

低加速勾配キャプチャー空洞による電子ビームドライブ方式 ILC 陽電子源 ELECTRON DRIVEN ILC POSITRON SOURCE WITH LOW GRADIENT CAPTURE CAVITIES

栗木 雅夫 *^{A)}, 根岸 健太郎 *^{B)}, 柿田 和臣 *^{A)}, 高橋 徹 *^{A)}, 清宮 裕史 *^{C)}, 奥木 敏行 *^{C)},
浦川 順治 *^{C)}, 佐藤 政則 *^{C)}, 横谷 馨 *^{C)}, 大森 恒彦 *^{D)}

Masao KURIKI*^{A)}, Kentaro NEGISHI*^{B)}, Kazuomi KAKITA*^{A)}, Tohru Takahashi*^{A)}, Yuji SEIMIYA*^{C)},
Toshiyuki OKUGI*^{C)}, Junji URAKAWA*^{C)}, Masaori SATOH*^{C)}, Kaoru YOKOYA*^{C)}, Tsunehiko OMORI*^{D)}

^{A)}Graduate School of Advanced Study of Matters, Hiroshima University

^{B)}Department of Science and Technology, Iwate University

^{C)}Accelerator Laboratory, High Energy Accelerator Research Organization

^{D)}Institute for Particle and Nuclear Studies

Abstract

ILC (International Linear Collider) is a future project of e⁺ e⁻ collider promoted by ICFA (International Committee for Future Accelerator). CME is 250 - 500 GeV in the first phase and up to 1000 GeV in the second phase. In ILC, the positron beam is generated by gamma ray obtained from the undulator radiation. Because the drive beam of the undulator is the electron beam for collision, a long commissioning time is expected. To shorten the time, another positron source driven by a dedicated electron beam (several GeV) is considered. In the ILC positron source, a heavy beam loading is expected especially in the capture section and the accelerating field is limited. In this study, we developed a model to simulate the accelerator gradient in the heavy beam loading, and performed the capture simulation.

1. はじめに

ILC 国際リニアコライダー計画 [1] は円形コライダーでは事実上不可能な 350GeV を超える重心系エネルギーでの電子陽電子衝突を実現できる唯一の加速器として、ICFA(International Committee for Future Accelerator) 主導のもと、日本の北上山地を最有力建設候補地としてプロジェクトが進められている。陽電子はアンジュレーターから発生するガンマ線の対生成反応により生成するが、ドライブビームとして衝突用の 250GeV 高エネルギービームを使用するため、電子ビーム側の調整が終了しないと陽電子側の調整運転が開始できず、全体の調整運転の長期化が懸念される。その問題を解決する技術的バックアップとして数 GeV の電子ビームによる通常方式の陽電子源 (電子ビームドライブ方式 と呼ぶ) が検討されて来た。電子ビームドライブ方式の場合、高いビームによる熱負荷によって陽電子生成標的の破壊が最大の問題となる。その問題を解決するために、大森ら [2] により、生成時の陽電子パルス長を 1ms から 64ms へと増大することが提案された。この方式では、従来の超伝導加速器に代わり、常伝導加速器を高い繰り返しで運転することで、実効的にパルス長を 64ms へと伸長する。超伝導加速器は常にビームローディングと加速 RF がバランスした状態で運転されるので、過渡的な加速電場の変化は起きないが、常伝導加速器では過渡的なビームローディングによる加速勾配の変動が新たな課題と成る。加速勾配の過渡的な変化は、パルス内での陽電子捕獲率の大幅な変動を引き起こし、都合が悪い。この問題に対し、佐藤ら [3] による振幅変調による過渡的なビームローディング抑制法を、比較的早い変調が可能な位相変調により実現する方法を浦川 [4] が提案した。清宮ら [5] はビームローディングが抑制可能という前提の元で陽電子の生成率を

シミュレーションにより求め、バンチあたり 2.4×10^{10} 個の電子ドライブビームにより、DR のダイナミックアパーチャー内に 3.0×10^{10} 個の陽電子が得られることを示した。

