で定義される。

$$Q = \frac{\omega w}{dP/dz} \quad (\text{D.2})$$

ここで、 $\omega$  は rf の角周波数、 $w$  は加速管内に蓄積された rf エネルギーの単位当たりの量である。ここで  $r_0/Q$  なるパラメータが次のように得られる。

$$r_0/Q = -\frac{E^2}{\omega w} \quad (\text{D.3})$$

### D.c 群速度 $v_g$

加速管内を伝搬する rf の群速度  $v_g$  は、rf のエネルギーの流れの速度を表す。いま加速管内のある空洞セルに着目すると、この空洞を通過するパワー  $P$  と、この空洞内の単位長さ当たりの蓄積エネルギー  $w$  の比で群速度が定義される。

第 D.2 式を用いると、群速度  $v_g$  は、

$$v_g = \frac{P}{w} = -\frac{\omega P}{QdP/dz} \quad (D.4)$$

と表される。

#### D.d アテネーション・コンスタント $\tau$

Q値と  $v_g$  の定義から、

$$dP/dz = -\frac{\omega P}{v_g Q} = -2\alpha P \quad (D.5)$$

$$dE/dz = -\alpha E \quad (D.6)$$

ここで、 $\alpha$  は加速管単位長あたりのネッパ (Neper) を単位とするアテネーションで、rf パワー  $P$  や加速電界  $E$  の加速管にそっての減衰率を表す。加速管の入口から  $z$  の点における加速電場  $E$  と rf パワーは、

$$E = E_0 \exp\left[-\int_0^z \alpha(z) dz\right] \quad (D.7)$$

$$P = P_0 \exp\left[-2\int_0^z \alpha(z) dz\right] \quad (D.8)$$

となる。ここで、 $E_0$  と  $P_0$  は加速管の入口での加速電場と rf パワーである。

アテネーション・コンスタント  $\tau$  は、全長  $L$  の加速管の場合

$$\tau = \int_0^L \alpha(z) dz \quad (D.9)$$

と定義され、加速管入口と出口での加速電場や rf パワーの減衰を示すパラメータとなる。

定インピーダンス型加速管 (CZ) では、加速管のどの部分も同一形状の空洞セルで構成されているので、 $\alpha$  は一定であり、rf パワーと加速電場は加速管に沿って一様に減衰する。従って第 D.9式から、

$$\tau = \alpha L = \frac{\omega L}{2v_g Q} \quad (D.10)$$

そして、加速管出口での加速電場と rf パワーは、それぞれ

$$E_L = E_0 e^{-\tau} \quad (D.11)$$

$$P_L = P_0 e^{-2\tau} \quad (D.12)$$

となる。また加速管入口から  $z$  点での加速電場と rf パワーは、

$$E(z) = E_0 e^{-\alpha z} = E_0 e^{-(\omega/2v_g Q)z} \quad (D.13)$$

$$P(z) = P_0 e^{-2\alpha z} = P_0 e^{-(\omega/v_g Q)z} \quad (D.14)$$

となる。

群速度  $v_g$  は、ディスク穴の口径に大きく依存する。口径が小さくなると  $v_g$  は遅くなり、そのため  $\alpha$  は大きくなる。一方シャントインピーダンス  $r_0$  はディスク穴径に対して大きくは変化しない。

Travelling-Wave 型加速管を通過する rf パワーは加速管出口に近くなるほど減衰する。定加速勾配型加速管 (CZ) では加速管出口に近づくにつれディスク穴口径を小さくして  $\alpha$  を大きくさせ、

$$dP/dz = -2\alpha(z)P = \text{constant} \quad (D.15)$$

すなわち加速管内の単位長当たりの消費パワーを一定にさせることで、加速管内の加速電場を入口から出口まで一定にする。

加速管内の消費パワーは、

$$dP/dz = -\frac{(P_0 - P_L)}{L} \quad (D.16)$$

となり、加速管入口から  $Z$  点における通過 rf パワーは、

$$P = P_0 - \frac{(P_0 - P_L)z}{L} \quad (D.17)$$

となる。第 D.9式の  $\tau$  の定義から、定加速勾配型加速管での入口と出口での rf パワーは、

$$P_L = P_0 e^{-2\tau} \quad (D.18)$$

となり、定インピーダンス型加速管の場合の第 D.12式と同様になる。さらに  $\tau$  を用いると、第 D.17式は

$$P_z = P_0 \left\{ 1 - \frac{(1 - e^{-2\tau})z}{L} \right\} \quad (D.19)$$

第 D.16式は

$$dP/dz = \frac{-P_0}{L}(1 - e^{-2\tau}) \quad (D.20)$$

となる。

#### D.e フィリングタイム $t_f$

加速管に rf パワーが充満する時間、すなわち rf パワーを加速管に入力してから加速管出口に到達する時間をフィリングタイム  $t_f$  として定義する。

定加速勾配型加速管では、加速管に沿って  $P(z)$  が減少するので、群速度を減少させる。第 D.5式と第 D.20式から、

$$\frac{\omega P(z)}{v_g Q} = \frac{P_0(1 - e^{-2\tau})}{L} \quad (D.21)$$

これを、第 D.19式に代入すると、

$$v_g(z) = \frac{\omega L}{Q} \frac{\left\{ 1 - (1 - e^{-2\tau})\frac{z}{L} \right\}}{(1 - e^{-2\tau})} \quad (D.22)$$

ここで、フィリングタイム  $t_f$  は、 $dt = dz/v_g$  を加速管全長に渡って積分して求められる。第 D.21式より、

$$\begin{aligned} t_f &= \frac{Q(1 - e^{-2\tau})}{\omega L} \int_0^L \frac{1}{1 - (1 - e^{-2\tau})\frac{z}{L}} dz \\ &= 2Q\tau/\omega \end{aligned} \quad (D.23)$$

定インピーダンス型加速管のフィリングタイム  $t_f$  は、加速管内の群速度が一定であるので、第 D.10式より、

$$t_f = L/v_g = 2Q\tau/\omega \quad (D.24)$$

となり、第 D.23式の定加速勾配型加速管の場合と同じである。ある  $\tau$  値を有する定加速勾配型加速管を考えると、全長の長い加速管はディスク穴径が大きく、群速度が速い。

#### D.f rfの全蓄積エネルギー $W$

$\tau$  が同一の定インピーダンス型加速管と定加速勾配型加速管があるとすると、照射のフィリングタイム  $t_f$  は第 D.23式と第 D.24式より同一に表される。出力が  $P_0$  の rf を両者の加速管に入力し、 $t_f$  後に加速管全体に蓄積されている rf エネルギーを比較してみる。蓄積エネルギーは第 D.5式より、 $w = P/v_g$  で表される。

定加速勾配型加速管蓄積された全 rf エネルギー  $W$  は、第 D.19式と第 D.22式より

$$W = P_0 t_f \frac{1 - e^{-2\tau}}{2\tau} \quad (D.25)$$

となる。

定インピーダンス型加速管の全蓄積エネルギー  $W$  は、 $P(z) = P_0 e^{-2\alpha z}$  より、

$$\begin{aligned} W &= \int_0^L w dz \\ &= \int_0^L \frac{P_0 e^{-2\alpha z}}{v_g} dz \\ &= \frac{P_0 L (1 - e^{-2\alpha L})}{v_g 2\alpha L} \end{aligned} \quad (D.26)$$

従って、

$$W = P_0 t_f \frac{1 - e^{-2\tau}}{2\tau} \quad (D.27)$$

第 D.25式と第 D.27式より、全蓄積エネルギーに関しても定加速勾配型加速管、定インピーダンス型加速管とも同じである。

#### D.g 加速管効率 $\eta$

加速管全体に蓄積されているエネルギー  $W$  と、rf 源から加速管に入力した全エネルギーの比を加速管効率  $\eta$  として表す。

$$\eta = \frac{W}{P_0 t_f} \quad (D.28)$$

第 D.27式より、定インピーダンス型加速管、定加速勾配型加速管とも

$$\eta = \frac{(1 - e^{-2\tau})}{2\tau} \quad (D.29)$$

と共通である。

#### D.h エラスタンス $s$

エラスタンスとは、基本モードについての損失パラメータを表すもので、加速電場の二乗と、単位長当たりの蓄積エネルギーの比で表され、

$$s = \frac{E^2}{w} \quad (D.30)$$

第 D.3式の  $r_0/Q = E^2/\omega w$  から、

$$s = w \frac{r_0}{Q} = 4k_0 \quad (D.31)$$

ここで、 $K_0$  は基本モードについての損失パラメータで、 $s$  は周波数  $f$  の二乗に比例する。

以上のように、シャントインピーダンス  $r_0$  と  $Q$  値がディスク穴の口径に依存しないという仮定が成立する範囲では、減衰定数  $\tau$  は定加速勾配型加速管、ならびに定インピーダンス型加速管に対して同一の rf 特性を示すパラメータとなる。この仮定が成立するとき、 $\tau$  が同じ異種の加速管を比べると、加速管入口出口間の rf の減衰、フィリングタイム  $t_f$  や全蓄積エネルギー  $W$  が同じであることを意味している。

### E リニアックのエネルギー利得 (Energy Gain without Beam Loading)

ビーム・ローディングがない場合、すなわち加速する電子ビームが存在せず、ビームと加速管空洞との相互作用がない場合についての、エネルギー利得を考える。極めて弱い電流の電子ビームを加速したときのビーム電子のエネルギー利得は、相互作用が無視できるので、ここで求めるものと一致する。

定加速勾配型加速管 (CG-Structure) における加速電場は、第 D.1式と第 D.20式から  $r_0 = -E_a^2/(dP/dz)$ 、 $dP/dz = -P_0(1 - e^{-2\tau})/L$  であったので、

$$r_0 = \frac{E_a^2}{P_0(1 - e^{-2\tau})/L} \quad (E.1)$$

すなわち

$$E_{aCG} = (P_0 r_0 / L)^{1/2} (1 - e^{-2\tau})^{1/2} \quad (E.2)$$

加速管内のどの場所においても、軸上の電場が同じであるから、エネルギー利得  $V$  は、

$$\begin{aligned} V_{aCG} &= E_a L \\ &= (P_0 r_0 L)^{1/2} (1 - e^{-2\tau})^{1/2} \quad (\text{E.3}) \end{aligned}$$

となる。

一方、定インピーダンス型加速管においては、第 D.13 式、 $E_z = E_0 e^{-e(\omega/2v_g Q)z}$  を加速管全長にわたって積分すると、第 D.10 式より、 $\alpha = \omega/2v_g Q$  で、また  $\tau = \alpha L$  であるので、

$$\begin{aligned} V_{CZ} &= \int_0^L E(z) dz \\ &= E_0 \int_0^L e^{-\alpha z} dz \\ &= E_0 L (1 - e^{-\tau}) / \tau \quad (\text{E.4}) \end{aligned}$$

第 D.1 式より、 $E_0 = [-r_0(dP/dz)]^{1/2}$ 、また第 D.5 式より加速管内では、 $dP/dz = -2\alpha P = -2(\tau/L)P$  であったから、加速管入り口での rf 入力を  $P_0$  とすると、

$$E_0 = (P_0 r_0 L)^{1/2} (2\tau)^{1/2} \quad (\text{E.5})$$

従って、定インピーダンス型加速管のエネルギー利得は、

$$V_{CZ} = (P_0 r_0 L)^{1/2} [(1 - e^{-\tau})(2\tau)^{1/2}] \quad (\text{E.6})$$

となる。

第 E.3 式と第 E.6 式を  $\tau$  についてプロットしたのが、第?? 図である。定加速勾配型加速管 (CG) のエネルギー・ゲインは  $\tau$  の増加につれて 1 に近づくが、定インピーダンス型加速管 (CZ) のエネルギー・ゲインは  $\tau = 1.26$  のとき最大となる。

## F ビーム・ローディングを含んだエネルギー利得

ビームローディング (Beam Loading) の概念は、バンチビームと加速管空洞との相互作用である。バンチが空洞を通過するとき励起する電磁場と空洞内に外部から供給された rf によって発生している電場との重畳によってビームが加速される。ここでは、ビームローディングをパワーの拡散方程式に基づいて考える。バンチビームが加速管に蓄積されている rf エネルギーからエネルギーを貰って加速されると、加速管内に蓄積されているエネルギーが減少し、後続のバンチは減少した加速場の中で加速される。そのため、後続バンチのエネルギー利得は先行バンチに比べて減少する。加速ビームのパルス幅がフィリングタイム  $t_f$  より短いとき、後続バンチのエネルギーは先行バンチに比べて低くなり続ける。これは過渡状態におけるビームローディングである。一方、加速ビームのパルス幅がフィリングタイム  $t_f$  より長いとき、先頭バンチより時間  $t_f$  までのバンチのエネルギーは過渡的に減少するが、時間  $t_f$  以降のバンチのエネルギーは一定とな

る。これはビームが加速管内に蓄積された rf から奪うエネルギーと、続けて入力される rf のエネルギーの収支が平衡する定常状態になるためである。これが定常状態 (Steady State) におけるビーム・ローディングである。

### F.a 定常状態でのビーム・ローディング

ビームが存在しない場合の単位長当たりの rf パワー損失は、第 D.5 式より、

$$dP/dz = -2\alpha P \quad (\text{F.1})$$

ここで、 $\alpha$  は減衰係数 (Attenuation Coefficient) で、 $P$  は加速管内の rf パワー密度であった。

ビームを加速している場合の単位長当たりの rf パワー損失は、加速管壁での消費と、ビームに吸収されるパワー (実際にはビームによって励起される電磁場のパワー) の和となる。

$$dP/dz = (dP/dz)_{\text{wall}} + (dP/dz)_{\text{beam}} \quad (\text{F.2})$$

### F.b 定インピーダンス型 (CZ) 加速管

定インピーダンス型加速管においては、第 F.2 式は、

$$dP/dz = -2\alpha P - iE \quad (\text{F.3})$$

ここで  $E$  は加速管軸上のビーム電子に同期した電場で、 $i$  はビームのピーク電流を表す。第 D.1 式のシャントインピーダンスの定義は、第 D.1 式を用いると、

$$\begin{aligned} r_0 &= -E^2 / (dP/dz) \\ &= \frac{E^2}{2\alpha P} \quad (\text{F.4}) \end{aligned}$$

従って、第 F.4 式より

$$P = \frac{E^2}{2\alpha r_0} \quad (\text{F.5})$$

第 F.5 式より、

$$\frac{dP}{dz} = \frac{E}{\alpha r_0} \frac{dE}{dz} \quad (\text{F.6})$$

第 F.5 式と第 F.6 式を用いて、第 F.3 式は電場についての式に変換される。

$$\begin{aligned} \frac{E}{\alpha r_0} \frac{dE}{dz} &= -\frac{E^2}{r_0} - iE \\ \frac{dE}{dz} &= -\alpha E - i\alpha r_0 \quad (\text{F.7}) \end{aligned}$$

従って、電場  $E$  は、

$$E = E_0 e^{-\alpha z} - i r_0 (1 - e^{-\alpha z}) \quad (\text{F.8})$$

ここで  $E_0$  は加速管入り口での電場である。

ビームローディングを含めたエネルギーゲインは、第 F.8 式を加速管全長にわたって積分すると求められる。

$$\begin{aligned} V &= \int_0^L E dz \\ &= \frac{E_0}{\alpha} (1 - e^{-\alpha L}) - i r_0 L \left(1 - \frac{(1 - e^{-\alpha L})}{\alpha L}\right) \end{aligned} \quad (\text{F.9})$$

定インピーダンス型加速管では、 $\alpha$  は加速管の全長にわたって一定で、減衰定数  $\tau$  は第 D.10 式より、

$$\tau = \alpha L \quad (\text{F.10})$$

であった。そして加速管入り口での電場  $E_0$  は、第 E.5 式より

$$E_0 = \left(\frac{P_0 r_0}{L}\right)^{1/2} (2\tau)^{1/2} \quad (\text{F.11})$$

であった。第 F.10 式と第 F.11 式を第 F.9 式に代入して、

$$V = (P_0 r_0 L)^{1/2} (2\tau)^{1/2} \left(\frac{1 - e^{-\tau}}{\tau}\right) - i r_0 L \left(1 - \frac{(1 - e^{-\tau})}{\tau}\right) \quad (\text{F.12})$$

第 F.12 式の第 1 項がエネルギーゲイン、第 2 項がビームローディングを表す。全長 3 m の定インピーダンス型加速管でのエネルギーゲインとビーム電流の関係を第 14 図に示す。

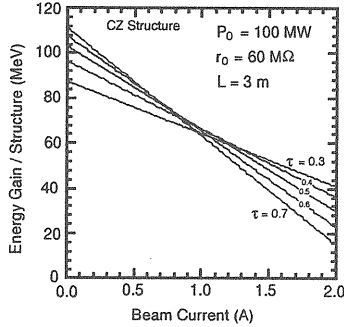


図 14: Beam loading in an S-band constant impedance structure.

