電子ビーム駆動方式 ILC 陽電子源の設計研究

広島大学大学院 先端物質科学研究科 量子物質科学専攻 加速器物理研究室 M172493 名越 久泰

> 指導教員 栗木雅夫教授 副指導教員 高橋徹准教授 平成 31 年 2 月

要旨

国際リニアコライダー(International Linear Collider, ILC)は現在日本での建 設が検討されている重心エネルギー250GeVから1TeVの電子・陽電子衝突型の 線形加速器である[1]。ILCではヒッグス粒子やトップクォークの大量生成、超 対称性粒子の発見、などにより、高エネルギー物理学の進展が期待される。

ILC での陽電子生成方法の 1 つとして高エネルギー電子を金属標的に入射し て、制動輻射と対生成反応により陽電子を生成する電子ビーム駆動方式が検討 されている。ILC は線形加速器であるため粒子を使いまわすことができず、従 来型のリングコライダーに比べて時間あたり大量の陽電子が必要であり、生成 標的への熱負荷による破壊が危惧される。標的の破壊を防ぐためには、生成され た陽電子を効率的に捕捉し、負荷を軽減しなければならない。そこで、入射電子 あたりに捕捉される陽電子数を最大にするような設計を考え、その最適化を行 った。その結果、入射電子あたりの捕獲陽電子数を表す陽電子捕獲率は 1.18 と なった。この時の標的の熱負荷を示す PEDD は 32.5J/g となり、破壊限界 35J/g よりも低いため、標的を破壊することなく陽電子生成が可能であることが分か った。

また、ILCではパルス内に複数のバンチ(陽電子のかたまり)を RF 周期の整 数倍の周期で並べたマルチバンチ加速を行う。平坦な電場でマルチバンチ加速 を行うと、前のバンチの負荷で加速電場が低下し、エネルギーが後ろのバンチほ ど低下する過渡的ビームローディングがおこる。これによって各バンチの加速 電圧が変化してしまうことで各バンチの陽電子の捕獲率も変化するため、過渡 的ビームローディングの影響を補正し、均一な加速により、均一な陽電子バンチ 列を生成する必要がある。今回はブースターの進行波加速空洞での過渡的ビー ムローディングの補正について検討した。その結果、過渡的ビームローディング を完全に補正することができた。また、バンチごとの加速電圧に 1.5%ほどの変 動を許容する準完全補正を行うことで加速電圧が 15%程回復することが分かっ た。この時のバンチごとの加速電圧の変動が引き起こす陽電子捕獲率の変動を 評価した結果、バンチごとの陽電子捕獲率は 1.15+0.03-0.04(peak to peak)とな ることが分かった。

目次

要	旨	1
1.	序論	4
2.	陽電子の発生方法	8
	2.1 電子ビーム駆動方式	8
	2.2 アンジュレーター方式	9
	2.3 コンプトン方式	. 10
3.	電子ビーム駆動方式 ILC 陽電子源	. 12
	3.1. 基本設計	. 12
	3.2. DR アクセプタンス・陽電子捕獲率	15
	3.3. バンチの時間構造	16
4.	シングルバンチシミュレーション	. 18
	4.1. ターゲット	. 18
	4.2. AMD・ソレノイド	. 21
	4.2.1 磁場プロファイルによる陽電子捕獲率の変化	. 26
	4.2.2 ターゲットからの距離	. 28
	4.3. キャプチャーライナック	. 31
	4.3.1. RF の初期位相の最適化	. 37
	4.3.2. ビームローナインク 电弧	. 42
	4.4. シケイン4.4.1 シケインの偏向角	. 44 44
	1.1.1. ジノーン ジョートリス	18
	4.4.1. ブースターの位相	48
	4.5. ECS	51
	4.5.1. ECS のシケインの偏向角	52
	4.6. 最適化の結果と標的破壊の評価	54
5.	マルチバンチ加速におけるバンチごとの生成効率の変動とその抑制	57

5.1. 進行波加速空洞の加速電圧	57		
5.2. 実際の時間構造でのビームローディングの補正	64		
5.3. エネルギー変動の陽電子捕獲率への影響	68		
5.4. 陽電子捕獲率の変動の評価	71		
6. 電子ビーム駆動方式 ILC 陽電子源の設計	73		
6.1. 駆動電子線形加速器	73		
6.2. キャプチャーライナック	76		
6.3. シケイン	79		
6.4. ブースター	81		
7. まとめ	84		
参考文献	85		
謝辞			
Appendix			
A. 陽電子生成標的	88		
B. 高周波線形加速器	89		
B.1 定在波加速空洞	89		
B.2 進行波加速空洞	90		

1. 序論

加速器とは電子、陽子、イオン等の荷電粒子を加速して運動エネルギーを与え る装置である。加速器の開発は1930年前後に、静電加速器であるコッククロフ トワルトン型、バンデグラフ型、そして RF 加速によるサイクロトロン加速器な どから始まった。加速器が開発された初期の時代は、加速した粒子を標的に当て て原子核や素粒子の反応やそれらの構造を調べるために加速器が用いられた。 1960年代になると、加速した2つのビーム(同一荷電粒子の粒子群)を衝突させ る、コライダー(衝突型加速器)が発明され、重心エネルギーが飛躍的に向上し、 研究は大きく発展した。また、加速器を他の科学分野や、応用研究、そして工学 へ盛んに用いられるようになっており、現在では高エネルギー物理をはじめ、放 射線利用、中性子線利用、材料改質、高分子加工、非破壊検査、殺菌、放射性同 位体の製造、半導体製造におけるイオン注入、癌治療などの幅広い分野で利用さ れている。



図 1.1 リビングストンプロット。縦軸は実現された加速器のエネルギー、横軸は年代を示す。

今日までに粒子加速器は物理学における大きな発展を支えてきた。図 1.1 はリ ビングストンプロットと呼ばれるグラフで、横軸に年代を、縦軸に実現された 加速器のエネルギーを示したものである。10年ごとに10倍を上回るペースで 加速器のエネルギーが増大していることが分かる。その発展はあらたな加速器 の発明によって支えられており、より大きなエネルギーの加速器の実現するこ とは物理学における発展に直結する。その発見の現在、世界では高いエネルギ ーのほとんどが円形加速器である。円形加速器はシンクロトロン放射による放 射減衰で横方向のエミッタンス(位相空間上での粒子軌道の面積)が小さくな る。横方向のエミッタンスが小さいとビームサイズも小さくなるため、コライ ダーによる粒子同士の衝突が起こりやすくなる。しかし、円形加速器はシンク ロトロン放射によるエネルギー損失という問題がある。シンクロトロン放射に よるエネルギー損失*E*_{loss}は

$$E_{loss} = \frac{e^2}{3\varepsilon_0} \frac{\beta^3 \gamma^4}{\rho} , \qquad (1.1)$$

に従う。ここでは、eは電子の素電荷、 ε_0 は真空の誘電率、 β は電子の速度を高 速で規格化したもの(ローレンツ β)、 γ は全エネルギーを静止エネルギーで規 格化したもの(ローレンツ因子)、 ρ はビーム軌道の曲率半径である。式(1.1)で 示されているように E_{loss} はビームエネルギーの4乗に比例する。そのため、あ るエネルギーより大きくなるとシンクロトロン放射によるエネルギー損失が加 速エネルギーより大きくなってしまい、それ以上加速できなくなってしまう。 また、シンクロトロン放射によるエネルギー損失はビーム軌道の曲率半径に反 比例する。エネルギー損失を減らすためには加速器の周長がとてつもない大き さになってしまう。このように、円形加速器はエネルギーに限界がある。そこ で提案されたのが線形加速器である。線形加速器では式(1.1)でビーム軌道の曲 率半径無限大に相当し、シンクロトロン放射によるエネルギー損失を考える必 要がなく、到達エネルギーは加速勾配と加速器の長さによって決まる。

2000年に稼働を停止した CERN の LEP(Large Electron Positron Collider) は、円形加速器による電子・陽電子コライダーで最終的に重心エネルギー 209GeV に達した。しかし、式(1.1)で示したようにシンクロトロン放射による エネルギー損失があるため、電子・陽電子の円形加速器では重心エネルギーが 200GeV を大きく超えることは困難である。そこで、原理的にエネルギーの限 界がない、線形加速器によるリニアコライダーが注目されている。リニアコラ イダーの計画は 1980 年代から日本、アメリカ、ドイツをはじめとした多くの 国や機構が建設を計画したが、2005 年にこれらの計画を一本化した国際プロ ジェクトとして行うことが決定された。これを International Linear Collider (ILC)計画という。図 1.2 に ILC の全体の模式図を示す。



図 1.2 ILC 衝突器全体の模式図。ILC の全長は 31km。中央の円形軌道は DR ダンピングリングである。[1]

2012 年 CERN の LHC(Large Hadron Collider)によってヒッグス粒子を発見 された。LHC は陽子・陽子コライダーであり、複合粒子同士の反応であるた め、反応に寄与しなかった粒子による大量のバックグラウンドが発生する。ま た、S/N 比も悪い。一方、ILC は電子・陽電子コライダーで素粒子同士の反応 であるためバックグラウンドも少なく、純粋な素粒子反応を精度よく観測する ことができ、S/N 比も高く物理探索において強力なチャンネルであると言え る。また、重心エネルギー250GeV から 1TeV という高さの重心エネルギーの 実現するため、ILC ではヒッグス粒子やトップクォークの性質の詳細や、超対 称性粒子などの未発見の粒子の発見が期待される。[1]

線形加速器である ILC にはシンクロトロン放射によるエネルギー損失がない という利点があるが、衝突したビームは一度で使い捨てとなる。一方で、円形 加速器ではビームは軌道を周回するため、供給するビームは衝突で失われた分 だけでよい。そのため、ILC で必要な時間当たりの電荷量は、従来の円形加速 器によるコライダーの数 100 倍となってしまう。これまでよりも桁違いに多い 陽電子を生成するには標的に入射する電子ビームの強度を強くせねばならず、 従来の陽電子生成率を前提とすると、標的の熱的な破壊現象が生じる。これを 防ぐためには、効率よく陽電子を生成・捕捉する必要がある。また、電子ビー ム駆動方式ではバンチというビームかたまりを複数持つマルチバンチ構造で加 速を行う。そのため、前のバンチの負荷で後ろのバンチの加速エネルギーが低 下する過渡的ビームローディングがおこる。過渡的ビームローディングによっ て各バンチの加速電圧が変化してしまうことで各バンチの陽電子の捕獲率も変 化する。各バンチの捕獲率が変化するとパルス内でバンチの電荷量が変わって しまう。各バンチの電荷量変化することで、メインライナックでお加速や衝突 点での衝突において影響を与える可能性がある。バンチごとの電荷量の違いが メインライナックの加速や衝突に与える影響の詳細は分かっていない。しか し、バンチごとの電荷量の差は小さい方が望ましい。そのため、過渡的ビーム ローディングの影響を補正し、各バンチの電荷量の差を抑える必要がある。

本研究では、標的破壊を起こすことなく ILC で必要な陽電子数を生成する陽 電子源を設計することを目的とした。

本論文では、まず第2章で加速器における陽電子の生成方法についての説明を 行う。続いて第3章では電子ビーム駆動方式 ILC 陽電子源の簡単な概要につい て説明する。第4章ではシングルバンチシミュレーションによるコンポーネン トの最適化について記述する。第5章ではマルチバンンチ加速における過渡的 ビームローディングによる加速勾配の変動の抑制とバンチごとの捕獲効率の評 価について記述する。第6章ではシミュレーション結果から検討した電子ビー ム駆動方式 ILC 陽電子源の設計について述べる。

7

2. 陽電子の発生方法

陽電子とは電子の反物質で、陽電子の電荷は電子の電荷の逆で、電荷を除く物 理的な性質は電子と同じである。しかし、現在の世界の荷電共役返還対象は大き く破れており、陽電子と電子と同様に光電効果によって得ることはできない。陽 電子の生成法は β +崩壊を利用したものと対生成反応を利用した方法の2つがあ る。[2] β +崩壊とは放射性原子核中において陽子が中性子と陽電子、そしてニ ュートリノに崩壊する反応のことである。放射性物質の人工生成の技術はすで に確立されており、医療分野においては実用化されている。しかし、 β +崩壊は 確率的反応であるため、時間的に連続して陽電子が生成され、時間構造をつくる ことができない。加速器においては短いパルス状のビームが加速の際に都合が 良いため、 β +崩壊による陽電子生成は加速器の陽電子源には不向きである。ま た、崩壊が進んでいくと強度が指数関数的に減少するため、ビームの密度を一定 に保つことが難しい。これも β +崩壊による陽電子生成が加速器の陽電子源に適 していない理由である。

加速器用陽電子源には対生成反応による陽電子生成を用いる。対生成反応とは 高エネルギーのガンマ線が原子核と運動量を交換し、電子と陽電子を生成する 反応のことである。電子と陽電子の静止質量は 0.511MeV/c² であるため最低で も 1.022MeV/c²以上の静止質量相当のエネルギーが必要となる。さらに、ガン マ線の物質との反応には対生成反応以外に光電効果とコンプトン散乱がある。 これらの反応は 10MeV 未満のエネルギーで支配的となるため、効率的に対生成 反応を起こすためには 10MeV 以上のエネルギーをもつガンマ線が必要である。 対生成反応による陽電子生成には電子ビームを使用する電子ビーム駆動方式と ガンマ線を使用するアンジュレーター方式、コンプトン方式の 3 つがある。

2.1 電子ビーム駆動方式

高エネルギーの電子ビームをタングステン等の高密度の物質に入射すると制 動輻射を生じる。制動輻射とは電子ビームが物質中の電磁場によって減速され、 ガンマ線を輻射する現象である。発生したガンマ線は物質内ですぐに対生成反 動を起こし、電子と陽電子に変わる。生成された電子と陽電子が高いエネルギー を持つ場合、再び制動輻射を生じガンマ線が生成される。また、一部のガンマ線 はコンプトン散乱によって軌道電子を叩き出したりする。図 2.1 に示すように 高密度の物質に高エネルギーの電子ビームを照射することで対生成や制動輻射 等の反応が連鎖的に起こることで大量の電子、陽電子、ガンマ線が生成される。 この一連の連鎖反応を電磁シャワーという。この電磁シャワーの中から陽電子 のみを取り出すことで陽電子を得る。このような方式を電子ビーム駆動方式と いう。電子ビーム駆動方式は他の方式と比べて、1 つの電子から生成される陽電 子の数が多い。また、電子ビーム駆動方式はこれまでに建設された加速器の陽電 子源の全てに採用されている。そのため、安定性と信頼性においてはその他の方 式とでは比べものにならない。しかし、電子ビーム駆動方式で大量の陽電子を生 成するためには、標的内でガンマ線を連鎖的に生成する必要があるため、発生す る陽電子は偏極しておらず、始状態の厳密な定義という物理上の要求を満たす ことができない。



図 2.1 電子ビーム駆動方式。標的に高エネルギー電子ビームを入射し、制動 複写と対生成反応の連鎖反応を起こすことで電磁シャワーとして陽電子を生成 する。青の矢印は電子を、赤の矢印は陽電子を、黄色の矢印はガンマ線を示す。

2.2 アンジュレーター方式

ガンマ線を用いた陽電子生成では何らかの方法で 10MeV 以上のガンマ線を生成し、物質に入射することで対生成反応を起こし陽電子を得る。大量のパルスガンマ線を得るのは容易ではない。ガンマ線を作る方法としてアンジュレーター

