

Quantitative Analysis of Effects of the Longitudinal Wake Field on a High Intensity Electron Beam in an L-Band Linac

Tetsuya Igo^{1, A)}, Ryukou Kato^{A)}, Shigeru Kashiwagi^{A)}, Goro Isoyama^{A)}

^{A)} The Institute of Scientific and Industrial Research

8-1 Mihogaoka, Ibaraki, Osaka, 567-0047

Abstract

The energy spectrum of a high-intensity electron beam is strongly influenced by the longitudinal wake field in the accelerating structure of an electron linac induced by the electron beam itself. We conduct research on the effects appearing in the energy spectrum of the electron beam accelerated with the L-band linac at ISIR, Osaka University. We calculate the wake potential and energy spectra using an empirical wake function, parameters of which are calibrated with the numerical calculation program for the wake field, named ABCI, and the calculated energy spectra are compared with the measured ones. The energy spectra measured as a function of the RF phase are well explained by the calculation.

Lバンドライナックの縦方向ウェーク場が大強度電子ビームに与える影響の定量的解析

1. はじめに

阪大産研Lバンド電子線形加速器（ライナック）は、最大電荷量91 nC/bunchという大強度単バンチビームを加速することができる。単バンチビーム利用の一つである単一通過型自由電子レーザー（SASE）実験では、20-40 nC/bunch、ピーク電流1 kA以上の大強度ビームを利用する。このような大強度ビームを加速すると加速管内に強いウェーク場が誘起され、電子ビーム自身にも影響を及ぼす。ウェーク場の影響を受けた電子ビームは一般に、エネルギー幅の拡大やエネルギースペクトル構造の複雑化などが引き起こされ、短いバンチ長や狭いエネルギー幅などが要求される利用における障害となっている。本研究では産研Lバンドライナックの大電荷量という特性を利用し、ウェーク場が電子ビームのエネルギースペクトルに与える影響を定量的に評価する。またこれを通してウェーク場の性質についての理解を深めることで、バンチ圧縮やエネルギー幅の減少など、ウェーク場の積極的な利用へと繋げる。

2. ウェーク場とエネルギースペクトル

2.1 ウェーク場

荷電粒子が加速管などの形状が変化する構造内を通過するとき、航跡場（ウェーク場）が誘起される。ウェーク場の縦方向成分は、影響を受ける粒子のエネルギーに作用する。位置 z にある荷電粒子が、その前方にある電荷から受けるウェークポテンシャルは次式で表される。

$$W(z) = \int_{-\infty}^z \omega(z - z_s) \rho(z_s) dz_s \quad (1)$$

ここで z_s は z からの距離、 $\rho(z)$ は電荷分布、 $\omega(z)$ は

ウェーク関数である。ウェーク関数 $\omega(z)$ はデルタ関数で表される電荷分布を持つバンチが誘起するウェークポテンシャルを表し、点電荷が誘起するウェークポテンシャルに相当する。またウェーク関数は構造に依存するため、ウェーク場についての構造の特性を表す関数となる。よって式(1)は、ウェーク関数を知ることができれば、電荷分布を与えれば簡単な積分でウェークポテンシャルが計算できることを示している。

2.2 近似ウェーク関数

ウェークポテンシャルを正確に知るためには、加速構造から電磁場シミュレーションを用いてMaxwell方程式を解いて求める必要がある。しかし前節で述べたように、加速構造のウェーク関数が既知であればウェークポテンシャルの計算が簡単になる。そこで、ウェーク関数を近似したものを導入した。[1]

$$w(z) = A \exp \left[- \left(\frac{z}{cB} \right)^n \right] \quad (2)$$

ここで c は光速、 A , B , n はピーク強度と減衰を与えるパラメーターである。この近似関数はSLACで研究されていたもので、加速RF周波数2856 MHzのS-bandライナックについてシミュレーションをフィッティングして得られている。このときのS-bandライナックのパラメーターは、 $A = 226$ [V/pC/m], $B = 6.13$ [ps], $n = 0.605$ であった。ここで、電子ライナックの加速構造は多くがdisk-loaded型加速管であり、そのサイズは加速RF波長でほぼ決まることから、パラメーター A , B をRF周波数でスケールリングすることでこの近似関数をS-band以外の電子ライナックにも応用できるとされている。その周波数依存性は、 $A \propto \omega^{-2}$, $B \propto \omega^{-1}$ である。この関係から加速RF

¹ E-mail: igo25@sanken.osaka-u.ac.jp

周波数1300 MHzのL-bandライナックのパラメーターを求めると、 $A = 46.8$, $B = 13.5$, $n = 0.605$ となる。この近似ウェーク関数とパラメーターを利用して、ウェークポテンシャル及びエネルギースペクトルの計算を行う。

