

2004年度 修士学位論文

Particle In Cell法による
プラズマ航跡場加速の
シミュレーション

東京都立大学大学院理学研究科物理学専攻

高エネルギー実験研究室

0383201 石水昭夫

平成17年2月14日

Brookhaven National Laboratory (BNL) で行なわれている、プラズマチャンネル中における電子ビームと CO_2 レーザーの逆コンプトン散乱実験では、散乱により生じる X 線を検出する際に、プラズマ航跡場加速 (Plasma Wakefield Acceleration : PWFA) による電子ビームの軌道変化から生じるバックグラウンドノイズが問題となっている。プラズマ航跡場加速は、プラズマ中に電子ビームやイオンを入射することによって発生する電磁場の波 (プラズマ航跡場) を利用した加速法であり、従来の RF を用いた大型加速器に比べて加速勾配が大きく、小型化やコスト面において次世代の加速器として期待される加速法の一つである。この効果を調べるため、同じく BNL にて行なわれた、プラズマチャンネルを用いたプラズマ航跡場加速実験の結果を元にシミュレーションを行なった。

BNL で行なわれたプラズマ航跡場加速実験では、内径 1mm、長さ 17mm のキャピラリー内に、ポリプロピレンを融解させることによって、最大で密度 $5 \times 10^{17} [cm^3]$ のプラズマを生成する。そこへ 60MeV、0.3[nC]、 $\sigma_r = 100 [\mu m]$ 、 $\sigma_t = 1.5 [ps]$ の電子ビームを入射することによりプラズマ航跡場を形成し、電子ビームの一部の電子を加速する。その結果、最大で 0.6[MeV] の加速が観測された。また、プラズマ航跡場の効果によって電子ビームのうち加速される粒子は集束し、減速される粒子は発散する効果も観測された。

シミュレーションには UC Berkeley で開発されたプラズマシミュレーション・コード XOOPIC を用いた。OOPIC では、空間を格子状に切り、各格子点にプラズマと電子の電磁場を対応させることによりプラズマと電子の運動を計算していく。この計算方法を Particle-In-Cell 法と呼ばれている。シミュレーションの結果、プラズマ密度 $1.0 \times 10^{16} [cm^3]$ としたときに最大の加速 0.7[MeV/17mm] が得られた。加速の大きさは実験値とほぼ等しい値となり、集束効果も確認できた。

目次

第1章	序章	1
1.1	プラズマチャンネル実験	1
第2章	プラズマ航跡場加速	4
2.1	概要	4
2.2	線形プラズマ航跡場	4
2.3	非線形プラズマ航跡場	6
2.4	プラズマ波長	7
第3章	BNLにおけるPWFA実験	8
3.1	plasma Capillary	8
3.2	実験セットアップ	12
3.3	実験結果	14
第4章	XOOPIC	16
4.1	particle in cell	16
4.2	Moving Window	17
第5章	シミュレーション	19
5.1	設定	19
5.2	PWFAシミュレーション	23
5.2.1	プラズマ密度に対する加速の推移	23
5.2.2	パルス長に対する加速の推移	33
5.2.3	真空領域とプラズマ領域に境界を設けたシミュレーション	38
第6章	結果と今後	45
付録A	XOOPICのLinuxへのインストール	46
付録B	PWFAシミュレーションのinput file	48

目 次

1.1	プラズマチャンネルを通過したレーザーを正面から捕らえた像 . . .	2
2.1	プラズマ航跡場加速の概略図	5
3.1	プラズマキャピラリー概略図	9
3.2	MHDシミュレーションによる、キャピラリー内のプラズマ生成。	10
3.3	プラズマキャピラリーの写真	11
3.4	実験セットアップ概略図	12
3.5	スペクトロメータにより得られた電子ビームの像	13
3.6	キャピラリー放電とビームタイミングの時間差に対する電子ビームエネルギーの拡がり [8]	14
4.1	PICのフローチャート	17
4.2	Moving window 概略図	18
5.1	XOOPICによる入射ビームの形状	20
5.2	シミュレーションのメッシュサイズに対する Kinetic Energy 分布	22
5.3	プラズマ密度を変化させたときの z 軸に対する電子ビームの運動エネルギー分布	25
5.4	プラズマ密度の変化に対する電子ビームの運動エネルギーの推移	26
5.5	プラズマ密度の変化に対する電子ビームの加速	27
5.6	r -運動エネルギー分布	29
5.7	プラズマ密度に対する、 $r < 30[\mu\text{m}]$ 以内に存在する電子数の分布。	30
5.8	$z-r-E_z$ 分布。	31
5.9	ビーム入射直後と $z=17\text{mm}$ でのビーム中の電子密度、 E_z 、 E_r 分布	32
5.10	パルス長の変化に対する z -運動エネルギー分布の推移。	34
5.11	パルス長の変化に対する運動エネルギー分布	35
5.12	パルス長 $0.025[\text{ps}]$ としたときの、半径 r に対するプラズマ航跡場の電場	36
5.13	パルス長による加速の変化	37
5.14	真空中を走るビームの運動エネルギー分布	40

5.15	ビーム電荷に対する、真空中を走るビームの z -運動エネルギー分布	41
5.16	真空領域とプラズマ領域の間に設定した境界	42
5.17	境界前後での電子ビームの z -運動エネルギー分布。	43
5.18	境界前後での電子ビームの運動エネルギー分布	44

第1章 序章

1.1 プラズマチャネル実験

都立大高エネルギー実験研究室の参加するグループは、Brookhaven National Laboratory(BNL)内のAccelerator Test Facility(ATF)において、レーザーと電子ビームの逆コンプトン散乱による高輝度 X 線散乱実験を行ってきた。BNL-ATFに設置された線形加速器から得られる60MeV電子ビームと、波長10.6[μm]の CO_2 レーザーを正面衝突させることにより、最高6.5[keV]の X 線が生成される。この方法で発生する X 線は単色性、波長可変性、偏光性超短パルス性等の点で優れており、次世代の X 線光源としての応用が期待される。現在のところ、500[pC]、ビーム長3.5[ps]の電子ビームバンチとエネルギー3[J]、パルス長180[ps](FWHM)のレーザーの衝突によって 1.7×10^8 [photons/pulse]の高強度 X 線の生成に成功している [1][2]。

レーザーのうち、散乱に寄与するのはレーザー焦点付近のレイリー長程度の距離である。レイリー長 L_R は次式で示される。

$$L_R = \frac{\pi\phi^2}{\lambda} \quad (1.1.1)$$

ここで、 ϕ はレーザーのスポットサイズ、 λ はレーザーの波長であり、この実験では L_R は数百 μm 程度である。レーザーの幅180[ps]に対して L_R 、電子ビームのパルス長は数十分の1程度であるため、レーザーの大部分は散乱に寄与しない。さらなる高強度の X 線生成のためには、レーザーの電子ビームを psec 程度にする必要があるが、これは技術的に困難であり、現実的ではない。他の手段として、プラズマチャネルを用いてレーザー光を焦点サイズのまま輸送し、電子ビームと衝突させる方法が挙げられる [3][4]。この方法を用いて、プラズマチャネル中でコンプトン散乱させると、レーザーの多くの部分を散乱に寄与させることができる。

レーザーの波長がプラズマ波長よりも短いと、レーザーはプラズマ中を伝播することが出来ない。このときのプラズマ密度 n_e を臨界密度と呼び、次式で表される。

$$n_e = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega_0^2}{e^2} = \frac{1.1 \times 10^{21}}{\lambda^2 [\mu\text{m}]} [\text{cm}^{-3}] \quad (1.1.2)$$

ここで、 ϵ_0 は真空の誘電率、 m_e は電子の静止質量、 ω はレーザー角周波数、 n_e は電子素量を表す。波長 $10.6[\mu\text{m}]$ のレーザーでは臨界密度は $10^{19}[\text{cm}^3]$ 程度であり、レーザーの輸送にはこれより十分低いプラズマ密度が求められる。プラズマ生成には、イスラエルの Hebrew 大が開発したプラズマキャピラリーを用いる [15]。詳しくは第 3 章にて記述するが、これにより生成されるプラズマ場はキャピラリー中心軸で密度が最も低く、キャピラリー内壁に近づくにしたがって密度は放物線状に増していく。レーザーはプラズマ密度の低い中心軸に沿って伝播するため、発散せずに焦点サイズのまま輸送することが可能になる。図 1.1 はキャピラリー出口で撮影されたレーザーの像である。(c) のプラズマキャピラリーを通過したレーザーの像から、プラズマチャンネルの効果によってレーザーがほぼ焦点サイズのまま輸送されたことが分かる。

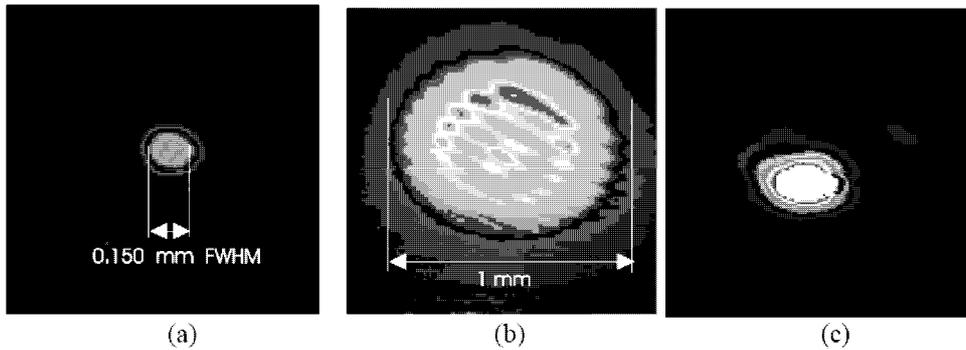


図 1.1: プラズマチャンネルを通過したレーザーを正面から捕らえた像。(a) はキャピラリーを用いず、レーザーの焦点位置で撮影した像。(b) はキャピラリーを通さず、焦点より $17[\text{mm}]$ 下流で撮影した像。(c) はレーザー焦点をキャピラリー入り口に合わせ、プラズマを発生させたキャピラリー $17[\text{mm}]$ を通過させた像 [2]。

プラズマチャンネル中でのレーザーと電子ビームの逆コンプトン散乱実験の問題点として、電子ビームがプラズマ場を通過する際に電子ビームの径、軌道が変化してキャピラリー内壁に衝突することにより生じる γ 線が、コンプトン散乱により生じる X 線を観測するときのバックグラウンド源になることが挙げられる。

これは、電子ビームがプラズマ場を伝播することによって起こるプラズマ航跡場加速: Plasma Wakefield Acceleration (以下 PWFA と略記) によるものであり、これによってビーム電子は加速すると同時に、集束、発散する。第 3 章で述べる PWFA 実験では $17[\text{mm}]$ 長のキャピラリーで $0.6[\text{MeV}/17\text{mm}]$ の加速

勾配を観測した。PWFAのように、プラズマを用いた加速法は、RFを利用した加速器に比べてプラズマ加速は加速勾配が大きく、加速器の小型化、建設費用削減に期待を寄せられている加速法の一つである [5]。プラズマチャンネル中での逆コンプトン散乱実験においてこの現象は除去すべきものだが、理解を深めることは次世代の加速器の開発に役立つものである。そこで、今回我々は、Particle In Cell法を用いたプラズマシミュレーションコードXOOPICを用いて、PWFAの原理を調べると共に、BNLにおいて行なわれたPWFA実験の結果とシミュレーション結果の比較検討を行なった。

第2章 プラズマ航跡場加速

2.1 概要

プラズマ航跡場の生成原理を図 2.1 に示す。電子ビームをプラズマ中に入射すると、プラズマ電子は電子ビームの先頭部の電磁場により、ビーム軸から離れた方向へ追いやられ、電子ビームが存在する空間はプラズマ電子密度の低い領域となる。このとき、プラズマイオンは質量が大きいため、電子ビームによって位置を変えることはない。プラズマ電子が疎な空間では、プラズマイオンによる電磁場は電子ビームを減速させる。電子ビームが通り過ぎた直後の空間では、プラズマイオンの引力によってプラズマ電子が押し寄せ、プラズマ電子密度が急激に高くなり、強い電磁場が形成される。この空間の電場を利用し、電子ビームを加速することができる。このような加速法をプラズマ航跡場加速と言う。プラズマ航跡場とは、電子ビームの通過によるプラズマ電子の振動運動により発生する電磁場の波のことをいう。

プラズマ航跡場の群速度と電子ビームの速度は等しいため、プラズマ航跡場の加速位相にある電子は加速されつづけ、航跡場の電場の振幅を $E_z[V/m]$ とすると、加速勾配は $E_z[eV/m]$ となる。Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) E-157 において行なわれた PWF A 実験では、密度 $\sim 10^{14}[cm^{-3}]$ のリチウムプラズマに 30GeV の電子ビームを入射することにより、 $1[GeV/m]$ の加速勾配が観測された [5][6][7]。

2.2 線形プラズマ航跡場

ビームパルス中の電子密度 n_b がプラズマ電子密度 n_0 に対して十分小さい場合 ($n_b \ll n_0$)、プラズマ航跡場は電子ビーム中心軸付近に正弦波となって発生する。これを線形プラズマ航跡場と呼ぶ。プラズマ電子密度に対してビームパルスの電子密度が大きくなると、プラズマ電子に対する電子ビームによる斥力が大きくなるために、プラズマ電子は電子ビームの軌跡から離れた領域へ追いやられてしまう。この場合、プラズマ航跡場は正弦波とは異なる波形となる。これを非線形プラズマ航跡場と呼ぶ [10] [11]。

