

ILC 電子ドライブ陽電子源のキャプチャーライナックにおける ビームローディング補償の研究

A STUDY OF BEAM LOADING COMPENSATION IN THE CAPTURE LINAC OF ILC ELECTRON DRIVEN POSITRON SOURCE

田地野浩希^{#, A)}, 栗木雅夫^{A)}, 金野舜^{A)}, リプタックザカリ^{A)}
 高橋徹^{B)} 横谷馨^{C)} 大森恒彦^{C)} 浦川順治^{C)}

Hiroki Tajino^{#, A)}, Masao Kuriki^{A)}, Shun Konno^{A)}, Zachary Liptak^{A)}
 Tohru Takahashi^{B)}, Kaoru Yokoya^{C)}, Tunekiko Oomori^{C)}, Junji Urakawa^{C)}

^{A)} Hiroshima University Accelerator Physics Group

^{B)} Hiroshima University High Energy Physics Group

^{C)} High Energy Accelerator Research Organization (KEK)

Abstract

The ILC International Linear Collider is an electron-positron linear collider planned to start as a Higgs boson factory with a center-of-mass energy of 250 GeV. The electron-driven positron source, capture linac, is placed directly under the positron production target and is responsible for focusing and accelerating the produced positrons. Positrons are produced as multiple bunches (clumps of beams) at 6.15 ns intervals. The off-crested beams induce a deceleration field, which causes transient beam loading that changes both the amplitude and phase of the accelerating electric field. In this study, we investigate a method to compensate for this beam loading in the positron capture linac by applying phase and amplitude modulation to the input RF.

1. はじめに

ILC 国際リニアコライダーは重心系エネルギー 250 GeV のヒッグス粒子工場として開始を計画している電子・陽電子リニアコライダーであり、現在東北地方の北上山地での建設が予定されている。ヒッグス粒子の生成のほかにトップクォークの大量生成、超対称性粒子の発見などを目標としており、高エネルギー物理学の次世代主要計画となっている。ILC での陽電子源には電子ドライブ方式が採用される予定である。電子ドライブ方式とは高密度の金属標的に高エネルギーの電子を入射し、対生成反応と制動放射を連鎖的に起こすという電磁シャワー現象を利用して一度に大量の電子、陽電子を生成する方式である(Fig. 1[1])。

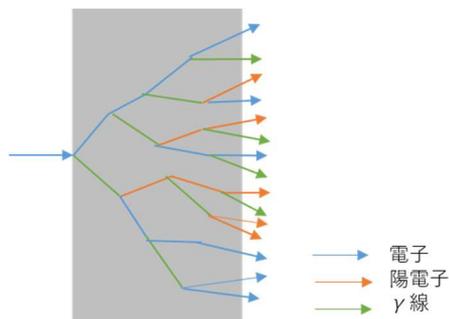


Figure 1: Schematic diagram of an electromagnetic shower in an electron-driven positron source.

[#] m226322@hiroshima-u.ac.jp

発生した陽電子はキャプチャーライナック、シケイン、ブースターライナック、ECS を通り、DR (Damping Ring) へと運ばれる(Fig. 2[2])。粒子は DR 内で進行方向及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をする。この時にその振動の振幅がある値を超えると粒子は不安定となり失われてしまう。その最大振幅のことをダイナミックアパーチャーと呼ぶ。DR に入射するビームはダイナミックアパーチャー内になければならぬ条件は以下の様になる。

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

$$\gamma A_x + \gamma A_y < 0.07 \quad (2)$$

ここで γ はローレンツ因子、 A_x, A_y はアクションを表す。一個の電子あたり、DR アクセプタンスを満たす陽電子数を陽電子捕獲率 η で表し、この η をある閾値以上の値にすることで標的破壊を防ぎつつ陽電子の生成を可能にする。

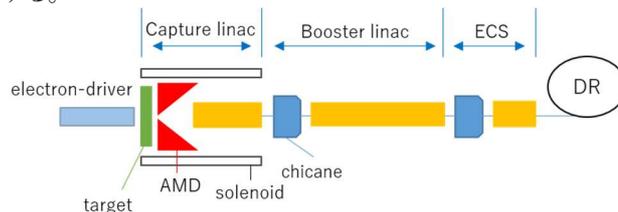


Figure 2: Schematic diagram of electron drive positron source.