を用いたアンジュレーター方式がある

アンジュレーター方式は図 2.2 に示すように、高エネルギー(100GeV 以上)の 電子ビームをアンジュレーター(電子ビームに直交した交番磁場)に通すことで ガンマ線を得る方式である。電子ビームはアンジュレーター中で蛇行するが、そ の際に起こるシンクロトロン放射によってガンマ線を生成する。アンジュレー ターによって生成されるガンマ線のエネルギーはせいぜい 10MeV 程度のため 物質中で電磁シャワーは生成されない。そのため、ひとつのガンマ線から生成さ れる陽電子はひとつとなる。一方で、単純な対生成反応のみとなるためガンマ線 が円偏光(角運動量 1 の状態)していれば、発生する電子と陽電子はスピン偏極 する。



図 2.2 アンジュレーター方式。電子ビームをアンジュレーターで蛇行させる ことでガンマ線を生成。生成したガンマ線を標的に入射して、対生成反応によ り陽電子を生成する。

2.3 コンプトン方式

もう一つの大量のガンマ線を得るための方法としてコンプトン散乱を使用し たコンプトン方式が提案されている。コンプトン方式はレーザー光と電子のコ ンプトン散乱(逆コンプトン散乱と呼ばれる)からガンマ線を得る方式のことで ある。図 2.3 はコンプトン方式の概要図を示す。レーザーは短波長のアンジュレ ーターと等価であるため、電子ビームのエネルギーは比較的に低くて良い。例え ば、1µm 程度の波長の固体レーザー光子と数 GeV 程度の電子の逆コンプトン散 乱から、数 10MeV 程度のエネルギーのガンマ線を発生することが可能である。 また、レーザーを円偏光させることでガンマ線も円偏光状態となるため、アンジ ュレーターと同様にスピン偏極した陽電子を得ることができる。アンジュレー ターと比較して、電子ドライバーのエネルギーが桁違いに低いという利点があ るが、コンプトン散乱の反応断面積が小さいため、大量の陽電子を生成しようと する場合レーザーのパワーが大きくなってしまうという問題がある。



図 2.3 コンプトン方式。レーザー光と電子ビームのコンプトン散乱によりガンマ線を生成し、標的に入射する。対生成反応により陽電子を生成する。

3. 電子ビーム駆動方式 ILC 陽電子源

3.1. 基本設計

ILC の陽電子源では基本方式としてアンジュレーター方式採用されることが 決まっている。しかし、アンジュレーター方式は今までに実用化されたことがな く技術的成熟度が低い。そのため、実用化実績もあり、技術的に成熟した方式で ある電子ビーム駆動方式をバックアップとしている。



本研究では、電子ビーム駆動方式の ILC 陽電子源について研究を行った。

図 3.1 電子ビーム駆動方式 ILC 陽電子源の模式図。

図 3.1 に電子ビーム駆動方式 ILC 陽電子源の設計の概要図を示す。これは参考資料[3]によって設計されたものである。この設計を基本に研究を行った。

まず、電子銃で生成された電子ビームは駆動電子線形加速器で 3GeV まで加速され、金属標的に照射される。電子銃は DC 熱電子銃とバンチャーを用いるか、もしくは RF 光電陰極電子銃の 2 つが候補として考えられるが、CsTe を 陰極とした L-Band の RF 電子銃が DESY の TTF(Tesla Test Facility)で既に 稼働しているため、この技術をベースとした L-Band の RF 電子銃を使用する。駆動電子線形加速器では 3m の進行波加速空洞で加速を行う。

電子ビームをある程度の厚みのある標的に充てるため、発生する陽電子・電 子は、多重散乱の結果、ビームの進行方向に垂直な方向(横方向)の運動量が 大きくなってしまう。この状態でビームをドリフトさせると、横方向の運動量 の大きな広がりが実空間へ伝播してしまい、ビーム径が発散し、加速が困難に なる。そのため、ビームをできるだけ早く収束させて横方向運動量を抑制する 必要がある。つまり、実空間分布を加速感のアイリス径程度のサイズまで拡大 させ、横方向の運動量の分布は抑制させる。具体的には、横軸に横方向の実空 間、縦軸に横方向の運動量をとった横方向位相空間分布でターゲット直後の縦 長の分布を横長にするような変換を行う。電子ビーム駆動方式 ILC 陽電子源で は AMD(Adiabatic Matching Device)によって横方向運動量を抑制する。

その後のキャプチャーライナックでは加速位相の付近での集群作用によって 陽電子の捕獲し、250MeV 程度まで加速する。キャプチャーライナックでは L-Band の定在波加速空洞を使用する。L-Band の周波数帯の加速空洞は S-Band の加速空洞と比べてアパーチャーが大きい。さらに、進行波加速空洞は加速空 洞の出口の方へ向かってアパーチャーが小さくなっていくためアパーチャーが 制限される。定在波加速空洞のアパーチャーは一定で、アパーチャーはセル間 のカップリングによって決まるため、比較的大きくすることができる。そのた め、標的から生成されてすぐで横方向広がりの大きなキャプチャーライナック で、アパーチャーの大きな L-Band の定在波加速空洞を使用することで陽電子 の損失を抑えることができる。

電子ビーム駆動方式では陽電子と一緒に電子が生成される。しかし、電子を 残しておくと電子を加速するのに無駄なエネルギーが使われたり、高エネルギ ーに加速された電子線は輸送ラインの一部を強く放射化したり、エネルギー効 率や放射線防止の観点からも望ましくない。そこで、キャプチャーライナック 後にシケインをおくことで電子を取り除く。



図 3.2 シケインの模式図。4 つのベンディングマグネットから構成させる。 粒子のエネルギーと電荷によって経路が変わる。2 目と 3 つ目のベンディング マグネットの間にコリメータを設置し、通過するエネルギーを制限。

シケインは四つの二重極磁場から構成される。シケインの模式図を図 3.2 に示 す。ベンディングマグネットを通過する粒子の軌道は、粒子の電荷と粒子のエネ ルギーによって違う。粒子の電荷が異なると粒子が曲げられる軌道は逆になる。 この作用を利用して電子のみを取り除く。また、粒子のエネルギーが高いほど軌 道が曲げられる量が小さいため、短い軌道を通り、エネルギーの低い粒子ほど長 い軌道を通る。粒子の速度はほとんど光速のため、シケインを通過することでエ ネルギーの低い粒子は遅れ、高い粒子は先行する。この効果を momentum compaction という。2 番目のベンディングマグネットの後にコリメータを設置 することでエネルギーの大きくずれた陽電子が取り除かれ、エネルギーの揃っ た陽電子を選別することができる。また、キャプチャーライナックごのシケイン には momentum compaction の効果によってバンチ長を短くするという役割も ある。

選別された陽電子はブースターで 5GeV 程度まで加速され、ECS(エネルギー 抑制セクション)へと送られる。ブースターでは L-Band と S-Band の進行波加 速空洞で加速を行う。前半をアパーチャーの大きな L-Band で、後半を加速効率 の良い S-Band を使用することで陽電子の捕獲効率を上げている。

ECS入り口での粒子の縦方向位相空間分布は DR(ダンピングリング)アクセプ タンスに対して z 方向に小さく、エネルギー方向に大きくなっている。これを 改善するために ECS では位相空間における回転を行う。ECS は 3 つのシケイ ンと 4 つの加速空洞から構成される。



a. ECS 入口
b. シケイン通過後
c. ECS 出口
図 3.3 ECS による縦方向位相空間分布の変化を簡単に表したもの。縦軸は平
均エネルギーからのズレを示すδ、横軸は進行方向 z を示す。

図 3.3-a はブースター出口での縦方向位相空間分布を簡単に示したものである。 シケインでは前述したようにエネルギーの高い粒子は先行し、低い粒子は遅れ る。そのため、シケインを通過することで図 3.3-b のような分布に変わる。次に 加速空洞で図 3.4 に示すような RF のゼロクロスの位相に乗せることで先行し た高エネルギーの粒子は減速させ、遅れた低エネルギーの粒子は加速する。これ によってエネルギー広がりを抑制することで、図 3.3-c のような分布にする。



図 3.4 RF のゼロクロスでの加速。青線は RF。黄色で示したゼロクロス付近の位相に乗せる。

最終的に ECS 出口で DR アクセプタンス内に 1 バンチ(荷電粒子のかたまり) あたり 4.8nC の陽電子が必要となる。

3.2. DR アクセプタンス・陽電子捕獲率

蓄積リング内での粒子の運動は進行方向および横方向に振動しながら一定の 軌道の周りを周回するような運動である。このとき、振動の振幅が一定以上にな ると、粒子は不安定となり失われる。この最大振幅のことをダイナミックアパー チャーと呼ぶ。生成された陽電子は一旦 DR に蓄積された後、メインライナッ クに送られるため、DR 内を安定して周回するダイナミックアパーチャー内にな くてはならない。逆に、DR に到達してもダイナミッックアパーチャーから外れ ている陽電子は周回中に失われるため、ビームとしては使えない。DR のダイナ ミックアパーチャーは縦方向および横方向にそれぞれ存在し、それは以下のよ うな条件である。[3]

$$\left(\frac{z}{0.035}\right)^2 + \left(\frac{\delta}{0.0075}\right)^2 < 1,\tag{3.1}$$

$$\gamma \times A_x + \gamma \times A_\gamma < 0.07. \tag{3.2}$$

ここで、 γ はローレンツ因子である。 $A_x \ge A_y$ は Action と呼ばれる物理量で、twiss parameter α_x , α_y , β_x , β_y , γ_x , γ_x ,を用いて以下のように表される。

 $A_x = \gamma_x x^2 + 2\alpha_x x \dot{x} + \beta_x \dot{x}^2 \quad , \tag{3.3}$

$$A_y = \gamma_y y^2 + 2\alpha_y y \dot{y} + \beta_y \dot{y}^2 \quad . \tag{3.4}$$

ここでのx、yはx、yをそれぞれs(軌道長)に関して微分したものである。Action は位相空間の中心からの距離を表したものである。

本研究では捕獲陽電子を発生した陽電子のうち、ECS を通過してきたもの、か つ DR アクセプタンスを満たすものと定義した。そして、陽電子捕獲率を捕獲 陽電子の数を標的に入射した電子の数で割った値

$$\eta = N_{e^+} / N_{e^-} \quad (3.5)$$

と定義した。

3.3. バンチの時間構造

電子ビーム駆動方式では、ターゲットに入射する電子ビームの構造が陽電子の時間構造となる。ILC の運転は 1300 バンチを 5Hz で運転するが、1300 バンチをいっぺんに生成すると標的への負荷が大きくなってしまう。そこで入射電子は図 3.5 に示すような 33 バンチからなるミニトレイン 2 つを 1 パルスとして、これを 100Hz で標的に入射する。このようにバンチを分けることで標的負荷を分散し標的破壊を防ぐ。バンチ間隔は 6.15ns で 2 つのミニトレインの間隔は 68.4ns である。このビームの構造は DR からメインライナックへ送る際のバンチを取り出すパターンによって決まる。[4]



図 3.5 電子ビーム駆動方式 ILC 陽電子源のビームの時間構造。33 バンチの 2 トレインで構成される。バンチ間隔は 6.15ns でトレイン間の間隔は 68.4ns で ある。1 パルスあたり約 474ns 程度のパルス長となる。

4. シングルバンチシミュレーション

本研究では 3 つのシミュレーションソフトを用いてシミュレーションを行っ た。電子銃による電子ビームの生成と駆動電子線形加速器による加速について はシミュレーションを行わなかった。これは必要な電子ビームの性能は特に高 度なものではなく、標準的なライナックで得られるものであるからである。しか し、その線形加速器の基本構成に関しては予測される加速管の加速勾配をもと に見積もりを行っている。これは第6章に記述する。

ターゲットでの陽電子生成は GEANT4 というソフトを用いた。GEANT4 は もともと粒子検出器のためのシミュレーションソフトであるが、高エネルギー 粒子と物質の相互作用を詳細に再現することができる。

ターゲット直後からキャプチャーライナックの出口までを GPT(General Particle Tracer)というソフトでシミュレーションを行った。GPT はいわゆる粒 子トラッキングソフトウェアであり、磁場や電場などの様々なコンポーネント 内における粒子のふるまいを再現することができる。

シケインから ECS は SAD(Strategic Accelerator Design)というソフトウェ アを用いてシミュレーションを行った。SAD は加速器設計に特化したソフトウ ェアで、非線形を含む加速器の標準コンポーネント(加速管、四重極磁石など)を 含むビームラインを通過する粒子を再現することができる。加速器設計に特化 しているため長大な加速器を比較的短時間で計算できる。

以下、各コンポーネントのシミュレーション上での取り扱いと合わせてシミ ュレーションによる最適化について記述する。

4.1. ターゲット

ターゲットにはタングステン(W)にレニウム(Re)を 26%混合した W-Re 合金を 使用する。[3] 粒子の生成シミュレーションは前述したように GEANT4 で行っ た。その際のターゲットの材質はタングステンで厚さは 16mm とし、入射ビー ムのエネルギーは 3GeV で標的上のビームの広がりは RMS で 2mm とした。タ ングステンにレニウムを混合するのは標的の強度を上げるためで、タングステ ンも W-Re も陽電子生成の性質はほとんど変わらない。ターゲットの材質や厚 さに関する詳細は appendix にて述べる。

GEANT4でのシミュレーションではターゲットに入射する電子の数を1000個 とし、発生する電子と陽電子を求めた。発生した電子は 9822 個で、陽電子は 7292 個である。図 4.1 に生成された電子および陽電子の分布を示す。図 4.1-a は横方向実空間分布である。ターゲットから出てくる粒子は横方向に 0.003m ほ どのところにピークを持つような分布になっている。図 4.1-b は横方向運動量の ヒストグラムである。図 4.1-c は縦方向位相空間分布である。生成された電子、 陽電子は 0.8ns 後に標的から一斉に出てくる。その後は低エネルギー粒子がい くつか出てくる。GPT でのターゲット直後からキャプチャーライナック出口ま でのシミュレーションはこの粒子分布を用いて行った。



a. x-y 横方向実空間(r 方向)のヒストグラム



b. 横方向運動量のヒストグラム



c. Energy-t 縦方向位相空間分布 図 4.1 標的から出てくる粒子の分布



図 4.2 AMD 周辺の模式図。ソレノイドは AMD 出口からすぐ始まり、キャ プチャーライナック出口まで続いている。AMD 出口からビームパイプ入り口 まで 114mm、1 本目の加速空洞まで 229.3mm とした。

GEANT4 でシミュレーションしたターゲットから出てくる電子・陽電子のデ ータを使って GPT でターゲット出口からキャプチャーライナック出口までシ ミュレーションを行った。

ターゲットからキャプチャーライナックの入口付近までの模式図を図 4.2 に示 す。ターゲットから AMD 入口までの距離については最適化を行った。また、 AMD の長さは 100mm で入口のアパーチャーは半径 8mm で出口は 32mm と なっている。[5] アパーチャーは入口から出口まで距離に比例して大きくなっ ていく。しかし、GPT ではシミュレーションではこのようなアパーチャーを再 現することができない。そこで、図 4.3 に示すように階段のようなアパーチャ ーを設定した。図 4.3 のようなアパーチャーにすることで実際のアパーチャー で制限される角度と同様の粒子の角度を制限できる。



図 4.3 AMD のアパーチャー。黒の点線は実際の AMD のアパーチャーを、 赤の実線はシミュレーション中で仮定したアパーチャーを示す。階段型に設定 していて、1 段ごとに r 方向に 0.96mm 、z 方向に 4mm 増える。