第一項と第二項が等しいとき、電流  $i$  は最大となる。その値を  $i_{max}$  とすると、

$$i_{max} = \frac{V_0}{r_0 L \left(1 - \frac{(1 - e^{-\tau})}{\tau}\right)} \quad (\text{F.13})$$

ここで、 $V_0$  はビームローディングのない場合、すなわち電流  $i = 0$  のときのエネルギーゲインを表す。

一方ビームのパワー  $P_b$  は  $iV$  で表されるので、第 F.12 式より、

$$P_b = iV_0 - i^2 r_0 L \left(1 - \frac{(1 - e^{-\tau})}{\tau}\right) \quad (\text{F.14})$$

$P_b$  が最大となる  $i_{pmax}$  は、 $dP_b/di = 0$  のとき、

$$i_{max} = \frac{V_0}{2r_0 L \left(1 - \frac{(1 - e^{-\tau})}{\tau}\right)} \quad (\text{F.15})$$

すなわち、

$$i_{pmax} = \frac{i_{max}}{2} \quad (\text{F.16})$$

となる。

### F.c 定加速勾配型 (CG) 加速管

定加速勾配型加速管においては、加速管の全長にわたって加速電場が  $E_0$  と一定である。そのため第 D.15 式のように

$$\frac{dP}{dz} = -2\alpha(z)P = \text{constant} \quad (\text{F.17})$$

である。今電子ビームによって励起される電場が加速管中をどのように伝播するかを考えると、

$$\frac{dE}{dz} = -\alpha(z)ir_0 \quad (\text{F.18})$$

となる。全長  $L$  の入り口と出口での  $rf$  パワーをそれぞれ、 $P_0$ 、 $P_L$  とすると第 D.17 式より、

$$P = P_0 - (P_0 - P_L) \frac{z}{L} \quad (\text{F.19})$$

第 D.18 式のように、減衰定数  $\tau$  は

$$\frac{P_L}{P_0} = e^{-2\tau} \quad (\text{F.20})$$

と定義され、 $\alpha(z)$  との関係は第 D.9 式のように、

$$\tau = \int_0^L \alpha(z) dz \quad (\text{F.21})$$

であった。

従って、第 F.20 式は、第 F.21 式を用いると、

$$e^{-2\tau} = e^{-2 \int_0^L \alpha(z) dz} = \frac{P_L}{P_0} \quad (\text{F.22})$$

となり、これより  $\alpha(z)$  が求められる。

$$\alpha(z) = \frac{P_0 - P_L}{2L} \frac{1}{P_0 - (P_0 - P_L) \frac{z}{L}} \quad (\text{F.23})$$

または



$$\alpha(z) = \frac{1 - e^{-2\tau}}{2L \left\{ 1 - (1 - e^{-2\tau}) \frac{z}{L} \right\}} \quad (\text{F.24})$$

となる。

一方、 $\alpha(z)$  に関しては群速度からも求められる。定加速勾配型加速管の群速度  $v_g(z)$  は第 D.22式より、

$$v_g(z) = \frac{\omega L}{Q} \frac{1 - (1 - e^{-2\tau}) \frac{z}{L}}{(1 - e^{-2\tau})} \quad (\text{F.25})$$

であった。第 D.4式に示されるように、 $v_g$  と  $\alpha$  との関係は

$$v_g = \frac{-\omega P}{Q dP/dz} \quad (\text{F.26})$$

で、 $dP/dz = -2\alpha P$  であったから、

$$v_g(z) = \frac{\omega}{2Q\alpha(z)} \quad (\text{F.27})$$

となる。第 F.27式を第 F.25式に代入すると、

$$\alpha(z) = \frac{1 - e^{-2\tau}}{2L \{ 1 - (1 - e^{-2\tau}) z/L \}} \quad (\text{F.28})$$

第 D.18式での  $P_0$  と  $P_L$  の関係

$$P_L = P_0 e^{-2\tau} \quad (\text{F.29})$$

より、第 F.28式は

$$\alpha(z) = \frac{P_0 - P_L}{2L \{ P_0 - (P_0 - P_L) z/L \}} \quad (\text{F.30})$$

と第 F.24式と同様な結果が得られる。

加速管の入り口での電場を  $E_0$  とすると、第 F.18式より、 $z$  における電場が求められる。

$$E(z) = E_0 - ir_0 \int_0^z \alpha(z') dz' \quad (\text{F.31})$$

ここで第 F.25式、ならびに第 F.28式を用いると、

$$\begin{aligned} \int_0^z \alpha(z') dz' &= \frac{1 - e^{-2\tau}}{2L} \int_0^z \frac{dz'}{1 - (1 - e^{-2\tau}) z'/L} \\ &= -\frac{1}{2} \ln \left\{ 1 - (1 - e^{-2\tau}) z/L \right\} \quad (\text{F.32}) \end{aligned}$$

ビームローディングを含めたエネルギーゲイン  $V$  は、

$$\begin{aligned} V &= \int_0^L E dz \\ &= E_0 L + \frac{1}{2} ir_0 \int_0^L \int_0^z \alpha(z') dz' dz \\ &= E_0 L - \frac{1}{2} ir_0 L \left( 1 - \frac{2\tau e^{-2\tau}}{1 - e^{-2\tau}} \right) \quad (\text{F.33}) \end{aligned}$$

全長 3 m の定加速勾配型加速管でのエネルギーゲインとビーム電流の関係を示す。プリインジェクターの加速管の  $\tau$  は、ATF リニアックと同じく 0.57 を採用する予定である。

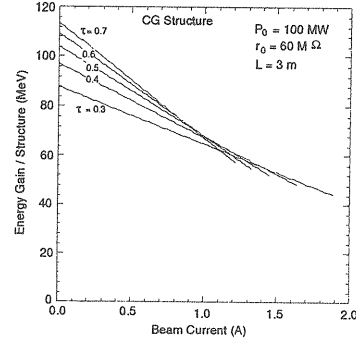


図 15: Beam loading in an S-band constant gradient structure.

ビームローディングのない場合のエネルギーゲイン  $V_0 = E_0 L$  は、第 D.20式、

$$r_0 = -E_0^2 / dP/dz \quad (\text{F.34})$$

と、第 D.20式

$$dP/dz = -P_0(1 - e^{-2\tau})/L \quad (\text{F.35})$$

と、第 E.2式

$$E_0 = \left\{ \frac{P_0 r_0 (1 - e^{-2\tau})}{L} \right\}^{1/2} \quad (\text{F.36})$$

から、第 E.3式と同様

$$V_0 = E_0 L = (P_0 r_0 L)^{1/2} (1 - e^{-2\tau})^{1/2} \quad (\text{F.37})$$

が求められる。したがって、第 F.33式は、

$$V_{CG} = (P_0 r_0 L)^{1/2} (1 - e^{-2\tau})^{1/2} - \frac{ir_0 L}{2} \left( 1 - \frac{2\tau e^{-2\tau}}{1 - e^{-2\tau}} \right) \quad (\text{F.38})$$

ビームパワー  $P_b$  が最大となる  $P_{pmax}$  は、定インピーダンス型加速管と同様にして求められ、

$$i_{pmax} = \frac{V_0}{r_0 L \left( 1 - \frac{2\tau e^{-2\tau}}{1 - e^{-2\tau}} \right)} \quad (\text{F.39})$$

同様に

$$i_{pmax} = \frac{i_{max}}{2} \quad (\text{F.40})$$

となる。

## G 過渡的ビームローディング

マルチバンチをリニアックで加速するとき、後続バンチになるにつれ、先行バンチが加速管内に残っていた電磁場の影響を受けて、加速ビーム方向(Longitudinal) 不のポテンシャルが大となり、減速される。加速場とウェーク場が独立であるので、加速管からでてくる後続バンチになるほどエネルギーが低下する。これが過渡的ビームローディングである。

ビームが存在する場合、加速管に沿っての単位長当たりの rf パワーの損失は、

$$\frac{dP}{dz} = \left( \frac{dP}{dz} \right)_{\text{wall}} + \left( \frac{dP}{dz} \right)_{\text{beam}} \quad (\text{G.1})$$

すなわち、加速管壁とビームへの損失の和で表され、

$$\frac{dP}{dz} = -2\alpha(z)P(z,t) - i(t)E(z,t) \quad (\text{G.2})$$

ここで、 $E(z,t)$  は、加速管軸上  $(z,t)$  における電場である。 $z$  に関する全微分をとると、

$$\frac{dP(z,t)}{dz} = \frac{\partial P(z,t)}{\partial z} + \frac{\partial P(z,t)}{\partial t} \frac{dt}{dz} \quad (\text{G.3})$$

また、

$$\frac{dt}{dz} = \frac{1}{v_g(z)} \quad (\text{G.4})$$

であるので、第 G.2式と第 G.3式から

$$\frac{\partial P(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v_g(z)} \frac{\partial P(z,t)}{\partial t} = -2\alpha(z)P(z,t) - i(t)E(z,t) \quad (\text{G.5})$$

が求められる。

### G.a 定加速勾配型加速管における過渡ビームローディング

定加速勾配型加速管においては、加速管の全長にわたって加速電場  $E_0$  が一定となるよ、 $\alpha(z)$  が加速管にそって変化しており、

$$\tau = \int_0^L \alpha(z) dz \quad (\text{G.6})$$

であった。ここで、単位長当たりのシャントインピーダンス  $r_0$  が加速管に沿って変化しないと仮定すると、第 G.5式は電場の式に変換でき、

$$\frac{\partial E(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v_g(z)} \frac{\partial E(z,t)}{\partial t} + \left\{ \alpha(z) - \frac{1}{2\alpha(z)} \frac{d\alpha}{dz} \right\} E(z,t) = -\alpha(z)r_0 i(t) \quad (\text{G.7})$$

ここで、時間に関する Laplace 変換を行うと、

$$\frac{\partial E(z,s)}{\partial z} + \left\{ \frac{s}{v_g(z)} + \alpha(z) - \frac{1}{2\alpha(z)} \frac{d\alpha(z)}{dz} \right\} E(z,s) = -r_0 \alpha(z) i(s) \quad (\text{G.8})$$

が得られる。

定加速勾配型加速管の減衰係数  $\alpha$  に関しては、第 D.14式、第 D.20式より、

$$\frac{dP(z,t)}{dz} = -2\alpha(z)P(z) = -P_0 \frac{(1 - e^{-2\tau})}{L} \quad (\text{G.9})$$

であった。また第 D.19式の

$$P(z) = P_0 \left\{ 1 - \frac{(1 - e^{-2\tau})z}{L} \right\} \quad (\text{G.10})$$

を第 G.9式に代入して、 $z$  に関して微分すると、

$$\frac{d\alpha(z)}{dz} = 2\alpha^2(z) \quad (\text{G.11})$$

となり、これを第 G.8式に代入すると、

$$E(z,s) = E(0,s)e^{-stz} - e^{-stz} r_0 i(s) \int_0^z e^{stz} \alpha(z) dz \quad (\text{G.12})$$

ここで、 $t_z$  は 0 から  $z$  まで rf が伝播するのに要する時間で、第 D.5式より

$$dt_z = \frac{1}{v_g(z)} dz = \frac{2Q\alpha(z)}{\omega} dz \quad (\text{G.13})$$

これを用いると、第 G.12式は、

$$E(z,s) = E(0,s)e^{-stz} - \frac{\omega r_0 i(s)}{2sQ} (1 - e^{-stz}) \quad (\text{G.14})$$

全長  $L$  の加速管を通過する電子のエネルギーゲイン  $V(t)$  は、

$$V(t) = \int_0^L E(z, t) dz \quad (\text{G.15})$$

で、この Laplace 変換は、

$$V(s) = \int_0^L E(z, s) dz \quad (\text{G.16})$$

である。さて、 $z$  と  $t_z$  の関係は、第 D.22 式より、

$$\begin{aligned} t_z &= \int_0^z \frac{1}{v_g(z)} dz \\ &= \int_0^z \frac{Q(1 - e^{-2\tau})}{\omega L \left\{ 1 - (1 - e^{-2\tau}) \frac{z}{L} \right\}} dz \\ &= -\frac{Q}{\omega} \ln \left\{ 1 - \frac{(1 - e^{-2\tau})z}{L} \right\} \end{aligned} \quad (\text{G.17})$$

であるので、

$$z = \frac{1 - e^{-\omega t_z / Q}}{1 - e^{-2\tau}} L \quad (\text{G.18})$$

$$dz = \frac{\omega L}{Q} \frac{e^{-\omega t_z / Q}}{(1 - e^{-2\tau})} dt_z \quad (\text{G.19})$$

第 D.23 式より  $t_z(L) = t_f = 2Q\tau/\omega$  であった。従って、第 G.16 式は、

$$\begin{aligned} V(s) &= \frac{\omega L E(0, s)}{Q(1 - e^{-2\tau})(s + \omega/Q)} \left\{ 1 - e^{-(s + \omega/Q)t_f} \right\} \\ &- \frac{\omega r_0 i_0 Li(s)}{2Q(1 - e^{-2\tau})s} \\ &\times \left\{ 1 - e^{-(\omega/Q)t_f} - \frac{\omega(1 - e^{-(s + \omega/Q)t_f})}{Q(s + \omega/Q)} \right\} \end{aligned} \quad (\text{G.20})$$

ここで、ステップ関数  $U(t)$  の  $rf$  を加速管に入力するとし、時間  $t_i$  後にステップ関数のビームを加速管に入射するとする。加速管内の電場  $E(0, t)$  とビーム電流  $i(t)$  は、

$$E(0, t) = E_0 U(t) \quad (\text{G.21})$$

$$i(t) = i_0 U(t - t_i) \quad (\text{G.22})$$

第 G.21 式と第 G.22 式の両式の Laplace 変換は

$$E(0, s) = E_0/s \quad (\text{G.23})$$

$$i(s) = (i_0/s)e^{-st_i} \quad (\text{G.24})$$

第 G.14 式は、

$$E(z, s) = \frac{E_0}{s} e^{-st_z} - \frac{\omega r_0 i_0}{2Q} \left\{ \frac{e^{-st_i}}{s^2} - \frac{e^{-s(t_i + t_z)}}{s^2} \right\} \quad (\text{G.25})$$