本研究では、以上の先行研究を踏まえ、ILC 陽電子源技術的バックアップとして、リスクを極力低減するため、開発要素を排除し、既存技術を基盤とした陽電子生成標的、捕獲のための RF 加速空洞、ブースター加速器を仮定し、ILC 陽電子源の再設計を行い、シミュレーションにより陽電子生成率を評価した。陽電子捕獲に大きく影響する捕獲 RF 空洞には、L-band 定在波型空洞を使用予定であるが、捕獲部は特にビームローディングが大きく、過渡的な変化が抑制できたとしても、加速勾配の低減は不可避である。清宮ら [5] のシミュレーションでは入力 RF を 75MW 程度と仮定しており、加速勾配を維持しているが、RF 電源などの配置を考えるとかなり無理をした設計となっている。本研究では、50MW の L-band klystron を仮定し、さらにその出力を二分割する、電源配置に無理をしない設計としているため、加速勾配は低くならざるを得ない。また、従来は空洞全体を単一の空洞とみなした単セルモデルにより加速勾配を評価していたが、セル間の結合を考慮したより現実に近い多セルモデルを構築して、改めて加速勾配を評価した。このモデルの変更によってもさらに加速勾配が減少している。以下、電子ビームドライブ ILC 陽電子源の概要、多セル定在波加速管モデルについて説明した後、シミュレーションの結果について述べる。

2. 電子ビームドライブ ILC 陽電子源

Figure 1 に電子ビームドライブ方式 ILC 陽電子源の概要を示す [5]。陽電子ビームは電子ビームをタングステン金属標的の中に打ちこみ、制動輻射ガンマ線の対生成反応

*mkuriki@hiroshima-u.ac.jp

により生成する。発生した陽電子の横方向運動量を抑制するため、進行方向でその強さを変えるソレノイド状の磁場を発生する AMD(Adiabatic Matching Device) が標的直下に設置されている。その下流には 0.5T のソレノイド磁場中に 1.3GHz の常伝導 L-band 定在波加速管が置かれており、この部分で陽電子は RF バケツ中に捕獲される。その後ブースターで 5 GeV まで加速され DR へと入射される。

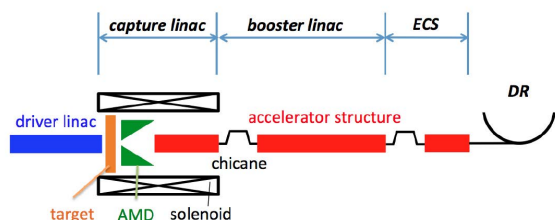


Figure 1: Schematic view of the electron driven ILC positron source. It consists from 4.8 GeV electron driver linac, target, AMD (Adiabatic Matching Device) with Flux concentrator, capture linac, booster linac, and ECS (Energy Compressor Section).

電子ビームドライバーのエネルギーは 4.8 GeV である。バンチあたり $1.9 - 2.4 \times 10^{10}$ の電子をふくみ、バンチ間隔 6.15ns のマルチバンチ構造をとる。パルス長は $1\mu s$ 程度で、これが 300Hz で繰り返される。これらのパルスは DR の蓄積パターンと同じであり、DR へは通常の長いパルスのキッカーで入射する。パルス内のビームローディング電流は最大 0.62 A である。電子ドライバーは RF 電子銃と進行波型の 3m S-band 加速管 [6] を周波数 2.6GHz にスケールしたものを使用する。

電源は 80MW のクライストロンで、一台で二本の加速管をドライブする。導波管での損失を 10% として、36MW 入力、0.62 A ビームローディング電流で加速管あたりの加速電圧は 40.1 MV となる。4.8 GeV には RF ユニットが 60 必要となる。全体ではターゲットへのマッチングセクションを含めて 456.8 m となる。

標的の下流には横方向運動量抑制のための AMD に続いて L-band 定在波加速管からなる陽電子捕獲部が置かれる。定在波加速管は J. Wang[7] により開発された 1.27m 長のを仮定した。パラメーターを Table 1 に示す。加速管への入力パワーは 22.5MW で、50MW のクライストロンの出力を二分割し、さらに導波管での損失を 10% と仮定した。入射部の 1 ユニットは 50MW の L-band クライストロンと 2 つの L-band 常伝導定在波加速管からなる。加速管の加速部分の長さは 1.27m で、接続部を含めて二本の加速管で 3.0m となる。クライストロンとモジュレーターはインバーター電源を使用することでコンパクト化し、1.9m x 1.4m のサイズとなるため、このモジュールが 3m おきに配置されたとしてもクライストロンの交換などのメンテナンス性は維持される。全ユニット数は 14 である。陽電子捕獲部全体では標的と下流へのマッチングセクションを含めておよそ 45m となる。捕獲部の下流にはシケインが設置され、ビームからエネルギーのずれた陽電子、電子が取り除かれる。シケイン部の詳細