AMD とソレノイドによる磁場は2つのプロファイルを想定した。1つ目は図 4.4 に示すようなプロファイルである。このプロファイルは計算式によって表 現できる。軸上のz方向の磁場はターゲットから AMD の磁場ピークである AMD 入り口から 5mm のところまで線形に上昇しする。磁場ピークは 5T で磁 場ピークからは

$$B_Z(z) = \frac{5}{1+77(z-0.005)} , \qquad (4.1)$$

で示される式に従って減少する。

そして、ソレノイドの磁場を 0.5T としてそれに滑らかに接続し、キャプチャーライナック出口まで 0.5T で一定となる。GPT でのシミュレーションでは z 方向の位置と軸上の z 方向の磁場 B_z を決めると r 方向の磁場と軸上以外の z 方向の磁場が r によって決まる。それぞれ、

$$B_r(r,z) = -\frac{1}{2}rB_z'(z) , \qquad (4.2)$$

$$B_z(r,z) = B(z) - \frac{1}{4}r^2 B_z''(z) , \qquad (4.3)$$

と表される。[6] 以降では、この磁場プロファイルをプロファイル1と呼ぶ。



図 4.4 プロファイル 1 の磁場。縦軸は z 軸上の z 方向の磁場で、横軸は z 方向の位置を示す。ターゲット上の磁場は 2T で、ピーク磁場は 5T である。 0.5T になったらそれ以降は 0.5T のままである。

2つ目は図 4.5 に示すようなプロファイルである。これは実際の AMD の設計 から計算された AMD の磁場とソレノイドの磁場を模式的に示した磁場を組み 合わせたものである。図 4.5 の赤の点線で示すものは、参考資料[5]で求められ た AMD の z 軸上の磁場である。ソレノイドの磁場は隙間のない 1 本の磁場を 想定したものである。GPT でのシミュレーションでソレノイドの磁場はそれぞ れ

$$B_{z}(z) = \frac{1}{2}\mu_{0} \left[\frac{z + \frac{1}{2}L}{\left\{ \left(z + \frac{1}{2}L\right)^{2} + R^{2} \right\}^{\frac{1}{2}}} - \frac{z - \frac{1}{2}L}{\left\{ \left(z - \frac{1}{2}L\right)^{2} + R^{2} \right\}^{\frac{1}{2}}} \right] nI, \qquad (4.4)$$

$$B_{r}(r,z) = -\frac{r}{4}\mu_{0} \left[\frac{1}{\left\{ \left(z + \frac{1}{2}L\right)^{2} + R^{2} \right\}^{\frac{3}{2}}} - \frac{1}{\left\{ \left(z - \frac{1}{2}L\right)^{2} + R^{2} \right\}^{\frac{3}{2}}} \right] nIR^{2}, \quad (4.5)$$

$$B_{\phi} = 0, \tag{4.6}$$

という式で表される。[6] ここで、R はソレノイドの半径、nI は 1m あたりの アンペアターンである。また、ここでの z はソレノイドの中心を z=0 としたも のである。以降では、このプロファイルをプロファイル 2 と呼ぶ。



図 4.5 プロファイル2の磁場。縦軸はz 軸上のz 方向の磁場で、横軸はz 方向の位置を示す。黒の実線はz 軸上のz 方向の磁場を示す。赤の点線が AMD による磁場で、青の点線がソレノイドの磁場である。2 つの磁場を足したものが黒の実線で示す磁場となる。

このように、AMD は z=0 の入り口付近に $B_z = B_i$ のピークがあり、それが B_f までゆっくり低下するような磁場を持つ。ゆっくり変化する磁場を粒子が通過する時、粒子の螺旋運動は断熱的に変化する。すなわち、断熱不変量が存在し、

$$\int \sum_{i} p_i dp_i = \frac{\pi p_t^2}{eB} \quad , \tag{4.7}$$

が保存する。式(4.7)より

$$\frac{p_t(z)^2}{B(z)} = \frac{p_{t0}^2}{eB} , \qquad (4.8)$$

という関係が成り立つ。これより横方向運動量 $P_t(z)$ と軌道半径 $\rho(z)$ が以下のように決まる。

$$p_t(\mathbf{z}) = \sqrt{\frac{B(z)}{Bi}} p_{to} \quad , \tag{4.9}$$

$$\rho(z) = \frac{1}{e\sqrt{B(z)Bi}} p_{t0} \quad , \tag{4.10}$$

粒子が進み B(z)が小さくなると軌道半径は大きく広がっていくが、横方向の運動量は減少するため軌道半径の増大は抑制される。磁場が一定になると軌道半径も一定となる。ここで、軌道半径の2倍が加速管の開口径よりも小さくならなければならない。

また、AMD での磁場変化は名前の通り adiabatic(断熱的)でなければならない。しかし、縦方向の運動量が大きすぎる場合は xy 平面の回転に対して磁場変化が急激になってしまうため、断熱運動でなくなってしまう。運動が断熱的であるためには縦方向の運動量が

$$pz < 0.5 \frac{eBl}{\mu} , \qquad (4.11)$$

であることが必要となる。[7]

AMD 出口から 114mm あとから半径 30mm のビームパイプが設置される。 シミュレーションにおいてビームパイプは横方向のカットとして設定されてお り、半径 30mm を超えた粒子は死ぬようになっている。このカットはキャプチ ャーライナック出口まで連続して入っている。AMD 出口から 114mm は何も コンポーネントがない状態である。ビームパイプの入り口から 1 セル分 (115.3mm)後ろに 11 セル L-Band 定在波加速空洞が 36 本設置される。

4.2.1 磁場プロファイルによる陽電子捕獲率の変化

プロファイル1とプロファイル2ともターゲットと AMD の距離を 5mm とし てシミュレーションを行い、結果を比較した。図 4.6 はプロファイル1と2の 磁場を比較したものである。プロファイル2は z=0.15m 付近で磁場が一度低下 していることが分かる。



図 4.6 磁場プロファイルの比較。縦軸は磁場を横軸は z 方向の位置を示す。 z=0 はターゲット出口である。赤の線はプロファイル1の磁場を、青の線はプ ロファイル2の磁場を示す。

図 4.7 は z 方向のターゲットからの距離とその場所を通過する粒子の数を示し たものである。z=0.26m のところからプロファイル 2 の時の粒子数がプロファ イル 1 の時よりも少なくなっていることが分かる。図 4.8 は z=0.26m 地点での r 方向のヒストグラムを比較したものである。図 4.8 より、z=0.26m 地点ではプ ロファイル 1 の時よりもプロファイル 2 の時の方が粒子が外に広がっているこ とが分かる。プロファイル 2 は磁場が下がることで粒子の軌道半径が大きくな り、分布が外側に広がることでアパーチャーに当たり損失する粒子が増えるた め、粒子数の差が生じた。表 4.1 はプロファイルごとシミュレーションによって 求めた陽電子捕獲率を示す。シミュレーションではそれぞれの磁場プロファイ ルで最適化したパラメータを用いた。プロファイル 1 と 2 では最終的に陽電子 捕獲率が 10%違うことが分かる。



図 4.7 磁場プロファイルごとの粒子数の変化。縦軸は粒子数、横軸はターゲット出口を z=0 とした時の z 方向の位置を示す赤点はプロファイル1の粒子数 を、青点はプロファイル1の粒子数を示す。



図 4.8 z=0.26m 地点のr方向ヒストグラム。赤の線はプロファイル1を、青の線はプロファイル2を示す。半径 0.03m のアパーチャーでカットされていることが分かる。

磁場プロファイル	陽電子捕獲率η
プロファイル1	1.09
プロファイル 2	0.92

表 4.1 プロファイルごとの陽電子捕獲率

プロファイル1は計算式から求めた理想的な磁場で、プロファイル2は実際の 磁場を想定したより現実的な磁場である。そのため、プロファイル2の方がよ り現実に近い。今回の結果から、プロファイル2においてソレノイドの導線の 巻き数や配置を工夫し、磁場のギャップを小さくすることで陽電子捕獲率が向 上することが分かった。

4.2.2 ターゲットからの距離

ターゲット直後の粒子は横方向運動量を持つため、ターゲットから離れるにつ れ横方向実空間分布が広がっていく。AMD の入り口の半径は 8mm であり、こ れより外に広がっている粒子は AMD に入ることなく損失してしまう。ターゲ ットと AMD の距離が近ければ近いほど AMD 入口での粒子の横方向の広がり は小さくなるため、AMD 入り口での粒子損失が減少する。また、ターゲットと AMD の距離が小さいと AMD の磁場ピークとの距離が小さくなるためターゲッ ト上の磁場の大きさが変化する。ターゲット上の磁場が小さくなると、式(4.9)よ り AMD 入口の横方向運動量が大きくなる。AMD 内の粒子の軌道半径は式(4.10) となるため、AMD 入口での横方向運動量が大きくなると軌道半径も大きくなり、 粒子損失を起こしやすくなる。これによって陽電子捕獲率が変わってしまう。

ターゲットと AMD の距離の関係を調べるため、今回はプロファイル 2 の磁場 プロファイルを想定し、ターゲットから AMD の距離を 1mm から 5mm まで 1mm 間隔で変えてシミュレーションを行った。

図 4.9 にプロファイル 2 の磁場を仮定してターゲットと AMD の距離を変えた 時のターゲットと AMD の距離とターゲット上の磁場の関係を示す。また、図 4.10 にターゲットと AMD の距離と AMD 入口での横方向運動量の平均値の関 係を示す。図 4.9 と図 4.10 からターゲットと AMD の距離が短いほどターゲッ ト上の磁場が大きくなり、AMD 入口での横方向運動量が小さくなっていること が分かる。これによって、ターゲットと AMD の距離が短いほど AMD 内での粒 子の軌道半径が小さくなり、AMD 内のアパーチャーによる粒子損失が減るため、 陽電子捕獲率が向上する。

28



図 4.9 ターゲットと AMD の距離とターゲット上の磁場の関係。縦軸はター ゲット上の磁場を、横軸はターゲットから AMD 入口までの距離を示す。



図 4.10 ターゲットと AMD の距離とターゲット上の磁場の関係。縦軸はター ゲット上の磁場を、横軸はターゲットから AMD 入口までの距離を示す。

図 4.11 にターゲットと AMD の距離と AMD のアパーチャーに当たることな く入口を通過した粒子の数の関係を示す。また、図 4.11 は AMD 入口での生き 残った粒子の r 方向の平均を比較したものである。図 4.11 と図 4.12 からター ゲットと AMD の距離が短いほど AMD 入口での r 方向の実空間分布の広がり が小さくなり、AMD 入口を通過する粒子の数が多くなっていることが分か る。これによって、陽電子捕獲率が大きくなる。



図 4.11 AMD 入口を通過する粒子数。縦軸は AMD 入口を通過する粒子数を、 横軸はターゲットから AMD 入口までの距離を示す。



図 4.12 AMD 入口での粒子の r 方向の位置の平均。縦軸は AMD 入口での r 方向の位置の平均を、横軸はターゲットから AMD 入口までの距離を示す。

以上の2つ理由から最終的な陽電子捕獲率は図4.13で示すようになる。ター ゲットと AMD 入口までの距離が小さいほど陽電子捕獲率が大きいことが分か る。実際には標的は回転しているためターゲットと AMD の間には有限の隙間 が必要であり、ターゲットと AMD の距離は安全性の観点から決まる。



図 4.13 ターゲットと AMD の距離と陽電子捕獲率の関係。縦軸は陽電子捕獲 率を、横軸はターゲットから AMD 入口までの距離を示す。

4.3. キャプチャーライナック

キャプチャーライナックは 36 本の 11 セル定在波加速空洞から構成される。 図 4.14 は使用される 11 セル定在波加速空洞の模式図である。空洞の間には 2 セル分もしくは 4 セル分の隙間があり、これは加速空洞を支える台の足や真空 引き用のポートのための隙間である。



図 4.14 キャプチャーライナックに使用される 11 セル定在波加速空洞[8]

定在波加速空洞に発生する加速電圧は、t=0でRFの入力を開始したとして、 以下の式で表される。[4]

$$V(t) = \frac{2\sqrt{\beta P_0 rL}}{1+\beta} \left(1 - e^{-\frac{t}{T_0}}\right) - \frac{rI_{bl}L}{1+\beta} \left(1 - e^{-\frac{t-t_b}{T_0}}\right) .$$
(4.12)

ここで、 β は入力 RF の結合度、 P_0 [W]は入力 RF パワー、r [Ω/m]はシャント インピーダンス、Lは加速管の長さ、 I_{bl} はビームローディング電流、 t_b はビーム の入射時刻である。また、 T_0 は

$$T_0 = \frac{2Q}{\omega(1+\beta)} , \qquad (4.13)$$

のように Q(Q finite definition for the set of the set o

$$\varphi_i = \varphi_{RF} - \varphi_{particle} , \qquad (4.14)$$

となる。この位相差を用いて、ビームローディング電流は

$$I_{bl} = \frac{1}{\Delta t} \sum q_i \times \cos(\varphi_i) \quad , \tag{4.15}$$

のように表すことができる。*q_i*は粒子の電荷、Δ*t*はバンチ間隔である。陽電子が 最大加速になる電場の位相にいるときは三角関数の値は 1 となる。電子が最大 加速になる位相にいるときは三角関数の値が-1 となり、これは電子の負の電荷 で打ち消しあう。よって、位相の揃った粒子群をクレスト加速するときはビーム ローディング電流とビーム電流は等価となる。しかし、キャプチャーライナック はターゲットから出てすぐのため粒子の位相がバラバラでかつクレスト加速の 位相からずらして捕獲するため、ビームローディング電流はビーム電流と等価 にならないため、正確に求める必要がある。

式(4.12)の第一項は入力 RF による加速を表す項で、第二項はビームローディングによる減速を表す項である。定在波加速空洞の加速電圧の時間変化を表したものが図 4.15 である。



図 4.15 加速電圧の時間変化。縦軸が加速電圧で、横軸が時間である。青の点線は RF による加速電圧を示し、赤の点線はビームローディングによる減速電圧を示す。黄緑色の実線はその2つを足したものである。

RFの入力を始めると電場は上昇していくが、ビーム加速を開始すると加速によりエネルギーが奪われるため電場は減少する。マルチバンチ加速をする場合、この電圧が時間的に変化すると各バンチの加速エネルギーが均一にならないため、捕獲率が変動してしまい、都合が悪い。式(4.12)の第一項と第二項は同じ時定数を持つため、適当な条件により加速電圧 V(t)を時間的に一定にすることができる。具体的には、ビームの入射タイミングの調整によって行う。式 4.12 を時間で微分すると、

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{2\sqrt{\beta P_0 rL}}{1+\beta} \frac{1}{T_0} e^{-\frac{t}{T_0}} - \frac{rI_{bl}L}{1+\beta} \frac{1}{T_0} e^{-\frac{t-t_b}{T_0}} , \qquad (4.16)$$

となる。これが0になるという条件でビームの入射タイミングを求めると

$$t_b = -T_0 \ln\left(\frac{I_{bl}}{2} \sqrt{\frac{rL}{\beta P_0}}\right) , \qquad (4.17)$$

となる。このタイミングでビームを入射すると加速電圧は一定になる。図 4.16 はその時の加速電圧を示したものである。



図 4.16 補正後の加速電圧。縦軸が加速電圧で、横軸が時間である。青の点線 は RF による加速電圧を示し、赤の点線はビームローディングによる減速電圧 を示す。黄緑色の実線はその2つを足したものである。

図 4.16 のように定在波加速空洞のビームローディングは加速電圧が一定になる ように補正することができる。一定となった電圧の値は

$$V = \frac{2\sqrt{\beta P_0 rL}}{1+\beta} + \frac{rI_{bl}L}{1+\beta} , \qquad (4.18)$$

となる。

以上の議論は、空洞全体を単独のセルとして考えた場合のものである。実際の 加速空洞は、複数のセルから成り立っているので、複数のセルが結合したマル チバンチモデルにより加速勾配およびビームローディングを評価しなくてはな らない。その詳細については参考文献[9]に示されている。