第 G.20 式は、

$$\begin{aligned} V(s) &= \frac{\omega L E_0}{Q(1 - e^{-2\tau})(s + \omega/Q)s} \left\{ 1 - e^{-2\tau} e^{-st_f} \right\} \\ &- \frac{\omega r_0 L e^{-st_i}}{2Qs^2} \\ &\times \left\{ 1 - \frac{\omega}{Q(1 - e^{-2\tau})(s + \omega/Q)} (1 - e^{-2\tau} e^{-st_f}) \right\} \end{aligned} \quad (\text{G.26})$$

逆変換によって、

$$\begin{aligned} E(z, t) &= E_0 U(t - t_z) \\ &- \frac{\omega r_0 i_0}{2Q} \left\{ (t - t_i) U(t - t_i) \right. \\ &\left. + (t - t_i - t_z) U(t - t_i) \right\} \end{aligned} \quad (\text{G.27})$$

$$\begin{aligned} V(t) &= \frac{E_0 L \{ 1 - e^{-(\omega/Q)t} \}}{1 - e^{-2\tau}} U(t) \\ &- \frac{E_0 L e^{-2\tau}}{1 - e^{-2\tau}} \left\{ 1 - e^{-(\omega/Q)(t - t_f)} \right\} U(t - t_f) \\ &+ \frac{r_0 i_0 L}{2} \left\{ \frac{\omega e^{-2\tau}}{Q(1 - e^{-2\tau})} (t - t_i) \right. \\ &- \left. \frac{1 - e^{-(\omega/Q)(t - t_i)}}{(1 - e^{-2\tau})} \right\} U(t - t_i) \\ &- \frac{r_0 i_0 L}{2} \left\{ \frac{\omega e^{-2\tau}}{Q(1 - e^{-2\tau})} (t - t_i - t_f) \right. \\ &- \left. \frac{e^{-2\tau} \left\{ 1 - \frac{\omega}{Q} (t - t_i - t_f) \right\}}{(1 - e^{-2\tau})} \right\} \\ &\times U(t - t_i - t_f) \end{aligned} \quad (\text{G.28})$$

加速管にステップ関数の  $rf$  を入力してから  $t_f$  後には、加速管に  $rf$  パワーが充満する。このとき、ビームを入射すると、 $t_i = t_f$  であるので、

( $0 \leq t \leq t_f$ ),

$$V(t) = \frac{E_0 L (1 - e^{-(\omega/Q)t})}{1 - e^{-2\tau}} \quad (\text{G.29})$$

ここで第 E.5式より、 $E_0 = (P_0 r_0 / L)^{1/2} (1 - e^{-2\tau})^{1/2}$  であったから、また第 D.23式より、 $t_f = 2Q\tau/\omega$  であるので、第 G.29式は、

( $0 \leq t \leq t_f$ ),

$$V(t) = \frac{(P_0 r_0 L)^{1/2}}{(1 - e^{-2\tau})^{1/2}} \left\{ 1 - e^{-2\tau(t/t_f)} \right\} \quad (\text{G.30})$$

ここで、 $t = t_f$  を第 G.30式に代入すると、

( $t = t_f$ ),

$$V(t_f) = (P_0 r_0 L)^{1/2} (1 - e^{-2\tau})^{1/2} \quad (\text{G.31})$$

となり、第 E.3式での定加速勾配型加速管のエネルギー利得  $V_{CG}$  と一致する。

さて、ビームが  $t_i = t_f$  で入射されると、 $t_f \leq t \leq 2t_f$  間では過渡的ビームローディングとなる。第 G.28式より、

( $t_f \leq t \leq 2t_f$ ),

$$V(t) = E_0 L + \frac{r_0 i_0 L}{2} \left\{ \frac{\omega}{Q} \frac{e^{-2\tau}}{1 - e^{-2\tau}} t - \frac{1 - e^{-\omega t/Q}}{1 - e^{-2\tau}} \right\} \quad (\text{G.32})$$

ここで第 E.5式より、 $E_0 = (P_0 r_0 / L)^{1/2} (1 - e^{-2\tau})^{1/2}$  であったから、また第 D.23式より、 $t_f = 2(1 - e^{-2\tau})^{1/2}$  であったから、また第 G.32式は、

( $t_f \leq t \leq 2t_f$ ),

$$V(t) = (P_0 r_0 L)^{1/2} (1 - e^{-2\tau})^{1/2} + \frac{r_0 i_0 L}{2} \left\{ \frac{2\tau e^{-2\tau}}{1 - e^{-2\tau}} \frac{(t - t_f)}{t_f} - \frac{1 - e^{-2\tau(t-t_f)/t_f}}{1 - e^{-2\tau}} \right\} \quad (\text{G.33})$$

さて、 $2t_f \leq t$  においては、第 G.28式は、

$$V(t) = E_0 L - \frac{r_0 i_0 L}{2} \left\{ 1 - \frac{2\tau e^{-2\tau}}{1 - e^{-2\tau}} \right\}$$

$$= (P_0 r_0 L)^{1/2} (1 - e^{-2\tau})^{1/2} - \frac{r_0 i_0 L}{2} \left( 1 - \frac{2\tau e^{-2\tau}}{1 - e^{-2\tau}} \right) \quad (\text{G.34})$$

すなわち、ビームが入射されてから  $t_f$  後は定常ビームローディングになり、第 F.38式と一致する。

ここで、第 G.30式、第 G.33式、第 G.34式から、 $0 \leq t \leq 3t_f$  間での  $V(t)$  を、 $V_0$  で規格化して第 16図にプロットしてみる。

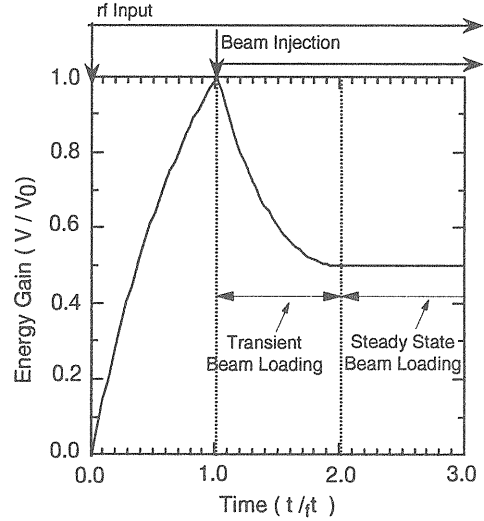


図 16: Transient beam loading.

ビームエネルギーは、入射後  $t_f$  の間、過渡的にエネルギーが減衰し、その後定常状態に入る。

## REFERENCES

- [1] "JLC-I", KEK Report 92-16, Dec. 1992 A/H/M.
- [2] K. Yokoya, "Electron Energy Spectrum and Maximum Disruption Angle under Multi-Photon Beamstrahlung", SLAC-PUB-4935, March 1989.
- [3] K. Oide, Phy. Rev. Letter, 61, 1988, PP. 1713.
- [4] "ATF Accelerator Test Facility — Design and Study Report", 1995.

# 偏極電子源

名古屋大学理学部 中西 彊

## § 1 はじめに

ヒッグスや超対称性粒子の探索を目指す  $e^+e^-$  ニアークライダー (LC-1) のエネルギー領域では、素粒子反応の起こる頻度は  $e^-$  ビームの持つ (スピンの向き) に強く依存する。なぜなら基本粒子の性格を規定するのにスピンは本質的な役割を持っており、例えばニュートリノはスピンの向きが (左巻き) のものしか実在せず、逆に反ニュートリノは (右巻き) のものしか実在しない。電子は質量を持つために両方の電子が存在しうるが、標準モデルでは (左巻き電子) は SU(2) 群の 2 重項へ (右巻き電子) は 1 重項へと別々に分類することによりこの違いを明らかにしている。したがって、LC-1 における偏極  $e^-$  ビームの使用は、興味ありかつ重要なデータを探るためには不可欠な手段としてその活躍が期待されている。[1]

ここ数年来、名大グループは高エ研と共同で偏極電子源の開発を追求してきた。本稿ではこの経験をもとに、まず「半導体フォトカソード型偏極電子源」を可能にしている“半導体の基本的な性質”の説明を行ない、つぎに LC-1 の偏極電子源を作るうえでの重要な“技術的課題”について説明したい。偏極電子ビームを生成するには、半導体/レーザー/超高真空/表面などの技術から始めて、高エネルギー入射加速器の技術にいたるまでの最先端技術の組み合わせが必要である。その意味からも多くの人に興味をもっていただき、もし可能ならば共同研究に加わって頂ければ幸いである。

## § 2 半導体フォトカソード型 - 偏極電子源

この電子源を成立させているものに、光学励起法、半導体のバンド構造、負の親和性 (NEA: Negative Electron Affinity) 表面などの利用があり、図-1 にその様子を示してある。[2, 3] これらの基本要素がいかに巧く組み合わせられて偏極電子ビームの生成を可能にしているかを以下に説明したい。

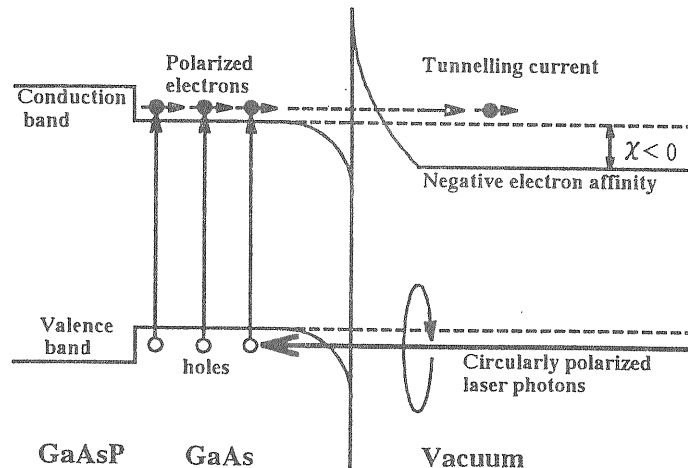


図-1 GaAsP型スピン偏極電子源による偏極電子ビームの生成

① なぜ、フォトカソードを用いるか

我々が開発中の偏極電子源の第一の特徴は「レーザー光を照射して固体から電子を引き出すフォトカソード」を用いる点にある。この型の利点は「パルスレーザー光の時間構造が電子ビームの時間構造に直接的に反映させる」点であり、リニアークライダのような超短パルスやマルチバンチの電子ビーム構造を作るのに適している。

② なぜ、半導体フォトカソードか

その一方で「フォトカソードでどこまで高いピーク電流が得られるか」という課題があり、この課題に関係する物理量としては「量子効率」と「空間あるいは固体表面での電流・電荷の上限」がある。まず量子効率について取り上げ、電流制限については後の§5に説明する。

フォトカソードの量子効率という観点から金属と半導体を比較してみると半導体が格段に有利である。それは光を吸収した電子が真空中に出られる確率に大きな差があるからである。金属の場合は伝導帯に励起された電子がやはり伝導帯にある他の電子と衝突するたびに約半分のエネルギーを失い、すぐにもはや表面のポテンシャル壁を飛び越えるエネルギーを持ってなくなる。換言すれば、「金属表面で励起され、1度も衝突を起こさない電子のみが真空中に出られる」わけだが、その割合は励起された電子の～1万分の1にすぎない。これに対して半導体の伝導帯には他の電子はほとんど存在せず、電子はフォノンと衝突してのみエネルギーを失う。そして1回の衝突で失うエネルギーは最初エネルギーの～百分の1にすぎない。したがって半導体では励起された電子の大部分が真空中に飛び出す可能性を持つのである。これが半導体フォトカソードが高い量子効率をもてる理由である。なおこの様子は図-2に示されている。[4]

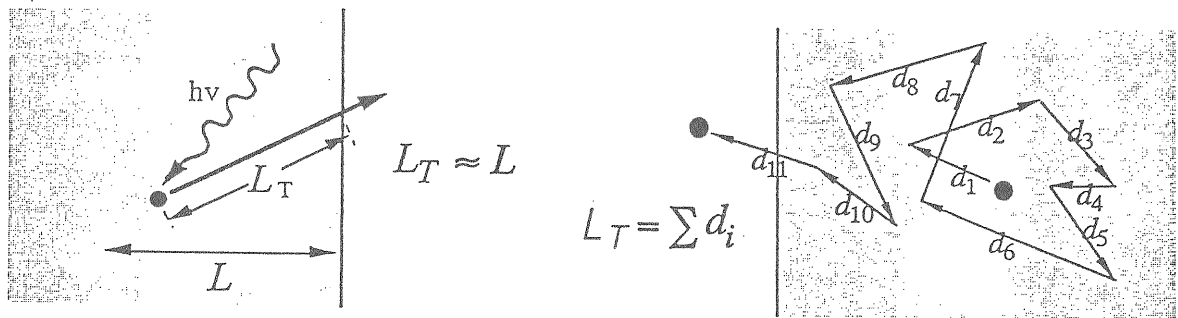


図-2 金属フォトカソード(A)と半導体フォトカソード(B)の比較

③ なぜ、GaAs型半導体を使うか

GaAsあるいは類似の半導体が使われる理由は2つある。1つはGaAsのバンド構造が図-3のようになっており、光励起された電子を偏極させるのに都合の良い構造を持っているからである。

良く知られているように、GaAsの価電子帯は $|p\rangle$ 状態であり、伝導帯は $|s\rangle$ 状態である。この軌道角運動量にスピン角運動量( $1/2\hbar$ )を加えて、価電子帯にある電子の状態は $|J=3/2, J_z\rangle$ と $|J=1/2, J_z\rangle$ の状態が可能である。このとき、 $|3/2\rangle$ と $|1/2\rangle$ のエネルギーレベルは、スピン・軌道相互作用により分離しているが、それぞれが( $J_z$ の許される値だけ)持っている4ケと2ケのサブ・バンドのエネルギーレベルは縮退している。

このとき、 $|3/2\rangle$ 状態のみが伝導帯に励起でき、 $|1/2\rangle$ 状態は励起できないようなエ

エネルギー(波長)を持つ光, 例えば〈右巻き円偏光〉をGaAsに照射すると,  $|3/2\rangle$ 状態の中で $|3/2, -3/2\rangle$ と $|3/2, -1/2\rangle$ の2つのサブ・バンドにいる電子のみが, 光を吸収して伝導帯に上がることができる。このような選択則が働くのは角運動量の保存則のせいである。さて $|J_z = -3/2\rangle$ と $|J_z = -1/2\rangle$ 状態の電子のスピンの注目すると前者は〈左巻き〉, 後者は〈右巻き〉の電子が光を吸収しており, しかもそれぞれの状態が光を吸収する確率は3:1である。これらは全角運動量で表現された状態を軌道とスピン角運動量の固有状態の積に分解してみればたどころに理解できる。3:1は2つの状態に分解したときに現われるC-L(クレブシュ-ゴルダン)係数の比であり, これを電子偏極度に翻訳すると,  $P = -(3-1)/(3+1) = -0.5$ となる。ここでマイナスは電子スピンの平均として〈左巻き〉であることを意味する。逆に〈左巻き円偏光〉を使えば偏極度は〈右巻き〉で,  $P = +0.5$ となる。