陽電子生成標的の直下に置かれたキャプチャーライナックは生成された陽電子を集群し、加速する役割を担っており、陽電子捕獲率を高めるための重要なセクションとなる。しかしキャプチャーライナックをビームが通過すると、オフクレストに乗ったビームが減速場を誘起し、加速電場の位相と振幅がともに変化する過渡的なビームローディングが発生するためその補償が課題となっている。本研究では入力 RF の位相及び振幅変調をかけたビームローディング補償の方法を検討した。またイタレーションにより正確なビームローディング電流を求めた。

2. オフクレストでのビームローディング補償方法

空洞内の電圧は RF 電圧とビームローディング電流により誘起されたビーム電圧の足し合わせによって表される。加速空洞を単純化したシングルセルモデルを用いて考えた時の空洞電圧は、RF 電圧を入力開始した時間を t_0 、ビームを入力した時間を t_b ($t_0 < t_b$) とすると Eq. (3) の様に表される。

$$V(t) = \frac{2\sqrt{\beta P_{in} r_s L}}{1+\beta} \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau}}\right) - \frac{r_s L I}{1+\beta} \left(1 - e^{-\frac{t-t_b}{\tau}}\right) \quad (3)$$

ここで β はローレンツベータ、 P_{in} は入力パワー、 L は空洞の長さ、 r_s は単位長さ当たりのシャントインピーダンス、 I はビームローディング電流を表す。RF 電圧とビーム電圧はともに同じ時定数 τ で指数関数的に増加していきある値に漸近していく。時定数が等しいので、変化量を等しくすればビームローディングの効果を打ち消し、加速電圧を一定にすることができる。ただし Eq. (3) は RF とビームの相対的な位相がゼロであること、つまりビームが RF のクレスト(最大電圧をとる位相)に乗っているオンクレストの状態を仮定した場合であり、ビームが RF に対して相対位相 θ を持っているとする Eq. (4) のようになる。

$$V(t) = \frac{2\sqrt{\beta P_{in} r_s L}}{1+\beta} \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau}}\right) - \frac{r_s L I}{1+\beta} \left(1 - e^{-\frac{t-t_b}{\tau}}\right) e^{i\theta} \quad (4)$$

相対位相 θ を持つオフクレストの場合、ビームによる虚数成分が生まれ、オンクレスト同様の方法ではビームローディングの補償は不可能なので別の方法で補償を行う。それはビーム入力を開始したと同時に RF に位相変調をかける方法である。

(Fig. 3) は位相変調をかけた場合の空洞電圧の過渡的な変化を複素平面上に表した図である。(b) $t = t_b$ でビームの入力を開始すると同時に RF 電圧に位相変調をかける。赤線 $V_c(t)$ は空洞電圧を表し、薄緑色 $V_{RF} e^{i\phi}$ 、水色 V_{beam} はそれぞれ RF 電圧とビーム電圧の漸近値を表している。(c) (d) 位相変調後 $V_{RF}(t)$ は $V_{RF} e^{i\phi}$ に漸近していき、最終的に定常状態に落ち着く。これによりビーム電圧による虚数成分は常に打ち消され、空洞電圧は一定の値を保つ。すなわちオフクレストでのビームローディン

グの効果も、入力 RF に適切な位相変調量をかけることができれば補償が可能である。

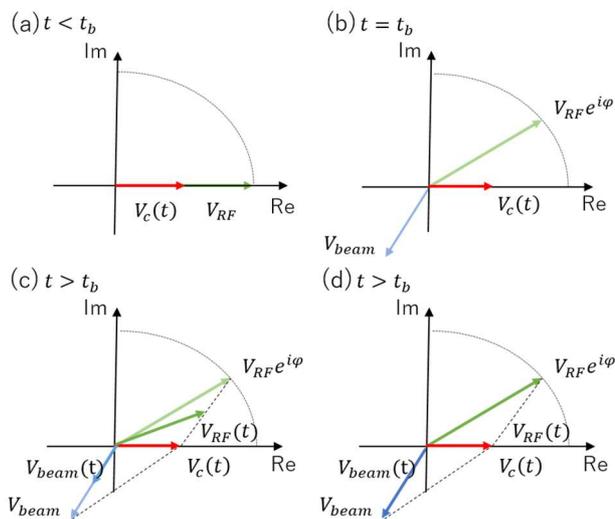


Figure 3: Diagram of phase modulation in the complex plane (a) Before beam input start ($t < t_b$) (b) Beam input start ($t = t_b$) (c) (d) After beam input start ($t > t_b$).

