

ACCELERATION OF UNUSUALLY SLOW HEAVY IONS IN AN INDEPENDENTLY PHASED LINAC

Suehiro TAKEUCHI

Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai Research Establishment
Shirakata-Shirane 2-4, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11

Abstract

Coaxial quarter wave-line resonators used in independently phased linacs for heavy ions have two acceleration gaps and can accelerate heavy ions over a wide range of incident velocity greater than $0.05 \beta_{opt}$, where β_{opt} is the optimum incident velocity for the resonators. At a velocity lower than $0.05 \beta_{opt}$, the transit time factor crosses zero and has a small negative peak which can be used for acceleration by reversing the synchronous phase. It is interesting to know whether it is possible to accelerate ions over the zero-cross-point of the transit time factor. By taking into account of velocity changes in the resonators, a calculation was carried out for such unusually slow heavy ions and presented a result that the acceleration is possible, because the velocity at which the energy gain crosses zero shifts up or down with the synchronous phase. In the calculation, Cl^{10+} ions and the shape of the quarter wave resonators of $\beta_{opt}=0.1$ in the JAERI Tandem Superconducting Booster were chosen.

独立位相型重イオン・リニアックにおける常用範囲外低速入射重イオンの加速

1.はじめに

多くのタンデム加速器の後段リニアックでは、種々の重イオンを効率良く加速するため、1/4波長型加速空洞等の加速ギャップが少なく加速範囲の広い加速空洞を多数使用し、それぞれビームに対する同期位相をとって加速する。原研タンデム・ブースターでは最適入射速度 β_{opt} が0.1の1/4波長型超電導加速空洞を40個用いており、その入射速度の下限は約0.05である。一つの空洞によるエネルギー利得は、通常

$$\Delta E = q E_{acc} L TTF(\beta) \cos(\phi_s) \quad (1)$$

で与えられる。ただし、 q はイオンの電荷、 E_{acc} は加速空洞中の平均加速電界、 L は加速空洞の加速長、 $TTF(\beta)$ は通過時間因子でビームの速度 β の関数であり、 ϕ_s は同期位相である。図1に原研タンデム・ブースターの1/4波長型超電導加速空洞に対するTTFを示す。原研では通常入射速度が低くても0.06以上の範囲で加速を行っている。では、それ以下の低速イオン入射に対して加速はどうか興味を持たれる。このように入射速度が下がると非線形の効果が大きくなる（(1)式が正確には成り立たなくなる）[1]ことは知られてお

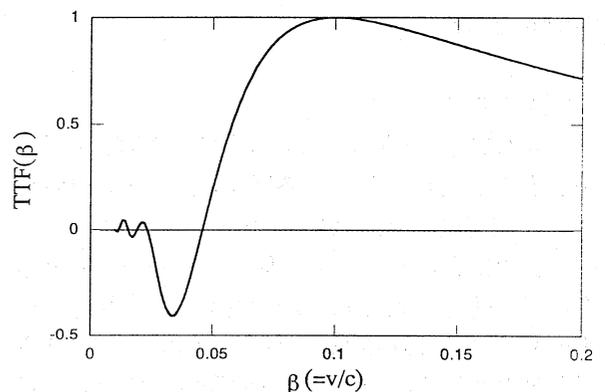


図1. 原研タンデム・ブースターの1/4波長型超電導空洞の通過時間因子(TTF)

り、正常な加速でなくなるであろう。しかし、さらに入射速度を下げるとTTFが0を通り負となる範囲がある。この負の範囲は(1)式から位相を 180° 反転させることにより正のエネルギー増分が得られるはずである。では、TTFが負のところから0を越えて正のところへと加速は可能だろうか。本論文ではこの間に答えるため、計算を行った。以下にその結果を述べる。

2. 計算方法

TTFは、加速粒子が受ける電界をビーム軸にそって積分したものの加速電圧に対する比であり、(1)式ではさらに最適速度で1に規格化したものを使用している。空洞中の加速電界の振幅を $E(z)$ として

$$g(\beta) = \int E(z) \sin(\omega t) dz / \int |E(z)| dz \quad (2)$$

$$TTF(\beta) = g(\beta)/g(\beta_{opt}) \quad (3)$$

である。通常の計算では簡単のため、空洞内での速度を一定、つまり、 $t = z/c\beta$ なる近似を行っている。しかし、 $TTF=0$ 付近の入射粒子は空洞通過中加速だけでなく減速も受けるため、それらの差として得られる小さなエネルギー利得あるいは速度の増分を正確に求めるには、空洞中の速度の変化を考慮して計算する必要がある。すなわち、微小な時間間隔で漸進させ軌道追跡する計算を行う必要がある。実際の計算には一般的に用いられているRunge-Kutta法を用いた。1粒子をビーム軸上を通過させた場合の1次元計算であるので計算の詳細は省略する。

計算の対象とした加速空洞は、周波数が129.8MHzで、形状は加速長が0.15m、ドリフトチューブ長が0.07m、加速ギャップが0.04m、口径が0.026mとした。