以下の議論では線形プラズマ航跡場を仮定する。

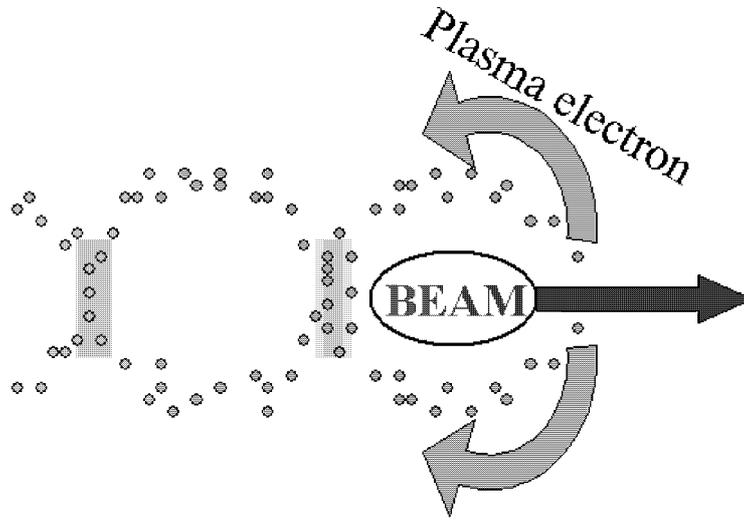


図 2.1: プラズマ航跡場加速の概略図

プラズマ航跡場により、円筒座標系で表された電磁場の z, r, θ 成分の間には、Panofski-Wenzel の定理と呼ばれる次の関係式が成り立つ [8]。

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{\partial(E_r - B_\theta)}{\partial \xi} \quad (2.2.1)$$

ここで、 $\xi = k_p z - \omega_p t$ であり、 ω_p はプラズマ振動数、 k_p はプラズマ波数を表す。これから、半径方向、進行方向の電磁場は次のような形をとる。

$$E_z \propto \cos \xi \quad (2.2.2)$$

$$E_r - B_\theta \propto r \sin \xi \quad (2.2.3)$$

これから、線形航跡場の波形は正弦波で表され、進行方向と半径方向に働く電磁場の間には $\pi/2$ の位相のずれが生じることが分かる。ビームが加速し、かつ収束するのは全位相 2π のうち $\pi/2$ の区間であり、集束、加速を同時に得るためにはこの区間に電子ビームを乗せる必要がある。

プラズマ航跡場による進行方向の電場振幅 E_z は、電子ビームが Gaussian で軸対称の場合、

$$eE_z \approx \sqrt{n_0} [eV/cm] \times \frac{n_b k_p \sigma_z e^{-k_p^2 \sigma_z^2 / 2}}{n_0 \left(1 + \frac{1}{k_p^2 \sigma_r^2}\right)} \quad (2.2.4)$$

と表される [9]。

ここで、 n_b はビームパルスの電子の平均密度で、 N を電子ビームの電子数とすると次式で表される [6]。

$$n_b = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_r^2 \sigma_z} \quad (2.2.5)$$

プラズマ航跡場による、半径方向、進行方向の電場の振幅は、電子密度の振動の振幅が最も大きい電子ビーム中心軸で最大となる。半径方向の、プラズマ航跡場による力が及ぶ範囲は、電子ビームの入射によりプラズマ電子が押し出される半径方向の範囲 r_c とほぼ等しく、

$$r_c \cong 2 \frac{n_b}{n_0} \sigma_r \quad (2.2.6)$$

で表される [5]。

2.3 非線形プラズマ航跡場

$n_b \geq n_0$ の時、電子ビームの軌道上にあるプラズマ電子のほとんどは、電子ビームの電磁場によって半径方向へ押しやられてしまう。そのため、電子ビーム中心軸はプラズマイオンだけが残される。このイオンによる電磁場は、電子ビームに対してビーム軸への引力を働かせるため、結果として電子ビームは集束する。押しやられた電子は、プラズマイオンの電磁場により、ビーム通過後に中心軸に集まり、強い電場を形成する [9][12][11]。非線形プラズマ航跡場の場合は、ビームパルスの電子密度はプラズマ場より高いため、ビーム電子の存在する領域にプラズマ電子は侵入できない。そのため、プラズマ電子は電子ビーム通過後の領域に集中するため、線形航跡場よりも強い加速電場が形成される。非線形のプラズマ航跡場加速では、前節の等式は成立しないため、シミュレーションによるプラズマ航跡場の解析が必要となる。

また、ビーム中心軸に残されたイオンの電場により半径方向へ働く力の最大値は、

$$eE_r = 2\pi r n_0 e^2 \quad (2.3.1)$$

と表される [9]。

ビームパルスの電子密度がプラズマ電子密度に対して十分大きい場合、押しやられたプラズマ電子はビーム軌道から大きく外れ、再びビーム軸に戻ることが出来なくなる。その結果、電子ビーム後方に加速電場が形成されることはなくなる。

2.4 プラズマ波長

プラズマ振動によって起こるプラズマ波の振動数は、 m を電子の質量、 n をプラズマ密度として、次式より求められる [14]。連続の式より

$$\frac{\partial n}{\partial t} + n_0(\nabla \cdot v) = 0 \quad (2.4.1)$$

運動方程式より

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{eE}{m} \quad (2.4.2)$$

ポアソンの式より

$$\nabla \cdot (\epsilon_0 E) = -en \quad (2.4.3)$$

振動を 1 次元と考え、 $n = n_0 \exp[i(kx - \omega t)]$ とし、 $\partial/\partial t = -i\omega$ 、 $\nabla \cdot = ik$ 、 $\omega/k = v_p$ とし、それぞれの式に代入すると

$$kn_0v - \omega n_0 = 0 \quad (2.4.4)$$

$$im\omega - eE = 0 \quad (2.4.5)$$

$$ik\epsilon_0 E + en_0 = 0 \quad (2.4.6)$$

これらから

$$\omega^2 = \omega_p^2 = \frac{e^2 n_0}{\epsilon m} \quad (2.4.7)$$

式 (2.4) はプラズマ振動数という。これからプラズマ波長は

$$\lambda_p = 2\pi c \sqrt{\frac{\epsilon m}{e^2 n_0}} \quad (2.4.8)$$

と求められる。

第3章 BNLにおけるPWFA実験

2003年、BNL-ATFにおいて、プラズマキャピラリーを用いたPWFA実験が、都立大との共同実験によって行なわれた [8]。この章ではこの実験のセットアップと結果を記し、第5章ではこのシミュレーションを行なう。

3.1 plasma Capillary

プラズマ生成には、イスラエルの Hebrew 大学において開発されたプラズマキャピラリーが用いられた [15]。キャピラリーはポリプロピレン製で、内部に放電を起こすことによってプラズマが生じる。これは本来 CO_2 レーザーをビームウェストサイズを維持したまま輸送するためのプラズマチャネルを生成するためのものであり、プラズマ密度は中心から離れるにつれ高くなっていく。

概略図を図 3.1 に示す。キャピラリーは長さ $10 \sim 40$ [mm] 程度のメインキャピラリーと、長さ 3 [mm] 程度のトリガーキャピラリーとに分かれ、間に電極を挟んだ構造となっている。まず、トリガーキャピラリー両端の電極に高電圧パルスをかけ、表面のポリプロピレンを融解し、キャピラリー内に放電を起こさせることによってトリガープラズマを発生させる。ここで発生したプラズマはメインキャピラリー内を伝播して電極に達し、コンデンサーに蓄積された電荷により放電を発生させ、メインキャピラリー内にメインプラズマが形成される。図 3.3 にプラズマキャピラリーの写真を示す。

ポリプロピレンの組成 CH_2 から、発生するプラズマは carbon ion , hydrogen ion , electron が $1 : 2 : 3$ の割合で混在していると考えられる。発生するプラズマ密度は放電の電流値 I とキャピラリー径 R_{cap} による関数

$$n_0 \propto IR_{cap}^{-2} \quad (3.1.1)$$

で表される。 CO_2 レーザーの輸送が確認されていることから、キャピラリー中心軸付近でのプラズマ密度は臨界密度 $10^{19} [cm^{-3}]$ より十分小さい $n_0 = 10^{17} \sim 10^{18} [cm^{-3}]$ 程度と見積もられている [2]。

図 3.2 は r に対するプラズマ密度、温度の MHD シミュレーションによる結果である [3]。右肩上がりのカーブが、 r に対する n_0 の変化、右肩下がりのカー

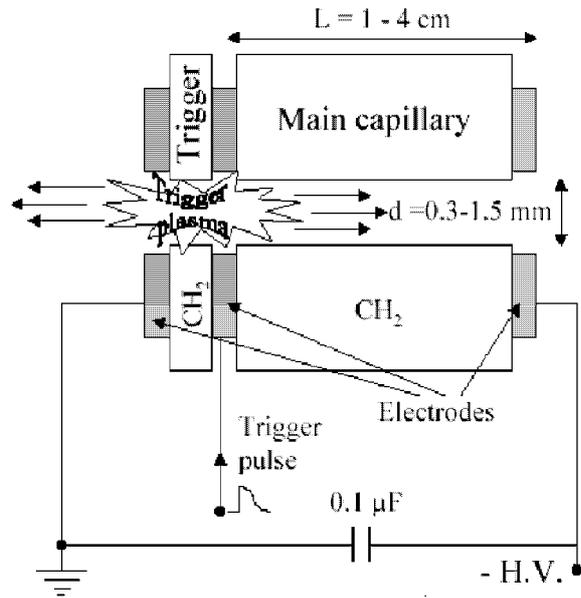


図 3.1: プラズマキャピラリー概略図

図 3.1 が r に対するプラズマ温度 T_e の変化を表しており、各カーブの数値は、放電からの時間経過を示している。 n_0 の放物線は次式で近似される。

$$n_0 = n_{e0} \left(1 + \frac{r^2}{R_{cap}^2} \right) \quad (3.1.2)$$

n_{e0} は $r=0$ でのプラズマ密度を表す。

図 3.2 はキャピラリー放電からの時間経過に対する n_{e0} 、 T_e の推移を計算した、MHD シミュレーションの例である [3]。500[ns] 経過した時点でのプラズマ密度は $n_0 = 5 \times 10^{17} [cm^{-3}]$ 程度となっている。

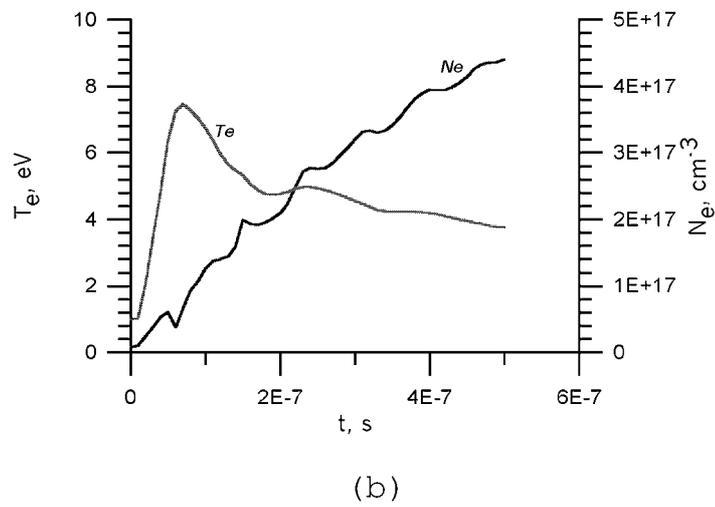
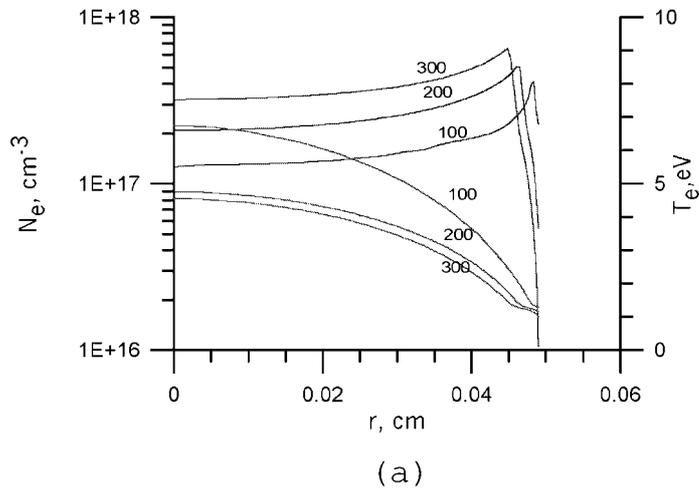


図 3.2: MHDシミュレーションによる、キャピラリー内のプラズマ生成。(a) は r に対するプラズマ密度、温度分布。各カーブの肩の数字は放電からの時間 [s] を表している。(b) は軸上のプラズマ密度と温度の時間依存 [3]。

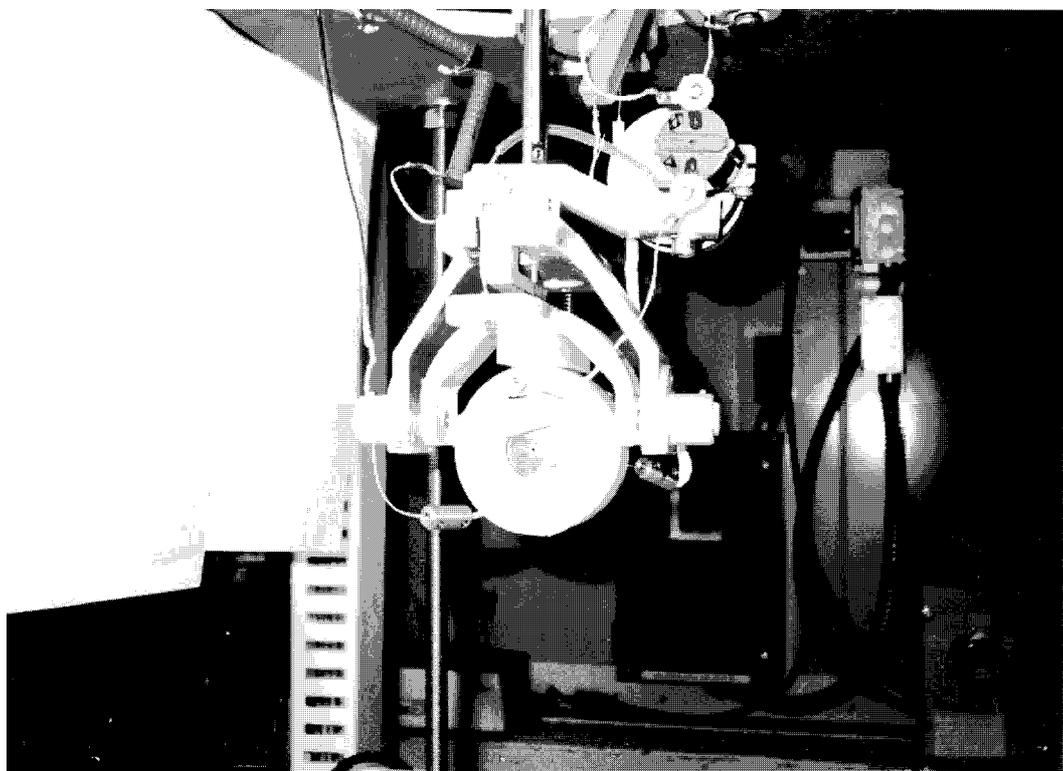


図 3.3: プラズマキャピラリーの写真

3.2 実験セットアップ

図 3.4 に、実験装置のセットアップを示す。BNL-ATF の線形加速器から出るエネルギー 60[MeV]、パルス電荷 300[pC]、パルス幅 1.5[ps](RMS) の電子ビームは、ビーム上流の 4 極マグネットによってキャピラリー内では $\sigma_r = 100[\mu\text{m}]$ にフォーカスされる。電子ビーム密度は式 (2.2.5) より、 $n_b \sim 10^{15}[\text{cm}^{-3}]$ 。linac での ballistic compression によって、ビームの形状は Gaussian にはならず、立ち上がりの 0.5[ps](RMS) で 100[pC] 以上の電荷を担い、これに $\sim 1.5[\text{ps}]$ (RMS) の尾が続く形となる [18]。電子ビームのパラメータ、キャピラリー放電のタイミングやアラインメントはキャピラリーの前後に設置された蛍光スクリーンによってモニターされている。キャピラリーの下流には 4 極マグネット、90 度のダイポールマグネット、蛍光スクリーンによって構成されたスペクトロメーターが設置されている。90 度のダイポールマグネットを電子ビームが通過する際、エネルギーの高い電子ほど緩いカーブを描くため、出口に置かれた蛍光スクリーンによって得られた画像の x 成分からエネルギースペクトルを観測することができる。同時に、y 成分からはビーム径を得ることができる。