Table 1: Parameters of L-band Standing Wave Structure[7]

Parameter	Number	unit
Frequency	1300	MHz
Shunt Impedance	34.3	M/m
Aperture (2a)	60	mm
Q value	29700	
Length	1.27	m

設計はまだ決定されていないが、長さはおよそ 3m で、シケイン中央部にコリメーター、また最初のバンド下流には photon-electron ダンプが設置される。

その後、陽電子は 1.3GHz L-band 及び 2.6GHz S-band 常伝導加速管からなるブースターにより 5GeV まで加速される。このようなハイブリッド型となっている理由は、エネルギーの低い前半部にアパーチャーの広い L-band 加速管を利用することで、陽電子の損失を減らすことを意図している。仮定した加速管は 2.0m の 1298MHz 進行波型 L-band 加速管で、松本らによって Super-KEKB のために開発されたものである [8]。この加速管の周波数を 1.3GHz にスケールして使用する。やはり二本の加速管を 50MW のクライストロンでドライブするため、一本あたりの加速管への入力は 22.5MW である。0.78A のビームローディング (要求仕様に相当) を仮定すると加速勾配は加速管一本あたり 21MV となる。

続いて進行波型の S-band の加速管を用いる。仮定したのはやはり松本ら [9] により Super-KEKB のために設計された 2m の進行波管である。電源には 80MW のクライストロンを使用し、ひとつのクライストロンで二本の加速管をドライブする。導波管での損失を仮定して一本あたりの入力は 36MW となる。ビームローディング 0.78A での加速電圧は加速管あたり 31.5MV となる。

ブースター全体の構成は Table 2 のようになっている。前半部は L-band、後半部は S-band から構成されているが、ビームサイズを前半部でなるべく絞るために、ベータ関数が小さくなるように Q の密度がエネルギーが上がるにしたがって下げるようにしている。L-band 加速管が 116 本、S-band 加速管が 76 本となっている。ビームはそ

Table 2: Booster Lattice Configuration

Lattice config.	Number of cells	Acc. energy
4Q + 1L	12	252 MeV
4Q + 2L	22	924 MeV
4Q + 4L	15	1260 MeV
4Q + 4S	19	2394 MeV

の後 ECS によりエネルギー圧縮され、DR へと入射される。DR のダイナミックアパーチャーは下記の式で示される領域である [1]。

$$\gamma A_x + \gamma A_y < 0.07 \quad (1)$$

$$\left(\frac{z}{0.035}\right)^2 + \left(\frac{\delta}{0.0075}\right)^2 < 1.0 \quad (2)$$

DR まで到達し、さらにこのダイナミックアパーチャーに入ったものを生成陽電子として定義し、入射電子一つあたりの生成陽電子数を陽電子生成率 (yield) として定義する。設計の目標は DR 下流での損失へのマージンも

含めて、バンチあたりの捕獲陽電子数 3.0×10^{10} を確保することである。これは衝突点でのバンチにおける粒子数 2.0×10^{10} の 50% 増しとなっている。

3. 多セル定在波加速管モデル

ここでは陽電子生成率に大きく影響する陽電子捕獲部で使用される定在波加速管について、より正確な加速勾配を評価するために考案した多セル加速管モデルについて述べ、本研究の条件における予想される加速勾配を示す。

電子ビームドライブ方式による陽電子生成においては、対生成反応を利用していることから、陽電子に加えて、大量の電子が発生する。ビームローディング電流 I_{bl} は単なるビーム電流ではなく RF との相対位相に依存する。標的直後では陽電子と電子が同じ RF 位相に乗っているため電子と陽電子が発生するビームローディングは逆符号となり、打ち消し合う。しかし電子および陽電子は RF の逆位相に補足されるため、バンチングが進むと各々同符号のビームローディング電流を生じて、その寄与は倍増する。また、捕獲される陽電子は発生量の一部であるから、捕獲部では大きなビームローディング電流が発生する。

ビームローディングがある場合の定在波加速管での加速電圧 $V(t)$ は単セルモデルで

$$V(t) = \frac{2\sqrt{\beta P_0 r L}}{1 + \beta} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) - \frac{r I L}{1 + \beta} \left(1 - e^{-\frac{t-t_b}{\tau}}\right), \quad (3)$$