3. イタレーションによるビームローディング電流計算

3.1 キャプチャーライナックの設計

キャプチャーライナック内のビームローディング電流を求めるために、GPT(General Particle Tracer)にキャプチャーライナックの構造を模擬し、求められた粒子分布からビームローディング電流を計算した。キャプチャーライナックの設計には先行研究で superfish により求められたパラメータを用いた(Fig. 4[3])(Table 1)。

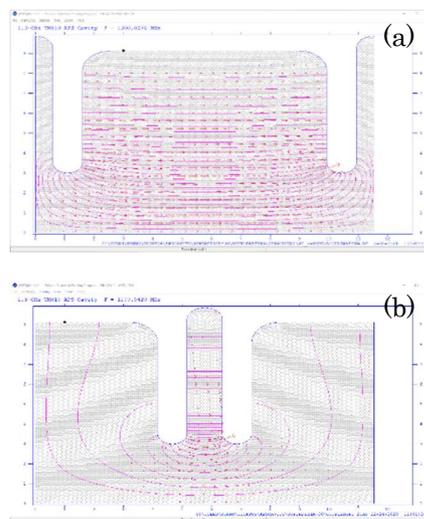


Figure 4: (a) Acceleration cell in APS cavity (b) Coupled cell in APS cavity.

Table 1: APS Cavity Parameters

	加速セル	結合セル
セル長[m]	0.093	0.022
周波数[MHz]	1300	1300
壁損失パワー[W]	2.19×10^3	7.39×10^{-1}
r_s [Mohm/m]	5.86×10	1.91×10^3
T	0.64	0.64
ZTT[Mohm/m]	3.73×10	1.22×10^3
Q 値	2.47×10^4	9.06×10^5
(R/Q)[Ohm]	1.41×10^2	2.96×10

研究に用いた APS 空洞は $\pi/2$ モードの定在波加速空洞であり、群速度が最大で π モードに比べ高い加速勾配を実現している。また電場の立つセル(加速セル)のセル長を長く、電場の立たないセル(結合セル)のセル長を短くすることで加速効率を高めている。キャプチャーライナックは加速管一本当たり加速セル11セル、結合セル10セルの計21セルとし、加速管36本で構成している。

3.2 イタレーション方法

GPT によ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管ごとに決めて空洞内の粒子トラッキングを行っている。しかし Eq. (3)の通り加速勾配はビームローディング電流により変化してしまう。また加速勾配が変化すると集群の様子や捕獲される粒子の数が変わってしまう。つまりビームローディング電流が変わると加速勾配も変わり、それによる粒子分布から求めたビームローディング電流も変わってしまうのである。そのため本研究では正確なビームローディング電流を求めるためにイタレーション(繰り返し計算)によるシミュレーションを行った。方法は以下の通りである。

1. 空洞電場を加速管ごとに決定し、GPT に取り入れ粒子トラッキングを行う。
2. 求められた粒子分布からビームローディング電流 I_1 及びビーム位相 θ_1 を計算する。
3. I_1, θ_1 から空洞電場を決定し、GPT に取り入れ再び粒子トラッキングを行う。
4. 2~3を繰り返し $I_{n-1} \cong I_n$ となった時の値をビームローディング電流の値と決定する。

3.3 ビームローディング電流計算方法

粒子が作るビームローディング電流は位相を持っているため粒子がある場所に作るビームローディング電流はその二点間の位相差を考慮する必要がある。(Fig. 5[4])は二つの粒子が作るビームローディング電流を表した図で、各粒子が作る波の合成が全粒子のビームローディング電流になることを示している。

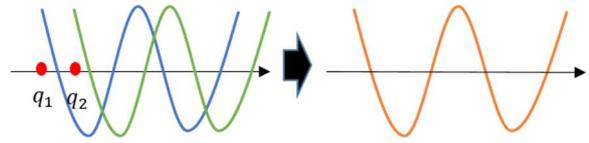


Figure 5: Conceptual diagram of beam loading current when considered with two particles.