GPT でのシミュレーションにおいて 11 セル定在波加速空洞は 11 個のピルボ ックス空洞を並べて再現した。ピルボックス空洞とは円筒の両端を平面で塞い だような直角円筒型の単セル空洞である。[10] ピルボックスにおける電場は 0 次のベッセル関数J₀を、磁場は 1 次のベッセル関数J₁を用いて
$$E_z = E_0 J_0(\chi_{01} \frac{r}{R}) \sin(\omega_{010} \cdot t + \varphi) , \qquad (4.19)$$

$$B_{\phi}(r,z) = \frac{E_0}{c} J_1(\chi_{01} \frac{r}{R}) \cos(\omega_{010} \cdot t + \varphi) \quad , \tag{4.20}$$

$$E_r = E_\theta = B_z = B_r = 0 , \qquad (4.21)$$

と表される。[6] ここでの共振角周波数ω₀₁₀は

$$\omega_{010} = \frac{\chi_{01}c}{R} , \qquad (4.22)$$

で、空洞の半径による。今回のシミュレーションでは共振角周波数が 1300MHzになるように空洞の半径を決定した。χ₀₁はJ₀の第1番目の根で

$$\chi_{01} = 2.40483, \tag{4.23}$$

である。キャプチャーライナックでは隣り合うセルの位相がπ違うπモードの 加速を行う。光速の粒子が1セル分通過する時の時間がRFの位相のπに相当 するようにセルの長さは決まっている。粒子を最初にどのようなRFの位相に 乗せるかで、粒子が感じる電場と磁場が変化し、捕獲効率が変化する。そのた め、本研究ではRFの初期位相の最適化を行った。



図 4.17 加速空洞ごとのビームローディング電流。縦軸はその加速空洞のビー ムローディング電流を、横軸は加速管の番号を示す。

前述したように加速空洞の電場の振幅はビームローディング電流の大きさによって変化する。今回のシミュレーションでは図 4.17 に示す加速空洞ごとのビームローディング電流から求めた電場の振幅を使ってシミュレーションを行った。電場の振幅とビームローディングの関係は

 $E_0 = \pi/(2 \times L_{cavity}) \times (21.16 - 7.17 \times I_{bl})$ [MV/m], (4.24) という式で与えられる。これはマルチセルモデルで $\beta = 6$ として表 4.2 のパラメ ータを用いて求めた関係である。 I_{bl} はビームローディング電流を表す。

パラメータ	数値	単位
周波数	1300	MHz
シャントインピーダンス	34.3	MΩ/m
アパーチャー(2a)	30	mm
Q value	29700	
Length	1.27	m
入力 RF の最大	22.5	MW

表 4.2 キャプチャーライナックに使用される L-Band 定在波加速空洞のスペ ック[11]

式(4.24)によって求めた加速空洞ごとの電場の振幅は図 4.18 で示すようになる。これを使ってシミュレーションを行った。ビームローディング電流は入射 電子の数によって変化するため、Yield の値によって変化する。本研究ではビ ームローディング電流のイタレーションを行った。

36



図 4.18 加速空洞ごとの電場の振幅。縦軸は加速空洞の RF の電場の振幅を、 横軸は加速管の番号を示す。

4.3.1. RF の初期位相の最適化

AMD から出てきた陽電子をより多く集群させるような位相を見つけるため、 GPT でのターゲット直後からキャプチャーライナックの出口までのシミュレー ションを RF の初期位相を変えて行った。ここで、RF の初期位相はターゲット から出た粒子が光速で進んでくると仮定した時に最初の加速空洞の入り口での 電場の位相である。電場は前述した式(4.7)のよう sin 型の時間関数で表される。 各粒子の加速電圧は

$$V = \int E \cdot dz \quad , \tag{4.25}$$

であり、加速空洞の長さをL、粒子が加速空洞に入る時の時間 t_{in} 、z = ctとすると

$$V = \int_{t_{in}}^{t_{in} + \frac{L}{c}} E_0 \sin(\omega t + \varphi) dt \quad , \tag{4.26}$$

となる。L/cは位相にしてπに相当するため

$$V = \frac{2E_0}{\omega} \cos(\omega t_{in} + \varphi) \quad , \tag{4.27}$$

と計算できる。今回はtinを一番目の加速管に光速で進んできた粒子が入る時間 として RF の初期位相 φ_0 を

 $\varphi_0 = \omega t_{in} + \varphi \;\;,$

定義する。式(4.27)より
$$\varphi_0 = 0$$
の時、陽電子の加速電圧が最大となる。

とえ



04

b.z 方向の標準偏差

100

200

300

phase [degree]

(4.28)



c. ローレンツガンマの標準偏差

100

200

300

phase [degree]

図 4.19 RF の初期位相ごとのキャプチャーライナック出口での陽電子の主バ ンチの統計情報。a,b,cの横軸は RF の初期位相。赤の点線は陽電子の最大加速 の位相を、青の点線は陽電子の最大減速の位相を示す。

RFの初期位相φoを変えてシミュレーションを行い、キャプチャーライナック 出口で集群された陽電子のバンチの中から一番陽電子数の多いバンチを取り出 し、陽電子数とエネルギーの広がり、z方向の広がりを評価した。このシミュ レーションではプロファイル2の磁場を想定して、ターゲットから AMD 入口

までの距離は 1mm とした。その時のキャプチャーライナック出口での結果を 図 4.19 に示す。図 4.19-a より RF の初期位相が 180°から 310°の時、主バ ンチの陽電子数が多くなっていることがわかる。

主バンチの陽電子数の多い、この範囲の結果を使って SAD によるシケイン以降のシミュレーションを行った。このシミュレーションはキャプチャーライナックの RF の初期位相が 210°の時の最適パラメータを用いて行った。その時の RF の初期位相と陽電子捕獲率の関係を図 4.20 に示す。図 419-b に示す RF の 初期位相と主バンチの z 方向の標準偏差の関係と比べると、z 方向の標準偏差が 小さいところで陽電子捕獲率が大きくなっていて、z 方向の標準偏差が大きいところでは陽電子捕獲率が小さくなっている。さらに、図 4.19-c に示す RF の初期位相と主バンチのガンマの標準偏差の関係と比べると、要大宇電子捕獲率が大きい RF の初期位相の時はガンマの標準偏差も小さい。以上より、主バンチの陽電子数が多く、z 方向とエネルギーの広がりが小さくなるような RF の初期位相が陽電子の最大減速の位相から 30°後ろの位相の時、陽電子捕獲率が最大になる。

このように粒子を一度減速位相に乗せてから捕獲する方法を減速キャプチャ ーという。以降では減速キャプチャーの原理を実際の粒子分布を用いて説明す る。



図 4.20 RF の初期位相と Yield の関係。縦軸は Yield で、横軸は RF の初期 位相。赤の点線は陽電子の最大加速の位相を、青の点線は陽電子の最大減速の 位相を示す。



c. 195ns 後の分布

図 4.21 キャプチャーライナックでの縦方向位相空間分布の変化。この時の RFの初期位相は 205°。赤の点線で囲ったものがこの時の陽電子の主バンチで ある。

図 4.21 はキャプチャーライナックでの縦方向位相空間分布の変化を示したものである。図 4.21-a はシミュレーション開始から 5ns 後の分布を示す。一番先頭の粒子が感じる RF の位相が φ_0 である。図 4.21-a よりエネルギーの低い粒子が遅れていることが分かる。これは横方向の運動量が大きい電子や RF によって減速されることで位相スリップを起こした陽電子である。位相スリップを起こした陽電子はスリップし後ろの加速位相に入ることで加速され集群される。図 4.21-b は 100ns 後の分布を示す。電子と陽電子の加速位相は π 違うため、集群される位相も π 違う。そのため図 4.21-b のような分布になる。これを加速することで図 4.21-c に示す 195ns 後の分布のようになる。RF の初期位相を粒子

の先頭の粒子の後ろが陽電子の加速位相になるようにすることで位相スリップ の距離が短くなるため捕獲陽電子の数が増える。逆に先頭の粒子の後ろが陽電 子の減速位相になるようにすると位相スリップの距離が長くなり、捕獲陽電子 数が減る。180°から310°の時、主バンチの陽電子数が多くなっているのはそ のためである。その範囲の中でも Yield が大きくなるのは減速位相の時である。 一度減速して後ろの位相で加速して捕獲することで、加速位相では捕獲できな かった質の悪い陽電子も捕獲することができるからである。

図 4.22 に初期位相ごとのキャプチャーライナック出口付近の縦方向位相空間 分布を示す。RF の初期位相によって主バンチの粒子分布が違うことが分かる。 図 4.22-a は RF の初期位相が 256°の時の粒子分布を示す。陽電子の主バンチ は z 方向の広がりもエネルギーの広がりも大きいことが分かる。そのため、こ の RF の初期位相は捕獲陽電子数は多いが陽電子捕獲率は小さい。図 4.22-b は RF の初期位相が 290°の時の粒子分布を示す。陽電子の主バンチは z 方向の広 がりは小さいが、エネルギーの高い先頭の陽電子によってエネルギー広がりが 大きくなっている。そのため、RF の初期位相が 205°の時ほどは陽電子捕獲率 が大きくない。



a. $\varphi_0 = 256^{\circ} \mathcal{O}$ 時

b. $\varphi_0 = 290^{\circ} \mathcal{O}$ 時

図 4.22 RF の初期位相ごとのキャプチャーライナック出口付近での縦方向位 相空間分布。赤の点線で囲ったものがそれぞれの陽電子の主バンチである。

4.3.2. ビームローディング電流

キャプチャーライナックでのビームローディングの効果は集群の具合や粒子 の数によって変わってくる。GPTにおけるシミュレーションではキャプチャー ライナックの加速勾配を加速空洞ごとのビームローディング電流から決定する ことで、場所によるビームローディングの効果を取り入れている。ビームローデ ィング電流はシミュレーションにより得た粒子分布と陽電子捕獲率から計算し たマクロ粒子あたりの電荷を使って計算する。入射電子の1バンチあたりの電 荷は

$$q_i = \frac{4.8nC}{\eta} \quad , \tag{4.29}$$

という式で求めることができる。マクロ粒子あたりの電荷はこれを入射電子 1000 個で割ったもので、陽電子が+q_iで、電子-q_iである。集群や粒子数は加速 勾配によって変わるため、ビームローディング電流が変化すると加速勾配が変 わってしまい、ビーローディング電流の値自体も変わってしまう。そこで、より 正確なビームローディング電流を求めるためイタレーションを行った。

ビームローディングのイタレーションの方法として、まず、図 4.18 で示した加 速勾配を使って行ったシミュレーションで求めた粒子分布と陽電子捕獲率から ビームローディング電流を求める。次に求めたビームローディング電流から加 速勾配を求める。これを使って再びシミュレーションを行い、ビームローディン グ電流を求める。この手順をシミュレーションに使用したビームローディング 電流とそのシミュレーション結果から得られるビームローディング電流が一致 するまで繰り返し行う。

今回は最初に想定していたビームローディング電流(図 4.17)を*I*_{bl_0}とし、それ を使って求めた陽電子捕獲率を*η*_{bl_0}とする。また、その時の粒子分布と*η*_{bl_0}を使 って求めたビームローディング電流を*I*_{bl_1}とした。ここでのシミュレーションで はターゲットから AMD 入口までの距離を 1mm とし、AMD の磁場プロファイ ルはプロファイル 2 を想定し、キャプチャーライナックの初期位相を 205°と した。また、SAD によるシケイン以降のパラメータは想定したビームローディ ング電流ごとに最適化したパラメータを使用した。今回は*I*_{bl_3}、*η*_{bl_3}まで求めた。 その時の図 4.23 に加速空洞ごとのビームローディング電流の変化を示す。また、 シミュレーションごとの陽電子捕獲率を表 4.3 に、ビームローディング電流か ら計算した加速空洞ごとの加速勾配の変化を図 4.24 に示す。



図 4.23 加速空洞ごとのビームローディング電流。黒の丸が I_{bl_0} を、青のバツ 印が I_{bl_1} を、緑の三角が I_{bl_2} を、白抜きのピンクの四角が I_{bl_3} を表す。



図 4.24 加速電場の振幅黒の丸が I_{bl_0} から求めた電場を、青のバツ印が I_{bl_1} から求めた電場を、緑の三角が I_{bl_2} から求めた電場を、白抜きのピンク色の四角が I_{bl_3} から求めた電場を表す。

	陽電子捕獲率		
η_{bl_0}	1.13		
$\eta_{bl_{-1}}$	1.19		
η_{bl_2}	1.18		
η_{bl_3}	1.18		

表 4.3 シミュレーションごとの陽電子捕獲率。

 $I_{bl_0} \ge I_{bl_1}$ を比べると I_{bl_1} の方が低くなり、加速勾配も大きくなっていることが 分かる。加速勾配が大きくなったため、陽電子捕獲率を比較すると η_{bl_0} よりも η_{bl_1} の方が大きくなる。 $I_{bl_1} \ge I_{bl_2}$ を比べると中盤の加速空洞でビームローディ ング電流が若干違うことが分かる。 $\eta_{bl_1} \ge \eta_{bl_2}$ はほとんど同じ値となった。 I_{bl_2} $\ge I_{bl_3}$ はほとんど等しくなることが分かる。 $\eta_{bl_2} \ge \eta_{bl_3}$ の値は等しくなった。前 後の陽電子捕獲率とビームローディング電流の大きさがほとんど等しくなった ため、 I_{bl_3} を実際のビームローディング電流として以降のシミュレーションに使 用する。このように、ビームローディング電流のイタレーションを行うことがで きた。

4.4. シケイン

シケイン入り口から ECS 出口までを SAD で計算した。GPT でシミュレーシ ョンしたキャプチャーライナック出口の粒子分布から陽電子数多い先頭のバン チのみを取り出して SAD でのシミュレーションに使用した。SAD でのシミュ レーションにおいて加速空洞のアパーチャーによる粒子損失は加速空洞の入口 と出口で加速空洞のアパーチャーよりも大きいものを取り除くように設定し た。また、DR アクセプタンスの δ のエネルギーの基準は 5GeV とした。シン グルバンチシミュレーションにおいての設計の最適化では、ブースターの加速 勾配を DR アクセプタンスを満たす粒子が最大になるように変えてシミュレー ションを行った。

本シミュレーションではキャプチャーライナックの後に設置されるシケイン のベンディングマグネットの長さ L_B は 0.36m、ベンディングマグネット間の距 離Lは 0.15m とした。以下ではシケインの偏向角について最適化を行った。

4.4.1. シケインの偏向角

シケインを通過すると momentum compaction の効果により、エネルギーの 高い粒子は短い軌道を通るため先行し、エネルギーの低い粒子は長い軌道を通 るため基準粒子と比べて z 方向に遅れる。キャプチャーライナック後のシケイ ンではこの momentum compaction の効果を利用してバンチ長の圧縮を行う。 シケイン後のブースターを通過すると RF カーブにのるためバンチ長が変化す るとブースター後のエネルギー広がりも変化する。そのため、最終的な ECS 後 の分布も変化するため陽電子捕獲率が変わってしまう。momentum compaction の大きさはシケインの偏向角に依存する。そこで、シケインの偏向角を変えてシ ミュレーションを行うことでシケインの偏向角の最適化を行った。図 4.24 はシ ケインの偏向角による縦方向位相空間分布の違いを示したものである。