と与えられる。ここで P_0 は入力 RF パワー、 r はシャントインピーダンスで Ω/m 、 L は加速管の長さ、 β は空洞と電源の結合定数、 $I(A)$ はビーム電流、 t_b はビーム加速を開始する時点、 τ は空洞の時定数で $\tau = \frac{2Q}{\omega(1+\beta)}$ と Q 値と β により決まる。この時、ある条件を満たすように t_b を決めると加速電圧は時間的に一定となる。このように単セルモデルでは、ビームローディングは RF とビームの作るモードが全く同一であるため、振幅さえ合わせれば完全に抑制可能である。

多セルモデルの場合は、いかに見るように、加速管を複数のセルの結合体としてモデル化するため、より現実に近い。一方で、セルの数だけモードが発生し、実際に加速管に生成されるのはこれらのモードの重ね合わせとなる。各モードの時定数は異なり、RF とビームローディングは必ずしも同じモードの重ねあわせでないため、その打ち消しは自明ではない。多セルモデルにおける電圧 V_0 についての微分方程式は、

$$\frac{dV_0}{dt} = - \left[\frac{(1 + N\beta)\omega}{2Q} + k\omega \right] V_0 + \frac{1}{2}k\omega V_1 \quad (4)$$

$$+ \frac{1}{2}k\omega V_{-1} + \frac{\omega\beta}{Q} V_{in} - \frac{\omega R I}{2Q}.$$

となる。ここで V_0 は RF 結合があるセルの電圧、 V_1 および V_{-1} は隣接セルの電圧、 N はセル数、 V_{in} は入力 RF の相当電圧、 Q は空洞の Q 値、 R はシャントインピーダンス、 k はセル間結合定数、 G は空洞のアドミッタンスである。同様の式が他のセルについても成立するので、セル数と等しい連立線形微分方程式が得られる。この連立線

形微分方程式を行列形式で書くと

$$\frac{dt\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{A}\mathbf{V} + \mathbf{C}, \quad (5)$$

と書くことができる。 \mathbf{V} は V_i を成分とするベクトル、 \mathbf{C} もビームローディングの成分をもったベクトルである。 \mathbf{A} は係数行列で、対角行列であればこの式は独立した N 個の線形微分方程式となり直ちに解くことができるが、残念ながらセル間結合のため対角行列ではない。しかし幸いなことに \mathbf{A} は実対称行列となっており、適当な直交行列 \mathbf{R} を用いて対角化できる。

$$\frac{dt\mathbf{R}^T\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{R}^T\mathbf{A}\mathbf{R}\mathbf{R}^T\mathbf{V} + \mathbf{R}^T\mathbf{C}. \quad (6)$$

と左から \mathbf{R}^T をかけると $\mathbf{V}' = \mathbf{R}^T\mathbf{V}$ という基底で対角化される。 \mathbf{V}' 上では独立した N 個の方程式となるからその解は容易に求められる。その解を用いて空洞各セルの電圧は

$$V_i(t) = \sum_{j=1}^N R_{ij} \tau_j C'_j (1 - e^{-\frac{t}{\tau_j}}), \quad (7)$$

のように線形結合で表される。 τ_i は各モードの時定数、 C'_i は初期条件から決まる定数である。Figure 2 は多セルモデルによる加速管電圧の時間変化を示したものである。点線は RF による成分、破線はビームローディングによる成分で、実線がその和であり、実際の加速電圧である。入力 RF は 22.5MW で、加速管長 1.27m、シャントインピーダンス $34.3M\Omega/m$ の 1.3GHz 常伝導加速管 [7] を仮定している。ビーム電流は 1.5A で、ビーム加速タイミングを加速電圧が一定となるように手動で合わせこんだ。電圧の均一度は 0.1% を下回っており、実用的にはビームローディング抑制については全く問題がないことを示している。

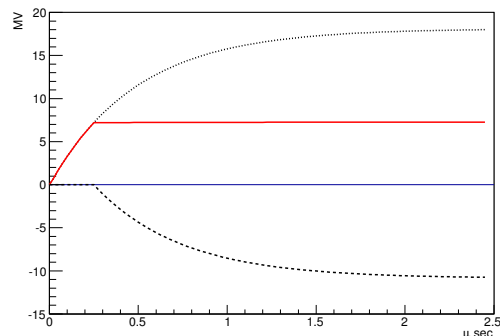


Figure 2: 多セルモデルによる加速電圧の時間変化. Ref. [7] のパラメータを使用し、入力 RF は 1.3GHz、ビームカレントは 2.0A とした。