これらを踏まえると空洞に生じるビームローディング電流の値は Eq. (5) の様に表される。

$$I(z, t) = \sum \frac{Q}{\Delta t} \cos(\omega \frac{z_i - z}{\beta c}) \quad (5)$$

これはある時間 t に、ある座標 z に生じるビームローディング電流である。 Q は粒子の電荷、 Δt はビームのパンチ幅、 z_i は個々の粒子の位置、 β はローレンツベータ、 c は光速である。

3.4 電場の決定方法

本研究ではGPTに取り入れる空洞電場に位相変調の効果を取り入れシミュレーションを行った。とある時間 t においてビーム位相 θ 、位相変調量 φ であるときの空洞電場は以下の様に表せられる。

$$E_{cavity} = \frac{1}{L} \left(\frac{2\sqrt{\beta P_{in} r_s L}}{1 + \beta} e^{i\varphi} - \frac{r_s L I}{1 + \beta} e^{i\theta} \right) = E'_{RF} e^{i\varphi} - E'_{beam} e^{i\theta} \quad (6)$$

$$Re E'_{cavity} = E'_{RF} \cos \varphi - E'_{beam} \cos \theta \quad (7)$$

$$Im E'_{cavity} = E'_{RF} \sin \varphi - E'_{beam} \sin \theta \quad (8)$$

Eq. (6), Eq. (7) は Eq. (5) をそれぞれ実数成分と虚数成分に分けて表したものである。二章でも説明した通り位相変調量 φ は Eq. (7) の空洞電場の虚数成分を0とすることで、求めることができるので Eq. (8) の様に表すことができる。

$$\varphi = \sin^{-1} \left(\frac{E'_{beam}}{E'_{RF}} \sin \theta \right) \quad (9)$$

このようにして得られたイタレーション一回目から五回目の空洞電場の結果を(Fig. 6)に示す。

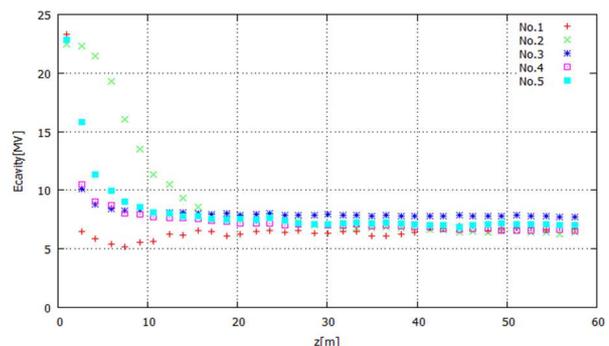


Figure 6: Cavity electric field per acceleration tube.

(Fig. 6) は加速管一本ごとの空洞電場の値を示したもので、横軸が金属標的からの位置 z [m],縦軸が空洞電場 E [MV]となっている。一回目から二回目の電場は特に上流部においてばらつきが大きいがそれ以降はほぼ似たような値に落ち着き、下流部では約7~8 MVほどとなっている。