ここで、縦方向位相空間は (z, δ) と表す。zは進行方向の平均位置からの相対的 なズレで、 δ は平均エネルギーからの相対的なズレを表す。それぞれを

$$\mathbf{z} = \dot{z} - \dot{z}_{ave} \quad , \tag{4.30}$$

$$\delta = \frac{E - E_{ave}}{E_{ave}} \quad , \tag{4.31}$$

と定義する。E は粒子のエネルギー、 E_{ave} は平均エネルギー、źは粒子のzの位置、 $ź_{ave}$ はz方向の平均位置である。

図 4.25-a はキャプチャーライナック出口での陽電子の主バンチの縦方向位相 空間分布を示す。これがシケインを通過するとき偏向角ごとに図 4.25-b のよう な分布に変化する。偏向角が小さいと momentum compaction の効果も小さく なり、バンチ長が長くなる。また、偏向角が大きすぎても momentum compaction の効果が効きすぎてバンチ長が長くなる。



図 4.25 各場所での縦方向位相空間分布の変化。b,c,d でピンクの白抜きの丸印 は偏向角が 0.195[rad]の時を、黒丸は偏向角が 0.27[rad]の時を、青のバツ印は 偏向角が 0.345[rad]の時を示す。

シケイン通過後はブースターで RF により加速される。そのためバンチ長が 大きいとエネルギー広がりが大きくなってしまう。また、ブースター出口で平 均エネルギーから±3%のエネルギーの粒子が ECS 出口で DR アクセプタンス を満たす。シケインの偏向角ごとにブースター出口でこの範囲内にいる粒子の 数を示したものが図 4.26 である。また、図 4.27 はシケインの偏向角と陽電子 捕獲率の関係を示したものである。図 4.26 と図 4.27 を比べると、ブースター 出口で平均エネルギーから±3%にいる陽電子の数が多いと陽電子捕獲率が大き くなっていることが分かる。

このようにキャプチャーライナック後のシケインの偏向角を最適化すること で、シケイン後のバンチ長を短くし、ブースター出口でのエネルギー広がりを 抑え、陽電子捕獲率を大きくすることができた。図 4.26 と図 4.27 では急に陽 電子捕獲率と粒子数が低下する点がある。これはシミュレーション内で、横方 向の収束が上手くいかず粒子損失が多くなってしまったためである。



図 4.26 シケインの偏向角ごとのブースター出口で-0.03 < δ < 0.03を満たす 陽電子の数。縦軸は条件を満たす陽電子数で、横軸はシケインの偏向角であ る。シケインの偏向角と陽電子捕獲率の関係とほとんど同じ挙動を示す。



図 4.27 シケインの偏向角と陽電子捕獲率の関係。縦軸は陽電子捕獲率で横軸 はシケインの偏向角を表す。0.27[rad]の時陽電子捕獲率が最大となる。最大陽 電子捕獲率は 1.18。

4.4. ブースター



図 4.28 ブースターのラティスの構成図。緑の長方形が Q マグネットで、青の長方形が加速空洞である。

ブースターは図 4.27 に示すように入り口から順に 4 つの Q マグネットと 1 つ の L-Band の加速空洞からなる 4Q1L のラティス(加速器のコンポーネントの繰 り返し構造)が 14 つ、4 つの Q マグネットと 2 つの L-Band の加速空洞からな る 4Q2L のラティスが 29 つ、4 つの Q マグネット 4 つの L-Band の加速空洞か らなる 4Q4L のラティスが 29 つ、4 つの Q マグネット 4 つの L-Band の加速 空洞からなるラティスが 23 つの構成である。この加速空洞の配置と数は参考文 献[3]と[12]をもとにした。前述したように、エネルギーの低いため横方向に広が っているブースターの前半では開口径の大きい L-Band を使い、後半は加速効 率の高い S-Band を使う。さらにブースター前半では Q マグネットの設置され るスパンも短くなっており、横方向の収束が強くなっている。

4.4.1. ブースターの位相

ブースターではシケインを通過してきた粒子を 5GeV まで加速する。シケイ ン通過後の縦方向位相空間分布を図 4.29 a に示す。これを RF で加速するとき 分布は RF カーブに沿った形になる。この時、加速中心(クレスト加速の位相)を どこに置くかで RF カーブによるエネルギー広がりが変わる。図 4.29 b はブー スターの加速中心を変えてシミュレーションを行った時のブースター出口での 粒子分布の違いを示す。また、図 4.30 a はブースター出口でのδの標準偏差の 違いを示す。クレスト加速の位置によってエネルギー方向の広がりが違うこと が分かる。このエネルギー方向の広がりが ECS による縦方向位相空間の回転に よって、z 方向の広がりに変わる。図 4.29 c は ECS 後の分布を示す。ブースタ 一出口の粒子分布を回転させるため、粒子分布の違いはブースター出口の分布 に従う。z方向の長さに差がないのは ECS のシケインのコリメータによって、 通過する粒子のエネルギーの幅を制限するからである。通過する粒子を制限す るため、図 4.30-b に示す ECS 出口にたどり着く粒子の数を見ると、ブースター 後のエネルギー広がりが小さいほど粒子の数が多くなることが分かる。これに よって陽電子捕獲率も変化する。つまり、ブースター出口でエネルギー方向の広 がりが小さくなるように加速中心を決めることによって陽電子捕獲率が高くな ることが分かる。





a. シケイン出口

b. ブースター出口



c. ECS 出口。赤の楕円は DR アクセプ

タンスを示す。

図 4.29 各場所での縦方向位相空間分布の変化。b,c,でピンクの白抜きの丸印は 加速中心が a.の図で z=0.005m に置いた時を、黒丸は z=0.0005m に置いた時 を、青のバツ印は z=-0.0045m に置いた時を示す。



図 4.30 場所ごとの粒子の統計情報の比較。横軸は図 4.28-a の分布の z において加速中心を置いた位置。

図 4.30 はブースターの加速中心による陽電子捕獲率の変化を示したものである。 加速中心を z=-0.0005m のところに置いた時陽電子捕獲率が最大になることが 分かる。このように、ブースターの RF の位相を最適化することができた。



図 4.31 陽電子捕獲率の変化。縦軸は陽電子捕獲率を、横軸は図 4.28-a の分 布の z において加速中心を置いた位置を示す。

4.5. ECS



図 4.32 ECS の構成図。緑の長方形は Q マグネットを、黄色の長方形はシケインのベンディングマグネットを、水色の長方形は加速空洞を示す。

ECS の構成を図 4.32 に示す。3 つのシケインのベンディングマグネットの長 さ*L_B*は 2m で、ベンディングマグネット間の距離*L*は 3.05m である。シケインの 間には横方向の収束のための Q マグネットが設置されている。ECS 後半の加速 空洞は L-Band の進行波加速空洞である。その加速空洞のスペックを表に示す。

パラメータ	数値	単位
周波数	1300	MHz
アパーチャー(2a)	34	mm
Length	3.0	m
加速電圧	38	MV

表 4.4 ECS に使用される L-Band 進行波加速空洞のスペック

ECS のビーム輸送を(z, δ)ベクトルに対する行列演算によって表すと ECS 入 射後の(z_2, δ_2)は ECS 入射前(z_1, δ_1)を使って以下のように表すことができる。

$$\binom{z_2}{\delta_2} = M_{RF} M_d \binom{z_1}{\delta_1} = \binom{1}{R_{65}} \frac{R_{56}}{R_{56}R_{65}} + 1 \binom{z_1}{\delta_1} .$$
 (A.3)

ここで、 M_d はシケインの輸送行列を、 M_{RF} は RF 空洞の輸送行列を表す。行列要素の R_{56} は momentum compaction で、 R_{65} はエネルギー変調を示し、それぞれ

$$R_{56} = 2\theta^2 \left(L + \frac{2}{3} L_B \right) , \qquad (4.30)$$

$$R_{65} = -\frac{V_0 \omega}{\bar{E}c} , \qquad (4.31)$$

と表される。[14] ここでの R_{56} と R_{65} はそれぞれシケイン1つ、加速空洞1つの時の値である。シケインや加速空洞を複数ある場合、 R_{56} と R_{65} の値はそれぞれの数をかけた値となる。

ここで、R₅₆とR₆₅は

$$R_{56} \times R_{65} + 1 = 0 \quad , \tag{A.4}$$

という整合条件を満たすとし、 $R_{56} = R$ とすると

$$\begin{pmatrix} z_2 \\ \delta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} z_1 + R\delta_1 \\ -z_1/R \end{pmatrix} , \qquad (3.45)$$

とかくことができる。

表 4.4 に示す加速空洞を想定すると R_{65} は 0.828 [1/m]となる。 R_{56} は θ の値によって決まる。本研究では θ の値を変えてシミュレーションを行うことで θ の最適値を求めた。

4.5.1. ECS のシケインの偏向角

ブースター出口での陽電子の縦方向位相空間分布は図 4.33・a に示すような分 布である。これを ECS のシケインに通過することでシケインの momentum compaction の効果でエネルギーの高い粒子を先行させ、エネルギーの低い粒子 を遅れさせる。シケインの偏向角を変えることで momentum compaction の効 果が変化するため、シケインの偏向角ごと ECS のシケインの通過後の分布が図 4.33・b のように変化する。これを加速空洞で RF 変調を行うことで分布はそれ ぞれ図 4.33・c のように変化する。ECS のシケインの偏向角ごとに縦方向位相空 間分布の回転の大きさが変わっていることが分かる。回転の具合によって図 4.33・c に示した DR アクセプタンスに対して形が変わるため陽電子捕獲率も変 化する。



c. ECS 出口。赤の楕円は DR アクセ プタンスを示す。

図 4.33 各場所での縦方向位相空間分布の変化。b,c,d でピンクの白抜きの丸 印は偏向角が 0.155 rad の時を、黒丸は偏向角が 0.21 rad の時を、青のバツ印 は偏向角が 0.27 rad の時を示す。

図 4.34 に ECS のシケインの偏向角ごとの陽電子捕獲率の変化を示す。ECS の シケインの偏向角が 0.21 rad の時陽電子捕獲率が最大になることが分かる。さ らに、ECS のシケインの偏向角が 0.21 rad から 0.23 rad の時に陽電子捕獲率 が高くなっている。ECS のシケインの偏向角が 0.21 rad の時の R_{56} の値は 1.03 m である。 R_{65} が 0.828 [1/m]の時、整合条件に当てはめると R_{56} は 1.21 m とな る。 R_{56} が 1.21 m となるシケインの偏向角は 0.224 rad であるため、ECS のシ ケインの偏向角の最適値は整合条件に近い値である。整合条件と少しずれるの は粒子分布の形などが影響していると考えられる。



図 4.34 陽電子捕獲率の変化。縦軸は陽電子捕獲率を、横軸は ECS のシケインの偏向角を示す。

4.6. 最適化の結果と標的破壊の評価

本章の目的は、電子ビーム駆動方式 ILC 陽電子源において最大の技術的課題 である、標的破壊を防ぐために、陽電子捕獲率を最大まで高め、ドライブ電子ビ ームの密度を減らすことである。

標的破壊は、PEDD(Peak Energy Deposition Density)という、エネルギー密度(J/cm³)を物質の密度(g/cm³)で規格化したもののピーク値を指標として評価できることがわかっている。PEDD の単位は J/g で標的物質あたりのエネルギーを示したものである。今回仮定した W-Re 標的は、1990 年代にスタンフォード線形加速器センター (SLAC, Stanford Linear Accelerator Center) で行われた世界初のリニアコライダーSLC(SLAC Linear Collider)で使用されたもので、実用的な破壊限界は 35(J/g)とされている。[3]

エネルギー3GeV, バンチ電荷 3.2nC、スポッと径 2mm(RMS)の電子バンチ を 1300 バンチ、16mm 厚の W-Re 標的に打ち込んだ時の PEDD は 25.6(J/g)で ある。この値は連続する 66 バンチが重畳すると仮定したものである。 ILC 陽電子源では、マージンも含めて、DR のアクセプタンス内にバンチあたり 4.8nC の陽電子を生成する必要がある。実際に衝突点で仮定されているバンチ 電荷 3.2nC の 50%増しの値であり、この 50%はマージンである。入射電子ビー ムは陽電子捕獲率によって式(4.29)のように決まる。この式(4.29)を用いて、 PEDD を入射電子ビームのバンチ電荷でスケーリングすると、PEDD をζとし て、陽電子捕獲率和を用いて

$$\zeta(\eta) = \frac{38.4}{\eta}$$
, (4.32)

と書ける。図 4.35 は PEDD と陽電子捕獲率の関係を示したものである。標的破壊なく必要な陽電子を生成するためには陽電子捕獲率は 1.1 以上必要となる。



図 4.35 PEDD と陽電子捕獲率の関係。縦軸は PEDD を、横軸は陽電子捕獲率 を示す。赤の点線は W-Re 標的の破壊限界 35J/g とその時の陽電子捕獲率を示 したものである。標的の破壊限界以下での陽電子生成を行うためには陽電子捕 獲率は少なくとも 1.1 以上が必要になる。

シミュレーションでの AMD とソレノイドの磁場プロファイルとターゲット の距離とその時の Yield の値を表 4.5 にまとめた。シミュレーションではキャプ チャーライナックのビームローディング電流はそれぞれの条件でイタレーションを行い、その他のパラメータはそれぞれの条件で最適化したものを使用した。 表 4.5 よりプロファイル 2 の磁場を仮定した時、ターゲットから AMD 入口 までの距離を 2mm 以内にすることで標的破壊限界以下での陽電子生成が可能であることが分かる。

磁場プロファイル	ターゲットから AMD	酒 എ 寸 14 海 赤	PEDD
	入口までの距離	· 杨 电 丁 佣 便 平	[J/g]
プロファイル1	5mm	1.09	35.2
プロファイル 2	5mm	0.99	38.8
プロファイル 2	4mm	1.04	36.9
プロファイル 2	3mm	1.08	35.6
プロファイル2	2mm	1.12	34.3
プロファイル2	1mm	1.18	32.5

表 4.5 磁場プロファイルとターゲットと AMD の距離を変えてシミュレーショ ンを行った時の陽電子捕獲率と PEDD。標的破壊限界は 35J/g である。これ以 下になるのはプロファイル 2 の磁場でターゲットと AMD の距離を 2mm 以下 にした時である。

5. マルチバンチ加速におけるバンチごとの生成効率

の変動とその抑制

本研究ではブースターに使用される L-Band と S-Band の進行波加速空洞に おけるマルチバンチ加速での過渡的ビームローディングの補正を行った。ま た、マルチバンチ加速を行った際のバンチごとの陽電子捕獲率の変動について 評価した。

5.1. 進行波加速空洞の加速電圧

陽電子ブースターでは L-Band と S-Band の進行波加速空洞を使用して 5GeV まで加速する。進行波加速空洞は加速管内の RF の群速度が有限であるという 特徴を持つ。RF は入り口から入力され、出口から出ていく。RF が加速管内を 通過している間に加速電場が誘起される。ビームローディングによる減速電場 も電磁場的に同じモードであるため、同様に出口へと伝搬する。以下では、進行 波加速空洞のビームローディングの効果を含む加速電圧について説明する。

ここでは加速管内の単位長さあたりの消費パワーが一定、つまり入り口から出 口まで加速勾配が一定である Constant Gradient 型の加速空洞を仮定する。

加速空洞を進行する RF のパワーPは式(5.1)のように電場をたてるために空洞 壁での消費とビーム加速による消費の2つの項で表すことができる。

$$\frac{dP}{dz} = \left(\frac{dP}{dz}\right)_{wall} + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{beam}$$

$$= -2\alpha(z)P(z,t) - I_0E(z,t) \quad .$$
(5.1)

加速空洞中のビームの侵攻方向にzにとり、 I_0 はビーム電流、Eは加速電場、 α は 減衰パラメータで、これは空洞の入り口から出口までの RF パワーや加速電界 の減衰の割合を示すものである。式(5.1)の左辺の全微分を展開すると

$$\frac{dP}{dz} = \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial P}{\partial t}\frac{dt}{dz} , \qquad (5.2)$$