Figure 3 には、ビームローディング抑制を行う条件での加速電圧を結合 β の関数として、異なるビーム電流での結果を示している。ビーム電流が大きくなると、加速電圧が低下するとともに、最適な β の値は大きくなっており、定性的には単独セルモデルにおける振る舞いと共通している。Table 3 に単独セルと多セルモデルによる

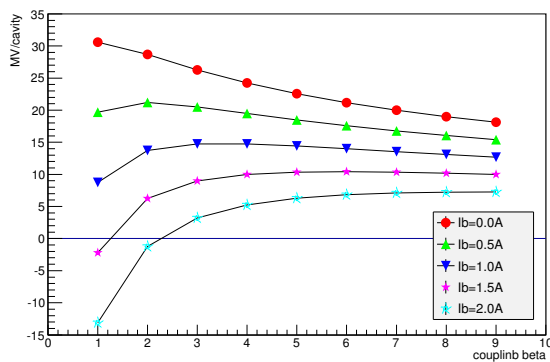


Figure 3: ビームローディング抑制を行う条件での加速電圧を結合 β の関数として表したもの. 異なるビーム電流での結果を示している. ビーム電流が大きくなると, 加速電圧が低下するとともに, 最適な β の値は大きくなる.

加速電圧を比較する. ビームローディングのない状態ではモデルによる依存性は大きくない. 他方, ビームローディングの重い条件では, 電圧が大きく異なる. その理由は, 多セルモデルではセル間のカップリングにより RF パワー充填の時定数がビームローディングのそれに比べて小さくなることで, 早いタイミング, すなわち低い電圧が均衡電圧となるためである.

Table 3: Accelerating Voltage by Single- and Multi-Cell Models

Beam loading (A)	Single cell	Multi-cell
0 A	18.7	18.0
2.0 A	10.1	7.2

4. シミュレーション

シミュレーションは三つのパートに分けて行った. まず電子ビームを標的に入射し, 制動輻射と対生成による陽電子生成の部分は GEANT4 を用いて行った [10]. 電子ビームエネルギーは 4.8 GeV, 標的上のビームサイズは 3.5mm(RMS), 標的は W-Re 合金 16mm 厚とした. 標的の下流から陽電子捕獲部までは GPT[11] を用いた. GPT に AMD の磁場マップを取り込んで,

生成した陽電子を捕獲ライナックの RF 減速位相に載せた. 初期の陽電子は 200MeV 程度までエネルギー的にひろがっているが, 減速位相に載せることでエネルギーを低減させ, 横方向運動量による RF 位相スリップを積極的に起こさせる. RF 位相スリップした陽電子は加速されるため, エネルギー広がり抑制しつつ, 陽電子捕獲を行うことができる. Figure 5 は横軸に時間を取り, ビームローディング電流を表したものである. 赤実線が陽電子, 緑破線が電子, 黒実線が全体の寄与である. これより, 標的直後では電子と陽電子の寄与が打ち消し合うことで電流が相殺されていることがわかる. また電子と陽電子が各々加速位相 (逆位相である) にスリップして補足されることにより, 電流が急激に上昇することがわかる. この結果は電子ビームエネルギー 4.8GeV, 3.5mm スポット (RMS) での値であるが, 以前におこなっていた 6.0GeV, 4.0mm(RMS) ドライブビームに比べてビームローディング電流が倍増している. 原因としては

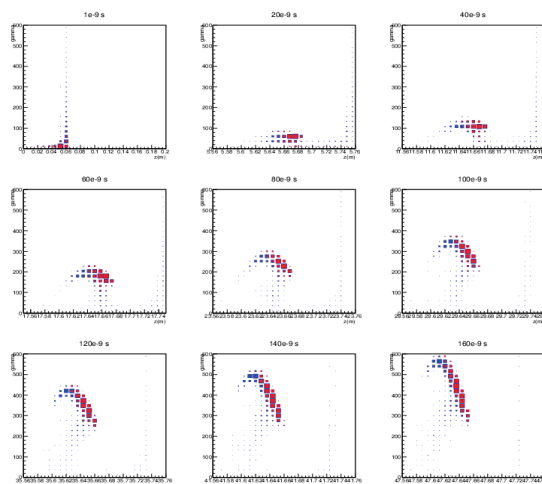


Figure 4: 左上から右下にかけて時系列で減速捕獲の様子をしめしたもので, 各図は横軸に進行方向位置 (s), 縦軸にローレンツガンマをとり粒子分布をしめしている. 粒子は一旦減速されたのち, 位相スリップにより加速位相で捕獲される.