3. 計算結果

図2に $E_{acc}=5MV/m$ での空洞内の電界振幅 $E(z)$ を示すとともに、 Cl^{10+} 50MeVのイオンを同期位相 -30° で通過させた場合のイオンの受ける電界と速度変化を示す。この入射エネルギーは $TTF=0$ より十分高く、入り口で減速されても2番目の加速ギャップで加速されていることがわかる。1空洞を対象として、いろいろな同期位相に対し入射速度を $TTF=0$ となる入射速度 $\beta_z=0.0459$ 付近で変えて計算すると加速と減速が入れ替わる境界線すなわちエネルギー利得 ΔE が0となる線が得られ、それを図3に太い実線で示す。このときの加速電界 E_{acc} は5MV/mである。位相によって境界線が動くことが示されている。位相が $\pm 90^\circ$ では不連続となっている。図3には、また、ある一定の入射速度に対し位相を変えた場合の速度増分を示している。 $TTF=0$ の入射速度 $\beta_z=0.0459$ に対しては $\sin(2)$ 的な分布をしている。 0° から 90° の加速部分は入射速度が大きくなるにしたがって、速度増分が大きくなり、かつ位相が負の方向に加速範

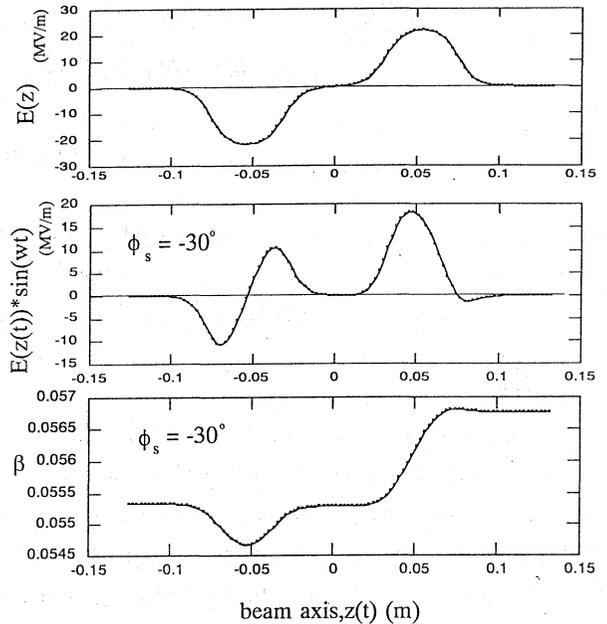


図2. 空洞内ビーム軸上の電界の振幅(上)、 Cl^{10+} 50MeVが同期位相 -30° で通過したときの、粒子の受ける電界(中)と速度(下)

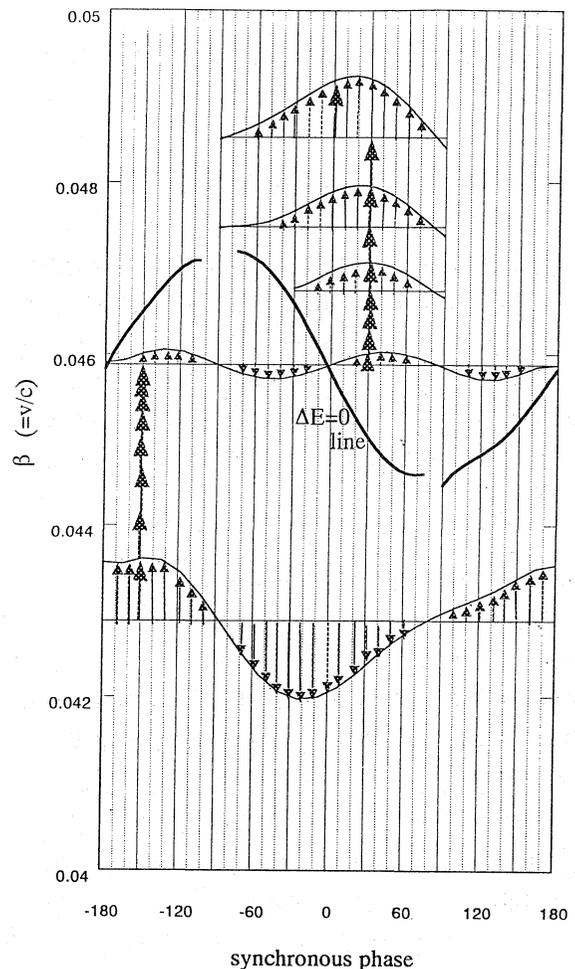


図3. $TTF=0$ 付近の速度をもつ Cl^{10+} を空洞(5MV/m)に入射したときの速度増分図

囲が広くなり、そのピークは 45° から 0° に向かって移動する。また、 -120° から -180° の範囲に加速部分があり、入射速度を下げると、速度増分が大きくなり、 180° から 90° に向けて加速範囲が広がっている。この結果から多数の加速空洞を用いれば矢印のような軌跡を辿って加速が可能であることがわかる。ただし、 $TTF=0$ では加速の位相アクセプタンスが通常の $1/2$ となる。