となる。これをまとめると

$$\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{v_g(z)} \frac{\partial P}{\partial t} + 2\alpha(z)P(z,t) + I_0E(z,t) = 0 \quad , \qquad (5.3)$$

を得る。 v_q は加速空洞内での RF の群速度である。ここで、

$$P = \frac{E^2}{2\alpha r_0} \quad , \tag{5.4}$$

より、

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{E}{\alpha r_0} \frac{\partial E}{\partial z} \quad , \tag{5.5}$$

となる。r₀は単位長さあたりのシャントインピーダンスである。これを用いて式 (5.3)を電場の微分方程式に変換すると

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{E}{2\alpha} \frac{d\alpha}{dz} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial E}{\partial t} + \alpha(z) E(z,t) + I_0 \alpha r_0 = 0 \quad , \qquad (5.6)$$

のようになる。また、コンスタントグラディエンド(CG)の条件

$$\frac{d\alpha}{dz} = -2\alpha(z) \quad , \tag{5.7}$$

より、

$$\alpha(z) - \frac{1}{2\alpha(z)} \frac{d\alpha}{dz} = 0 \quad , \tag{5.8}$$

となるので、式(5.6)の第二項と第四項はキャンセルしてゼロとなる。 式(5.6)の両辺をラプラス変換すると

$$\frac{\partial E(z,s)}{\partial z} + \frac{s}{v_g} E(z,s) + \alpha r_0 I(s) = 0 \quad , \tag{5.9}$$

を得る。ここで変数 s はラプラス変換での変数である。 これを z について積分すると

$$E(z,s) = E(0,s)e^{st_z} - e^{-st_z}r_0 I \int_0^z e^{st_z}\alpha(z)dz , \quad (5.10)$$

となる。ここでの t_z は 0 から z まで RF が伝搬するのに必要な時間である。長さ L の加速管全体での加速電圧は

$$V(s) = \int_0^L E(z, s) dz , \qquad (5.11)$$

で求めることができる。よって、加速管全体の加速電圧は

$$V(s) = \frac{\omega L}{Q(1 - e^{-2\tau})} \frac{1}{s + \omega/Q} E(s) \left(1 - e^{-(s + \omega/Q)t_f}\right) - \frac{\omega r_0 L}{2Q(1 - e^{-2\tau})s} I(s) \left[1 - e^{-\frac{\omega}{Q}t_f} - \frac{\omega(1 - e^{-st_f - 2\tau})}{Q(s + \omega/Q)}\right],$$
(5.12)

となる。[14] τ は Attenuation コンスタントで長さ L の加速空洞に対して

$$\tau = \int_0^L \alpha(z) dz \quad , \tag{5.13}$$

と定義される。

ここで入力 RF により発生する電場およびビーム電流を

$$E(t) = E_0 U(t)$$
, (5.14)

$$I(t) = I_0 U(t - t_i) , \qquad (5.15)$$

とおく。U(t)は階段関数である。式(5.15)はt = 0で RF 入力を開始し、 $t = t_i$ で ビーム加速を開始する状況を表す。それぞれのラプラス変換は

$$E(s) = \frac{E_0}{s}$$
, (5.16)

$$I(s) = \frac{I_0}{s} e^{-st_i} , (5.17)$$

となる。これを式(5.12)に代入すると

$$V(s) = \frac{\omega L}{Q(1 - e^{-2\tau})} \frac{1}{s + \omega/Q} \frac{E_0}{s} \left(1 - e^{-(s + \omega/Q)t_f} \right) - \frac{\omega r_0 L}{2Q(1 - e^{-2\tau})} \frac{I_0}{s^2} e^{-st_i} \left[1 - e^{-\frac{\omega}{Q}t_f} - \frac{\omega(1 - e^{-st_f - 2\tau})}{Q(s + \omega/Q)} \right],$$
(5.18)

となる。これを時間ドメインにラプラス逆変換すると

$$V(t) = \frac{E_0 L}{1 - e^{-2\tau}} \left[\left(1 - e^{-\frac{\omega}{Q}t} \right) U(t) - e^{-2\tau} \left(1 - e^{-\frac{\omega}{Q}(t - t_i)} \right) U(t - t_f) \right] - \frac{r_0 L I_0}{2} \left(-\frac{\omega e^{-2\tau}}{Q(1 - e^{-2\tau})} (t - t_i) + \frac{1 - e^{-\frac{\omega}{Q}(t - t_i)}}{1 - e^{-2\tau}} \right) U(t - t_i) + \frac{r_0 L I_0}{2} \times$$

$$\left(-\frac{\omega e^{-2\tau}}{Q(1 - e^{-2\tau})} (t - t_i - t_f) + \frac{e^{-2\tau} (1 - e^{-\frac{\omega}{Q}(t - t_i - t_f)})}{1 - e^{-2\tau}} \right) U(t - t_i - t_f) ,$$
(5.19)

となる。

 $t < t_f$ の時、次式を得る。

$$V(t) = \frac{E_0 L}{1 - e^{-2\tau}} (1 - e^{\frac{\omega}{Q}t}) \quad . \tag{5.20}$$

これは RF の入力が始まってから充填が完了するまでの過渡的状態を表す。RF の充填完了後ビーム加速を行わなければ加速電圧は一定になる。ビーム加速を 行わない時の加速電圧の時間変化を図 5.1 に示す。



図 5.1 ビーム加速を行わない時の加速電圧の時間変化。縦軸は加速電圧を、 横軸は t=0 で加速空洞に RF の充填を開始した時の時間を示す。t_fは加速空洞 の充填時間で、ビーム加速を行わない場合は充填時間後から一定となる。

次にビーム加速を行う場合について考える。以降では $t_i = t_f$ とする。これは RF の充填が完了すると同時にビーム加速を開始する場合である。 式(5.19)は $t_f < t < 2t_f$ において次式を得る。

$$V(t) = E_0 L - \frac{r_0 L I_0}{2(1 - e^{-2\tau})} \left[-\frac{\omega}{Q} e^{-2\tau} \left(t - t_f \right) + 1 - e^{2\tau - \frac{\omega}{Q}t} \right] .$$
 (5.21)

この式から分かるように、ビーム加速を行うと時間とともに加速電圧は変化する。これが、進行波加速空洞における過渡的ビームローディングである。ビーム 加速を開始してから充填時間が経過すると加速電圧は一定となる。図 5.2 はこ の時の加速電圧の時間変化を示したものである。



図 5.2 ビーム加速を行った時の加速電圧の時間変化。縦軸は加速電圧を、横軸 は t=0 で加速空洞に RF の充填を開始した時の時間を示す。オレンジの実線は ビームが加速空洞を通過している時の加速電圧である。t_fは加速空洞の充填時間 で、充填完了と同時にビーム加速を開始した。ビーム加速開始後から加速電圧が 下がり、ビーム加速開始からt_f後に加速電圧が一定になることが分かる。

加速電圧の時間変化はバンチごとのエネルギーが変動を引き起こす。これは 様々な問題を引き起こすため抑制する必要がある。そこで、加速電圧の変化を打 ち消すような RF の制御を考える。

ビーム加速を行うと、ビームが持ち去る電力だけ消費電力が増えるため、それ を補うように入力 RF のパワーを増大させる必要がある。そこで RF の入力を電 場にして

 $E(t) = E_0 U(t) + E_1 U(t - t_f) + E_2(t - t_f) U(t - t_f) , \quad (5.22)$ のように変化させる。この電場の時間変化を表したものが図 5.3 である。



図 5.3 電場の時間変化。縦軸が電場の振幅を、横軸は t=0 で加速空洞に RF の充填を開始した時の時間を示す。RF の充填時間t_f 秒後、ビーム加速を開始 するのと同時に振幅を大きくし、以降は線形で減少させる。

この電場により求めた加速電圧は

$$\begin{split} V(t) &= \frac{E_0 L}{1 - e^{-2\tau}} \Big[\Big(1 - e^{-\frac{\omega}{Q}t} \Big) U(t) - e^{-2\tau} \Big(1 - e^{-\frac{\omega}{Q}(t - t_f)} \Big) U(t - t_f) \Big] \\ &= \frac{E_1 L}{1 - e^{-2\tau}} \Big[\Big(1 - e^{-\frac{\omega}{Q}(t - t_f)} \Big) U(t - t_f) - e^{-2\tau} \Big(1 - e^{-\frac{\omega}{Q}(t - 2t_f)} \Big) U(t - 2t_f) \Big] \\ &\quad + \frac{E_2 L}{1 - e^{-2\tau}} \Big[(t - t_f) - \frac{Q}{\omega} \Big(1 - e^{-\frac{\omega}{Q}(t - t_f)} \Big) \Big] U(t - t_f) \\ &\quad - \frac{E_2 L}{1 - e^{-2\tau}} e^{-2\tau} \Big[(t - 2t_f) - \frac{Q}{\omega} \Big(1 - e^{-\frac{\omega}{Q}(t - t_f)} \Big) \Big] U(t - 2t_f) \\ &\quad - \frac{r_0 L I_0}{2} \Bigg(- \frac{\omega e^{-2\tau}}{Q(1 - e^{-2\tau})} (t - t_f) + \frac{1 - e^{-\frac{\omega}{Q}(t - t_f)}}{1 - e^{-2\tau}} \Bigg) U(t - t_f) \\ &\quad + \frac{r_0 L I_0}{2} \Bigg(- \frac{\omega e^{-2\tau}}{Q(1 - e^{-2\tau})} (t - 2t_f) + \frac{e^{-2\tau}(1 - e^{-\frac{\omega}{Q}(t - 2t_f)})}{1 - e^{-2\tau}} \Bigg) U(t - 2t_f) , \\ &\quad + \frac{r_0 L I_0}{2} \Bigg(- \frac{\omega e^{-2\tau}}{Q(1 - e^{-2\tau})} (t - 2t_f) + \frac{e^{-2\tau}(1 - e^{-\frac{\omega}{Q}(t - 2t_f)})}{1 - e^{-2\tau}} \Bigg) U(t - 2t_f) , \\ &\quad + \frac{c}{\sqrt{2}} \lesssim_0 \quad \subset \subset \heartsuit, \ t_f < t < 2t_f \mathcal{O}) \implies, \end{split}$$

$$V(t) = E_0 L + \frac{E_1 L}{1 - e^{-2\tau}} \left(1 - e^{-\frac{\omega}{Q}(t - t_f)} \right) + \frac{E_2 L}{1 - e^{-2\tau}} \left[\left(t - t_f \right) - \frac{Q}{\omega} \left(1 - e^{-\frac{\omega}{Q}(t - t_f)} \right) \right]$$
(5.24)
$$- \frac{r_0 L I_0}{2(1 - e^{-2\tau})} \left[-\frac{\omega}{Q} e^{-2\tau} \left(t - t_f \right) + 1 - e^{-\frac{\omega}{Q}(t - t_f)} \right] ,$$

を得る。この時間微分が 0 になるように E_1 および E_2 を決定すると加速電圧の時間変化は打ち消される。

$$E_1 = \frac{r_0 I_0}{2} \left(1 - e^{-2\tau} \right) , \qquad (5.25)$$

$$E_2 = -\frac{r_0 I_0}{2} \frac{\omega}{\rho} e^{-2\tau} \quad , \tag{5.26}$$

とすると、加速電圧の時間変化は図 5.4 に示すように加速開始後から一定となる。



図 5.4 ビームローディングの補正を行った時の加速電圧の時間変化。縦軸は 加速電圧を、横軸は t=0 で加速空洞に RF の充填を開始した時の時間を示す。 ビームを入射したt_f秒後から加速電圧が一定となる。オレンジの実線はビーム が加速空洞を通過している時の加速電圧である。

このように、RFの振幅変調によってビーム加速開始から t_f 秒後までの加速勾配を一定にすることができる。一回の振幅変調で加速電圧の補正ができるのは t_f 秒後までである。そのため、ビームの時間構造が長い場合は複数回の振幅変調が必要になる。

5.2. 実際の時間構造でのビームローディングの補正

ー様な電流を仮定した進行波加速空洞での振幅変調によるビームローディン グの補正については前述したとおりである。ここでは、実際の電子ビーム駆動方 式 ILC 陽電子源でのビームの時間構造を仮定してビームローディングの補正を 検討する。電子ビーム駆動方式 ILC 陽電子源のビームの時間構造は図 3.5 に示 したとおりである。ビーム電流の値は1バンチ当たり 4.8nC の電荷を仮定して

$$I_0 = \frac{4.8nC}{6.15ns} = 0.78$$
 [A] , (5.27)

とした。実際の時間構造をビーム電流の時間変化として式で表すと

$$I(t) = I_0 U(t - t_1) - I_0 U(t - t_2) + I_0 U(t - t_3) - I_0 U(t - t_1) ,$$
(5.28)

となる。ここで、 t_1 は先頭のバンチの加速を始めた時間で、 t_2 は1つ目のミニトレインの最後のバンチの加速が終わる時間で、 t_3 は2つ目のミニトレインの先頭のバンチの加速を始める時間、 t_4 は2番目のミニトレインの最後のバンチの加速が終わる時間である。ここでは簡単のため $t_1 = 0$ とし、このタイミングで加速空洞の RF の充填が完了し、先頭のバンチの加速を開始するとした。つまり、 $t = -t_f$ で RF のパワーの充填を開始し、t = 0で加速を開始する。図 5.5 はその時のビーム電流の時間変化を示したものである。



図 5.5 ビーム電流の時間変化。縦軸はビーム電流を横軸は t=0 を先頭のバンチ とした時の時間を示す。ビーム電流の大きは 0.78A である。

式(5.28)のI(t)と電場の時間変化E(t)をラプラス変換したI(s)とE(s)を式(5.12) に代入し逆ラプラス変換をすることで加速電圧の時間変化を得ることができる。 今回は電場の時間変化E(t)の変調によって過渡的ビームローディングの補正を 検討した。加速電圧の計算には表 5.2 に示す実際に使用される L-Band と S-Band の進行波加速のパラメータの値を使用した。

パラメータ	L-Band	S-Band	単位
周波数	1298	2856	MHz
シャントインピーダンス	47.2	57.8	MΩ/m
アパーチャー(2a)	34	20	mm
Filling time	1.32	0.507	μs
Attenuation	0.261	0.333	
Q value	20000	13600	
Length	2.0	1.959	m
入力パワーの最大	22.5	36.0	MW

表 5.2 ブースターに使用される L-Band と S-Band の進行波加速空洞のパラメ ータ[11]



a.パワーに変換した電場の時間変化。赤の点線は最大パワー(22.5MW)を示す。





b.パワーに変換した電場の時間変化赤の 点線は最大パワー(36MW)を示す。



c.加速電圧の時間変化ビームが通過する 部分は赤の実線で、その他の部分を青の 点線で示す。 d.加速電圧の時間変化ビームが通過する 部分は赤の実線で、その他の部分を青の 点線で示す。

図 5.6 ビームローディングの完全補正を行う際の電場と加速電圧の時間変化。a,b,c,dの横軸は t=0 先頭のバンチとした時の時間を示す。a,bの縦軸は電場をパワーに変化したものを、c,dの縦軸は加速電圧を示す。