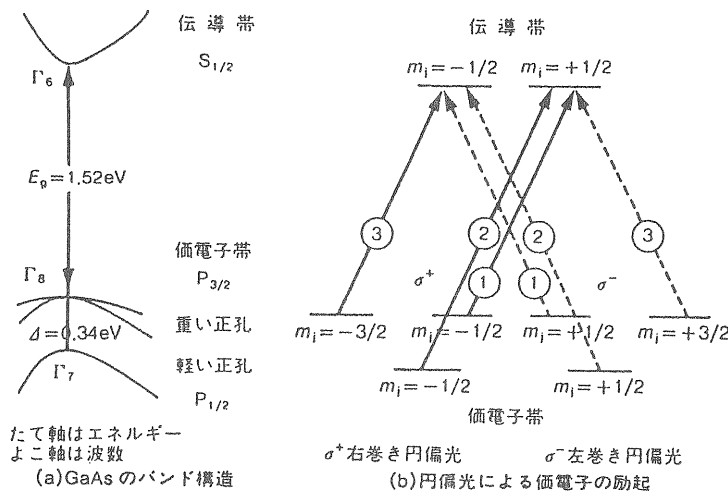


図-3 GaAsのバンド構造と伝導帯へ励起された電子の偏極度

以上の説明はつぎのように要約できる。[2, 3]

- ・ 電子スピンの偏極するのは, 特定のスピンの状態にある電子のみが指定された円偏光を吸収できるからであり, 光が電子スピンの直接働いてスピンを整列させているのではない。可視光領域では, 電気的二重極(E1)吸収に較べて磁気的二重極(M1)吸収は無視できるほど小さいから後者による偏極は不可能である。
- ・ レーザー光の円偏光・極性を変えることにより電子スピンの極性も変わる。すなわち, 系統的誤差を打ち消し微小な非対称度の測定を可能にする。これはフォトカソード型偏極電子源の大きな利点である。
- ・ GaAsでは最大偏極度に「50%の壁」がある。この壁はGaAsの $|3/2\rangle$ 状態が4重に縮退しており, 〈左巻き電子〉のみならず〈右巻き電子〉をも励起してしまうことに起因する。もしこの縮退が解けた半導体を用いれば原理的には100%に近い偏極度が得られるはずである。(この壁は我々が開発した「歪みGaAs」及び「GaAs/AlGaAs超格子」によって突破されたが, それは後に説明する。[3])

#### ④ なぜ, NEA表面が必要か

電子親和性は仕事関数の親類のような量である。すなわち, 仕事関数が電子が詰まっているバンドのエネルギー最高点から測った真空レベルの高さなのに対して, 電子親和性は伝導帯の底から測った真空レベルの高さなのである。NEAとはこの親和性が負の値になる(特殊な)状態であり, 価電子帯から伝導帯に励起された電子は, 例えフォノンとの衝突によってすべてのエネルギーを失って価電子帯の底に落ちても, 表面にさえドリフトしてくれば真空に飛び出せることを意味する。[4, 5]

これは偏極電子源にとって2つの重要な性能を保証する基盤になっている。

1つ目は「高い偏極度」である。[3] ③に説明したように、高い偏極度を得るためには、本来は縮退しているエネルギーレベルを僅かに(数10 meV)分離させ上のレベルにある電子だけを励起する必要がある。したがってここで使えるレーザー波長はバンド間遷移に相当する“しきい”エネルギーに対応する波長であり、励起された電子にはもともと余分のエネルギーは与えられなくて伝導帯の底にいるしかないのである。

2つ目が「高い量子効率」の保証である。[4] 電子が光を吸収して伝導帯にあがり、さらにフォノンとの衝突を繰り返しながら表面に拡散してくる様子を図-4に示してある。これでわかるように、量子効率は主には3つの確率の積=「電子の光の吸収確率」×「電子が表面まで拡散できる確率」×「電子が表面から真空へ飛び出せる確率」で与えられる。ここで正孔との再結合は無視できる仮定している。1番目の確率については後にふれるが、2番目の確率はすでに②に挙げた理由でほとんど1に近くできる。すなわち伝導帯の底に励起された電子は、表面の不純物に捕獲されたり、途中で“自分のぬけがら”である正孔(ホール)と再結合しないかぎり表面に辿りつく。そして3番目の確率がNEA効果によって高く(実用的には $\leq 0.3$ )できる。もし正の親和性(PNA)だと真空に飛び出すのに余分のエネルギーが必要となり、大部分の電子は結晶内に閉じ込められる。まさにNEA表面が半導体フォトカソードの高い量子効率、GaAs(バルク)で(5~10)%, を可能にしているのである。

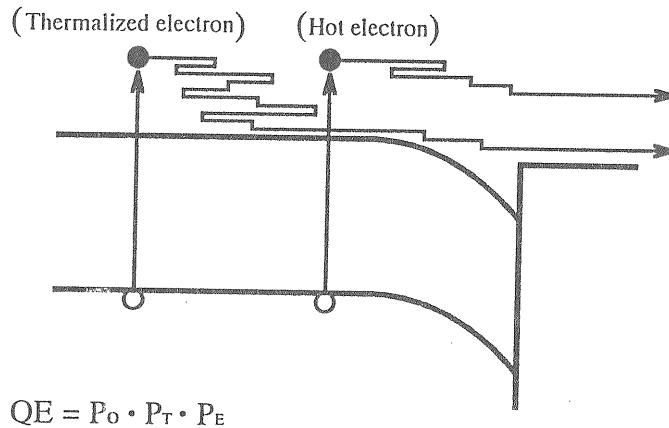


図-4 NEA半導体フォトカソードからの偏極電子ビームの取りだし

以上でNEA表面こそが我々の偏極電子源において“NEA魔術(マジック)”と呼びたいほどの役割を演じていることがわかった。事実、偏極電子ビームが高エネルギーや物性の実験に使えるようになったのは「NEA利用の偏極電子源」が発明され高いピーク電流を提供できたおかげである。さて、ここまでの話しは“NEA表面!! プラボー”であった。けれど、あくまでそれは“NEAの原理は素晴らしい”である。“NEA表面は技術的には大変だよ”という話しを§4において説明したい。

### §3 高エネルギー加速器が求める偏極電子ビーム

— ほぼ解決された課題 —

高エネルギー実験に必要な性能としては、高い偏極度、高い量子効率、高いピーク電流、長い寿命、小さなビームエミッタンス、などがある。このうち、前の2点については我々の作製した偏極電子源1号機を用いて研究も進み、性能を向上させることができた。ここにはアイデアとそれによる改善の結果、なお残る課題などについて、我々の経験を中心に簡単に概観する。



① 高い偏極度はいかにして達成されたか

偏極度に関しては、1970年代のなかばに「GaAs型偏極電子源」が発明されて以来いわゆる「50%の壁」を突破する試みが続けられたが成功しなかった。しかし、1991年になって、GaAsに替わる3つの新素材である「歪みGaAs」、「GaAs/AlGaAs超格子」及び「歪みInGaAsP」によってこの壁を大きく突破することに成功した。[3] それぞれのフォトカソードに得られた偏極度は86%、72%、71%であり、前の2つが日本グループの結果、3番目の結果がSLACで得られたものである。これらはいずれも図-5に示すように、価電子帯の $|3/2\rangle$ 状態の縮退を、格子構造を歪ませたり、格子の周期構造を用いることによって解き、 $|3/2, \pm 3/2\rangle$ 状態のみを励起して、理想的には100%の偏極度を得ることを目指したものである。

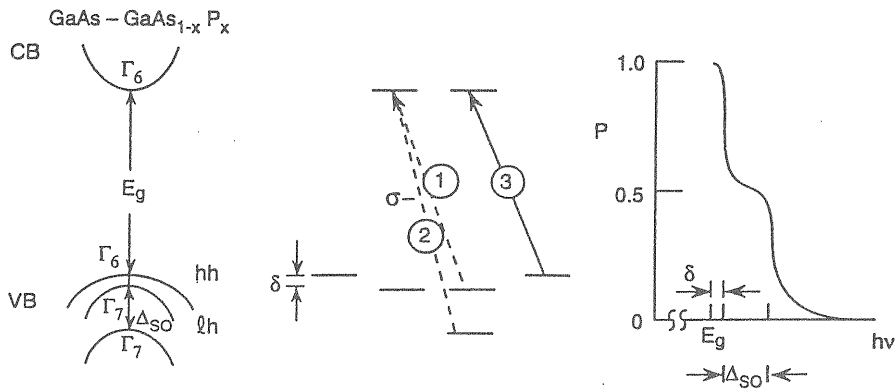


図-5 価電子帯サブ状態のエネルギー縮退の解除と高い偏極度の実現

こうして縮退が解けると4つのサブ状態は $|3/2, 3/2\rangle$ 、 $|3/2, -3/2\rangle$ と $|3/2, 1/2\rangle$ 、 $|3/2, -1/2\rangle$ の2つのグループに分離し、前者は「重い正孔」、後者は「軽い正孔」と呼ばれる。我々のフォトカソードでは「重い正孔」のエネルギーレベルが高くなり、この状態にある電子のみを伝導帯へ励起して高い偏極度を得ている。図-6に「歪みGaAs」カソードの場合の偏極度と量子効率のレーザー波長依存性を示してある。[3]

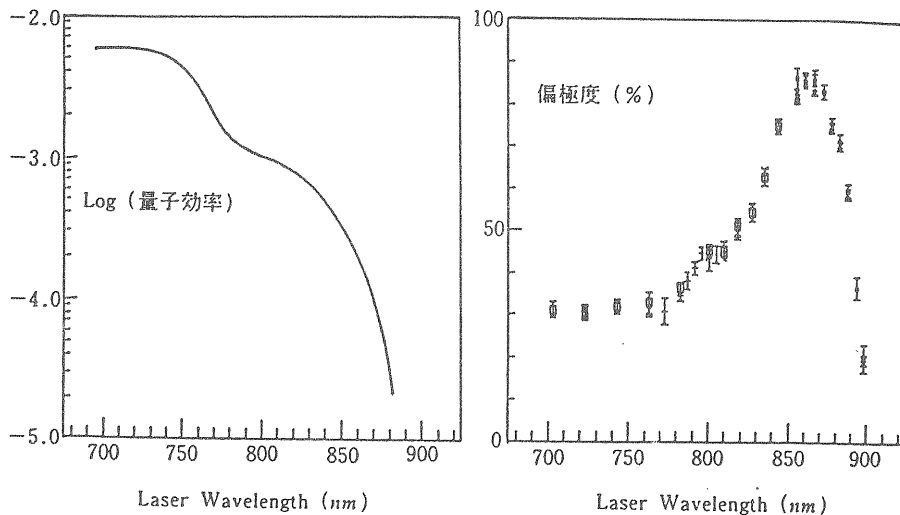


図-6 「歪みGaAs」カソードの量子効率と偏極度のレーザー波長依存性

最後に、我々が最近開発した「歪み超格子」も含めて、従来開発されたフォトカソードの性能について表-1にまとめておく。

これから明らかのように今日では90%近くの偏極度を得る目標はすでに達成されている。振り返ってみれば偏極度の向上は研究目標としては的を絞りがやすかったと言える。なぜなら偏極度は素材として選ぶ半導体のバンド構造にほぼ支配されており、言い換えればフォトカソードが開発の中心であり、設計・試作とそれに続く性能(偏極度, 量子効率)測定によってほぼ一意的な結論を引き出したからである。そしてつぎの課題はこの高い偏極度を高い量子効率や長い寿命と両立させるフォトカソードの開発に移ることになる。

Photocathode	Thickness	Quantum Efficiency	Polarization	Institute
Bulk GaAs	~1.0 $\mu\text{m}$	~5 %	~30 %	ETH (1976)
GaAsP		~1 %	~40 %	Mainz (1982)
Thin GaAs	~0.3 $\mu\text{m}$	~0.3 %	~45 %	SLAC (1988)
Strained InGaAs	~0.1 $\mu\text{m}$	~0.01 %	~70 %	SLAC (1991)
Strained GaAs	~0.1 $\mu\text{m}$	~0.1 %	~85 %	Nagoya (1991)
Strained GaAs with DBR	~0.1 $\mu\text{m}$	~1 %	~85 %	Nagoya (1993)
Strained InGaAsP	~0.1 $\mu\text{m}$	~0.05 %	~60 %	Novosibirsk (1993)
Superlattice	~0.1 $\mu\text{m}$	~0.1 %	~75 %	KEK / Nagoya (1991)
Modulated Doping Superlattice	~0.1 $\mu\text{m}$	~1 %	~70 %	KEK / Nagoya (1992)
Strained-Layer Superlattice	~0.1 $\mu\text{m}$	~0.02 %	~83 %	KEK / Nagoya (1994)

表-1 従来から現在に至る半導体フォトカソードの性能の向上

② 高い量子効率はいかに達成されたか  
- 光吸収効率の改善 -

我々が目標とするのは「高偏極度フォトカソードの量子効率の向上」である。なぜなら新しいフォトカソードは、§1の②, ④で説明した高い量子効率を保証した条件のうちの2つを犠牲にせざるを得ないからである。1つ目は新しいフォトカソードには厚みの制限がつき、いずれも0.1  $\mu\text{m}$ ほどの厚みを使用している。格子不整合により歪ませたGaAsには余り厚くすると歪みが緩和してしまう問題があり、超格子には内部でのスピン減偏極の問題が生ずるからである。光学的には~1  $\mu\text{m}$ ある吸収長がこのような理由で~0.1  $\mu\text{m}$ にせざるを得ないわけである。2つ目は、これも高い偏極度を得るために「重い正孔」のみを励起できるバンド間ぎりぎりの遷移を使うが、バンド端の状態密度が低いがゆえに光の吸収確率が落ちるのである。その結果、得られる量子効率は、GaAs(バルク)に較べてかなり見劣りする値(~0.1%)となってしまう。

[共鳴吸収]

これを改善するアイデアが「光空洞による共鳴吸収」の利用である。[6] この原理はシンプルで多層膜とカソード表面で反射鏡を構成させ、完全ではないが光を閉じ込めて、いわばカソードの“有効厚み”を増やして吸収率を上げるのである。図-

7には実際に「歪みGaAs」に応用した場合のカソードの構造も示してあるが、これによって量子効率を約10倍に改善することができている。ただしこの手法は共鳴を使うのでカソード結晶の各層の厚みを充分精確に制御しないと共鳴波長がずれてしまう。現在の試作したものは数mmφのレーザー径なら問題ないが、例えば1cmφ以上のレーザー径を用いる場合は、より高い性能の半導体・作製装置を使う必要がある。