3.5 GPT による粒子トラッキング

以上のようにして求められた電場を GPT に取り込み粒子分布を求める。結果は以下の通りである。

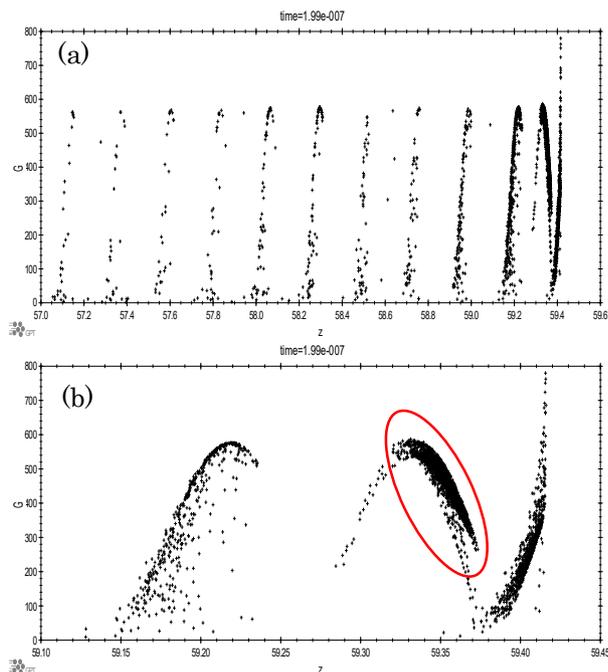


Figure 7: Particle distribution at $t=199\text{nsec}$ (a) z range(57~59.6[m]) (b) z range(59.1~59.45[m]).

(Fig. 7) は $t=199$ (nsec) でのキャプチャーライナック出口付近の粒子分布であり、横軸は標的からの距離 z [m], 縦軸はローレンツ γ である。(a)は横軸の範囲を(57~59.6)、(b)は(59.1~59.45)としている。陽電子は減速キャプチャー方式により(b)の赤丸で囲まれた位置にある程度集群されている。しかし電子はバラバラの位置に点在し、全粒子のビームローディング電流の和をとることが難しくなっている。そこで電子を含めた全粒子を陽電子バンチ付近に移動させ、そこから個々の粒子が全粒子バンチ中心 z_{ave} に作るビームローディング電流を計算した。ただし粒子が作るビームローディング電流は位相を持っているので、適当に移動させると適切な結果が得られない。そこで粒子を半波長ずつ移動させ、移動させた回数だけその粒子が作るビームローディング電流も逆符号にするという方法を用いた。例えば陽電子を半波長ずらすと、位相は π ずれることになる。この陽電子の符号を逆にして電子として扱うと移動させる前の陽電子と同じ位相の電子として扱うことができる(Fig. 8 [5])。

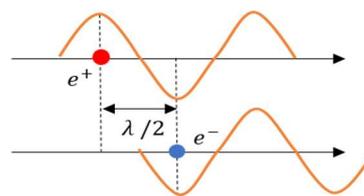


Figure 8: Diagram of moving particles.

この方式により陽電子バンチ中心付近に集めた粒子分布を(Fig. 9)に示す。

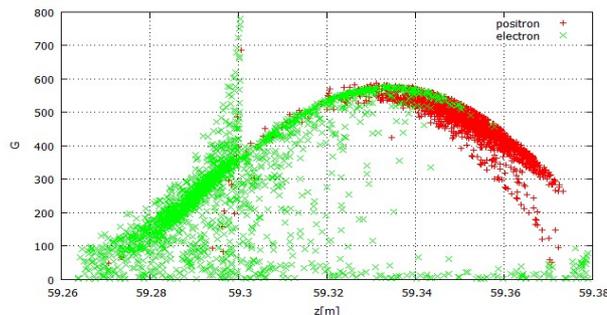


Figure 9: Figure showing all particles moved near the center of the positron bunch at $t=199\text{nsec}$.

3.6 結果

以上のようにしてモジュールをかけた粒子分布からビームの位相を求める。ここで求められたビーム位相を用いて空洞電場の計算をしている。ビーム位相の定義は「バンチ中心がセル中心を通るときの位相」とした。(Fig. 10) にイタレーション五回目のビーム位相の時間発展を示す。

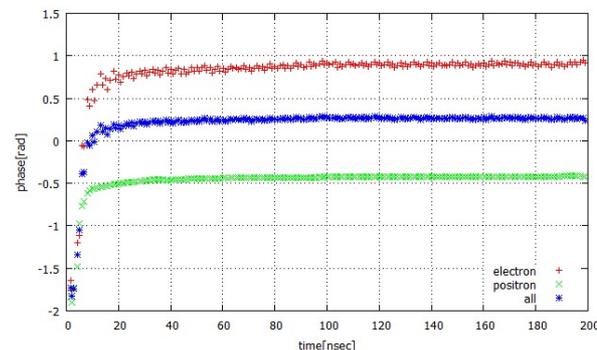


Figure 10: Figure showing all particles moved near the center of the positron bunch at $t=199\text{nsec}$.