2.3 エネルギースペクトル

図1は加速管中の電子バンチの電荷分布と、エネルギーゲイン及びエネルギースペクトルを示している。ライナックの加速管中では電子バンチはクライストロンから供給されるRF電場と、自身が誘起したウェーク場を合成した電場によって加速される。この加速電場Eは、次式で表される。

$$E = f(z) = E_0 + E_a \cos(kz + \phi) + W(z) \quad (3)$$

E_0 は初期エネルギー、 E_a はRF電場の振幅、 k はRF波数、 ϕ はRFクレストに相対的な電子バンチの加速位相である。エネルギースペクトルはエネルギー軸上の電荷分布 $S(E) = dQ/dE$ である。図1のz-E空間上の電荷分布をz軸上に射影したものが電荷分布 $\rho(z) = dQ/dz$ 、エネルギー軸上に射影したものがエネルギースペクトル $S(E)$ になる。この関係を考慮するとエネルギースペクトルは電荷分布 $\rho(z)$ と、エネルギーゲインの傾き $df(z)/dz$ で表すことができる。

$$S(E) = \left(\frac{\rho(z)}{df(z)/dz} \right) \quad (4)$$

3. 測定実験

エネルギースペクトルの測定は、ストレートビームライン上に設置された90°偏向電磁石を用いた運動量解析装置を用いて行った。この装置のエネルギー分解能は0.3%以下である。測定はウェーク場の影響が強くなるようにするため、電荷量28

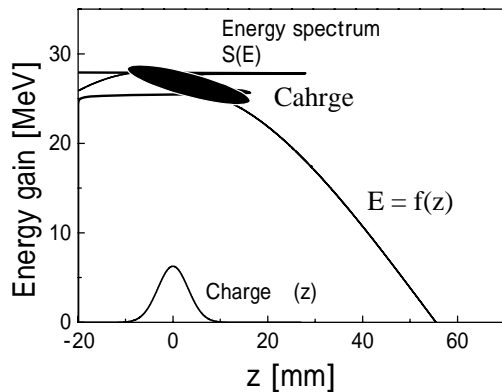


図1. 加速管中の電子バンチとエネルギーゲイン

nC/bunchの電子ビームで行った。またウェーク場の影響によるエネルギースペクトルの変化を測定するために、電子バンチの加速位相をRFクレストから±30°程度変化させて測定した。

4. 解析

4.1 近似ウェーク関数のパラメーターマッチング

エネルギースペクトルへのウェーク場の影響はRFクレスト付近で最も強く出するため、この付近で測定したエネルギースペクトルと、式(3), (4)に基づいて計算したエネルギースペクトルを比較した。ここで計算に用いたビーム条件は、以下のものを仮定した。まずバンチ形状はガウス分布であると、バンチ長はストリークカメラによる測定結果から $\sigma = 15$ psとした。電荷量も測定に合わせ、28 nC/bunchとした。この測定と計算の比較を図3に示す。これより、測定と計算でエネルギーピーク数、ピーク間のエネルギー幅などが一致していないことがわかる。 $\phi = 52.2$ の時のエネルギー幅が計算の方が狭いことと、 $\phi = 47.2$ の時のエネルギーピーク数が計算の方が少ないことから、計算におけるウェークポテンシャル強度が実際よりも小さいことが予想される。この原因にウェークポテンシャルの計算に用いたウェーク関数が実際の加速管を反映していない可能性があり、その原因としては近似ウェーク関数のパラメーターが、

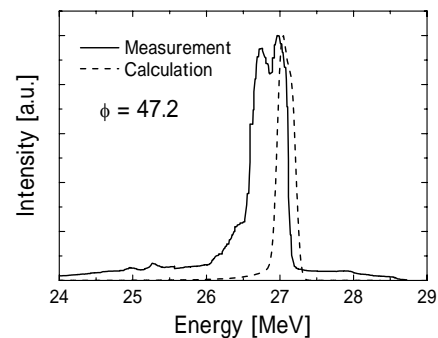
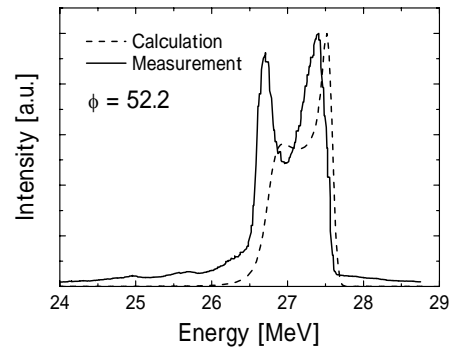


図3. 加速位相がRFクレスト付近のエネルギースペクトル. RFクレスト位相は $\phi = 53.4$.