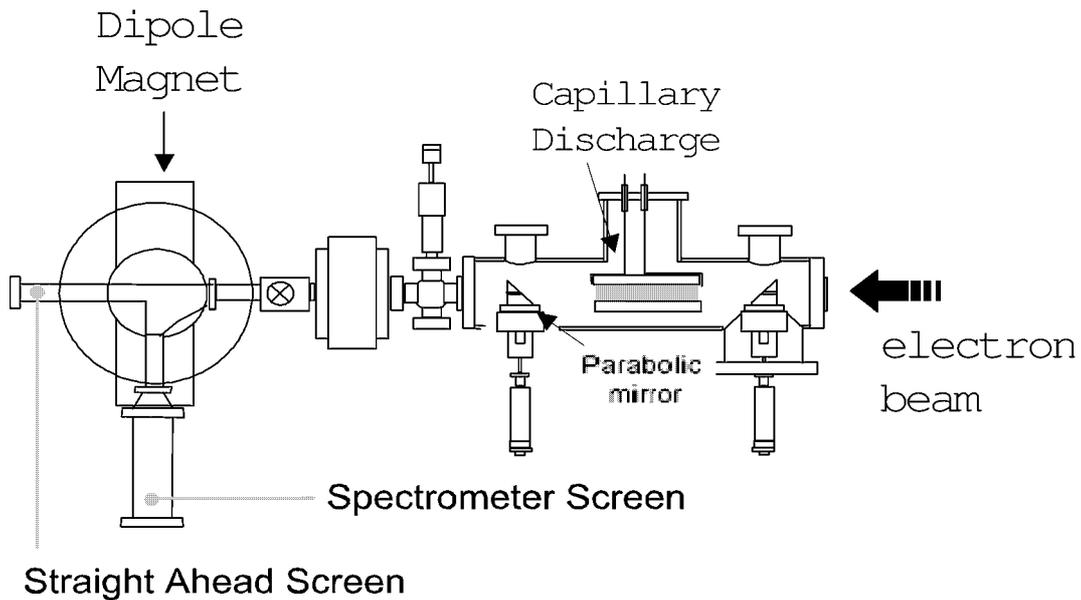


図 3.4: 実験セットアップ概略図

図3.5左側は実際にスペクトロメーターによって得られた画像を2次元プロットした図である。(a)がプラズマ無し、(c)がプラズマを発生させた時の、電子ビームを撮影した像である。横軸はエネルギーを示し、左が高エネルギー、右が低エネルギーに対応している。(a)の分布のピーク位置を60[MeV]として(c)の分布と比較すると、加速0.6[MeV]、減速0.6[MeV]となり、全体のエネルギー幅は1.2[MeV]、加速勾配は35[MeV/m]となる。また、(c)からPWFA効果によって加速された粒子はビーム中心に収縮し、減速されたエネルギーの低い電子は発散していることがわかる。図3.5右側はスペクトロメーターを通さずにビームを正面から捉えた画像で、プラズマを発生させない場合(b)と、発生させた場合(d)を示す。

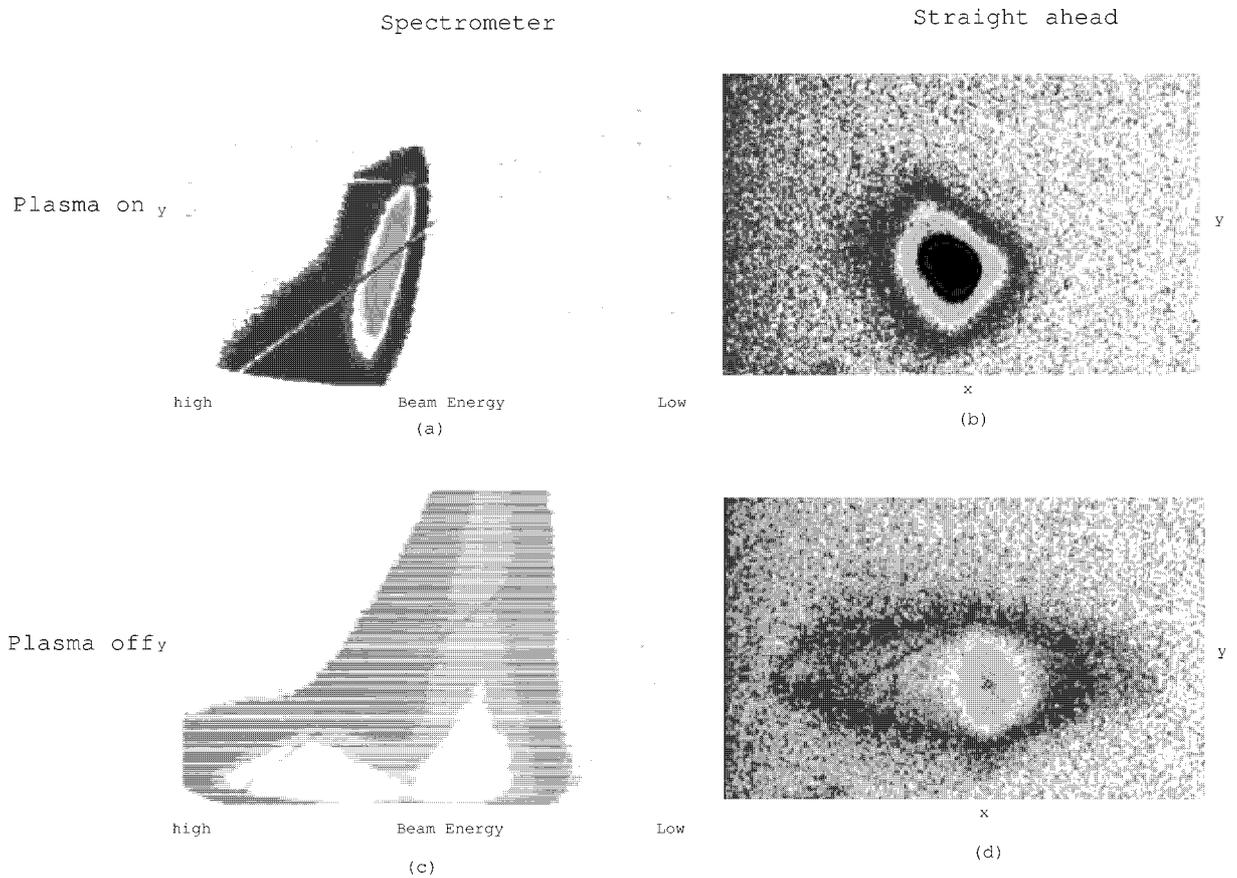


図 3.5: 左側の二つはスペクトロメーターによる画像で、プラズマを発生させない場合(a)と、発生させた場合(c)の画像。右側の二つはスペクトロメーターを通さずにビームを正面から捉えた画像で、プラズマを発生させない場合(b)と、発生させた場合(d)の画像。

3.3 実験結果

キャピラリー放電から時間がたつにつれてプラズマ密度が減少していく事を利用し、キャピラリー放電とビームのタイミングの時間差 δt を $1[\mu\text{s}]$ 単位で変化させ、スペクトロメータによって電子ビームのエネルギー拡がりを観測した。図 3.6 は、 δt を変化させて、電子ビームのエネルギー拡がりをプロットしたものである [8]。 $\delta t = 0$ は、プラズマ密度が最も高くなる、放電から $500[\text{ns}]$ 後の時点に対応しており、 $\delta t = 2[\mu\text{s}]$ のときのエネルギー拡がり $1.2[\text{MeV}]$ が最大となる。図 3.5(c) は $\delta t = 2[\mu\text{s}]$ のときに得られた画像であり、最大加速は $\delta E = 0.6[\text{MeV}]$ となる。

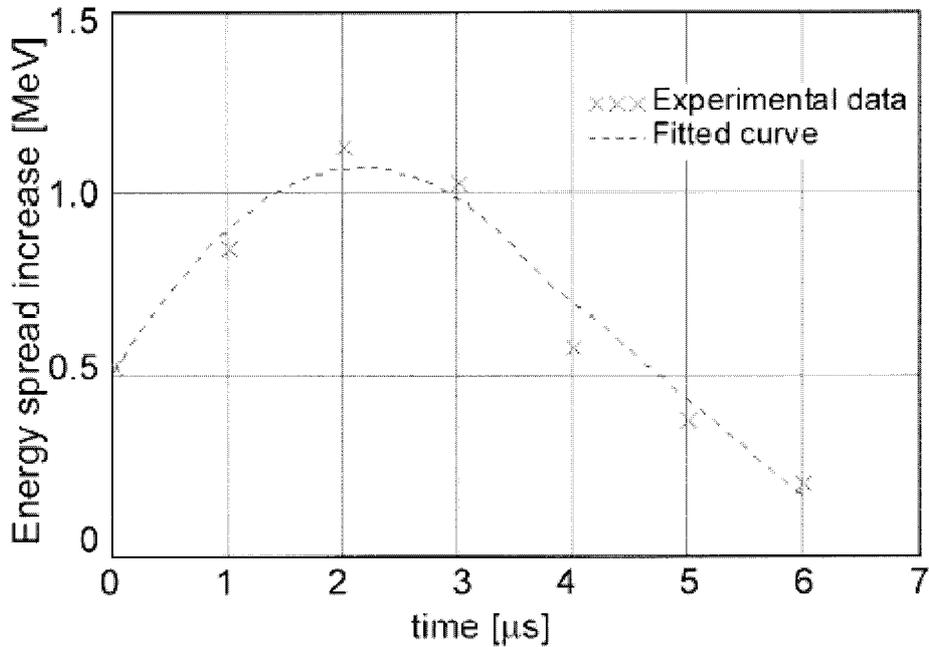


図 3.6: キャピラリー放電とビームタイミングの時間差に対する電子ビームエネルギーの拡がり [8]

以下、 $\delta t = 2[\mu\text{s}]$ のときのプラズマ密度で、プラズマ航跡場の電場の振幅が最も大きくなると仮定する。

プラズマ航跡場の、進行方向の電場振幅は、

$$E_z \propto (k_p \sigma_z)^2 \exp -\frac{(k_p \sigma_z)^2}{4} \quad (3.3.1)$$

で表される [8]。式 (3.3.1) より、 E_z が最大となるのは $k_p \sigma_z \sim 2(\lambda_p \cong 4\sigma_z)$ となるときであり、 $\sigma_z = 0.5[\text{psec}]$ の時、 $n_0 = 3.6 \times 10^{16}[\text{cm}^3]$ に相当する。線形

プラズマ航跡場の条件 $n_b \ll n_0$ を仮定すると、プラズマ航跡場の電場の最大振幅は

$$eE_z^{max} \approx 150[MeV/m]Q[nC]/\sigma_z^2[ps] \quad (3.3.2)$$

と表される。各値を代入すると、 $eE_z^{max} = 60[MeV/m]$ となる。実験によって得られた加速勾配は $35[MeV/m]$ であり、計算値とオーダーとして合致する結果となる。ただし、実験では $n_b \sim n_0$ であるため、非線形航跡場の効果を考慮する必要がある。そのため、シミュレーションによる実験の再現が求められる。

第4章 XOOPIC

UC.Berkeley で開発された object-oriented particle-in-cell(OOPIC) は、3次元空間においてプラズマや荷電粒子、電磁場の電磁相互作用をシミュレートするコードであり、XOOPIC は Linux の X-Window 上で動くバージョンである。計算処理は、デカルト座標 (x,y) 、または円筒座標 (r,z) の2次元で行なわれる [16]。

4.1 particle in cell

XOOPIC では Particle-In-Cell(PIC) という概念を用いて各粒子の運動を計算する粒子、場の変化は決められた時間ステップ δt ごとに求められ、まず、 x - y 、または z - r 空間をメッシュ状に区切り、各格子の電磁場から粒子に加わる力が計算される。積分操作により δt 後の粒子の速度、位置が求まる。ここで境界での粒子の放出、吸収も計算される。その後、粒子の速度、位置は各格子の電荷密度、流れの密度の計算に用いられ、マクスウェル方程式によって各格子における電磁場が求められる。これを1サイクルとして繰り返し計算を行なっていく。また、計算の効率化のため、多数の荷電粒子を一つの粒子として計算する、Macro particle という概念を用いている。図(4.1)にこの一連の流れを表す。