陽電子のエネルギーが全体的に下がったことによりキャプチャー効率が改善していることが挙げられる. ビームローディング電流はパイロットシミュレーションにより位置の関数としてビームローディング電流を求め, その電流を加速管の負荷電流として与えている. このシミュレーションで与えた電流量は 0-2.0A 程度で変化しており, 現状ではシミュレーションには矛盾がある. 今後, 全体での陽電子生成率の評価をすすめ, 付加的なアパーチャーなどで不要な陽電子を早期に落とすなどの工夫が必要である.

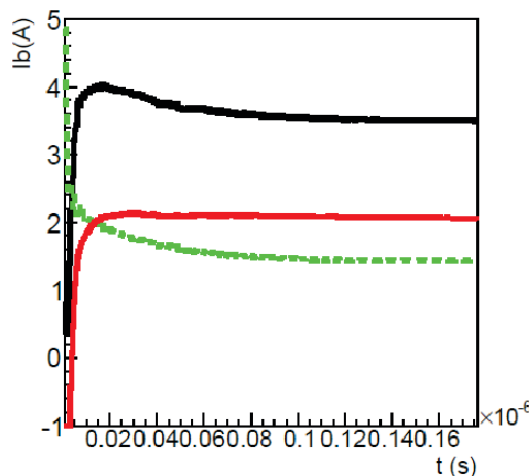


Figure 5: 横軸に時間を取り, ビームローディング電流を示したもの. 赤実線が陽電子, 緑破線が電子, 黒実線が全体の寄与である. 標的直後は打ち消しにより電流はゼロだが捕獲が進むにつれて急激に大きくなる.

Figure 6 は進行方向位相空間分布を ECS 前後, すなわちブースター出口 (赤点) および DR 入り口 (青点) で比較したものである. 横軸は z , 縦軸が δ (相対的エネルギー広がり) である. 中央の楕円は DR のダイナミックアパーチャーを示している. ブースター出口では RF 曲率由来

のエネルギー広がり δ が $\pm 3\%$ 程度見られるが、ECSにより多くの粒子がアパーチャー内に収まっていることがわかる。

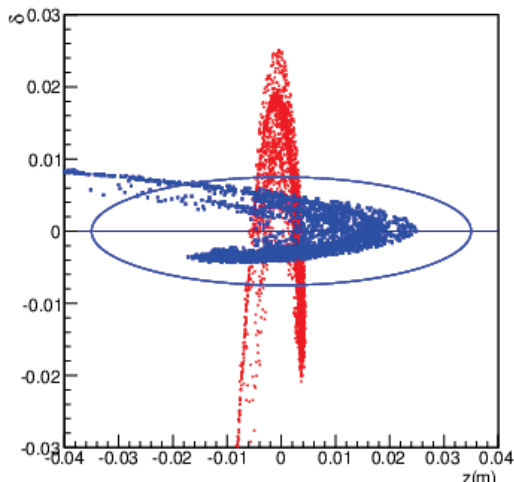


Figure 6: ブースター出口(青点)とECS出口(赤点)における進行方向位相空間分布. 横軸は z , 縦軸が δ (相対的エネルギー広がり) である. 中央の楕円は DR のダイナミックアパーチャーを示しており, ECS により陽電子の生成率が向上している様子がわかる.