実際の加速空洞のパラメータを使い、ビームの時間構造も実際のものを仮定 して加速電圧を計算した結果を図 5.6 に示す。L-Band の進行波加速空洞におい て図 5.6-a に示すような電場の振幅変調を行うと、加速電圧は図 5.6-c に示すよ うな時間変化をする。この時、バンチごとの加速電圧は 14.42±0.00 MV で、バ ンチごとの加速電圧は一定となる。S-Band も同様に図 5.6-b に示すような振幅 変調を行うと、図 5.6-d のような加速変化の時間変化となる。この時のバンチご との加速電圧は 23.05±0.00 MV と一定になる。このように実際のビーム構造 を仮定してもビームローディングを完全に補正することができる。このような 加速電圧が一定になるような補正を完全補正と呼ぶ。ビームローディングの完 全補正を行うためには図 5.6-a,b のような振幅変調が必要になる。ビームが通過 する際の加速電圧は RF の充填時間t₁までの電場の大きさによって決まる。しか し、ビーム加速を開始するt₁で電場の振幅を大きくする量とその後の減少の傾き はビーム電流の大きさによって決まるため、最大パワーという制限のもとで完 全補正を行うと最大パワーが凸部によって制限され、最大パワーを効率よく使 うことができず、加速電圧が低くなってしまう。

L-Band

S-Band



a. パワーに変換した電場の時間変化。 赤の点線は最大パワーを示す。





b. パワーに変換した電場の時間変化。 赤の点線は最大パワーを示す。



c. 加速電圧の時間変化ビームが通過する 部分は赤の実線で、その他の部分を青の 点線で示す。 d.加速電圧の時間変化ビームが通過する 部分は赤の実線で、その他の部分を青の 点線で示す。

図 5.7 ビームローディングの準完全補正を行う際の電場と加速電圧の時間変化。a,b,c,dの横軸は t=0 先頭のバンチとした時の時間を示す。a,bの縦軸は電場をパワーに変化したものを、c,dの縦軸は加速電圧を示す。

そこで、L-Band と S-Band それぞれ図 5.7-a と図 5.7-b のような振幅変調を 行うことを考えた。L-Band と S-Band はどちらも t_1 までのパワーを完全補正の 時よりも大きくした。L-Band ではビームが通過している際の電場の時間変化を なくしフラットにした。S-Band では完全補正をした場合に最大パワーをオー バーしてしまうパワーをカットして、最大パワー内に収まるような補正を行っ た。この時の加速電圧の時間変化はそれぞれ図 5.7-c と図 5.7-d が示すようにな る。バンチごとの加速電圧は L-Band の加速空洞は 16.59 +0.17 -0.11 MeV (peak to peak)で、これは全幅で 1.7%の広がりである。S-Band の加速空洞は 25.87± 0.19 MeV (peak to peak)で、広がりは全幅で 1.5%であった。このように、1.5 ~1.7%ほどの加速電圧の変動を許容する準完全補正を行うことで、加速電圧が 完全補正の時と比べて L-Band が 15%、S-Band が 12%回復することが分かっ た。

5.3. エネルギー変動の陽電子捕獲率への影響

縦方向位相空間での DR アクセプタンスは式(3.1)で示される。この時の δ の 基準エネルギーと z 方向の基準位置は DR の設計によって決まる。マルチバン チ加速を行うとき、バンチごとに DR の設計を変えることはできないため、バ ンチごとのエネルギーが変化すると ECS による分布の回転により z 方向の分布 が変わり、陽電子捕獲率がバンチごとに変動してしまう。このバンチごとのエネ ルギー変動が陽電子捕獲率に与える影響を求めるため、ブースターの加速勾配 を変えてシミュレーションを行った。シミュレーションではターゲットと AMD の距離は 1mm とし、AMD とソレノイドの磁場プロファイルはプロファイル 2 を使用した。キャプチャーライナックのビームローディング電流はイタレーシ ョンによって求めたものを仮定した。キャプチャーライナック以降は陽電子捕 獲率が最大になる加速勾配の時の最適条件を用いて、その他の加速勾配でもシ ミュレーションを行った。



図 5.8 ブースター出口でのエネルギーと陽電子捕獲率の関係。縦軸が陽電子 捕獲率を、横軸がブースター出口での平均エネルギーを示す。

この時のブースター出口での平均エネルギーと陽電子捕獲率は図 5.8 で示す ようになった。ブースター出口での平均エネルギーが 5.05GeV の時、陽電子捕 獲率が最大になることが分かった。



a. ブースター出口縦方向位相空間分布



b. ECS 出口での縦方向位相空間分布。赤の実線で示した楕円は縦方向位相空間 における DR アクセプタンスを示す。

図 5.9 各部でのエネルギーによる粒子分布の違い a のブースター出口も b の ECS 出口も、 δ の基準エネルギーは 5GeV である。ピンクの白抜きの丸はブー スター出口のエネルギーが 5.15GeV の時を黒の点はブースター出口のエネルギ ーが 5.05GeV の時を、青のバツ印で示した点はブースター出口のエネルギーが 4.96GeV の時を示す。

ブースター出口での平均エネルギーごとの縦方向位相空間分布の変化を図 5.9 に示す。図 5.9-a はブースター出口での分布を示す。ブースター出口では平 均エネルギーごとにエネルギー方向に分布がずれていることが分かる。これを ECS に通すことで図 5.9-b のような分布に変化する。ECS では位相空間分布の 回転を行うためエネルギー方向のずれが z 方向に変わる。z 方向にずれること で、DR アクセプタンスにマッチしなくなるため、陽電子捕獲率が変化する。
5.4. 陽電子捕獲率の変動の評価

図 5.7 に示した準完全補正の時の L-Band と S-Band の進行波加速空洞の加速電圧を仮定した時、予想されるブースター出口でのバンチごとのエネルギーは図 5.10 のようになる。ここで、キャプチャーライナック後のエネルギーは 260MeV とした。バンチごとのエネルギーの平均は 5.03 +0.04 -0.02 となり、広がりは全幅で 1.3%となる。



図 5.10 バンチごとのブースター出口での平均エネルギー。縦軸はバンチの平 均エネルギーを、横軸は先頭のバンチをt = 0とした時の時間を示す。

このバンチごとのエネルギーと図 5.8 で示したエネルギーと陽電子捕獲率の 関係を使って、予想されるバンチごとの陽電子捕獲率を求めた。その結果を図 5.11 に示す。バンチごとの陽電子捕獲率の平均は 1.15 +0.03 -0.04 で、広がり は全幅で 6.2%となった。



図 5.11 バンチごとの陽電子捕獲率。縦軸は陽電子捕獲率を、横軸は先頭のバン チをt = 0とした時の時間を示す。

6. 電子ビーム駆動方式 ILC 陽電子源の設計

ここまでシミュレーションによる電子ビーム駆動方式 ILC 陽電子源のコンポ ーネントの最適化とブースターのマルチバンチ加速における加速電圧の変動に 起因する陽電子生成率の変動の評価を行った。これまでの結果を踏まえて電子 ビーム駆動方式 ILC 陽電子源の設計について検討した。以下では設計の詳細に ついて記述する。

6.1. 駆動電子線形加速器

L-Band の RF 電子銃で発生させた電子ビームは、常伝導加速空洞を使用し駆動電子線形加速器で 3GeV まで加速される。駆動電子線形加速器では 3m の S-Band 進行波加速空洞を使って加速を行う。駆動電子線形加速器のラティス構造は図 6.1-a に示す 4 つの Q マグネットと 2 本の加速空洞のからなるラティス と図 6.1-b に示す 4 つの Q マグネットと 4 つの加速空洞からなるラティスの 2 つがある。横方向の大きい前半部では横方向の収束の周期が短い 4Q2S のラティスを使い、粒子が加速されて横方向が小さくなる後半では 4Q4S のラティスを使う。[11]



a. 4Q2S のラティス

b. 4Q4S のラティス

図 6.1 駆動電子線形加速器のラティスの構造。緑の長方形は Q マグネットを、 青の長方形は加速空洞を表している。

入射電子ビームの1バンチ当たりの電荷は陽電子捕獲率の値によって式(4.29) のように決まる。第4章で述べたように標的破壊の観点から考えた時、陽電子 捕獲率は1.1以上必要となる。陽電子捕獲率が1.1の時の入射電子ビームの1 バンチ当たりの電荷は4.36 nCで、この時のビーム電流は0.71Aとなる。ま た、加速空洞の加速電圧はビーム電流の大きさによって変化する。駆動電子線 形加速器に使用する加速管のスペックを表 6.1 に示す。

パラメータ	数値	単位
周波数	2856	MHz
シャントインピーダンス	60.0	MΩ/m
アパーチャー(2a)	25.3 - 18.4	mm
Filling time	0.83	μs
Attenuation	0.57	
Q value	13000	
Length	3.0	m
入力 RF の最大	36.0	MW

表 6.1 駆動電子線形加速器に使用されるの S-Band 進行波加速空洞のパラメ ータ[11]

表に示すパラメータの値を使って求めた加速電圧とビーム電流の関係は

$$V = 66.39 - 61.216 \times I_b \quad [MV], \tag{6.1}$$

となり、これを示したものが図 6.2 である。これは図 3.5 で示す実際の時間構造を仮定し、ビームローディングの完全補正を行った時の加速電圧である。ビーム電流の値が 0.71 A の時の加速空洞の加速電圧は 22.93 MV となる。



図 6.2 加速電圧とビーム電流の関係。縦軸は加速電圧を、横軸はビーム電流 を示す。

表 6.2 はこの加速電圧を想定した時の駆動電子線形加速器の設計をまとめた ものである。入射電子ビームを 3GeV まで加速するとして設計した。加速空洞 が使えなくなった時のことを考え、マージンを含めて 3.26GeV まで加速でき るような設計とした。この設計では駆動電子線形加速器の全長は 521.6m とな る。

ラティス構造	ラティスの長さ	数	長さの総計	得られる エネルギー
4Q+2S	8.0 m	13	104 m	$596~{ m MeV}$
4Q+4S	14.4 m	29	417.6 m	$2660 { m ~MeV}$

表 6.2 駆動線形加速器の設計。駆動電子線形加速器の全長は 521.6m で、加速できるエネルギーは最大 3.26MeV である。

6.2. キャプチャーライナック

キャプチャーライナックでは陽電子を250MeV 程度まで加速する。キャプチ ャーセクションは他のセクションと比べるとコストがかかる設計になってい る。そのため、出来るだけ短くしてコストを抑えたい。さらに、キャプチャー ライナック後のシケインで電子を取り除くが、放射化の観点から電子のエネル ギーは低い方が望ましい。しかし、参考文献[15]よりキャプチャーライナック の数を増やすことで、陽電子捕獲率が増えることが分かっている。そのため、 キャプチャーライナックの最適な加速空洞の数を調べる必要がある。そこで AMD とソレノイドの磁場をプロファイル 2 と、ターゲットと AMD の距離を 1mm とし、ビームローディング電流をイタレーション後のものを使用して、 加速空洞の数を変えてシミュレーションを行った。その時の加速空洞の数と陽 電子の主バンチのエネルギーの関係を表 6.3 に示す。

キャプチャーライナックの	陽電子の主バンチの
加速空洞の数	平均エネルギー
22	196 MeV
24	$219 { m ~MeV}$
26	$240~{ m MeV}$
28	$261 { m ~MeV}$
30	$283~{ m MeV}$
32	$305~{ m MeV}$
34	$327~{ m MeV}$
36	349 MeV

表 6.3 キャプチャーライナックの加速空洞の数と陽電子の主バンチのエネル ギー。

また、この時の加速空洞の数と陽電子捕獲率の関係を示したものが図 6.3 で ある。図 6.3 より加速空洞の数が少ないところでは加速空洞の数を増やすと陽 電子捕獲率が大きくなっていることが分かる。しかし、加速空洞の数が 28 本 のところから加速空洞の数を増やしても陽電子捕獲率がほとんど変動しなくな



図 6.3 キャプチャーライナックの加速空洞の数と陽電子捕獲率の関係。縦軸 は陽電子捕獲率を、横軸はキャプチャーライナックの加速空洞の数を示す。

図 6.4 は加速空洞の数ごとのキャプチャーライナックの出口での縦方向位相空間分布を示したものである。図 6.4-a の加速空洞の主バンチを見るとサインカ ーブの分布の頂点よりもz方向に小さい方に粒子が分布していることが分か る。図 6.4-b の加速空洞の数が 26 本の時もその範囲に粒子が分布している。し かし、図 6.4-c,d,e,f より加速空洞の数を増やしていくに従って、その範囲に粒 子が分布しなくなっていることが分かる。参考文献[15]より最終的に ECS で DR アクセプタンスを満たすような粒子は主バンチのサインカーブのz方向に 大きい側の粒子であることが分かっている。そのため、加速空洞の数が少な く、加速による集群が不十分で粒子がサインカーブのz方向に小さい側に分布 すると、陽電子捕獲率が小さくなってしまう。陽電子捕獲率を高くするために は本研究でビームローディング電流のイタレーションによって求めた加速電圧 を仮定すると、キャ王チャーライナックの数が少なくとも 28 本、主バンチの エネルギーにして 260MeV にすることが必要である。これ以上加速空洞を増や しても陽電子捕獲率の上昇は期待できない。



e. 加速空洞の数が 32 本の時 f. 加速 図 6.4 キャプチャーライナックの加速空洞の数

f. 加速空洞の数が36本の時

図 6.4 キャプチャーライナックの加速空洞の数ごとのキャプチャーライナック出口での位相空間分布。縦軸はエネルギーを横軸は標的から z 方向の距離を示す。RFの初期位相は全て 205°である。一番進んで粒子の少し後ろの塊が陽電子の主バンチである。

以上より、加速空洞は28本、主バンチのエネルギーを260MeV以上にする ことが必要である。設計としては加速空洞が使えなくなった時のことを考慮 し、マージンをとると加速空洞は32本設置し、最大で300MeVまで加速でき るようにすべきであると考える。キャプチャーライナックでは加速空洞2本に 対して1つのクライストロンという空洞共振器でRFを発生させる。この時の クライストロンの数は16個必要となる。

6.3. シケイン

ベンディングマグネットの偏向角と磁場の大きさの関係は式(6.2)に示す遠心 カとローレンツ力のつり合いの式から求めることができる。

$$m\frac{v^2}{\rho} = evB \quad . \tag{6.2}$$

ここで、 ρ は軌道半径で、vは粒子の速度、Bは磁束密度、eは素電荷、mは質量を示す。ここで、ローレンツ因子を使って書き換えると

$$m_0 \gamma \beta c = e B \rho \quad , \tag{6.3}$$

となる。 m_0 は静止質量である。この式より、磁束密度は

$$B = \frac{m_0 \beta \gamma c}{e \rho} \quad , \tag{6.4}$$

と書ける。ベンディングマグネットの長さをL_Bとすると軌道半径は

$$\rho = \frac{L_B}{\sin \theta} \quad , \tag{6.5}$$

と表せる。0は偏向角である。これを式(6.4)に代入すると

$$B = \frac{m_0 \beta \gamma c \sin \theta}{e L_B} \quad , \tag{6.6}$$

となる。

第4章でのシミュレーションによる最適化の結果より、シケインのベンディ ングマグネットの偏向角の最適値は 0.27rad であることが分かった。シケイン のベンディングマグネットの長さを 0.36m、粒子のエネルギーを 260MeV、粒 子の速度を光速とするとベンディングマグネットの偏向角が 0.27rad の時、磁 東密度は0.64Tとなる。この磁場の大きさはベンディングマグネット作成の観 点からも問題ないと思われる。また、シケイン中央でビームがどれだけ元の軌 道からずれているかを表すビームオフセットについても検討した。図 6.5 はシ ケインの2番目のベンディングマグネットまでの基準粒子の軌道を示すもので ある。*L*_xはビームオフセットで、シケインの偏向角とベンディングマグネット の長さ、ベンディングマグネット間の長さ、軌道半径*p*を用いて