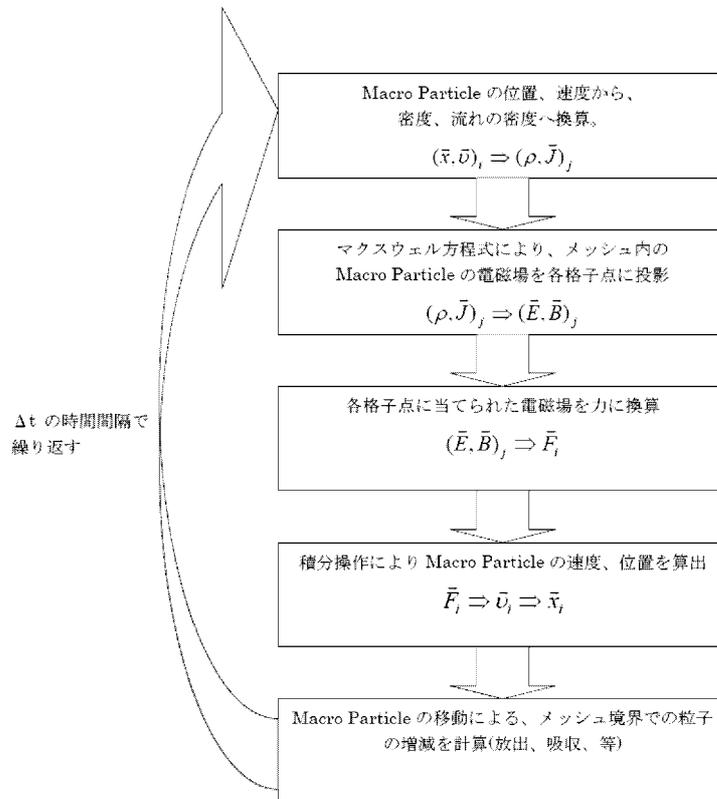


図 4.1: PIC のフローチャート

4.2 Moving Window

プラズマ加速において、装置全域でシミュレーションを行なうには範囲が広すぎて効率的ではない。そのため、電子ビームから遠い位置にあるプラズマからの影響を無視し、電子ビームの周囲の領域に限定してシミュレーションを行なうことが必要になる。そのため、光速に近い速度で走る電子ビームに合わせて、シミュレーション領域も移動させる方法を用いる。この計算法を **Moving Window algorithm** という。図 4.2 に略図を示す。バックグラウンドにプラズマが一様に分布した領域に電子ビームが右から左へ進行しているとする。電子ビームが所定の位置に達すると、電子ビームは画面上での動きを止め、代わりにシミュレーション領域の右側の端のメッシュ列の場が準じ左隣のメッシュ列にコピーされていく。これによりバックグラウンドの粒子は右から左側へシフトし、一番右端の列にある粒子は消失する。これを繰り返すことにより、電子

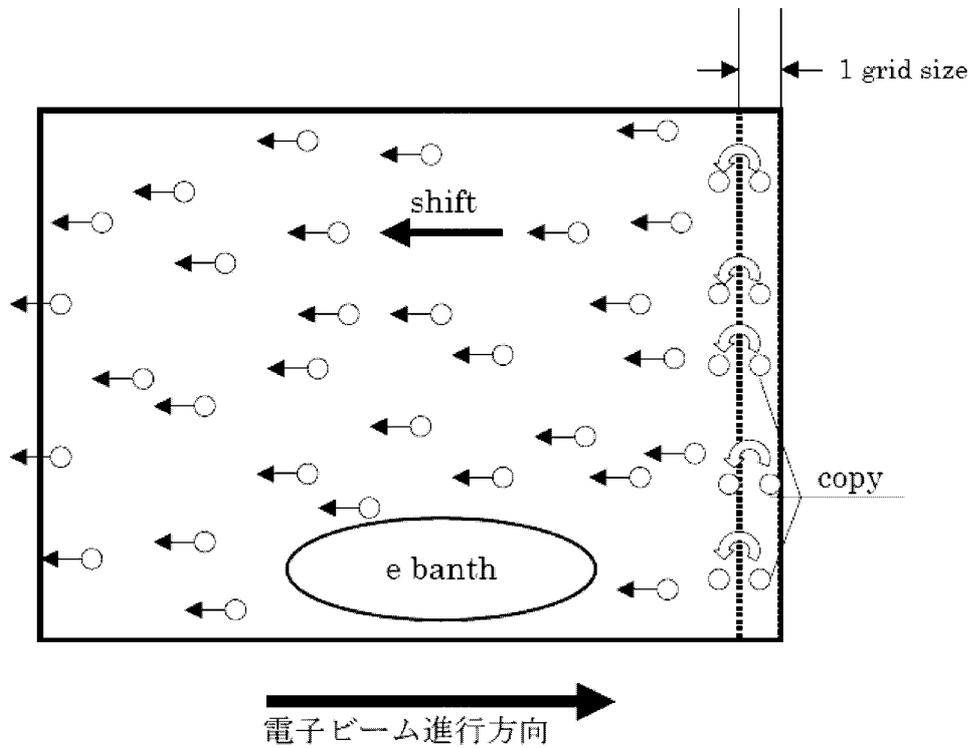


図 4.2: Moving window 概略図

ビームに合わせてシミュレーション領域を移動し、計算時間を短縮することができる。

第5章 シミュレーション

BNLで行なわれたPWEA実験のデータを元にXOOPICで次のシミュレーションを行なう。

- メッシュサイズに対するビームエネルギー分布の変化
- プラズマ密度に対するビームエネルギー、フォーカスの変化
- パルス長に対するビームエネルギー、フォーカスの変化
- 真空とプラズマ領域に境界を設けたシミュレーション

5.1 設定

ここでXOOPICによるPWEAシミュレーションの諸設定を記述する。シミュレーションの座標系に円筒座標を用い、シミュレーションを行なう範囲は、電子ビームの半径を σ_r のとき、 r, z 方向の最大値をそれぞれ $r_{max} = 9\sigma_r$ 、 $z_{max} = 54\sigma_r$ と設定した。BNL実験でのビーム径は $100[\mu m]$ であったため、 $r_{max} = 0.9[mm]$ 、 $z_{max} = 5.4[mm]$ となる。電子ビームに z_{max} 以上の距離を伝播させる場合、電子ビームがシミュレーション領域上で $z = 0.94 \times z_{max}$ の位置に達した時点でmoving windowを作動させる。

シミュレーションのタイムステップ Δt は $1.025 \times 10^{-14}[s]$ と設定した。これによりビームがプラズマ中を $17[mm]$ 通過するのに必要なタイムステップ数は5528となる。

第3章で述べたように、電子ビームの進行方向に対する密度分布はGaussianではなく、電子ビーム先端の $0.5[ps]$ に重みがかかった分布となっている。XOOPICでは電子ビームの分布を (r, t) の二次関数で記述することが出来る。立ち上がりの $0.5[ps]$ を σ_{t1} 、続く $1.5[ps]$ を σ_{t2} とすると、step関数を用いて

$$F(r, t) = \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}\right) \left(\text{step}(-t) \exp\left(-\frac{t^2}{\sigma_{t1}^2}\right) + \text{step}(t) \exp\left(-\frac{t^2}{\sigma_{t2}^2}\right) \right) \quad (5.1.1)$$

と表すことにより、実験でのビーム分布を再現する。なお、電子ビームは z 軸に対して軸対称とする。XOOPICでは初期設定として電子ビームの領域を指

定し、領域外のビーム電子は無視する。入射時の電子ビームの Macro particle は、このビーム領域内のみ記述される。今回のシミュレーションでは、ビーム領域の r 方向の範囲として、ビーム中心軸から $3\sigma_r$ の距離をとり、 z 方向の範囲をとり、ビーム中心から前後 $3\sigma_z$ の距離を指定した。

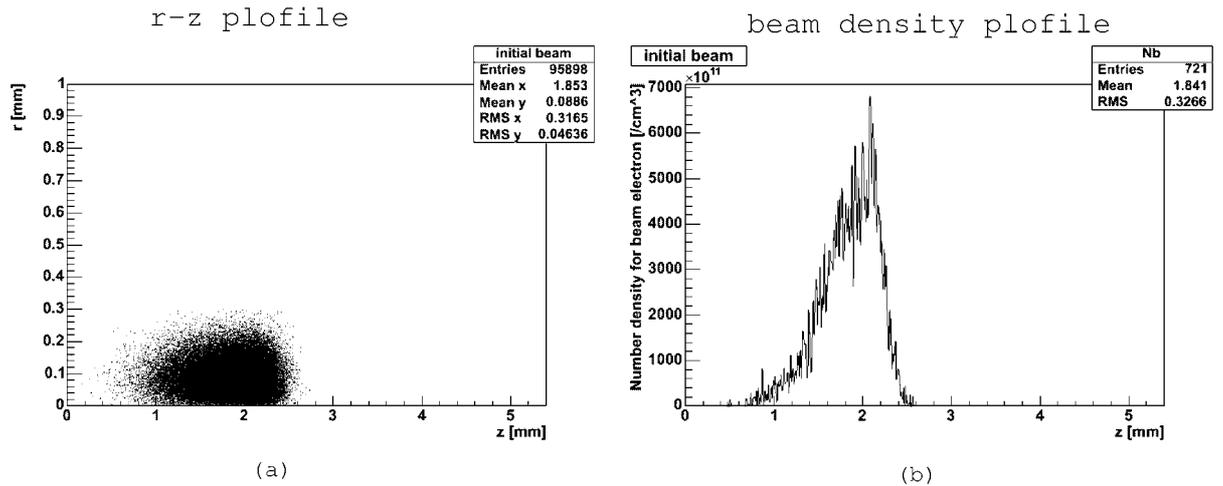


図 5.1: XOOPIIC 上での電子ビーム。(a) は Macro particle による電子ビームの z - r 空間分布。(b) はビーム中心軸上の電子密度。

図 5.1 は式 (5.1.1) によって記述された、ビームの空間分布と中心軸の密度分布である。 $+z$ 方向が電子ビームの進行方向である。ビームのパラメータは、 $60[\text{MeV}]$ 、 $\sigma_r = 100[\mu\text{m}]$ 、 $300[\text{pC}]$ である。左図の 1 点は一つの Macro particle に対応しており、分布は円筒座標を反映するため、 $n_b(z, r)$ を電子ビーム密度として $N(z, r) = 2\pi r \times n_b(z, r)$ で表される。右図を見ると、電子ビームの電子密度は立ち上がり $0.4[\text{mm}]$ 程度の範囲で急激に上昇し、ピーク位置より $1.5[\text{mm}]$ 程度の距離でなだらかに密度は減少していくビーム形となっていることが分かる。立ち上がりと立下りの rms 幅は大体 $1:3$ の比率となる。図 5.1(b) より、パルスの電子密度の最大値は $7 \times 10^{14}[\text{cm}^{-3}]$ であり、プラズマ密度が 10^{15} 、 10^{16} となるときの非線形プラズマ航跡場の効果が現われると考えられる。

メッシュサイズは、プラズマ波長より十分に小さく設定する必要があるが、その分シミュレーションに大きく時間をかけてしまうため、適当なメッシュサイズを見積もる必要がある。そこで、メッシュサイズによるビームエネルギーの変化をシミュレートした。

プラズマ密度を $5 \times 10^{17}[\text{cm}^{-3}]$ ($\lambda_p = 48[\mu\text{m}]$) とし、ポリプロピレンの組成から、carbon ion, hydrogen ion, electron を $1:2:3$ の割合で、一様の密度

で分布させる。メッシュサイズ $15[\mu\text{m}]$, $10[\mu\text{m}]$, $7.5[\mu\text{m}]$, $5[\mu\text{m}]$ について、プラズマキャピラリー長である 17mm を電子ビームが通過した時点での電子の運動エネルギー分布を比較する。図 5.1 はその結果で、ビームエネルギーに対する Macro particle 数をプロットした。メッシュサイズの違いにより Macro particle 数も異なってくるため、データ数も異なる。それぞれ $60[\text{MeV}]$ に鋭いピークを持った分布の形状であるが、裾の広がり方に若干の差異が生じた。特に、メッシュサイズ $5[\mu\text{m}]$ では他のメッシュサイズでは見られなかった数 MeV 程度の大きい加減速を受けた電子が現われている。これは、メッシュサイズが小さくなったことにより、プラズマ航跡場の波形を細かく、大きく再現できたことが原因と考えられる。PIC シミュレーションでは、空間の電磁場はメッシュの格子点での値のみで代表される。メッシュ間隔よりも短い範囲で変化する電磁場は平均化されることになる。このため、メッシュサイズが十分に小さくないとプラズマ航跡場が再現できない。しかしながら、大きな加減速を受けた電子は少数であり、無視できる。メッシュサイズの微細化によるシミュレーション時間の長時間化を避けるため、後節のシミュレーションはメッシュサイズ $7.5[\mu\text{m}]$ に固定して行なった。