この計算ではブースターおよび ECS は、RF 曲率を仮定したエネルギー上昇および線形変換のみでおこなっており、SAD によるトラッキングはまだ実装されていない。したがって、この分布で陽電子生成率を評価してもブースターやシケインにおける粒子損失が考慮されていないため、妥当な結果とはいえない。SAD におけるトラッキングはブースター出口まで到達しているの、陽電子生成率にかわり、陽電子のブースター出口までの生存率を Figure 7 に示す。陽電子生存率はブースター出口に到達した陽電子の個数を初期電子数である 1000 で規格化した値である。初期位相 0.6 付近で生存率 3 を超える値を示している。電子ビームドライバーのバンチ電荷に

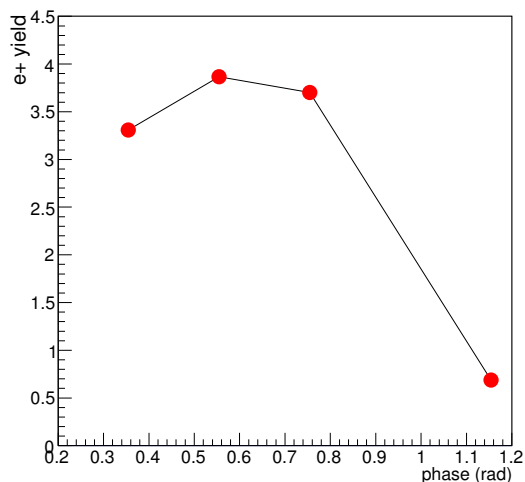


Figure 7: 横軸に初期位相, 縦軸にブースターまでの生存率を示したもの. 位相 0.6 前後で 3 を超える生存率となっている。

もよるが、その値を ILC での標準的なバンチ電荷である $3.2\text{nC}(2.0 \times 10^{10}$ 個) と仮定すると、必要な陽電子生成率は 1.5 である。従って現状ではブースター生存率で見ると、捕獲部の加速勾配が限定的であるにもかかわらず陽電子は多く生き残っていると言える。逆に、捕獲部のビームローディングは過大であり、現状ではドライブビームや捕獲部での陽電子数を減らさない限り、きちんと捕獲できないことをしめしている。

今後の課題として、まず DR 入り口までの start-to-end シミュレーションを完成させること、その上で、捕獲部のビームローディング電流を加速可能な値に抑制するためのドライブビーム電流の制限や、粒子スクレーパーの設置などを検討する必要がある。そのときに陽電子が必要量を確保できることが確認されて、はじめて電子ビームドライブ方式による現実的な設計が完成したと言えるだろう。

5. まとめ

これまでの検討結果を踏まえ、RF 電源やビームローディングの評価など、より現実的な条件で電子ビームドライブ方式の ILC 陽電子源の検討をすすめている。定在波加速管において、より現実的なモデルとして多セル空洞によるビームローディングモデルを構築し、加速勾配を評価した。無負荷時の勾配はさほど変化しないが、負荷時の加速勾配は大きく変化することがわかり、従来の単セルモデルにかわり多セルモデルによる評価を前提に検討をすすめることとした。その結果、陽電子捕獲部の加速勾配は 30% (2.0A ビームローディング) 程度下落したが、電子ビームのエネルギーを 6.0GeV から 4.8GeV へと下げ、さらにスポット径を 4.0mm から 3.5mm(RMS) へと下げたことにより、ブースターまでの生存率をみる限り以前のシミュレーションにくらべ上昇している。一方で、捕獲部でのビームローディングは倍増しており、現状ではシミュレーションは整合性がとれていない。今後、陽電子生成率の評価まで進めた上で、電子ビームの電流などで最適化を行う必要がある。

参考文献

- [1] ILC Technical Design Report (2013).
- [2] T. Omori *et al.*, NIMA(672)(2012)52.
- [3] M. Satoh *et al.*, NIMA538(2005)116-126.
- [4] J. Urakawa, "Beamloading Compensation Test for 300 Hz Linac", Posipol 2014, Ichinoseki, Japan(2014).
- [5] Y. Seimiya *et al.*, "Positron capture simulation for the ILC electron-driven positron source", Prog. Theor. Exp. Phys. (2015) 103G01.
- [6] Hinode *et al.*, ATF design report.
- [7] J.W. Wang, C. Adolphsen, V. Bharadwaj, G. Bowden, E. Jongewaard, Z. Li, R. Miller, J. C. Sheppard, SLAC-PUB-12412(2007).
- [8] S. Matsumoto *et al.*, L-band Accelerator System in Injector Linac for SuperKEKB.
- [9] S. Matsumoto *et al.*, THPR1047, Proc. of IPAC2014(2014).
- [10] GEANT4 project web site; <https://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [11] Pulsar Physics web site; www.pulsar.nl/gpt/
- [12] SAD home page; acc-physics.kek.jp/SAD/