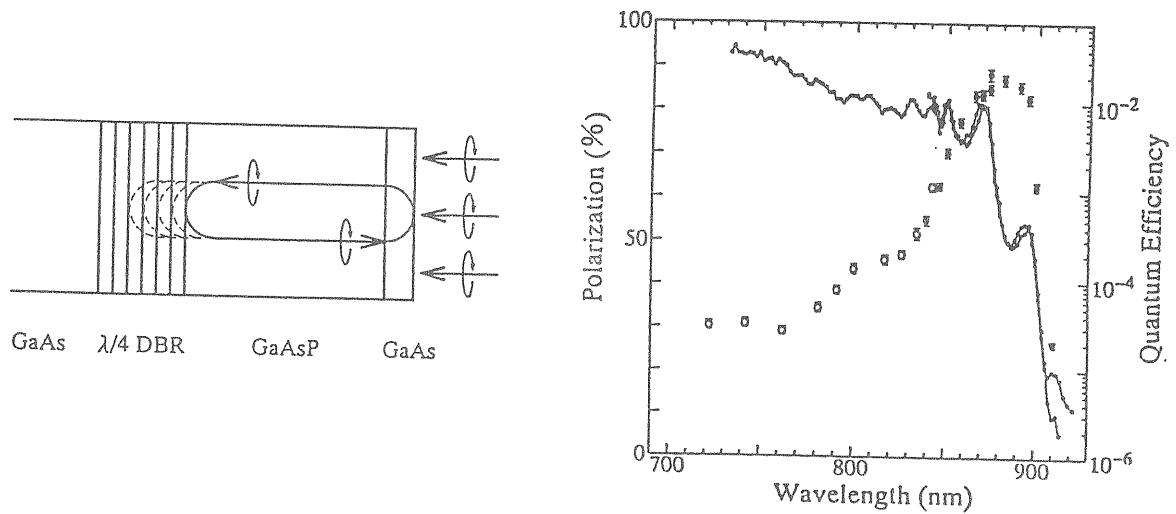


図-7 “共鳴吸収”型-歪みGaAsフォトカソードの構造と性能

[変調ドープ法]

これは「GaAs/AlGaAs超格子」カソードに適用して成功した手法である。[7] 超格子構造の1番上の表面をGaAs層(5nm)にしてp型不純物のBeドープ密度をこの部分のみに高く( $5 \times 10^{18}/cc$ )、他の部分は低く( $1 \times 10^{17}/cc$ )抑える。このカソードによって最大偏極度を与えるレーザー波長が、超格子全体のドープ密度を同じにした場合に較べて約20nmくらい短波長側にずれる。バンド間遷移が開けるしきい波長近辺での量子効率は急激に立ち上がっており、この僅かな波長シフトは大きな量子効率の増加をもたらした。1%を越える量子効率は従来の値を約1ケタ更新したものである。図-8にこの様子を示してある。

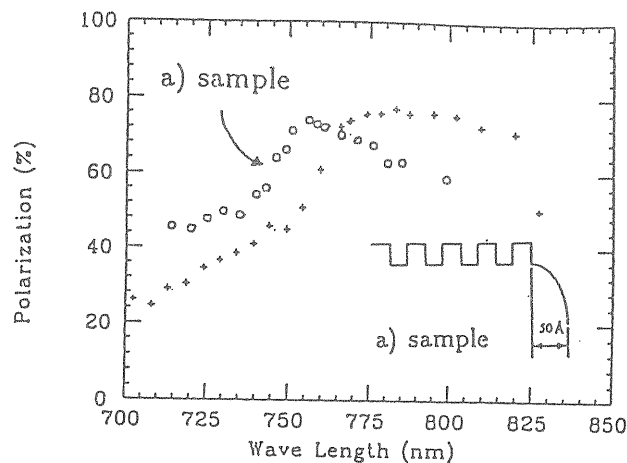


図-8 “変調ドープ”型-超格子フォトカソードの構造と性能

なおこの章で説明した偏極度と量子効率の向上には名大で作製した試作1号機と呼んでいる偏極電子源が用いられた。この装置は図-9のように4KV偏極電子銃と100KVモット散乱偏極度測定装置よりなるもので、フォトカソード開発には十分な性能を有しているが、加速器へ偏極ビームを入射する機能はない。つぎの章で加速器用偏極電子源を説明する。

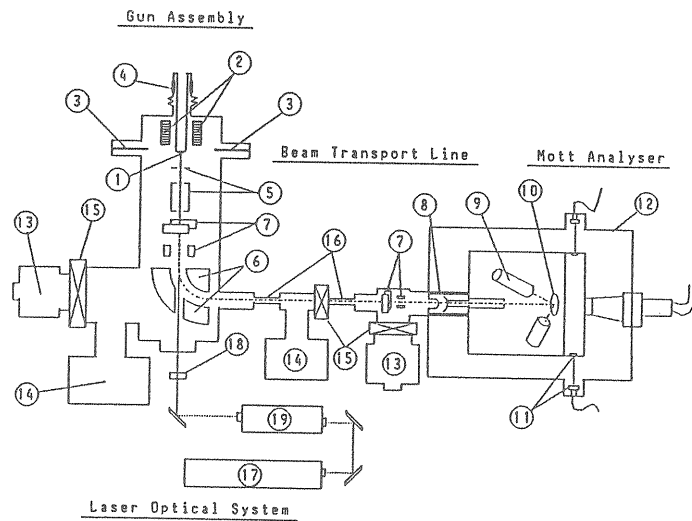


図-9 偏極電子源試作1号機の構成  
(5KV電子銃と100KVモット偏極度測定装置)

#### §4 高エネルギー加速器が求める偏極電子ビーム まだ解決できてない課題 -

高エネルギー実験が偏極電子ビームに要求する他の性能(高いピーク電流, 長い寿命, 小さなビームエミッタンス, ...)については「この性能を満たす電子銃を作ることによって証明してみせる」必要がある。現在, 我々はそのための電子銃2号機の作製に取り組んでいる最中であるがその概略図を図-10に示す。この経験から得たデータを参考にしつつ, より一般的な技術的課題について特にNEA表面とカソード寿命との関連に焦点を絞って説明したい。

##### ① NEA表面

通常表面はすべてPEA(正の親和性)を持っており, NEA表面は“特殊な表面”であるが「半導体のエネルギーバンドを表面で下向きに曲げる(Band Bending)」ことにより実現する。実際には2つの技術を利用する。1つ目は表面のバンドを曲げるために「あらかじめ半導体にp型不純物を多量にドーピングする」こと, 2つ目は仕事関数を減らすために「CsとO原子の表面への添加する」ことである。2号機からの経験ではレーザー光でGaAsカソードを照射しつつ, 微量のCsを付けると光電流が増え始めるがやがて“付け過ぎ”となるのか逆に電流が減り始める。そこで完全に0まで落としたところでCs付けを止め, 次にOを添加すると再び光電流が増え始めるがこれも“付け過ぎ”を越えると今度は減り始める。そこでO添加を止めて再びCsを添加して電流を0まで落とす。図-11に1つのピークを拡大した様子を示す。あとはこの操作を繰り返すが, O添加で持ち上がるピークはその度に高くなりやがて飽和する形で最大値に至る。[8] このパターンからこの活性化の手法は“Y-Y法”と呼ばれている。ともかく光電流が出てくるのでNEAが実現したことは推測できる。光電子のエネルギー分布の測定によりNEAは約数10meVであることがわかっている。[9]

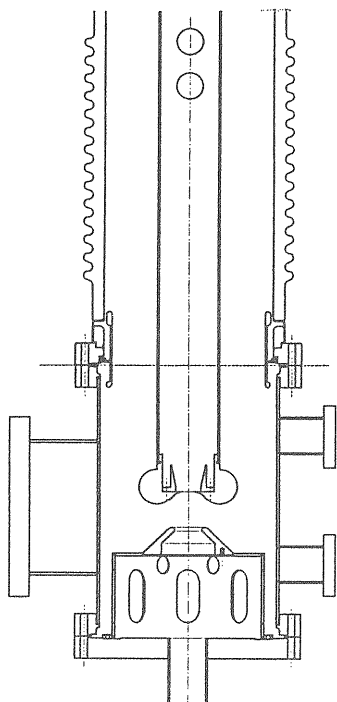


図-10 試作2号機の電極部

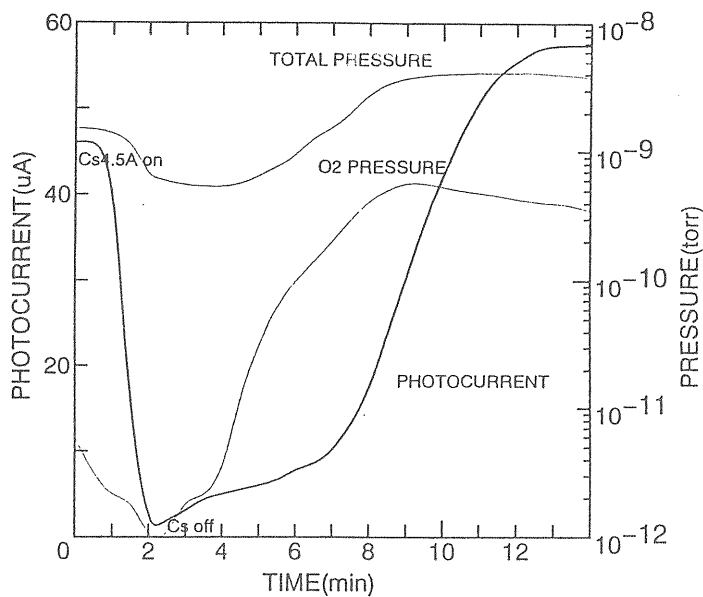


図-11 2号機におけるNEA表面からの光電流の引きだし

そこでさらに進んで「活性化過程でGaAs表面にはなにが起こっているのか(?)」を微視的にみてみたい欲求が生ずる。しかしこれが容易でなく、GaAsのNEA表面については物性の専門家によってもすべてがまだ解明済みではないらしい。[10] 例えば、「CsとOがGaAsのどのサイトに付くのか」といった基本的なことが微視的観測手段によって確定されていない。これはSi(シリコン)とは違って、GaAsは比較的低い温度( $\sim 650^\circ\text{C}$ )でAsが表面から抜けてしまうためにクリーン表面作製が難しく、きちんとした結晶構造を作れないことが表面解析を困難にするためである。[10] 図-12のように「NEA状態ではCs-Oの電気的雙極子配置が多くても数原子層分だけGaAsの表面にできるらしい」との推測がされているが、量子効率の善悪に対応したNEA表面構造の違いがきちんと確認できる段階には至っていない。

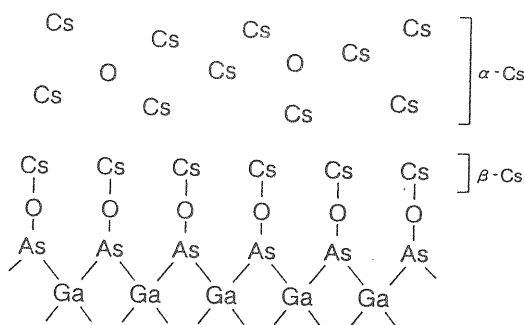


図-12 GaAs結晶へのCs原子及びO原子の付着

一方、「とにかくNEA表面は実現できるのだから、その状態が安定に維持できればなにも問題は無い」とする立場もありうる。ところが残念ながら我々は気楽なこの立場には立ちたくても立てないのである。NEA表面は“環境”にとりわけ敏感であり、ちょっとした“汚染”で簡単に壊されてしまい結果として光電流が全く出て来なくなるのである。“環境”を代表するのが「不純物」と「放電暗電流」であり、もろに影響を受ける性能が「量子効率」と「寿命」である。このため我々はNEA表面の探求に深くつきあわざるを得ない。以下に我々の経験を取り上げて説明する。

## ② クリーン表面と量子効率

“NEA表面のでき具合”は電子が真空へ飛び出せる確率と密接に関係する。この確率を落とす要因は2つあると推測される。1つ目は“電子を捕獲(トラップ)する表面状態の存在”であり、2つ目は“NEAの劣化”である。トラップ状態の実体についてはまだ良く解明されておらず、[9]しかし量子効率が“表面の汚れ”に敏感であること高真空での加熱洗浄の方法、チェンバーのベーキングの手法、到達超高真空度、残留ガス成分、…が量子効率に反映する。検出が難しいような僅かなリークがあってもNEAが実現できないことも確認している。(すなわちNEA表面は感度の良いリーク検出器の役割ができる!) これらに対処するために、我々は1, 2号機においてはNEGポンプによる超高真空度の改善など色々の工夫を試みてきたがまだ装置的にも充分ではない。そこで現在設計中の3号機ではつぎの手法を採用する計画を立て、現在作業を進めている。

- 1) 半導体カソードの表面処理方法の開発
- 2) カソード交換に〈load-lock〉機構を採用
- 3) 電子銃チェンバーと活性化チェンバーの分離
- 4) 超高真空チェンバーの材料選択、表面の処理・洗浄方法の開発

なお3号機の電子銃の構造は“*Inverted Gun*” [10]と呼ばれる型にする予定であり、これは超高真空電子銃チェンバーの正面フランジに3本のセラミック管を立てカソード電極(200KV)を保持させるもので、〈load-lock〉機構と電子銃を最も自然に両立させる構造となっている。

一方、NEA状態の情報を観測できる可能性をもつ装置としては、XPSなどによる表面元素分析 [11]、LEEDなどによる結晶構造解析があるが、何分NEA表面は1原子層しかなくS/Nの点から苦しいものがある。一方、光電子分光によるエネルギー分布測定はNEAの大きさに対する情報をもたらし、NEA表面からの光反射の測定(Photoreflectance)は間接的にBand Bendingの大きさに対する情報を与えてくれる。[12] 残念ながら現在のところ我々はこれらの観測手段を持っていないが、例えばNEA表面を高周波電子銃に応用するなどの“野心的”な技術開発を成功させるには、これらの観測手段を修得してじっくりNEA表面を攻める必要があるだろうと考えている。

## ③ 放電暗電流と寿命問題

つぎにNEA表面は放電暗電流によっても影響を受け、これがカソード寿命を短くする問題を取り上げる。2号機での最初の試験でも小電流引き出しであるにも寿命が短すぎる問題点を確認しているが、この試験時の放電暗電流は $1\mu\text{A}$ を越えており、これが短寿命の原因であると我々は判断している。放電暗電流が寿命を短くすることは、SLACやMainzでも確認されている。まだ完成途上にあった時のMainzの100KV電子銃での試験データを図-13に示すが、放電暗電流が $\sim 100\text{nA}$ を越すと寿命が急激に短くなることが良くわかる。[13] ちなみにSLACの電極はダイヤモンド研磨仕上げであり、120KVで当初の放電暗電流 $\leq 20\text{nA}$ を良否の基準とし、これ以上の場合 $10^{-8}$  (Torr)程度の $\text{N}_2$ 気体によるエージングを実施して放電暗電流を落としているようだ。[14]

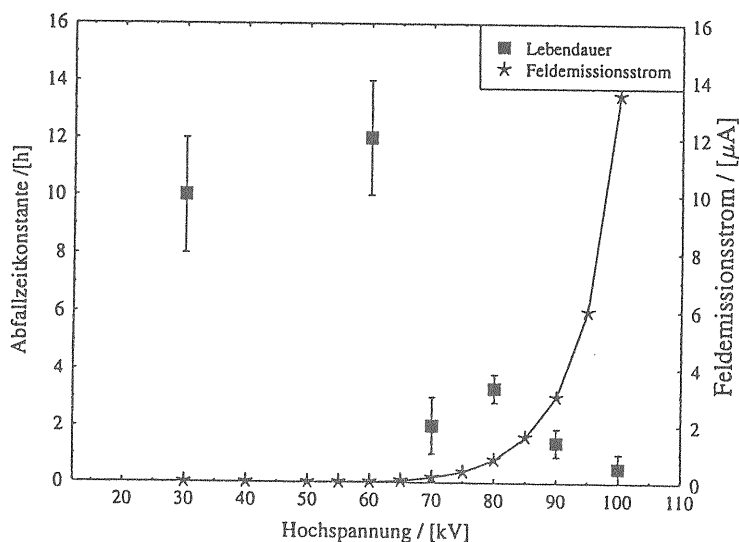


図-13 Mainz 偏極電子銃における放電暗電流とカソード寿命の相関

さて、大きな放電がときとして“カソードの死”をもたらすのに対して、小さな暗電流によるカソードの劣化は再びCs付けをすることにより量子効率を回復できる。しかしこの間はビームを止めねばならずマシンタイムの損失を招くのが痛いのである。さらに厄介なのはこの放電暗電流がCs付けを繰り返してゆくうちに増えてくる問題である。これはCsが電極に付着・蓄積することが原因と推測されるが、Mainzの場合だと数ヶ月の連続運転で放電暗電流が200 nAを越えた段階で寿命が短くなりすぎるので電子銃の運転を止め、これをばらして電極の再研磨から出直している。このため彼らは“双子の電子銃”を用意してこの問題に対処している。またSLACは、load-lock機構採用により、活性化を電子銃とは別のチェンバーで行なう方式により、電子銃にCsを持ち込むのを極力避ける工夫をしてこの問題に対処している。[14]