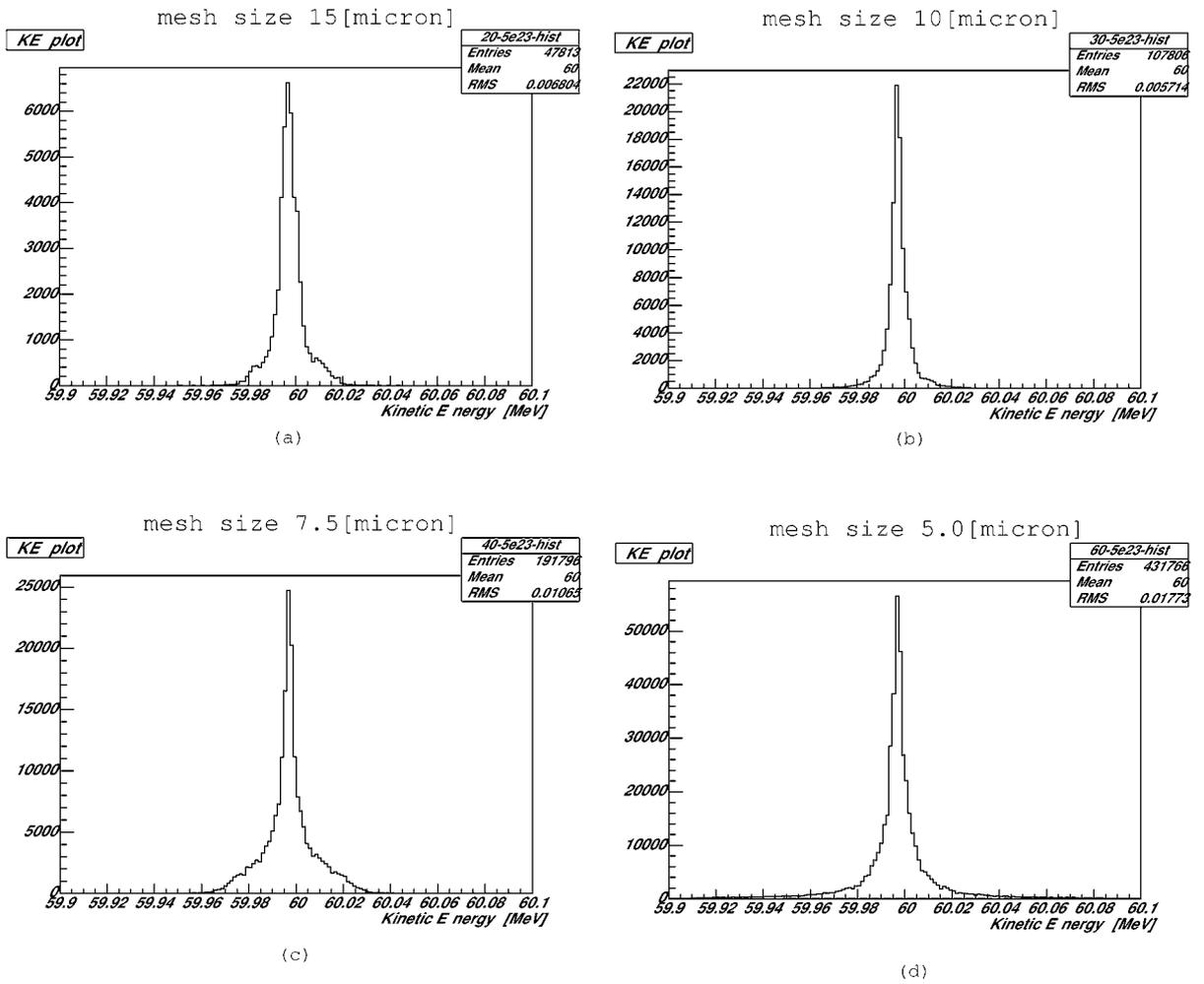


図 5.2: プラズマ密度を $5 \times 10^{17} [\text{cm}^3]$ (プラズマ波長 $48 [\mu\text{m}]$) と設定し、シミュレーションのメッシュサイズを変化させて得られた Kinetic Energy 分布。横軸はビーム電子のエネルギー、縦軸は Macro Particle の個数を表す。メッシュサイズは (a) $15 [\mu\text{m}]$ 、(b) $10 [\mu\text{m}]$ 、(c) $7.5 [\mu\text{m}]$ 、(d) $5 [\mu\text{m}]$ である。

5.2 PWFA シミュレーション

5.2.1 プラズマ密度に対する加速の推移

プラズマ密度を $1.0 \times 10^{14}[\text{cm}^3]$, $1.0 \times 10^{15}[\text{cm}^3]$, $3.6 \times 10^{16}[\text{cm}^3]$, $5.0 \times 10^{17}[\text{cm}^3]$ と変化させ、PWFA による加速、フォーカスを比較する。メッシュサイズは $7.5[\mu\text{m}]$ とした。このときシミュレーション領域のメッシュ数は 86400 となる。電子ビームの Macro Particle は、一つで 7.8×10^4 個の電子に相当し、また、プラズマ電子は初期値として一つのメッシュ内に 8 個の Macro particle が存在すると設定する。プラズマが空間に一様に分布している場合、 n_{macro} を一つの Macro particle が担うプラズマ電子の数、 S_{mesh} を 1 メッシュ当たりの面積とすると、 n_{macro} は $n_{macro} = n_0 \times S_{mesh}/8$ と表せる。表 5.2.1 は、各プラズマ電子密度に対するプラズマ波長 λ_p と n_{macro} を計算した結果を表している。

$n_0[\text{cm}^3]$	$\lambda_p[\text{mm}]$	$n_{macro}[\text{個}]$
1.0×10^{14}	3.3	7.0×10^6
1.0×10^{15}	1.0	7.0×10^7
3.6×10^{16}	0.18	2.5×10^9
5.0×10^{17}	0.048	3.5×10^{10}

表 5.2.1 各プラズマ密度に対する λ_p と n_{macro}

前節のシミュレーションと同様の電子ビームを一様に分布したプラズマに入射し、17mm 伝播させる。これから、加速効果の大きいプラズマ密度を求め、BNL 実験のデータと比較する。電子ビームの電荷から電子ビームの平均電子密度を計算すると、式 (2.2.5) より $1.1 \times 10^{14}[\text{cm}^3]$ 程度となる。

図 5.3 は電子ビームの Macro particle のエネルギー分布である。電子ビームは $+z$ 軸方向に進行しており、横軸は電子ビーム近傍の z を表している。各グラフの波形のピーク間の距離はプラズマ波長とほぼ等しくなっている。電子ビームの先端はプラズマ航跡場を形成するために運動エネルギーを失い、プラズマ航跡場の減速電場のピークからプラズマ波長の半波長分後方の領域で加速電場が形成される。プラズマ密度 $1.0 \times 10^{14}[\text{cm}^3]$ のグラフ (a) を見ると、電子ビームの後端は加速されているものの、バンチ中央の電子密度の高い部分は減速されている。プラズマ波長がパルス長に対して長くなるため、プラズマ加速電場がバンチから離れた場所に出てしまい、その結果減速効果が目立った分布となっている。プラズマ密度 $1.0 \times 10^{15}[\text{cm}^3]$ のグラフ (b) では、プラズマ航跡場の加速電場が電子ビーム密度の高いバンチ中央付近に形成されているため、効率よく多くの電子を加速された。このとき、プラズマ波長とビーム長は $\lambda_p \sim 4\sigma_z$ の関係にある。また、波形の振幅も最大となっている。これより大き

いプラズマ密度では、式 (2.2.4) より、プラズマ密度が高くなるにつれてプラズマ航跡場の電場振幅は小さくなるため、加減速の幅も小さくなる。また、プラズマ密度が電子ビームの電子密度に対して高い値となるため、式 (2.4) より、プラズマ航跡場はビーム軸近傍にのみ発生し、半径方向に離れたビーム電子に加速を与えることが出来なくなる。

図 5.4 は図 5.3 を運動エネルギーのヒストグラムに直したものである。プラズマ密度 $1.0 \times 10^{14} [\text{cm}^{-3}]$ のグラフを見ると、60[MeV] 以下に減速された粒子が多く、加速されている粒子は少数しかないと読み取れる。プラズマ密度 $1.0 \times 10^{15} [\text{cm}^{-3}]$ の場合は、加速された電子は最高 60.7[MeV] まで分布している。この加速幅 0.7[MeV] は実験での最大加速 0.6[MeV] と consistent である。これより大きいプラズマ密度では、ほとんどのビーム電子は 60[MeV] 付近に存在し、この図からはプラズマ航跡場による加減速の効果は見ることは出来なかった。

図 5.5 はプラズマ密度に対して、得られた加速をプロットしたものである。定量的に評価するため、電子ビームの全 Macro particle のうちエネルギーの高い上位 10% の粒子の平均エネルギーから、初期のビームエネルギー 60[Mev] を引いた値を、得られた加速エネルギーとしている。これから、 $1.0 \times 10^{15} [\text{cm}^{-3}]$ のときの加速 0.5[MeV] 付近をピークとした分布が得られる。

また、式 (3.3.1) によってが最大加速を得られるプラズマ密度は $3.6 \times 10^{16} [\text{cm}^{-3}]$ と見積もられており、最大加速が得られるプラズマ密度に関して、シミュレーション結果との間に一桁程度の差異が生じている。差が生じた原因として、実験ではプラズマ密度を観測していない点、また、式 (3.3.1) は E_z が最大となるプラズマ密度を求めているに過ぎず、プラズマ波長とパルス長の関係を考慮に入れなかった点が考えられる。

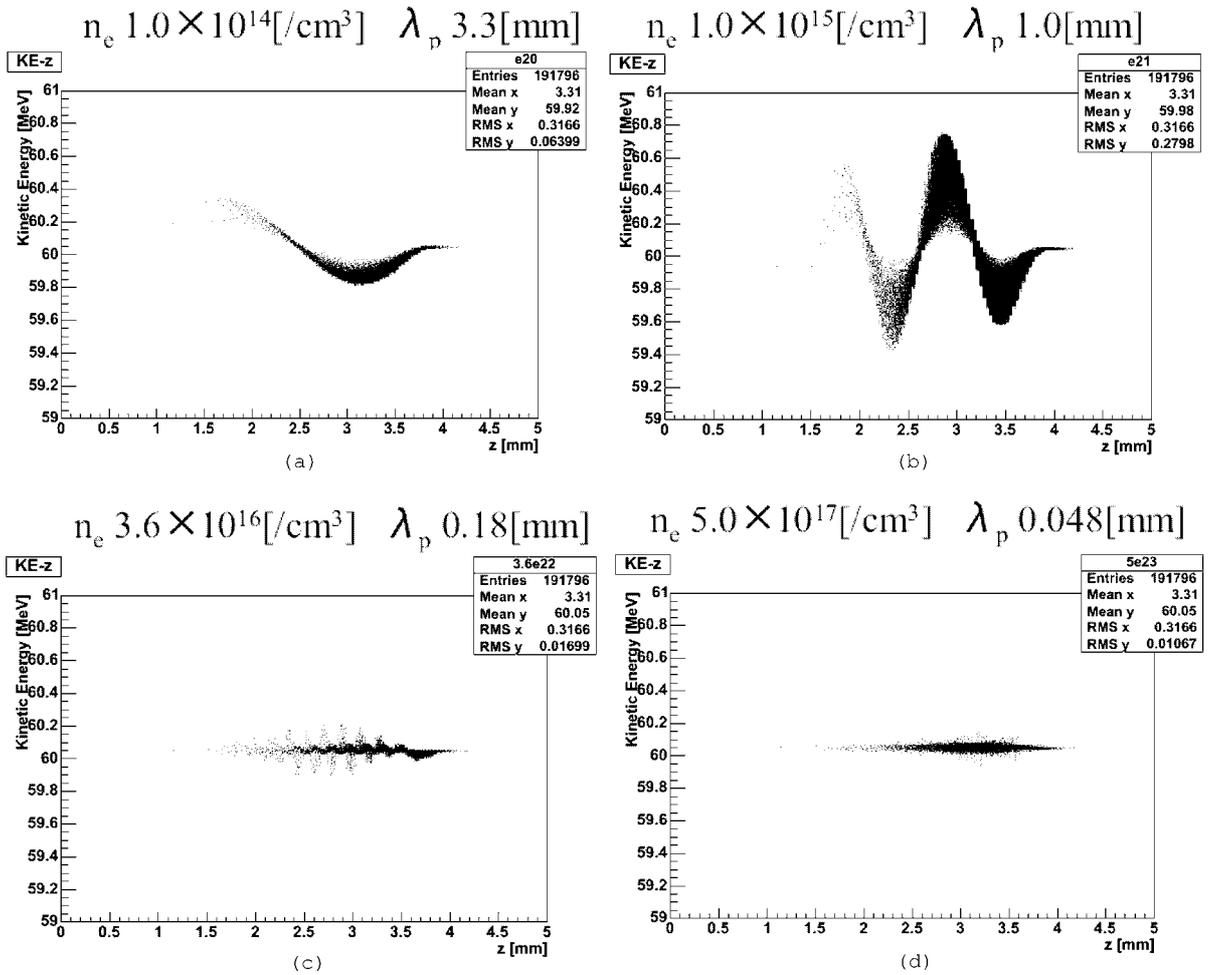


図 5.3: プラズマ密度を変化させたときの z 軸に対する電子ビームの運動エネルギー分布。プラズマ密度は (a) $1 \times 10^{14} [\text{cm}^{-3}]$ 、(b) $1 \times 10^{15} [\text{cm}^{-3}]$ 、(c) $13.6 \times 10^{16} [\text{cm}^{-3}]$ 、(d) $5 \times 10^{17} [\text{cm}^{-3}]$ 。各点は電子ビームの Macro Particle を表しており、電子ビームは右側に進行している。