グラフはビーム位相を \cos 波で表したものの、すなわち陽電子の加速位相のクレストに乗っている場合の位相が0となる。

Figure 9 から計算したバンチ中心から Eq. (5)を用いてバンチ中心に作るビームローディング電流の時間発展を横軸:時間 [nsec]、縦軸:ビームローディング電流[A]と

して(Fig. 11) に示す。

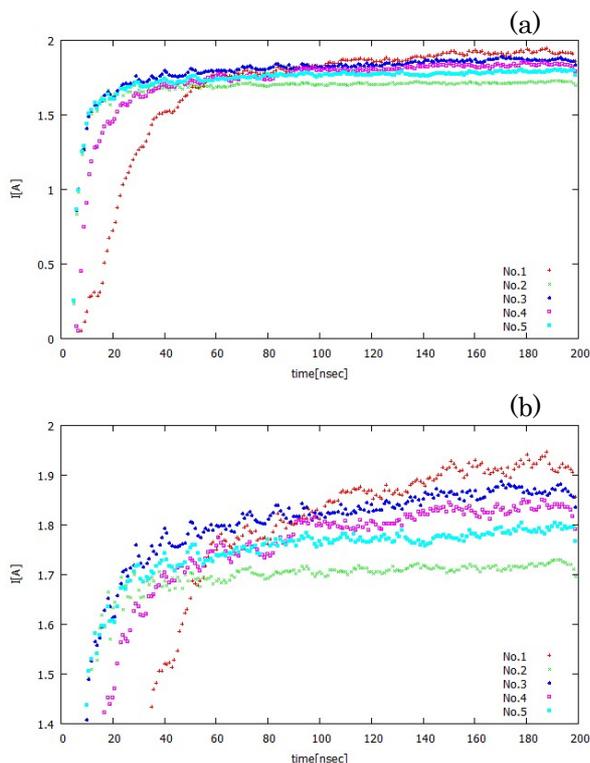


Figure 11: Results of beam loading currents from the first to fifth iterations, (a) large vertical axis width, (b) small vertical axis width.

一回目から二回目の結果にはばらつきがみられるが、三回目以降は値がまとまっており、約 1.8~1.9 A ほどに落ち着いている。また(Fig. 11(b))を見てみると、振動しながら徐々に値が収束していることが分かる。これはビームローディング電流が大きくなると加速勾配は小さくなり、粒子の損失が大きくなることでそこから求められる電流は小さくなり、また加速勾配は大きくなるというような影響が出ているものだと考えられる。

4. まとめ

本研究では先行研究で設計された APS 空洞を用いてキャプチャーライナック内のオフcrestでのビームローディング補償の方法を検討した。GPT による粒子トラッキングの結果からビーム位相を求め、位相変調を含めた空洞電場を計算したところキャプチャーライナック下流部では約 7~8 MV ほどになることが分かった。またイタレーションによってビームローディング電流を求めたところ、値は徐々に収束し約 1.8~1.9 A ほどに落ち着くことが分かった。

謝辞

本研究を行うにあたって、指導教員の栗木雅夫教授を始め加速器物理学研究室の方々にはミーティングなどでアドバイスをいただき大変お世話になりました。また同

じ研究室を卒業された先輩である金野さんには、先行研究としても非常に参考にさせていただき多くのご支援をいただきました。この場を借りて感謝申し上げます。

参考文献

- [1] ILC Technical Design Report, KEK-Report 2013-1, 2013.
- [2] 名越久泰, “電子ビーム駆動方式 ILC 陽電子源の設計研究”, 平成30年度広島大学院修士論文.
- [3] 金野舜, “Alternate Periodic Structure 空洞による ILC 陽電子源の設計研究”, 令和3年度広島大学大学院修士論文.
- [4] 栗木雅夫, “電子陽電子入射器”, OHO(2021).
- [5] 田地野浩希, “ILC 国際リニアコライダー電子ドライブ陽電子源のキャプチャーライナックにおける等価回路モデルによるビームローディング補償の研究”, 令和3年度広島大学卒業論文.