さて放電暗電流は「電極表面の突起」及び「表面に存在するほこりや非金属不純物」などが引き金になると推測される。[15,16] この観点から我々はつぎの点に配慮し、2号機の電極を完全に作り直した。なお「複合電解研磨」とはバフ研磨と電解研磨を併用するもので滑らかな面(粗さ $\leq 0.5 \mu\text{m}$ )が実現できるとされている。[17]

- 1) 電極及び電極周辺の表面電界を計算して形状を決める。
- 2) 電極は「複合電解研磨」仕上げとする。  
さらに「ダイヤモンドペースト研磨」を施した電極も作製して両者の性能を比較する。
- 3) 電極は超純水で洗浄する。

この電極については近々に試験できる予定であるが、現時点ではまだ100KV印加試験の結果は得られていない。そこでもう1つの例として、我々が最近作製したボン大学の偏極電子銃について試験結果を報告する。電極の概略は図-14に示してあるが、1 $\mu$ 秒幅でピーク電流100mAのパルスをも50Hzの繰り返しで生成することを目指し、加速電極は120KVを3段に分割したものである。したがってこの場合は各段の電極には40KVしかかかかず、各電極での最大表面電界が比較的低いことを考慮して電極の仕上げは複合電解研磨止まりとした。すでに図-15に示すような放電暗電流の測定データが得られており、120KVでの放電暗電流は10nA以下に抑えられて設計通りの性能が出ている。現在つぎの段階である「NEAカソードの寿命試験」に入っており近々にその結論が得られるはずである。[18]

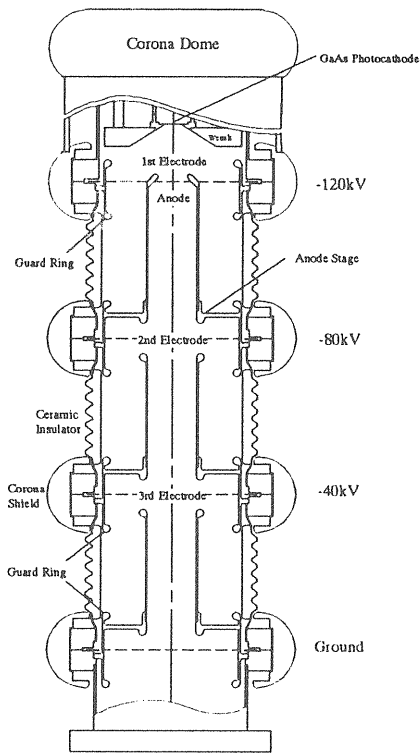


図-14 ボン大学偏極電子銃の加速電極の構造

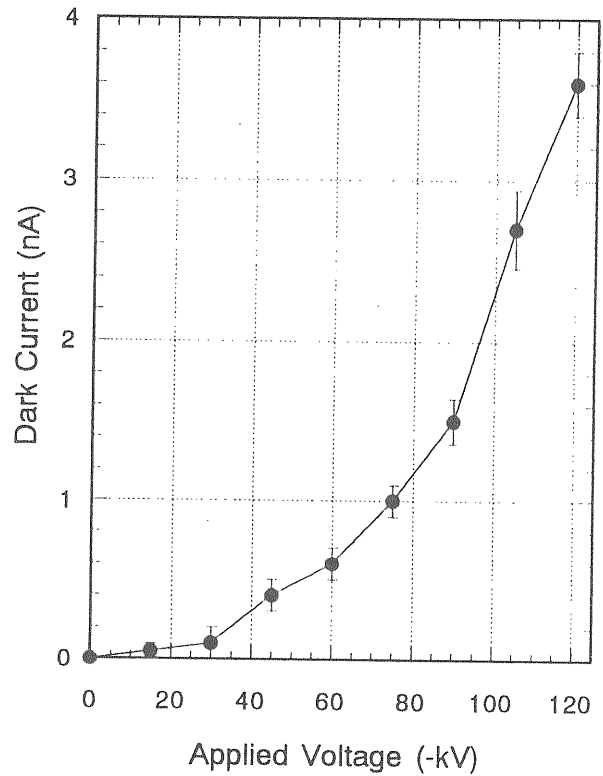
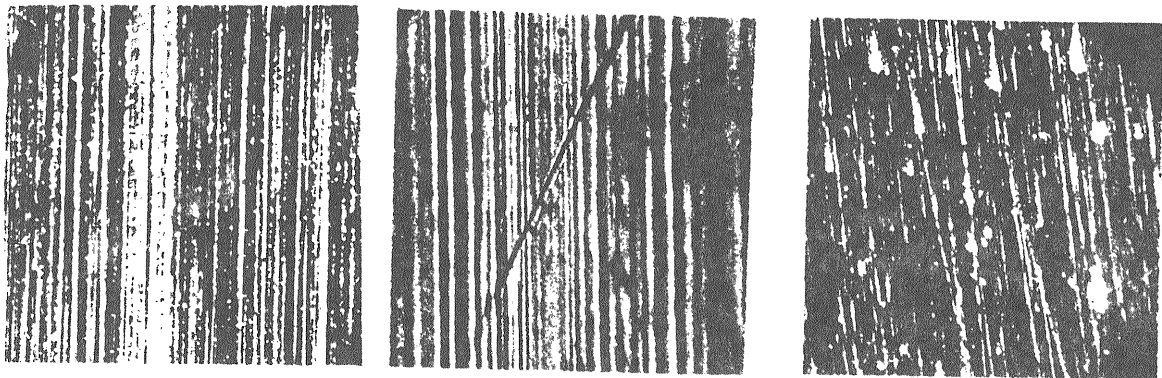


図-15 ボン大学偏極電子銃における放電暗電流の測定

最後に我々の採用した「複合電解研磨」と「ダイヤモンドペースト研磨」の手法による表面状態を光学顕微鏡で観察した写真を（少し見にくいけれども）図-16に示しておく。旋盤加工（図A）のままと複合電解研磨後のもの（図B）を比較すると“突起物”を減っているが、バフによっても“山脈状の傷”はまだ取れていないことがわかる。これら生地のは粗さはダイヤモンドペースト研磨（図C）でやっと改善されるようであるが、写真には研磨に用いたダイヤモンドの粉らしきものが残っており、これを真空中での高温ベークと洗浄によって取り除く必要がある。



(A) 旋盤加工実施後 (B) 複合電解研磨後 (C) ダイヤモンドペースト研磨後

図-16 光学顕微鏡で観測したステンレス電極の表面



## § 5 リニアコライダーが求める偏極電子ビーム

—これから開発してゆく技術—

リニアコライダーへの半導体フォトカソード型偏極電子源の応用についてはいくつかの段階が考えられる。そのうち最も保守的ではあるが確実な方向は「SLC型の偏極電子銃の改良」である。我々はすでに§3で説明したようにこの線に沿って3号機の試作を進めている。

これとは全く別のアイデアとしてすでにかなり前から“偏極高周波(RF)電子銃”が議論されている。これは直流より高い電界が可能な高周波(RF)電界によりフォトカソードから偏極電子ビームを引き出すもので、“ピーク電流”や“エミッタンス”の点で従来型のものより遙かに高い性能の達成が期待され得る。[19]しかしRF電子銃の開発は最近になって「無偏極電子ビームの生成」についてやっと実用化のメドが立ってきたばかりであり、偏極RF銃に関しては現在までのところまだ全く実験データさえ報告されていない状態である。ここではまず簡単に無偏極RF電子銃を概観したあと、GaAsを偏極RF電子銃のカソードにした場合に予想される幾つかの問題点について概観しておく。

### ① 無偏極RF電子銃の現状

偏極していない電子ビームについては、Cs<sub>2</sub>Teカソードの開発によって、高い量子効率(≥1%)と「永年の壁であった実用に耐え得る寿命(≥1日)」を達成できたことが、CERNとロスアラモスから最近独立に報告されている。[20]CERNでは金属基盤に10nmのTeを蒸着した後に(8~16)nmのCsを蒸着したカソードを作り、262nm波長(YAGの4倍高調波)のレーザー(8ピコ秒幅)で照射して、32nC/マイクロパルスの引き出しに成功している。[20]

さて「この成果が偏極RF電子銃に繋がるか?」となると話しは単純ではない。確かにレーザー照射型電子銃の機能としてそのまま使える部分もあると思うが、このフォトカソード物質が全く異なり偏極電子ビームを生成することはできない。高い量子効率も短い波長のレーザー励起で稼いでおり、デリケートなNEA表面を用いているわけではない。そこで、Cs<sub>2</sub>TeをどうしてもNEA表面を持つGaAsで置き換える必要があるのだが、この置換にともないつぎにあげるような幾つかのトラブルが生ずることが予想される。

### ② GaAsを高周波電子銃に用いるときの問題(1)

—放電暗電流とNEA表面の寿命—

GaAsのNEAフォトカソードにRF高電界をかけたときに予想される最初の難関は放電暗電流によるNEAの破壊である。すでに§3の③で直流高電界のもとでもこの問題の深刻さを説明したが、RF高電界の場合はさらに「マルチパクタリング」による放電暗電流も加わることが予想される。CERNやNovosibirskなど幾つかのグループがこの課題に取り組む計画を持っているようだが、現時点ではこの問題に関する実験データは報告されていない。

そこで、我々はまず「直流高電界(150KV/cm)をかけたときの電極間放電暗電流を現在の最先端技術を取り入れてどこまで減らせるか?」という基本的疑問に答えるスタディを開始することにした。ここで得た答えは、直接的に試作3号機作製に役立つし、さらにRF空洞の設計試作に方向性を与えるはずである。スタディに用いる試験装置の構成を図-17に示してあるが、最初の試みとしてつぎのような技術を使用してみた。すでに $8 \times 10^{-12}$ (Torr)の超高真空度が確認できており、近々に最初の放電暗電流のデータを採る予定である。[21]

- 1) 超高真空チェンバーにはガス放出の少ないステンレス材[22]を使用。
- 2) ステンレス表面は複合電解研磨のあとCr酸化膜[23]でおおう。
- 3) 温超純水洗浄のあとクラス1のクリーンルーム内で組み立てる。

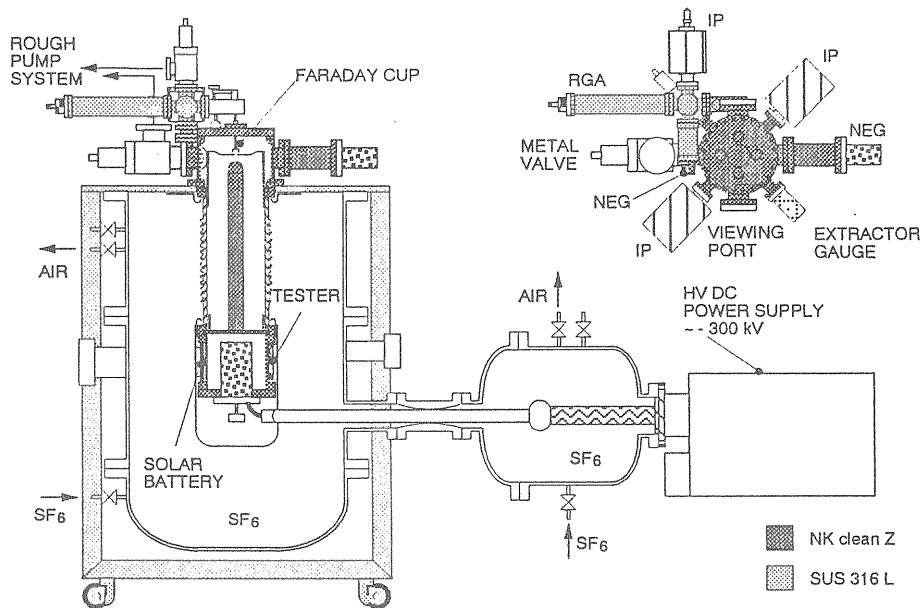


図-17 超高真空・直流高電界における放電暗電流試験装置

③ GaAsを高周波電子銃に用いるときの問題(2)  
 - 時間的レスポンス -

すでに§2の②でみたように、半導体フォトカソードの利点として、伝導帯に励起された電子が何回もフォノンとの衝突を繰り返しながらも表面にドリフトできることをあげた。しかしこのことは逆に「レーザーの超短パルス光に対して半導体フォトカソードは敏速に対応して超短パルスの電子ビームを生成できぬ」限界を持つことを意味する。現在レーザーパルスの方はパルス幅がフェムト秒のものが実用化されるレベルに達している。これらのレーザーパルスの照射に対してGaAsから取りだされる電子ビームがどれくらいの広がり(幅)を持つかを調べる必要があるが、現在のところ、30ピコ秒くらいまではokとの報告がある。[24]

④ GaAsを高周波電子銃に用いるときの問題(3)  
 - 全電荷制限効果 -

短い電子ビームを用いる場合に含まれる電荷量が同じであるとする、当然ピーク電流値が高くなる。高密度ビームの場合には、カソードから引き出せる電流の大きさが先行して真空中に飛び出したビーム電荷が作る電界が無視できなくなり、ある最大値に制限される現象、いわゆる「空間電荷(SC: Space Charge)制限電流」で頭打ちになることは良く知られている。[25]

さて半導体NEAフォトカソードにはこれに加えて別の制限があることがSLCの偏極電子ビームによって確認された。これは「全電荷制限(CL: Charge limit)効果」と呼ばれているが、例として図-18にGaAsフォトカソードに対して得られたデータを挙げておく。[26] ちなみにSC効果で決まる限界は $\sim 20 \times 10^{10} e^-/\text{パルチ}$ であるがこの限界の前に飽和することが問題なのである。今までに解った特徴は、量子効率が低い状態ほど、またレーザー波長が長くてバンドギャップぎりぎりになるほどCL効

果が効いてくることである。私は原因として「表面状態が悪い（電子捕獲状態が多いかまたはNEAが0に近いなど）と時間的に先に伝導帯に励起された電子が表面でもたもたして真空に出られず、これら“ふんづまり状態の電子群”が後続の電子群には“新たな表面ポテンシャル”と信じられる障壁を作るのではないかと推測している。この解釈に立てばこの効果はピーク電流が高くなるほど顕著になることが予想され、偏極RF電子銃の実現に対して“深刻な壁”となる可能性がある。