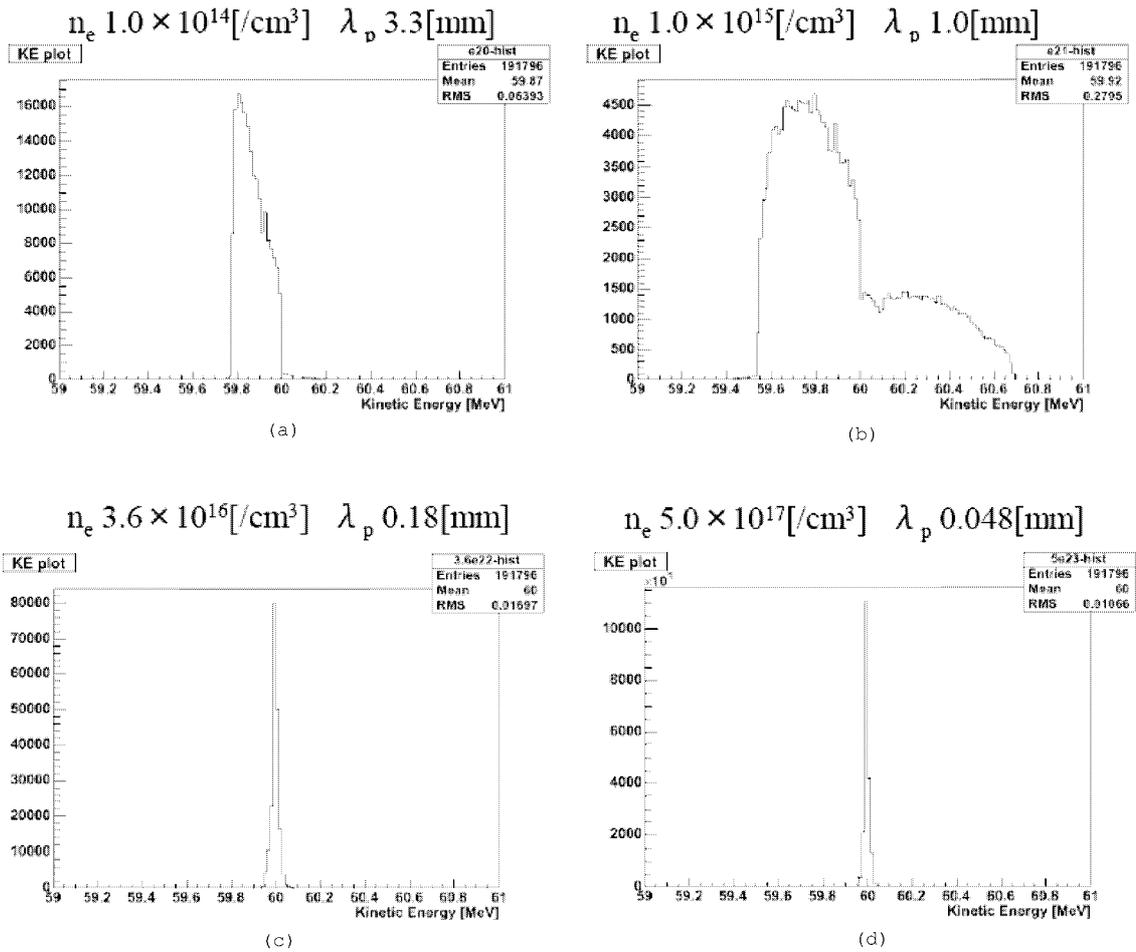


図 5.4: プラズマ密度の変化に対する電子ビームの運動エネルギーの推移。プラズマ密度は (a) $1 \times 10^{14} [cm^3]$ 、(b) $1 \times 10^{15} [cm^3]$ 、(c) $3.6 \times 10^{16} [cm^3]$ 、(d) $5 \times 10^{17} [cm^3]$ 。横軸は電子ビームのエネルギーを表している。

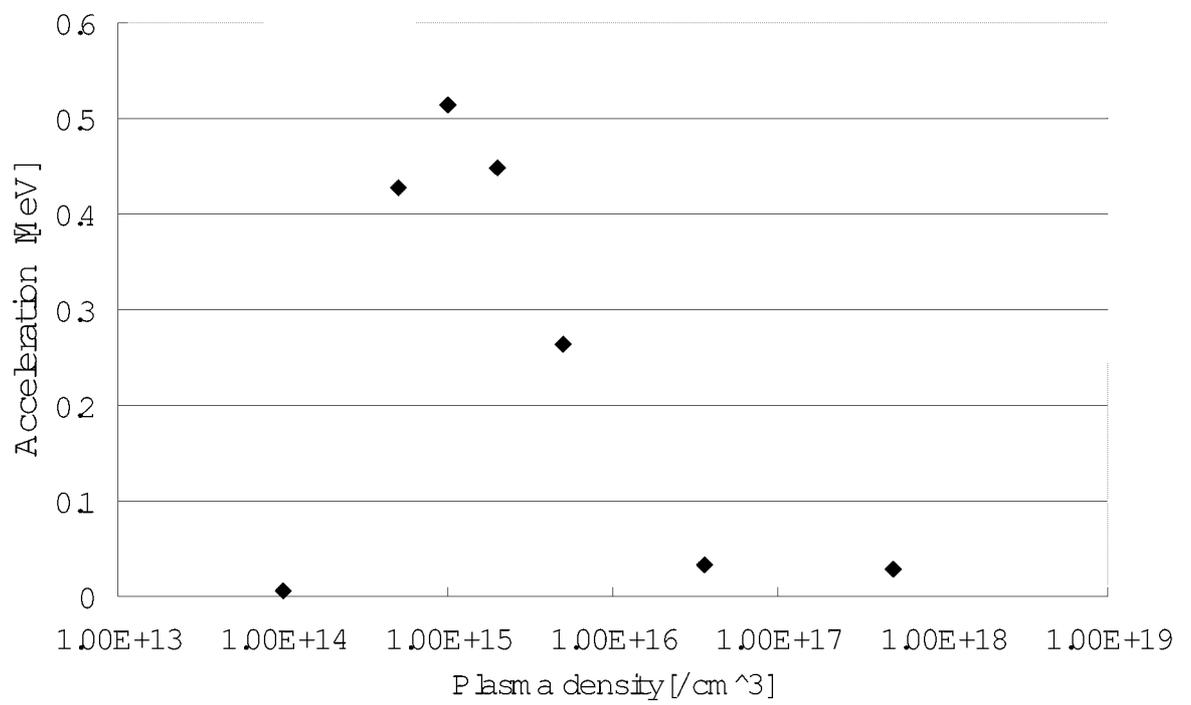
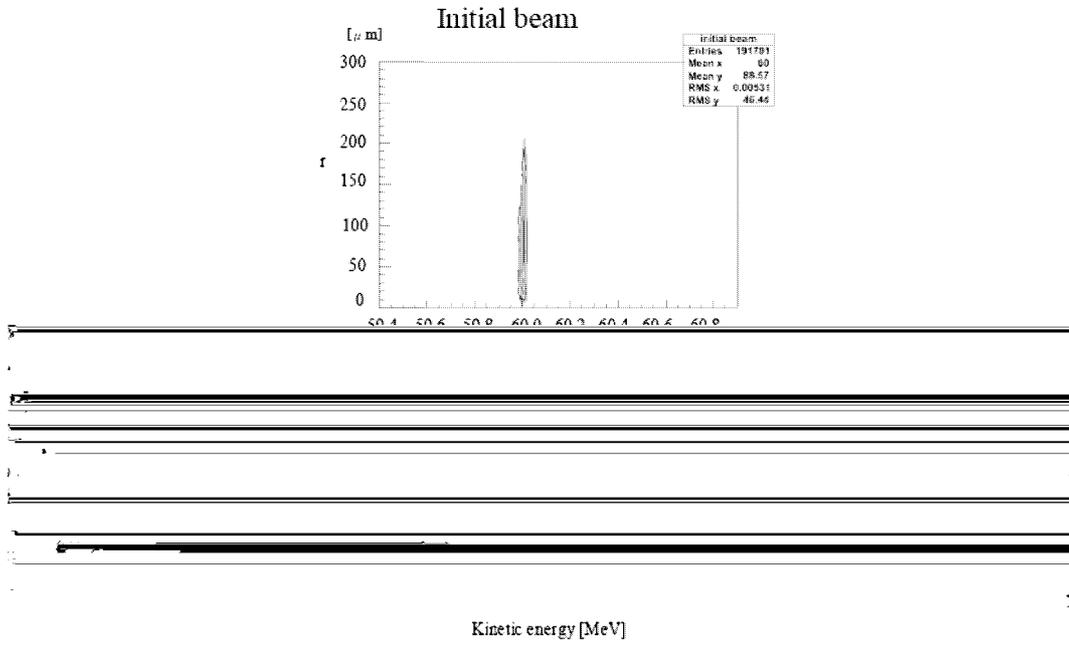


図 5.5: プラズマ密度の変化に対する電子ビームの加速。

図 5.6 は半径方向 r と運動エネルギーの 2 次元ヒストグラムである。(a) は入射直後の電子ビームの分布である。プラズマ密度 $1.0 \times 10^{14} [cm^3]$ の分布 (b) を見ると、電子ビームの電子は $59.8 \sim 60.0 [MeV]$ の間に分布している。電子ビームのエネルギーはビーム中心に近い箇所ほど減速され、また、入射直後の電子ビームの分布に比べると全体的に電子は中心方向へ集束していることが分かる。プラズマ密度 $1.0 \times 10^{15} [cm^3]$ の分布 (c) を見ると、加減速されている電子の多くが $r < 30 [\mu m]$ のビーム中心軸に集束している。プラズマ航跡場の電場振幅はビーム中心軸で最も大きくなるため、半径方向へ離れるにしたがって運動エネルギーの拡がりは小さくなっていく。これより大きいプラズマ密度では、ビーム径は入射直後とほぼ変化はない。

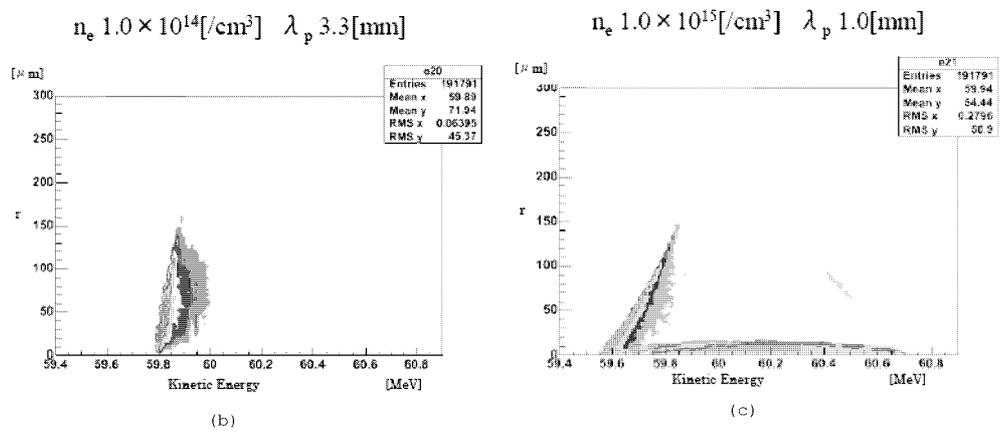
図 5.7 は図 5.6 のうち、 $r < 30 [\mu m]$ 以内に存在するビーム電子数をカウントし、プラズマ密度ごとにプロットしたものである。これから、プラズマ密度 $1.0 \times 10^{15} [cm^3]$ をピークとした分布となっていることが読み取れ、加速の最も大きくなるプラズマ密度と一致する結果となった。BNL 実験でスペクトロメーターから得られた画像 (図 3.5) では、加速された電子はビーム中心軸に集まり、減速された電子は発散した分布となっているが、シミュレーションでは発散の効果が見られなかった。

図 5.8 は、プラズマ密度を $1.0 \times 10^{15} [cm^3]$ とし、電子ビームがプラズマ中を $17 [mm]$ 通過した時点での E_z 分布である。このときのプラズマ航跡場の最大加速電場は $50 [MV/m]$ 程度であり、シミュレーションにより得られた加速 $30 [MeV/m]$ と、ほぼ一致していると言える。



Kinetic energy [MeV]

(a)

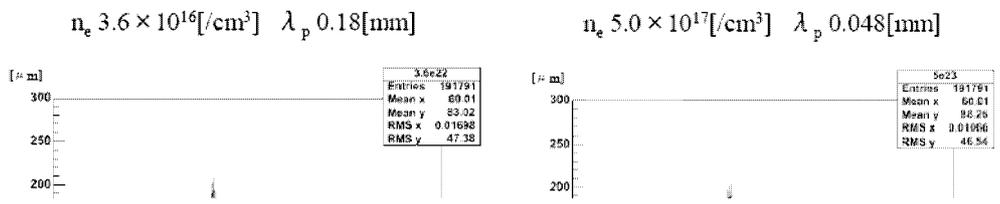


$n_e 1.0 \times 10^{14} [\text{cm}^3]$ $\lambda_p 3.3 [\text{mm}]$

$n_e 1.0 \times 10^{15} [\text{cm}^3]$ $\lambda_p 1.0 [\text{mm}]$

(b)

(c)



$n_e 3.6 \times 10^{16} [\text{cm}^3]$ $\lambda_p 0.18 [\text{mm}]$

$n_e 5.0 \times 10^{17} [\text{cm}^3]$ $\lambda_p 0.048 [\text{mm}]$

図 5.6: r と運動エネルギーの 2次元ヒストグラム。(a) は入射直後の分布。各分布のプラズマ密度は (b) $1 \times 10^{14} [\text{cm}^3]$ 、(c) $1 \times 10^{15} [\text{cm}^3]$ 、(d) $3.6 \times 10^{16} [\text{cm}^3]$ 、(e) $5 \times 10^{17} [\text{cm}^3]$ 。