つぎに、加速電界を変えたときの $\Delta E=0$ となる入射速度および $TTF=0$ ($\beta_z=0.0459$)でのエネルギー利得の変化を、ある位相に対して計算した結果を、それぞれ図4と図5に示す。加速電界が高いほど境界は大きく移動し、エネルギー利得は加速電界の2乗で増大する。加速効率(=エネルギー利得/加速電圧)としては加速電界に比例する。

加速の1例として、 Cl^{10+} (30MeV)を40個の上記加速空洞を用いて5MV/mの加速電界で加速する計算をした結果を図6に示す。

最後に、イオン種を変えて $TTF=0$ ($\beta_z=0.0459$)でのエネルギー利得/速度増分を計算した結果を図7に示す。ただし、イオンの電荷数は $\beta=0.0459$ で荷電変換炭素薄膜を通過して得られる電荷数とした。

4. 結論

$1/4$ 波長型加速空洞に $TTF=0$ となる $\beta=0.5\beta_{opt}$ 付近の低速重イオンを入射した場合について、空洞内での速度の変化を考慮に入れ漸進法で計算を行った。その結果、加速電界が高いと $\Delta E=0$ となる入射速度が位相によって大きく変化し、 $TTF=0$ ($\beta_z=0.0459$)での加速効率は加速電界に比例することがわかった。そして、 $TTF<0$ の入射速度範囲から加速を始めて $TTF=0$ ($\beta_z=0.0459$)を越え $TTF>0$ の通常加速範囲に向かって加速が可能であることが示された。ただし、十分な加速効果を得るためには加速電界を5MV/m程度あるいはそれ以上にする必要がある。また位相アクセプタンスが通常の半分となるので、ビーム強度の点で加速が困難となる。

参考文献

1. J. R. Delayen, Nucl. Instr. and Methods A258 (1987)15

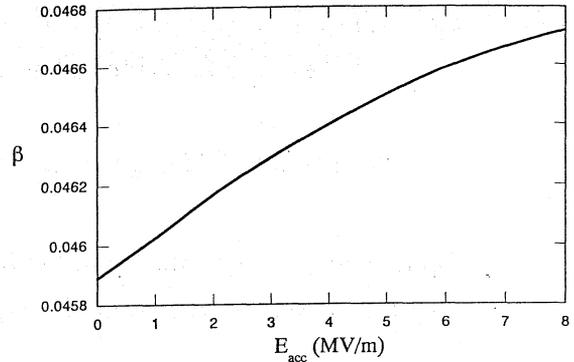


図4. $\Delta E=0$ となる入射速度の加速電界依存性
同期位相 $=-150^\circ$

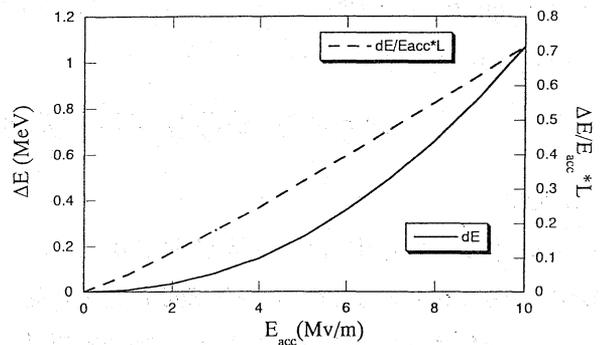


図5. $TTF=0$ ($\beta_z=0.0459$)でのエネルギー利得の加速電界依存性
同期位相 $=30^\circ$

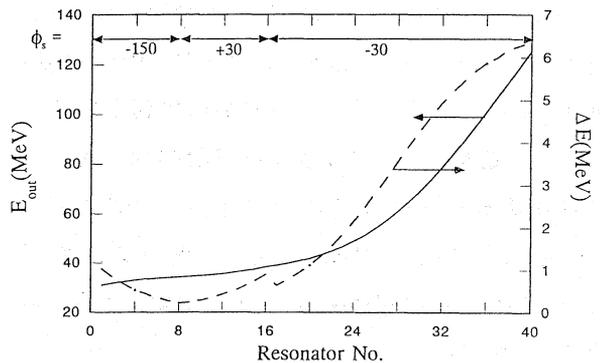


図6. Cl^{10+} を40個の空洞で加速した計算例

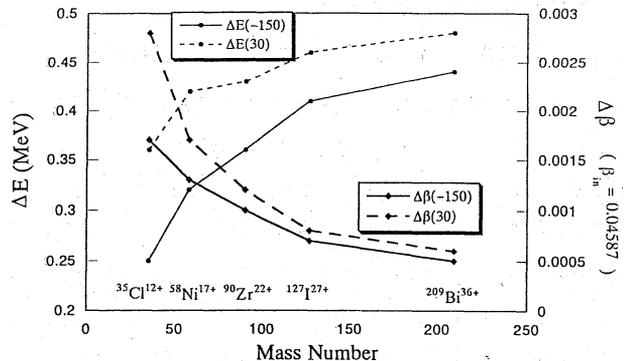


図7. $TTF=0$ ($\beta_z=0.0459$)でのエネルギー利得/速度増分のイオン種依存傾向