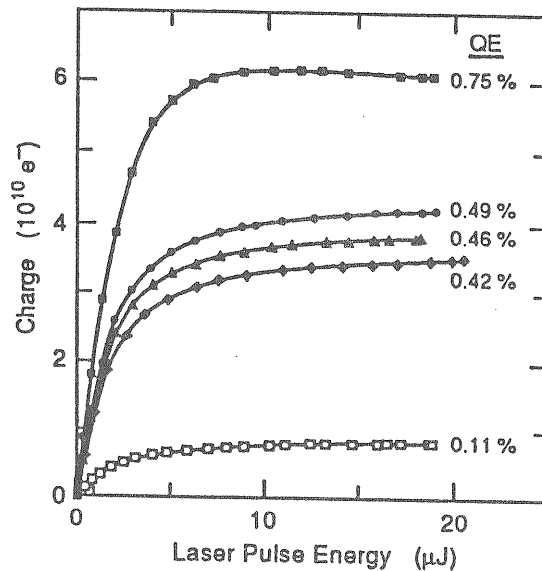


図-18 GaAsフォトカソードで観測された“全電荷制限効果”

さてSLCの条件下のCL効果の克服については、§3の②に説明した「変調ドープ型超格子」フォトカソードを用いてSLACと共同して行なった実験が興味深い結果をもたらした。1%を越える量子効率を得たこのカソードを用いるとCL効果が消えてSCLE効果で決まる最大電流が引きだされたのである。[27] この実験データを図-19に示す。

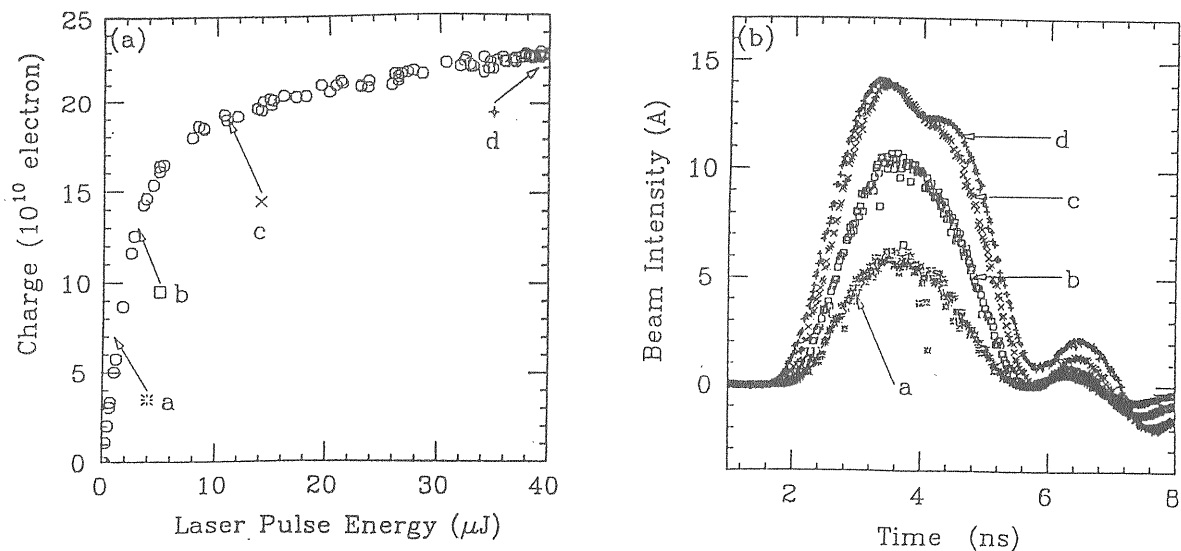


図-19 超格子フォトカソードによる空間電荷制限電流の引き出し

残念ながらその後SLACにおいてもこの問題のさらなる解明は進んでいない。例えば、このデータは2 nsのシングルバンチに対して得たもので、マルチバンチに対する性能はまだ測定されていないし、2 nsより短いレーザーパルスを用いたより高いピーク電流に対するデータを採る予定もない。しかしながらリニアコライダでの偏極電子ビームの実用化にはこれらの基本データとそれに基づく現象の理解が本質的に重要であることを強調しておきたい。

## § 6 むすび

以上、半導体フォトカソード型偏極電子源に要求される性能とこれに答えるためになされてきた開発研究についてかいつまんで説明した。前半の§ 2, § 3に較べて、後半の§ 4, 特に§ 5は定性的な説明に終始した感が強いが、これは前半はフォトカソードのバルク的性質が支配する性能であったのに対して、後半はむしろ表面とくにNEAの性質が支配する性能であるために、電子銃に対しても不純物の少ない超高真空表面の実現や放電暗電流の抑制など厳しい技術的要求がなされ、これを満足する電子銃の作製が容易でないことを反映していることを理解して頂きたい。NEA表面は機能的には素晴らしい働きをするのであるが、構造的には実に不安定でもろいのである。

なおこの偏極電子ビーム生成に関する研究は、名大、KEK、大阪府立大、大同特殊鋼、NECなど幾つかの研究機関の共同研究として進めてきたが、最近それらを科研費成果報告集[28]にまとめたので興味のある方には差し上げたい。最近のこのテーマに関するワークショップ報告[29]とともに参照して頂ければ幸いである。いずれにせよ、リニアコライダに使える偏極電子銃の実用化にはなお多くの開発研究が求められている。このテーマに興味を持たれる方々の共同研究への参加を期待して筆をおきたい。

[ 参照論文 ]

- [1] JLC-1, KEK Report 92-16 (1992)
- [2] D. T. Pierce and F. Meier ; Phys. Rev. B13 (1976) 5484
- [3] T. Nakanishi et al. ; Phys. Lett. A158 (1991) 345  
T. Omori et al. ; Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 3294  
中西 彊 ; 「50%の壁を突破したスピン偏極電子源」パリティ6巻(1991)197  
その他にも我々のグループによる多くの論文がある.
- [4] W. E. Spicer ; 「Modern Theory and Application of Photocathodes」  
SLAC-PUB-6306
- [5] R. L. Bell ; 「Negative Electron Affinity Devices」  
Oxford, Cardendon Press (1973)
- [6] T. Saka et al. ; Jpn. J. Appl. Phys. 32 (1993) L1837-1840
- [7] 糸賀賢二 ; 博士論文 (総研大, 1994年度)
- [8] 渡川和晃 ; 修士論文 (名大, 1993年度)
- [9] Y. Naoi et al. ; Surface Science 283 (1993) 457  
A. S. Terekhov ; JETP Lett. 59 (1994) 865  
及び 名大でのセミナー (1994年12月)
- [10] P. N. First et.al. ; J. Vac. Sci. Technol. A7 (1989) 2868
- [11] E. Reichert (Mainz大学) ; 文献 [29] の248頁
- [12] A. S. Terekhov ; 文献 [29] の383頁, 及び 名大でのセミナー (1994年12月)
- [13] K. Aulenbaeher ; 博士論文 (Mainz大学, 1994年)
- [14] 「SLAC Polarized Electron Source」 SLAC-PUB-95-6489
- [15] H. Matsumoto et al. ; Int. J. Mod. Phys. A (Proc. Suppl.) 2B (1993) 818  
松本 浩 ; 名大セミナー (1995年2月)
- [16] R. V. Latham ; 「High Voltage Vacuum Insulation, The Physical Basis」  
London, Academic Press (1981)  
R. J. Noer ; Appl. Phys. A28 (1982) 1
- [17] 馬場吉康, 佐藤憲二 ; 「電解複合研磨による金属の超鏡面化技術」  
表面科学 11巻 (1991) 1
- [18] 渡川和晃, 中村真介 他 ; ボン大学報告
- [19] J. Clendenin et al. ; Nucl. Instr. and Meth. A340 (1994) 133
- [20] G. Suberluq ; 「Photocathodes for the CERN CLIC test facility」  
Proc. of Source-94, 29.9-4.10, Schwerin, Germany
- [21] 谷本育律 ; 修士論文 (名大, 1994年度)
- [22] “NKクリーンZステンレス鋼 溶接と加工”, NK K内部資料
- [23] 里長卓司 “精密洗浄 - 酸素不動態化膜処理の前処理法” ネオス技術資料
- [24] P. V. Logatchev et al. ; Contribution to the 1994 European Particle  
Accelerator Conference, May 17-23, London.
- [25] R. Miller ; 「Intense Charged Particle Beams」 (Plenum Press)  
奥田孝美 ; 「電磁力学」コロナ社
- [26] M. Wood et al. ; J. Appl. Phys. 73 (1993) 8531
- [27] Y. Kurihara et al. ; Jpn. J. Appl. Phys. 34 (1995) 179
- [28] 科研費成果報告書 (研究代表者 中西 彊)  
「100%に近い偏極度を有する電子源の実用化」 (1995年3月)
- [29] Proc. of the Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Sources  
for Accelerators, Sept. 8-10, 1993, Stanford, SLAC Report 432 Rev. (1994)

# 陽電子源、偏極陽電子

吉岡正和

## はじめに

電子ビームは金属に熱を加えたり、光を照射したり、高い電圧を印加するなどの方法で生成することができる。またプラズマを利用する方法もある。つまり電子ビームは様々な方法で”簡単に”つくることができる。さらに近年はスピン偏極電子を取り出す技術までも、大いに進歩した。光電効果を利用した、偏極度が90%にも達する大電流の偏極電子ビーム源が、実際に稼働しているリニアコライダーであるSLC(Stanford Linear Collider)ではルーチンの用いられている。そこでは熱電子銃と同等以上に信頼できる装置にまで完成度は高められている。このように電子ビームをつくるのがどれくらい簡単か、(というのはもちろん冗談で、本当は要求性能、特にマルチバンチビームの生成、長期、短期の安定性を実現するのは容易でない)は本項目の他の2つのテキスト(竹田、中西)に詳しい。それに比べると電子の反物質である陽電子ビームをつくることは容易でない。そもそも”簡単に”作り出せないにもかかわらず、電子ビームに要求される電荷数、バンチ形状、エミッタンス、安定性などといったパラメーターを全て電子と同じように満たさねばならない。今のところこのような要求を満たす方式としては、電子リニアック用の電子ビームと同様のバンチ構造を持った電子ビームを先ず作り、これを標的物質に当ててカスケードシャワーを発生させ、電子、陽電子、ガンマ線の内、都合のいい陽電子のみをかき集めて使うというものである。現在、SLCではこのような方法で様々な試行錯誤の末、信頼性の高い装置を完成させて既に何年も安定に運転している。このようにSLCにおける成果は電子、陽電子源に関しても偉大であり、後で述べるような様々なデザインがSLCの経験を参考にしなされている。

将来のリニアコライダーにおいてはルミノシティに対する要求がSLCの約1000倍程度と非常に高い。従って何とかして電子、陽電子源で生成するビームの電荷数を上げなければならない。先ずはSLC方式でどこまで上げることができるかを検討しなければならない。またリニアコライダーのパラメーターとして、SLC方式では達成することが不可能なパラメーター(電荷数に関して)を選択したとしたら、それに代わる方式を考え出さねばならない。

さらに陽電子ビームも偏極していたら単に実効ルミノシティが2倍になるというだけでなく重要な物理もできるという研究が最近発表された。実際、リニアコライダーに使えるような偏極陽電子ビームはつくることができるのだろうか。今後どのような研究が必要であろうかなどとといったことをまとめてみる。なお1990年の本セミナーにおいて、竹内康紀氏がリニアコライダーの陽電子源について優れた解説をされている(文献1)。特に陽電子生成用の標的から下流、即ち陽電子収集についてはビームダイナミクスも含めて詳しく述べられているので、ここでは重複をできるだけ避けることとする。

## パラメータの選択

SLCは単バンチ衝突モードのリニアコライダーで、繰り返し120 Hzで運転されている。そして衝突点におけるビームサイズは約1ミクロン程度でルミノシティは $\sim 10^{30}/\text{cm}^2/\text{s}$ である。将来のリニアコライダーでは前項で触れた様に目標ルミノシティは $10^{33}\sim 10^{34}/\text{cm}^2/\text{s}$ とSLCに比べてはるかに高い。これを達成するために様々なアプローチがある。それらの分類の仕方は幾通りかあるが、電子、陽電子源の立場からはつぎの二通りに分けられる。

(1) たくさんの電荷を加速し(別な表現をすればビームローディングを大きくする)、衝突点におけるビームサイズを数10ナノメートルにする--->TESLAとSBLC。

(2) そこそこの電荷を加速し、衝突点におけるビームサイズを数ナノメートルと小さくする--->典型的な設計はJLCやNLC。

次頁の表に、様々な設計パラメーターをまとめる。先に述べたように標的に電子ビームを当てて陽電子ビームをつくる方式においては原理的な陽電子電荷数の限界は標的物質のthermal stressによる破壊が決めている。即ち、一次ビームが標的を通過するときのエネルギー損失が標的を熱する。もし、バンチ間隔を数百ナノ秒以上と大きく開けた場合には標的を高速で回転させることにより、バンチ毎に生じる発熱を分散することができるからこの問題は緩和される。バンチ間隔が狭い場合はパルス毎の発熱に対しては標的を回転させても意味はないが、平均的発熱による破壊を緩和することは

できる。実際SLCで用いられている回転標的は、この例である。下表からすぐ分かるようにTESLA, SBLC, VLEPP, CLIC はバンチ間隔が大きい。またTESLA, SBLC はパルス当りも、毎秒も電荷数が非常に大きい。これらのことから陽電子源はつぎの二つのタイプに分けられる。

(1) SLCタイプの陽電子源とプレダンピングリングを組み合わせる。

(2) 高エネルギー電子ビームを長尺ウイグラーかアンジュレーターを通し、強力なガンマ線を発生させる。これを薄い標的物質に当てて陽電子を発生させる。この方式では偏極陽電子を得ることもできる。

### SLCタイプの陽電子源

#### 全体構成

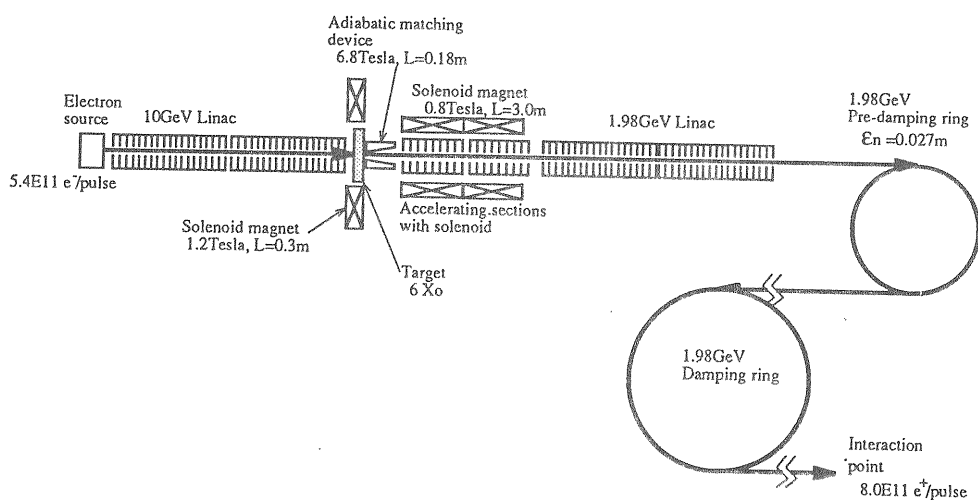
下図に原理的レイアウトを示す。この方式では

生成される陽電子数は一次ビームの電力で決まる。そこで大電力の電子ビームを4~6放射長の原子数の大きい標的に当てる。一次電子ビーム強度は高いほどいいが、これは一次電子ビームを加速する電子リニアックに許容されるビーム負荷で決められるから、必要なビーム電力を稼ぐためには電子リニアックのエネルギーを5~10 GeV にする必要がある。一次ビーム電力の内、ほぼ30%は標的に depositされる。標的のthermal stress による破壊限界はどの程度かということが非常に重要な鍵になるが、これに関してはSLACのS. Ecklund 達の実験が唯一あるのみである(文献2,3)。というのも大電力パルスビームを小さなスポットに絞ることのできるような装置はやはりSLACのリニアックのような施設が必要になるからである。これによると一次ビーム密度( $\rho$ )は、

$$\rho < 2 \times 10^{12} \text{ GeV/mm}^2$$

		TESLA	SBLC	JLC(C)	NLC	VLEPP	CLIC	
Repetition frequency	Hz	10	50	100	180	300	1700	
Number of bunches per pulse		800	125	72	90	1	1(4)	
Number of particles per bunch	$10^{10}$	5	3	1	0.65	20	0.6	
Number of particles per pulse	$10^{10}$	4000	375	72	58.5	20	0.6	
Number of particles per second	$10^{13}$	40	18.75	7.2	10.53	6	1.02	
Bunch spacing	ns	1000	16	2.8	1.45	---	(0.33)	
rms beam size at IP	$\sigma_x$	$\mu\text{m}$	1	0.67	0.26	0.3	2	0.09
rms beam size at IP	$\sigma_y$	nm	64	28	3	3	4	8