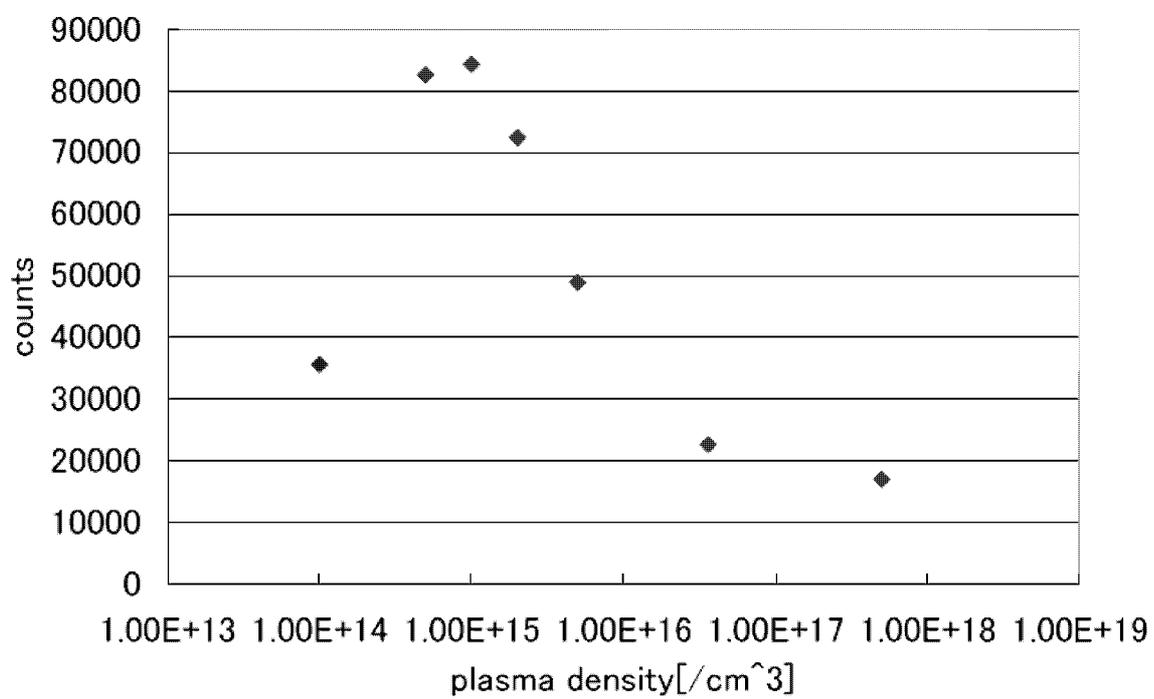


図 5.7: プラズマ密度に対する、 $r < 30[\mu m]$ 以内に存在する電子数の分布。

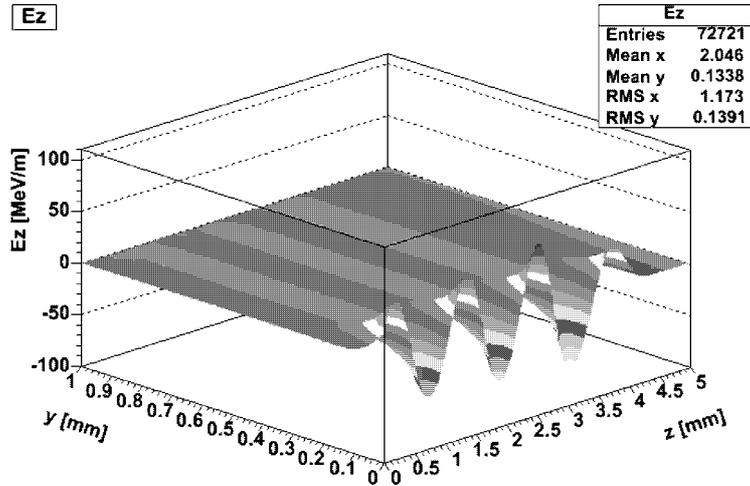


図 5.8: プラズマ密度を $1.0 \times 10^{15} [\text{cm}^{-3}]$ としたときの E_z 分布

図 5.9 は、同じくプラズマ密度 $1.0 \times 10^{15} [\text{cm}^{-3}]$ のときのビーム中心軸上の n_b, E_z 分布と、ビーム中心から r 方向に $100 \mu\text{m}$ 離れた位置の、ビーム進行方向に働くプラズマ航跡場の電場 E_r 分布を示している。そのうち、(a)(b)(c) は電子ビーム入射直後、(d)(e)(f) は $17 [\text{mm}]$ 通過した時点の分布を表している。電子ビーム入射直後は、 E_z と半径方向に働くプラズマ航跡場の電場 E_r の間には約 $\pi/2$ の位相差が生じていることが分かり、第二章で示した線形加速場の特徴と一致している。ビームの電子密度分布に E_z, E_r 分布を照らし合せると、パルス立ち上がりの部分は減速・発散し、ビーム電子密度のピークより後方は加速・集束することが読み取れる。 $17 [\text{mm}]$ 通過した時点での電子ビームの密度分布を見ると、集束電場の効果により入射時に比べてビーム後端に電子が集中しており、密度も一桁大きい値となっている。密度分布が Gaussian ではなくなり、また、ビーム電子密度がプラズマ密度より高い箇所も生じたため、非線形プラズマ航跡場による効果が現われて E_z の波形は正弦波から崩れた形となり、 E_z 分布との間の位相差は約 π となっている。これにより、電子ビームがプラズマ中を進行することによってプラズマ航跡場の位相は変化し、入射時に加速電場、または集束電場にあった電子は、プラズマ航跡場から受ける力が小さくなり、一定の力を受け続けられなくなる。シミュレーションでプラズマ航跡場による電子ビーム発散が見られなかったのは、以上のことが原因であると考えられる。

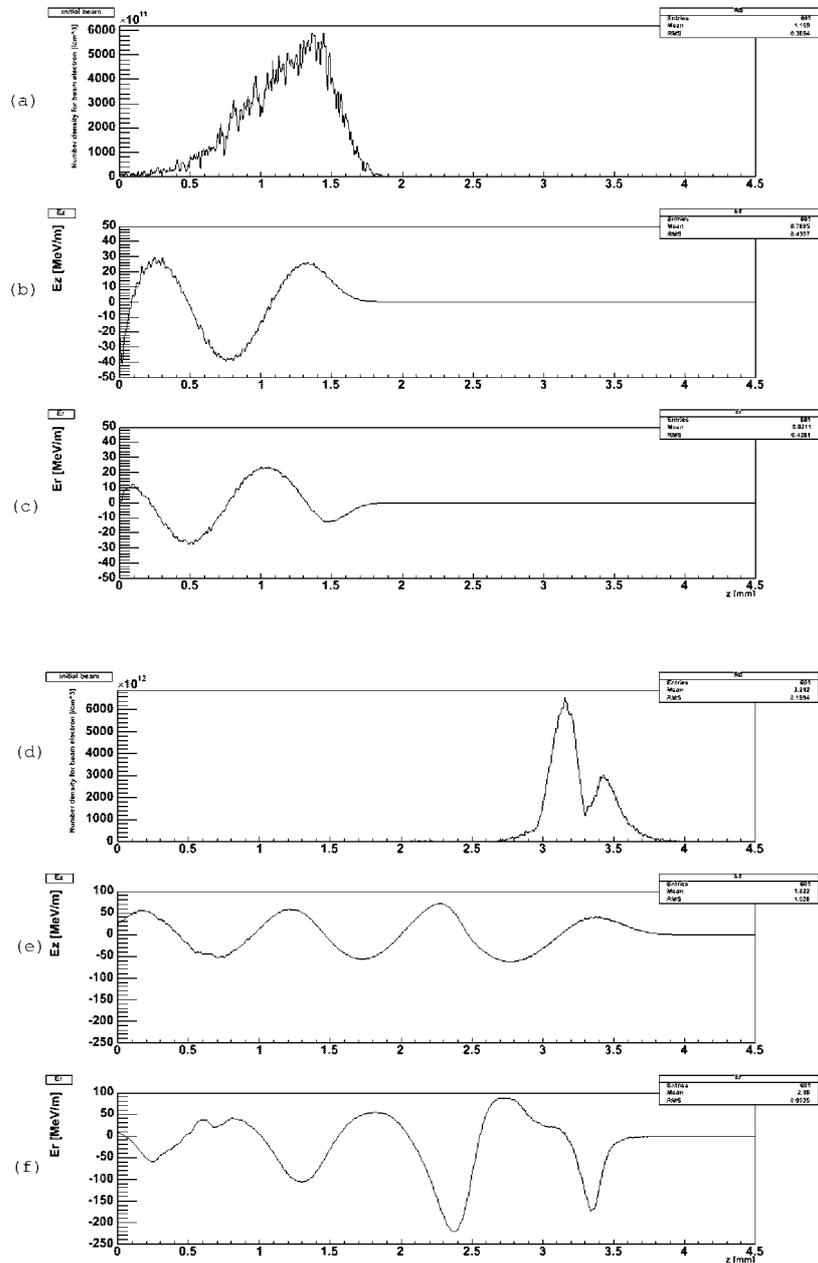


図 5.9: ビーム入射直後と $z=17$ [mm] におけるビーム密度、 E_z 、 E_r 分布。(a)(b)(c) は電子ビーム入射後 2mm 通過した時点の、 z 軸に対する (a) ビーム密度分布、(b) E_z 分布、(c) E_r 分布を表す。(d)(e)(f) は 17mm 通過した時点のグラフであり、 z 軸に対する (d) ビーム密度分布、(e) E_z 分布、(f) E_r 分布を表す。

5.2.2 パルス長に対する加速の推移

BNLにおけるPWEA実験では最大加速0.6[MeV]が観測されたが、XOOPICシミュレーションでは最大加速0.5[MeV]が得られた。シミュレーションの最大加速は定量的な評価のため、全ビーム電子のうちエネルギーの高い上位10%の粒子の平均エネルギーと定義しており、実際には一部の電子は0.7[MeV]以上の加速を受けている。よって、実験結果とconsistentであると言える。実験では低密度プラズマを得るため、キャピラリー放電後に μsec オーダーの時間をおいている。この方法ではプラズマ密度分布に一様性が低くなってしまいう困難が予想される。放電直後の高いプラズマ密度で十分な加速を得るためには、パルス長を短くするなどの必要がある。そこで、パルス長をいくつか変化させ、プラズマ密度 $5.0 \times 10^{17} [\text{cm}^{-3}]$ 中を17[mm]通過させた時点での運動エネルギー分布をシミュレーションにより求め、比較した。なお、パルス長以外のビームのパラメータは前節と同様である。

図5.10に、パルス長(a)0.25[ps],(b)0.1[ps],(c)0.05[ps],(d)0.025[ps](RMS)に対する電子ビームの運動エネルギーの変化を示す。各グラフは、電子ビームのMacro particleの、z方向に対する運動エネルギー分布を表している。式(3.3.2)から、プラズマ航跡場の進行方向の電場振幅とビーム電子のパルス長との間には $E_z \propto \sigma_z^{-2}$ の関係が成り立つため、パルス長が短くなるにつれて進行方向の電場振幅は大きくなり、パルス長0.025[ps]では最大7[MeV]の減速となった。また、ビーム長0.025[ps]の分布ではプラズマ波長に対してビーム長が短く、プラズマ航跡場の減速電場はビーム中心付近に形成されるが、加速電場は電子ビームの電子密度の高い部分から離れた位置に形成されるため、加速された電子は少数となっている。

図5.11は、図5.10の運動エネルギー分布である。(b)と(c)では、プラズマ航跡場の加速電場がバンチ中心付近に形成されたため、加速された電子が(a)(d)に比べ多い。(d)は図5.4(a)と同じ理由で、パルス長に対してプラズマ波長が長くなったため、プラズマ航跡場の加速電場を利用できず、ほとんどの電子は減速された。

図5.12は、パルス長0.025[ps]の時、電子ビームの先端部により、パルス中心付近に形成される減速電場を半径rに対してプロットしたものである。プラズマ波長にほぼ等しい約40[μm]の間隔で分布は波打っている。 $\sigma_r > \lambda_p$ の関係が成り立つことを考慮すると、半径方向に発生するプラズマ航跡場の効果と思われる。図5.11(d)の、複数のピークが見られる分布は、この半径方向に波打った電磁場により、半径方向に対して運動エネルギーに偏りが生じた結果と考えられる。半径方向へのプラズマ航跡場は、電子ビーム中心軸から押し出されたプラズマ電子による、半径方向の電子密度分布の振動によって起こる。この半径方向のプラズマ航跡場の波長も式(2.4.8)出表されるプラズマ波長と等しい。

各パルス長に対する加速をプロットしたものが図 5.13 である。5.2.1 節と同様に加速を定義すると、最も大きい加速を得られたのは $\sigma_t = 0.05[\text{ps}]$ 付近であることが分かる。結論として、プラズマ密度 $5 \times 10^{17}[\text{cm}^3]$ の時、最大の加速を得るためには、電子ビームのパルス長を $\sigma_t = 0.05[\text{ps}]$ にする必要がある。この時、17mm のプラズマチャンネルで最大加速 1.6[MeV] が期待される。プラズマ密度 $n_0 = 5.0 \times 10^{17}[\text{cm}^3]$ のときのプラズマ波長は $48[\mu\text{m}]$ であり、 $\sigma_t = 0.05[\text{ps}]$ では $4\sigma_z = 40[\mu\text{m}]$ となるため、5.2.1 節と同様に $\lambda_p \sim 4\sigma_z$ の関係式を満たしている。

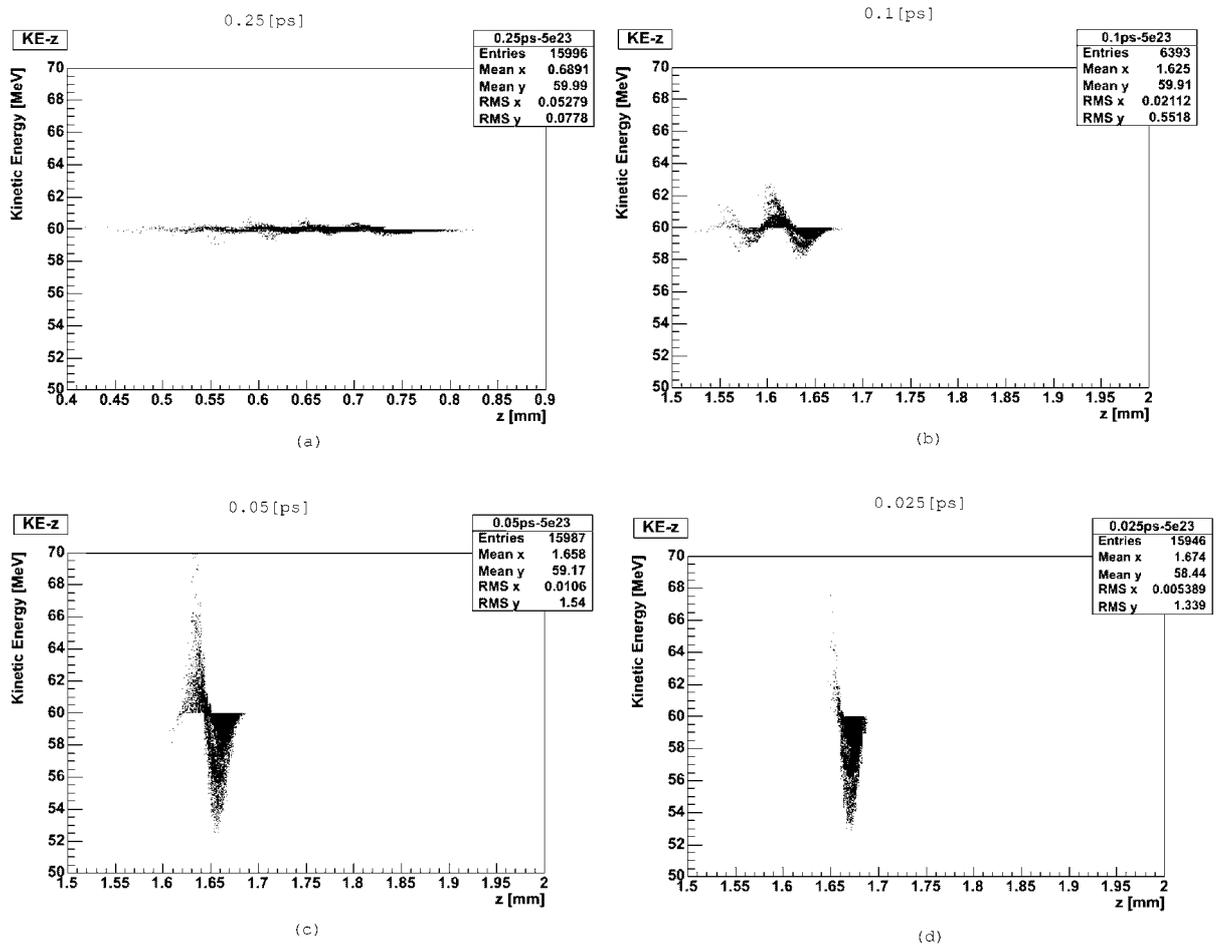
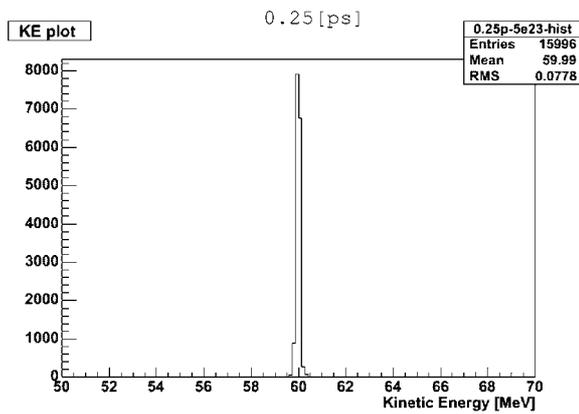
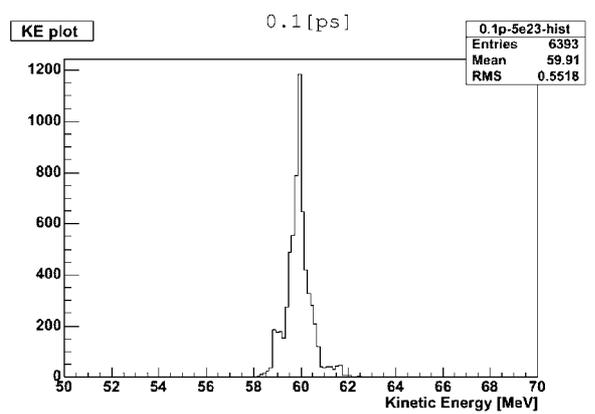