$L_x = 2\rho(1 - \cos\theta) + L\tan\theta \quad , \tag{4.18}$

と表すことができる。上記のキャプチャーライナック後のシケインのパラメー タを使うとビームオフセットは 0.14m となる。電子と陽電子ではベンディング マグネットでは逆に曲げられるため、シケインの中央で、電子と陽電子は 0.28m 離れていることになる。この程度離れていれば陽電子に支障なく電子を 取り除くことができる。



図 6.5 シケインの 2 番目のベンディングマグネットまでの模式図。 L_x はビ ームオフセットで、 θ はシケインの偏向角、 L_B はベンディングマグネットの長 さ、Lはベンディングマグネット間の長さ、 ρ は軌道半径である。

ECS のシケインについても式(6.6)からベンディングマグネットの磁場を求め た。第4章のシミュレーションによる最適化の結果より、ECS のシケインのベ ンディングマグネットの偏向角の最適値は 0.21 rad であることが分かった。 ECS のシケインのベンディングマグネットの長さは 2m、粒子のエネルギーは 5GeV として求めた。この時の ECS のシケインのベンディングマグネットの磁 東密度は 1.74 T となる。この磁場の大きさはベンディングマグネット作成の観 点からも問題ないと思われる。

6.4. ブースター

ブースターのラティス構造は図 4.27 に示したような構造になっている。ブ ースターでは陽電子を 5GeV 程度まで加速する。第5章で述べたようにブース ターの進行波加速空洞での過渡的ビームローディングの補正の方法によって加 速電圧の大きさが変わる。よって、必要な加速空洞の数は過渡的ビームローデ ィングの補正の方法によって違う。ここでは、ブースターの進行波加速空洞の 過渡的ビームローディングの完全補正と準完全補正のそれぞれの加速電圧から 必要な加速空洞の数を検討した。

	完全補正	準完全補正	
L-Band	14.42 MV	16.59 MV	
S-Band	23.05 MV	25.87 MV	

表 6.4 L-Band と S-Band の進行波加速空洞のそれぞれの準完全補正の加速電 Eと完全補正の加速電圧。準完全補正の時の加速電圧はバンチごとの加速電圧 の平均をとったものである。

表 6.4 は L-Band と S-Band の進行波加速空洞の完全補正の時と準完全補正 の時の加速電圧をまとめたものである。この加速電圧から必要な加速空洞の数 を見積もった。キャプチャーライナック後のエネルギーを 260MeV として、完 全補正の加速電圧で加速を行うことを想定した時の設計を表 6.5 に示す。

	ラティス	ラティス	セクション	エネルギー	通過後の
7777	の数	の長さ	の長さ	ゲイン	エネルギー
4Q+1L	14	3.8 m	53.2 m	$202 { m MeV}$	462 MeV
4Q+2L	29	6.0m	174 m	836 MeV	$1298 { m MeV}$
4Q+4L	18	10.4 m	187.2 m	$1038 { m ~MeV}$	2336 MeV
4Q+4S	32	10.4 m	332.8 m	2950 MeV	$5286~{ m MeV}$

表 6.5 完全補正の加速電圧で加速を行うことを想定した時の設計。ブースターの全長は 747m となり、5.3GeV 程度まで加速可能である。

このような設計にすることで、完全補正の加速電圧の時に 260MeV から 5.3GeV まで加速できる。5.3GeV には 0.3GeV のマージンを含めている。この 設計は図 4.27 のシミュレーションで想定したラティスの構成を参考にした。 エネルギーの足らない分を S-Band の加速空洞を増やすことで補った。これは S-Band の加速空洞の方が L-Band の加速空洞より安価であるため、S-Band によって数を調整した。この設計では、ブースターの長さは 747m となり、L-Band 加速空洞は 144 本、S-Band 加速空洞は 128 本必要となる。

次にキャプチャーライナック後のエネルギーを 260MeV として、準完全補正 の加速電圧で加速を行うことを想定した時の設計を表 6.6 に示す。このような 設計にすることで、準完全補正の加速電圧の時に 260MeV から 5.3GeV まで加 速できる。完全補正の時と同様に 0.3GeV のマージンを含めている。この設計 も図 4.27 のシミュレーションで想定したラティスの構成を参考にした。エネ ルギーの足らない分を S-Band のラティスを増やすことで補った。この設計で は、ブースターの長さは 684.8m となり、L-Band 加速空洞は 144 本、S-Band 加速空洞は 104 本必要となる。

	ラティス	ラティス	セクション	エネルギー	通過後の
ファイス	の数	の長さ	の長さ	ゲイン	エネルギー
4Q+1L	14	3.8 m	53.2 m	232 MeV	492 MeV
4Q+2L	29	6.0m	174 m	962 MeV	$1454 { m ~MeV}$
4Q+4L	18	10.4 m	187.2 m	1194 MeV	2648 MeV
4Q+4S	26	10.4 m	270.4 m	2690 MeV	$5338 { m ~MeV}$

表 6.6 準完全補正の加速電圧で加速を行うことを想定した時の設計。ブース ターの全長は 684.8m となり、5.3GeV 程度まで加速可能である。

表 6.7 に完全補正を想定した時と準完全補正を想定した時に必要な加速空洞の数を示す。S-Band の進行波加速空洞の数でエネルギーを調整するため、S-Band 進行波加速空洞の数が違う。準完全補正による加速を行うことで加速空洞の数を 24 本削減できることが分かる。ブースターの全長は準完全補正の時の方が完全補正の時よりも 62.4m 短くなる。

	加速空洞の周波数	加速空洞の数
完全補正	L-Band	144
	S-Band	128
準完全補正	L-Band	144
	S-Band	104

表 6.7 完全補正と準完全補正で必要な加速空洞の数。

7. まとめ

本研究では、電子ビーム駆動方式 ILC 陽電子源において標的破壊を起こすこ となく必要な陽電子数を生成する陽電子源を設計することを目的とした。キャ プチャーライナックにアパーチャーの大きな L-Band の定在波加速空洞を使用 すること、キャプチャーライナック後にシケインを設置すること、ブースターを アパーチャーの違う L-Band と S-band の 2 種類の進行波加速空洞を使用する こと、ECS によりエネルギーを抑制するなど、陽電子捕獲効率を高くするため に設計を行った。また、これを全体にわたりシミュレートし、最適化を行った。 その結果、陽電子捕獲率は最大 1.18 となることが分かった。この時の PEDD は 32.5J/g となり、ターゲットの破壊限界以下での陽電子生成が可能であることが 分かった。

また、ブースターに使用される進行波加速空洞において RF の振幅変調によ る過渡的ビームローディングの補正の検討を行った。実際のビームの時間構造 を仮定した時、過渡的ビームローディングを完全に補正することが可能である ことが分かった。また、バンチごとの加速電圧に 1.5%ほどの変動を許容する準 完全補正を行うことで加速電圧が 15%程回復することが分かった。この時のブ ースターでのバンチごとの加速電圧の変動が引き起こす陽電子捕獲率の変動を 評価した結果、バンチごとの陽電子捕獲率は 1.15+0.03-0.04(peak to peak)とな り、陽電子捕獲率の変動は全幅で 6.2%となることが分かった。

参考文献

[1] ILC Technical Design Report, KEK Report 2013-1 (2013).

[2] M.Kuriki, "粒子源の設計と現状", OHO(2006)

[3] Y. Seimiya et al, "Positron capture simulation for the ILC electron-driven positron source", Prog. Theor. Exp. Phys. (2015) 103G01.

[4] M.Kuriki, Proc of IPAC2018, MOPMF076, 2018.

[5] P.Martyshkin et al, "ZERO-TH ORDER DESIGN OF FLUX CONCENTRATOR FOR ILC CONVENTIONAL POSITRON SOURCE", Budker INP 2016-2

[6] General Particle Tracer User Manual Version 2.82

[7] T.Kamitani, "陽電子源", OHO(2002)

[8] J.W.Wang, "Positron Injector Accelerator and RF System for the ILC", SLAC-PUB-12412

[9] 柿田貴臣、「定在波型加速管のビームローディング補正」、平成 27 年度広島 大学卒業論文.

[10] K.Takata、「高周波加速の基礎」、KEK report, 2003-11.

[11] M Kuriki, "A Simulation Study of E-driven ILC Positron Source", LCWS 2017, 2017.

[12] M.Kuriki、 "A design study of ILC positron source based on electron driven scheme", private note, 2017.

[13] T.Hara, "線形加速器のビーム光学系とバンチ圧縮", OHO(2013)

[14] S.Takeda, "リニアックの基礎", OHO(2013)

[15] 名越久泰、「電子ビーム駆動方式 ILC 陽電子源の最適化」、平成 28 年度広 島大学卒業論文.

[16] T.Kato, "ライナックとその周辺", OHO(1984)

[17] M.Kuriki、 "Acceleration stability for a L-band standing wave accelerator with a heavy beam-loading and a heavy radiation loss.", private note, 2016.

[18] Y. Seimiya et al, " AN OPTIMIZATION OF ELECTRON-DRIVEN ILC POSITRON SOURCE AND EVALUATIONS OF MULTI-BUNCH EFFECTS", Proc of pasj15, THP001, 2015 [19] H.Wang et al, "DESIGN AND PROTOTYPING OF THE AMD FOR THE ILC", Proc of PAC07, 2007

[20] J. W. Wang et al, "STUDIES OF ROOM TEMPERATURE ACCELERATOR STRUCTURES FOR THE ILC POSITRON SOURCE", SLAC-PUB-11767

謝辞

当研究室で研究を行うにあたり、指導教員の栗木教授にはシミュレーション 方法や、研究内容について、論文の書き方など多岐にわたり指導していただきま した。岡本宏己教授、檜垣浩之准教授、伊藤清一助教にはミーティング等で多く の助言をいただきました。高橋徹准教授、KEKの福田将史さんをはじめとする ILC 陽電子源グループの皆様には、シミュレーションに使用するデータをいた だいたり、研究内容に対しての助言をいただいたりと大変お世話になりました。 ビーム物理・加速器研究室の皆様には研究以外も大変お世話になりました。楽し い3年間でした。この場を借りて、お世話になった皆様に感謝の意を表します。

Appendix

A. 陽電子生成標的

標的に電子ビームを打ち込むと電磁シャワーを引き起こす。電磁シャワーの 成長は標的の物質によって異なる。しかし、放射長 X₀を用いると物質によらな い議論をすることができる。電子が物質中を通る時、相互作用によって一部電子 を損失しながら電子は進行する。放射長は電子のエネルギーが初期値の 1/e にな る距離を密度で規格化したもので、近似的に式で表される。[7]

$$X_0 \cong \frac{716.4 \times A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \quad [g/cm^2] \tag{A.1}$$

ここでは、A は質量数、Z は原子番号である。式(3.1)より原子番号が大きくなる と放射長は短くなり、原子番号が小さくなると放射長が長くなることがわかる。 しかし、実際の放射長を求めるためには、Xo を密度で割る必要があるので、結 果的に原子番号の大きい方が電磁シャワーをより生成することができる。電子、 陽電子、ガンマ線が連鎖的に反応して電磁シャワーが起きると前述したが、標的 の厚さが無限大の時に電磁シャワーが無限に続くということではない。放射長 を指標として電磁シャワーは成長していくが、成長していくにつれ粒子の平均 エネルギーは減少していく。電子ビームのエネルギーが高い時は制動輻射によ るエネルギー損失が支配的であるが、あるエネルギーよりも低い領域では物質 のイオン化が支配的になるため、電磁シャワーはそれ以上成長しなくなる。この エネルギーを critical energy と呼ぶ。生成された粒子は、物質にとらえられた りして損失するので、ある放射長で電磁シャワーの粒子数が最大になる。この状 態を Shower Max と呼び、放射長で測った Shower Max の位置は以下の式(3.2) で表される。

$$T_{max} = 1.01 \left[\ln \left(\frac{E_0}{\epsilon_0} \right) - 1 \right] \tag{A.2}$$

 E_0 は入射電子のエネルギーで、 ϵ_0 はクリティカルエナジーである。式(3.2)より T_{max}は入射エネルギーに依存するが、対数にも依存するので、エネルギーを変え ても大きく変化することはない。Shower Max の位置は電磁シャワーで粒子が最 大になる位置であるので、標的の厚さにこれを合わせることで陽電子の生成数 も最大になる。以上より、標的として用いられる物質は原子数が大きく、密度が高く、かつ融点の高いものが適している。標的の物資としてタングステンがよく用いられる。入射電子ビームのエネルギーを 3GeV 程度とした時の最適な標的の厚さは 4.6Xo 程度である。タングステンの放射長は $X_0 = 0.35 \ [g/cm^2]$ であるので、最適なタングステンの厚さは約 1.6mm となる。[2] 現在、標的に検討されている物質は W-Re である。これはタングステンにレニウムを 26%混合した合金である。タングステンよりも高い破壊限界を持つとされているが ILC で生成するビーム量が桁違いに多いため力学的あるいは熱的な問題が生じる。そこで、標的を高速で回転させてビームによるエネルギー負荷を分散させる。

B. 高周波線形加速器

高周波加速器による加速に使用される一般的な周波数帯は Lband(1.0~1.5GHz)、S-band(1.5~4.0GHz)、C-band(4.0~8.0GHz)、X-band(8.0~15GHz)である。現在の主流は使いやすさという観点から S-band の周波数 帯であるが、ILC では高エネルギーを得るために超伝導加速技術が成熟し、熱 負荷を含めた加速効率のよい L-band の周波数帯も使うことになっている。

また、粒子の加速に用いられる高周波には定在波(Standing wave)と進行波 (Traveling wave)がある。それぞれを用いた加速管の特徴を次項で説明する。

B.1 定在波加速空洞

定在波加速管は隣り合うセルの電磁場の位相が π ずれているモードを粒子加速 に使用する加速空洞のことである。このような定在波モードは、空洞内部を逆方 向に進行する波の重ね合わせから成り立っている。入口から入射され、出口から 出射する進行波管と異なり、入射した高周波のエネルギーはすべて加速管内で 消費される。しかし、この π モードは群速度が 0 となるため、エネルギー伝搬 は空洞の結合に依存する。結果、構造を長くするとセル間の電場が均一ではなく なるため、セルの数には制限がある。

定在波加速管は空洞内に蓄積された電磁場によって粒子を加速するため、進 行波加速管のように積極的に開口径を制御する必要はない。そのため、全体的に 開口径を大きくとることができる。ILC の Capture Section で陽電子はソレノ イド磁場の影響で螺旋運動を行うが、その半径は横方向の運動量に従い大きく なる。開口径が大きくとれる定在波加速管は、より大きな横方向の運動量の陽電 子を捕獲することができるため、Capture Section の加速管として適している。

B.2 進行波加速空洞

進行波加速管は群速度が有限の加速構造をもつ。入力側から加速管に進入した 高周波は群速度で加速構造内を伝搬する。その充填速度は典型的に数 µs の大き さである。加速管の終端に達した高周波は出口から外に出て、最終的に熱に変換 される。進行波加速管では管内でパワーが徐々に減少していくため、電場が入力 側で高く、出力側で低くなり、都合が悪い。そのため、開口径を調整し、群速度 を加速管内で変化させることで、加速管内の電場が一定となるような加速勾配 にする。この加速管では、パワーの大きい入力側の開口径を大きくし群速度を大 きくし、加速勾配への寄与を小さくする。逆に出力側では、群速度を小さくし、 加速勾配への寄与を大きくする。このような調整をし、加速勾配を一定とするこ とで、必要以上の真空放電を起こさずに、高い加速勾配を実現する。

ILC での陽電子捕獲を考えた場合、開口径の小さい部分があるため、ソレノイ ド磁場中で螺旋運動をする陽電子が壁に衝突し失われてしまい、捕捉率が制限 される。そのため、進行波加速管は ILC の Capture Section には適していない。

90