様々なリニアコライダーのスキームのビームに関するパラメーター



SLCタイプの陽電子源のレイアウト。JLCの場合のデザインで、プレダンピングリングを用いる。井田博之氏の好意による。

でなければならない。標的物質としては原子数が大きくまた最も thermal stress に強い、タングステンレニウム合金を用いる。収集できる陽電子数を多くするためには、一次ビームはできるだけ小さく絞って標的に入射すべきだが、エネルギー密度がこのように制限されるためあまり小さくできない。一方、逆にスポットサイズを大きくすると生成される陽電子の位相空間密度が小さくなってしまふ (emittance が大きくなる)。最適化を行うと、だいたい  $3\sim 8 \text{ mm}^2$  になる (文献4)。生成した陽電子の vertical emittance はダンピングリングにより (上の表にある各スキームの全体設計によるが) だいたい  $4\sim 6$  桁も小さくし、 $(5\sim 100) \times 10^{-8} \text{ m}$  にしなければならない。しかもこれを運転の繰り返しで決まる時間制限内に実現するわけだから、ダンピングリングで使用されるダンピングウイグラーや chromatic correction のスキームの実用的限界から単純にリングを設計するとリングの dynamic acceptance が  $\sim 0.01 \text{ m}$  程度と小さ過ぎることになってしまう。ここで、提案されたのが SLC には無い、プレダンピングリングである。主ダンピングリングの前段に、できるだけ大きな dynamic aperture と短いダンピングタイムを持ったプレダンピングリングを置くことにより陽電子収集の効率を上げようというわけである。emittance を小さくする主役はあくまでもダンピングリングが担う。

#### 陽電子の収集

標的で生成された陽電子スポットサイズは一次ビームの入射スポットサイズとあまり変わらない ( $\sim$ 数mm) から小さい。しかし運動量は大きく広がっているし、角度も広がっている。これを標の下流に設置された加速管でできるだけ多く加速しなければならない。加速管は強力な  $0.5\sim 0.8 \text{ T}$  のソレノイド磁場中に設置し、 $>40 \text{ MV/m}$  の高加速電界で運転し、ビームを一気に加速する。通常、加速管のアパーチャーは  $20 \text{ mm}$  程度と陽電子のスポットサイズよりはるかに大きい。そこで陽電子の位相空間上の分布を変換し、スポットサイズは大きくなっていいから角度を小さくする。そのために標的と加速管の間に Adiabatic Matching Device (AMD) を用いる。これはテーパー型のソレノイド電磁石をパルス運転して実現する。上流 (入り口) は非常に磁場が高く、下流の一定ソレノイド磁場へとつながる。その最適磁場分布  $B(z)$  は、

$$B(z) = B_i / (1 + g \cdot z)$$

である。ここに  $B_i$  は入り口磁場、 $z$  はビーム進行方向、 $g$  はテーパー度で、だいたい  $30\sim 60 \text{ m}^{-1}$  である。

Pulse flux concentrator と直流ソレノイド電磁石を組み合わせるが、技術的限界は  $B_i \sim 8 \text{ T}$  程度と見込まれる。「断熱的」磁場変化の条件は運動量  $P$  により、

$$(g \cdot P) / (e \cdot B_i) \ll 1$$

である。従ってだいたい  $10 \text{ MeV}$  以上のエネルギーでは条件を外れてしまう。さらに粒子により通過距離が異なるし、低エネルギー粒子は速度も異なるので飛行時間の差が生じてバンチ長が延びる。このためのロスもある。

#### リチウムレンズによる陽電子の収集

VLEPP では ADM の代わりにリチウムレンズが提案された。長さが  $\sim 1 \text{ cm}$  程のリチウムロッドに大電流を流して  $1600 \text{ T/m}$  もの磁場勾配をつくる。これは  $20 \text{ MeV}$  の陽電子では  $0.4 \text{ cm}$  の焦点距離に相当する。しかも電子は発散するので自動的に電子、陽電子の分離も行われるという次第である。この方式ではエネルギーアクセプタンスは小さいので後に述べる偏極陽電子を作る場合のエネルギースリットの役割も果たす。

#### 加速部

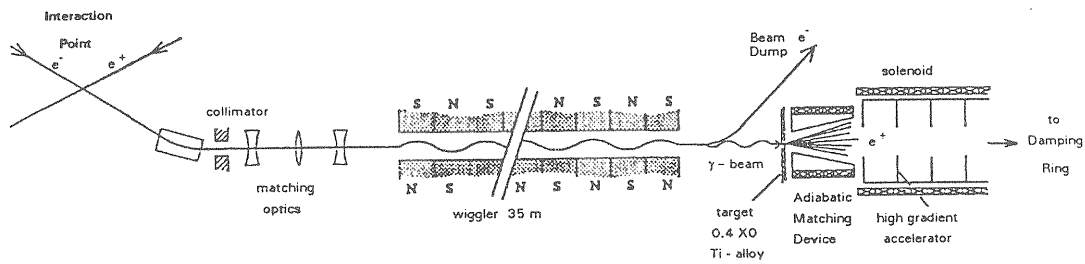
せっかくプレダンピングリングを設けてダイナミックアクセプタンスを大きくしてもそこまで加速するリニアック部がボトルネックにならないような設計にしなければならない。ここだけは強力な収束系と、やや大きなアパーチャーの加速管を用いる必要がある。あるいは L-band リニアックを用いることも考えられるがこのときは必要な電界強度を達成するために強力な L-band クライストロンの開発を要する。

#### ウイグラーを用いた陽電子源

##### 全体構成

前に述べたように TESLA, SBLC では粒子数が多過ぎて、前項の SLC 改良型では thermal stress の限界を越える。そこで次頁の図に示すような別な方法を考えなければならない。この方式は V. Balakin や A. Mikhailichenko らにより提唱され、最近、K. Floettmann らにより精力的に研究されている。先ず  $150 \text{ GeV}$  以上の高エネルギー電子ビームを長さが  $35 \text{ m}$  程度の長尺ウイグラーに通し、エネルギー  $20 \text{ MeV}$  程の強力なガンマ線をつくる。これを 1 放射長以下の薄い標的に当てて対生成により陽電子を発生させる。ではこのような高エネルギー電子ビームをどうやって作るかだが、衝突後のビームを用いると経済的である。もちろん衝突時の beamstrahlung により emittance distortion が起こるからウイグラーに入れる前にマッチングセクション





ウイグラーを用いた陽電子源のレイアウト。SBLCやTESLAの場合のデザイン。文献(5)より (K. Floettmann氏の好意による)。

を設ける。これでだいたい衝突ビームの70%を使うことができる(文献5)。ウイグラー部での emittance growth はまだ研究課題であるが、ガンマ線のスポットサイズを0.5 mm 程度にはできそうである。一次ビームは標的の前でスイープしてしまうから、標的の熱負荷としてはガンマ線の影響だけを考えればよい。標的から下流の構成はSLC型と同様である。

#### 標的

標的物質は0.4放射長のチタニウムを用いる。タングステンを用いると約16%収率は増えるが、チタンの方がheat capacityが大きく、入射できるガンマ線量を増やせるので収量は10倍以上にできる。薄い標的を用いる利点がある。それは多重散乱の影響が小さいから角度広がりが小さいことである。このため標的下流からダンピングリングまでの設計は圧倒的に楽になり、もしSLC改良型と同じ構成にした場合、大雑把に言って収集率は5倍にできる。あるいはプレダンピングリング無し設計も可能になる。

もちろん放射線の問題も楽になる方向である。一方、衝突後のビームを使用することはリニアコライダ全体としての安定性にとってはマイナス要因だし、長尺のウイグラー部の検討は今後の大きな課題である。

### 偏極陽電子源及び陽電子ビーム生成の他の方法

#### ヘリカルアンジュレーター方式

さて、前項のウイグラー型陽電子源において、ウイグラーをヘリカルアンジュレーターに置き換えたらどうなるであろうか。circularly polarized photonが放出され、これで偏極陽電子が対生成され

る。詳しく言うと、対生成陽電子の内、高エネルギー部のみを使えば偏極度は高くなる(従って偏極度と陽電子数はトレードオフの関係となる)。ただし、ヘリカルアンジュレーターに入射する一次電子ビームの emittance に対する要求は厳しくなるので衝突後のビームのリサイクルは不可能となる。この方法はV. Balakin, A. Mikhailichenko等により提案され(文献6)、今もロシアの研究者は熱心に研究している。

#### 放射性同位元素(RI)

RIを用いることは早くから考えられていたが、何しろ必要な強度を得るためにはとてつもない強度のRIが必要で、また必要なバンチ構造にする方法が見当たらないこともあってほとんど諦められていた。ところが、最近日本とロシアラモスから面白い方法が提案された。

#### 小型サイクロトロンとベータ崩壊

住友重機では小型サイクロトロンで18MeVに加速した陽子ビームを用いて低速陽電子を生成する研究を行っている。この装置を用いて、最近東京都立大学、住友重機、KEK三者の共同研究でリニアコライダのための陽電子源の開発研究が始められた(文献7)。18MeV陽子をアルミ標的に当てるとRI(シリコン27)ができる。これは寿命4.1秒で100%ベータ(+ )崩壊する。ここで得られた陽電子ビームをモデレーターに通し、エネルギーのそろった偏極陽電子ビームを得る。強度的にはまだはるかに実用段階からは遠いが、上に指摘したRI方式の二大欠点を補う可能性のある方式と言えよう。

#### レーザーコンプトン方式

上と同じグループによりヘリカルアンジュレーター方式の偏極陽電子源の変形版とも言える方式が提唱された(文献7)。これはcircularly polarized photonのソースとしてcircularly polarized

laser光を電子リニアックのビームにヘッドオンで当てて、出てくるBackward Compton光を使おうというものである。対生成の標的から下流はヘリカルアンジュレーター方式と同様である。目標性能に到達するためには強力なレーザー装置を必要とするが、大きな利点として試験加速器(ATF)で、段階的に実験研究を行えることがあげられる。逆にヘリカルアンジュレーター方式はR&Dは必然的に大掛かりなものにならざるを得ないのが課題である。

#### Magnetic bottle

これは偏極陽電子源ではないがRIを用いた陽電子源である。昨年秋にドイツで開かれたリニアコライダーのための電子、陽電子源に関するワークショップでLos Alamos National Lab. のR. Scheffieldが提案したものでRIの二大欠点の内、バンチングの問題の解決を目指したものである。RIからできる連続的陽電子を強力な磁場にトラップしておき(Magnetic bottle)、Bottleの端部に適当な高周波空洞を取付けてBottleに蓄えられた陽電子ビームをバンチ状に取り出そうというものである。これもアイデアとしては面白く、将来、どこかで使える手段になるかもしれない。

#### 結晶のチャンネルリングを用いる

ウイグラー方式に関係するが、強力なガンマ線を得るために電子ビームを結晶に当ててチャンネルリング光を用いるというものである。LAL OrsayのR. Chehabらが提案している。

#### 今後の開発計画

陽電子源はSLCにおいて幾多の苦勞の末、大きく発展した。これはリング型加速器と異なり、電子源に対する要求と全く同等の要求を満たすという画期的な成果である。始めに述べたように将来のリニアコライダーのためにはSLCレベルからさらに飛躍的な進歩が要求される。リニアコライダーの性能を決める重要な要素であり、実現を目指して精力的に研究を遂行しなければならない。そこでは設計検討も重要であるが、実験的な研究も行うべきである。例えば、標的のthermal stressの研究も1981年の実験にのみ頼っている現状である。現在でもやはり追試のためにはSLACのビームを使うしかない。国際的な取り組みが必要である。また試験加速器(ATF)ではSLC改良型の設計の検証のための実験や、レーザーコンプトン方式の基礎研究が準備されている。ここではATFを国際的に開くことにより外国の研究者に資源を有効に使って頂くことができる。ウイグラー方式についてはなかなか

実験研究は難しいが、これもSLACのリニアックを使うことで、ある程度は可能である。また、今後少し毛色の変った研究やアイデアも注意深く見守っていく必要がある。

#### 参考文献及び謝辞

(1) 竹内康紀、「陽電子発生」、高エネルギー加速器セミナー (OHO'90)

(2) S. Ecklund, "Positron Target Material Test", SLAC-CN-128 (1981)

(3) H. Braun et al., "A possible Design for the NLC e+ Source", SLAC-PUB-5746, (1985)

(4) H. Ida et al, "Design of an Intense Positron Source", Int. J. Mod. Phys. A (Proc. Suppl.) 2A (1993) 167,

(XVth International Conference on High Energy Accelerators, Hamburg, July20-24, 1992)

(5) K. Floettmann, "Polarized and Unpolarized Positron Sources for Linear Colliders",

Proceedings of the 1994 International Linac Conference, August 21-26, 1994, Tsukuba, Japan, Vol.2, p.681

(6) V. Balakin, A. Mikhailichenko, "The Conversion System for Obtaining High Polarized Electrons and Positrons", Preprint INP 79-85 (1979)

(7) M. Chiba, Y. Hamatsu, M. Hirose, T. Hirose, N. Kawasaki, T. Kumita, Y. Kurihara, T. Matsumoto, H. Nakabushi, T. Okugi, T. Omori, A. Endo, Y. Takeuchi, M. Washio, J. Yang, M. Yoshiokaらの共同研究で1995年3月につくばで開催された国際リニアコライダーワークショップで発表された。

本稿をまとめるに当り、リニアコライダーの国際テクニカルレビュー委員会における電子、陽電子源に関する作業部会(筆者が議長を務めた)での作業を参考した。メンバーの A. Mikhailichenko, K. Floettmann, H. Braun, R. Miller, C. Pagani, J. Rosenzweig, C. Travier 諸氏に感謝します。特にK. Floettmann, A. Mikhaikichenko両氏及び共同研究者であるNKKの井田博之氏との議論は参考になりました。また参考文献の内、(5)も参考になりましたことを特記します。