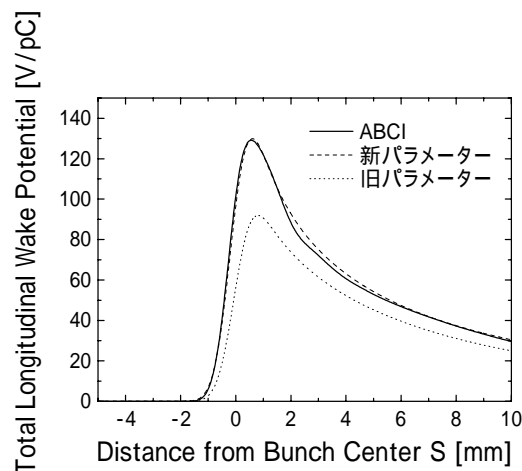


図4. 産研L-bandライナックの
ウェークポテンシャル

1. S-bandからの周波数スケールリングが適用できない。

2. 加速管の内部構造の変化を考慮していない。などが考えられる。よってより正確なウェーク関数を得るために、産研L-bandライナックの実際の加速管構造から電磁場計算コードABCIを用いて、 $\sigma = 0.5$ mmの短いガウシアンバンチが加速管内に誘起するウェークポテンシャルを計算し、これに近似ウェーク関数を用いて計算した同様の条件に対するウェークポテンシャルをフィットして近似ウェーク関数のパラメーターを再定義した。この結果を図4に示す。これにより近似ウェーク関数のパラメーターは、 $A = 89.0$ [V/pC/m], $B = 6.0$ [ps], $n = 0.45$ と再定義された。

4.2 計算によるエネルギースペクトルの再現性

エネルギースペクトルの加速位相変化を、測定データと上記のパラメーターで計算した結果を比較したものが図5である。また、それぞれのエネルギーピークをプロットしたものを図6に示す。図5より、計算結果が測定データのエネルギーピークが分離する様子やエネルギー幅が最小になる位相などを正確に再現していることがわかる。また図6より、RFクレストから $\pm 15^\circ$ 程度の加速位相では、最大エネルギー約28.5 MeVに対して、測定と計算のエネルギーピークの値の差が0.15 MeV以内に収まっていることがわかる。位相が大きく異なる位相では必ずしも一致していないが、これは実際の電子バンチ形状がガウシアンと異なることや、本加速器のエネルギーが低いために主加速管の入射部で非相対論的な効果が起きていることなどが指摘されている。しかし全体としては、式(2)と前節のパラメーターを用いて計算したウェークポテンシャルは、実際に加速管内に誘起されているウェークポテンシャルを良く再現していると考えられる。

5. まとめ

ウェーク場が電子ビームのエネルギースペクトル

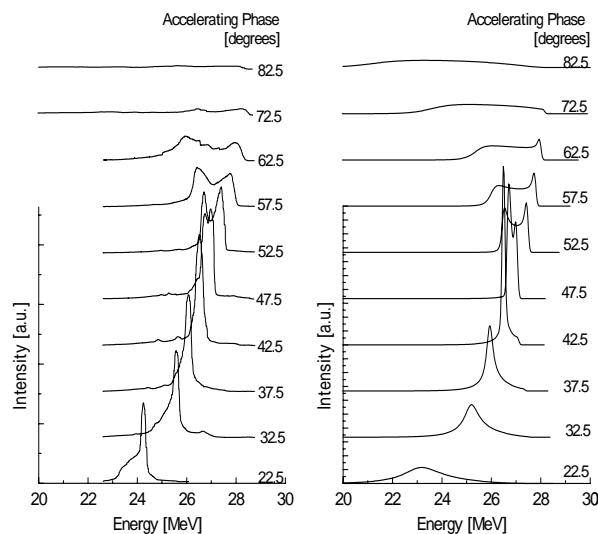


図5. 電荷量28 nC/bunchのエネルギースペクトル加速位相変化の測定（左）と、 $\sigma = 15$ psのガウシアンバンチに対する計算（右）。

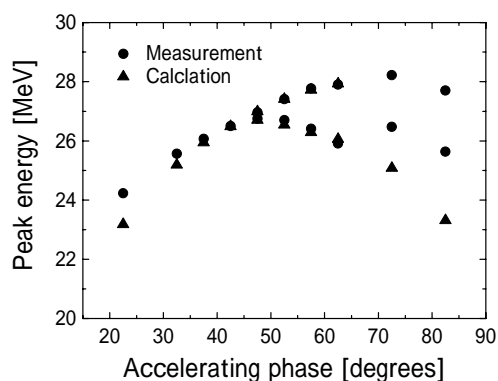


図6. ピークエネルギーの加速位相変化

に及ぼす影響を見るために、電子バンチの加速位相を変化させながらエネルギースペクトルの測定を行った。また近似ウェーク関数を用いて $\sigma = 15$ psのガウシアンバンチが誘起するウェークポテンシャルとエネルギースペクトルを計算し、測定したエネルギースペクトルと比較した。その結果、加速位相がRFクレストの周囲 $\pm 15^\circ$ 以内では、エネルギーピークを0.15 MeV以内の精度で再現できることがわかった。

参考文献

- [1] P. B. Wilson, "APPLICATIONS TO STORAGE RING RF SYSTEMS AND LINER COLLIDERS", SLAC-PUB-2884, 1987, p. 77