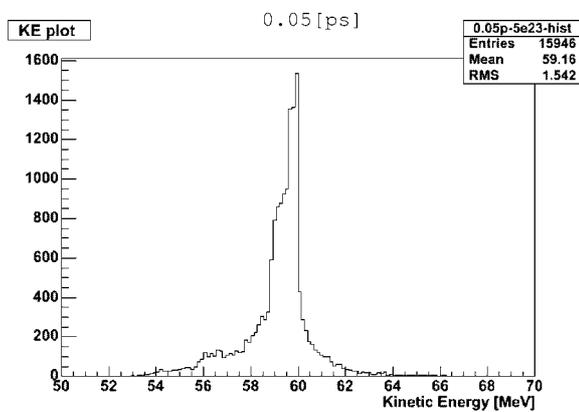
図 5.10: パルス長の変化に対する z -運動エネルギー分布の推移。パルス長は (a)0.25[ps]、(b)0.1[ps]、(c)0.05[ps]、(d)0.025[ps]



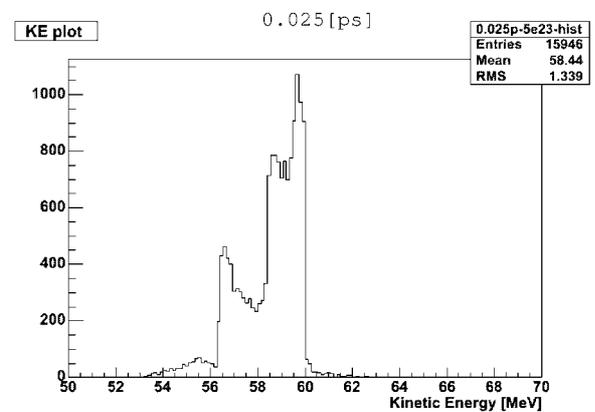
(a)



(b)



(c)



(d)

図 5.11: パルス長の変化に対する運動エネルギー分布パルス長は (a)0.25[ps]、(b)0.1[ps]、(c)0.05[ps]、(d)0.025[ps]

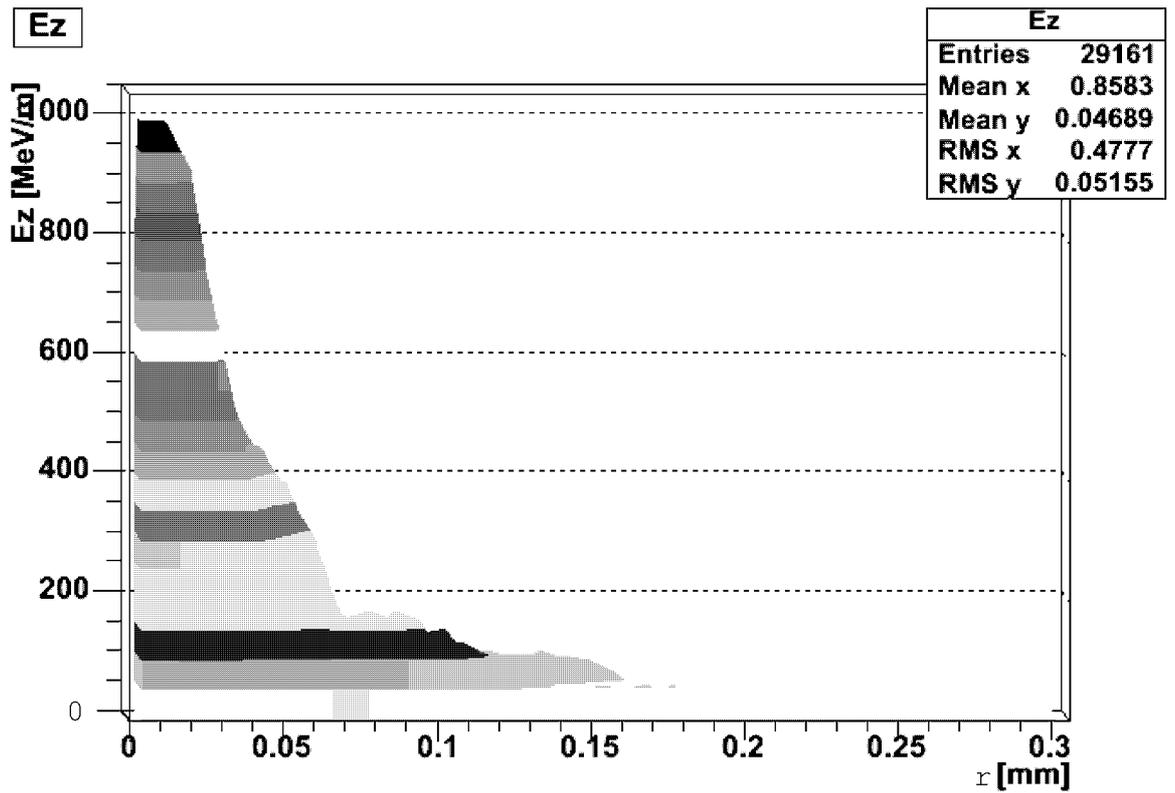


図 5.12: パルス長 0.025[ps] としたときの、半径 r に対するプラズマ航跡場の電場

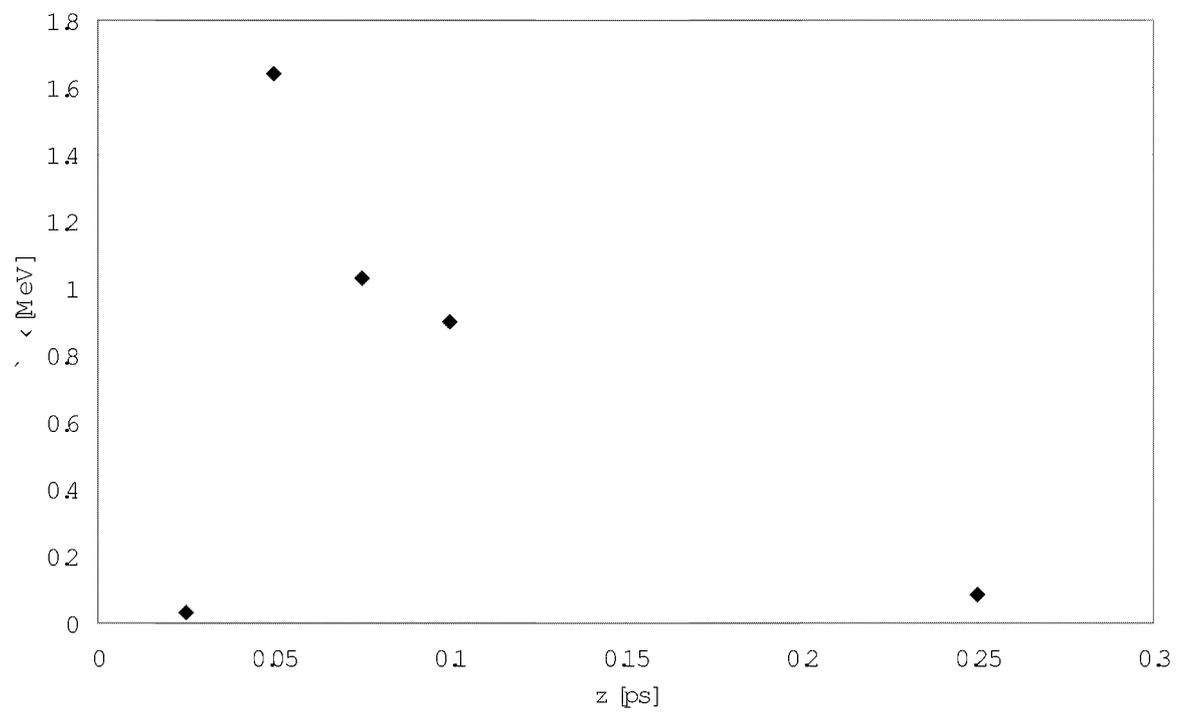


図 5.13: パルス長による加速の変化。横軸はパルス長で、縦軸は加速を表す。

5.2.3 真空領域とプラズマ領域に境界を設けたシミュレーション

前節までは一様に分布したプラズマ中を電子ビームは伝播していたが、これはプラズマキャピラリー内のみを想定したシミュレーションに相当する。実験では電子ビームはプラズマキャピラリー内だけでなく、外側の真空領域を通過するため、まず真空中を伝播することによる電子ビームのエネルギー変化を考慮する必要がある。そこで、電子ビームを真空中 17[mm] 伝播させるシミュレーションを行ない、その後、真空領域とプラズマ領域との間に境界を設けたシミュレーションを行なった。

真空中で電子ビームに働く力として、電子ビームの電子自身による電磁場の効果が考えられる。これは空間電荷効果と呼ばれている。空間電荷効果による電子ビーム進行方向の電場の大きさは電子密度分布の時間微分で表され、電子ビーム立ち上がりは加速され、電子ビーム立ち下りは減速し、エネルギー幅は大きくなるが全体的にエネルギーは保存される。相対論的 γ が小さいほどこの効果は大きい。

図 5.14 は、 $\sigma_t = 1.5[ps]$ 、 $\sigma_r = 100[\mu m]$ 、(a) ビーム電荷 30[pC]、(b)150[pC]、(c)300[pC]、(d)500[pC] のビームが、真空中を 17[mm] 通過した時点での z -運動エネルギー分布を表す。どの分布も共通して、ビーム先端から 0.5[mm] 付近で最も大きく減速されており、また、(c)(d) の、ビーム先端から 1.3[mm] より後方ではわずかながら加速効果も見られた。図 5.15 は、図 5.14 を運動エネルギー分布に直したものである。(b)(c)(d) の 60[MeV] 付近のピークはビーム後部の電子の集まりであり、それより低エネルギー側のピークは電子ビーム前部の電子の集まりである。実際は、(a) の分布を拡大すると同じように二つのピークが現われる。どの分布も最大エネルギーは 60MeV+数 keV 程度でほとんど変化が無いのに対し、最低エネルギーは電荷に比例して大きくなり、(d)500[pC] では 0.04[MeV] 程度の減速となる。平均エネルギーが低下し、電子ビームのエネルギーは保存されていないことから、シミュレーション上での真空中の減速効果は空間電荷効果によるものではなく、XOOPIC で空間をメッシュで近似したことによる、計算精度によるものと思われる。しかし、これによるエネルギー拡がり、図 5.3 や図 5.4 で求められた PWFA シミュレーションのエネルギー拡がりに対して一桁程度小さいため、シミュレーション結果には大きく影響しない。

次に、真空領域とプラズマ領域との間に境界を設けたシミュレーションを行なった。Moving window を利用してシミュレーション領域を移動することが出来ないため、シミュレーション領域のメッシュ数が増した。そのため、メッシュサイズは 10[μm] と前節より大きい値とし、計算速度の向上を図った。

図 5.16 は、プラズマ領域 17[mm] の前後に真空領域を設けたプラズマ分布である。(a) はプラズマ電子の z - r 空間分布であり、(b) は (a) の z 軸に対する

断面図である。真空領域を 2.2[mm] を通過した電子ビームは、1.1[mm] 幅の真空領域とプラズマ領域との間の境界区間に進入する。境界区間は、 z に対してプラズマ密度は比例して増加減少するよう設定した。その後、プラズマ密度 $1.0 \times 10^{15} [cm^3]$ のプラズマ領域を 17[mm] 伝播したのち、境界区間を経て真空領域へ抜け出る。ここで設定した境界区間のプラズマ分布は、実際の実験装置の境界を再現してはいない。そのため、ここでは、あくまで境界を設けたことによる電子ビームへの変化を見ることを目的としている。

図 5.17 は、境界前後の時点での電子ビームの z -運動エネルギー分布を示したものである。(a) の、プラズマ領域入射前である $z=2[mm]$ の分布を見ると、電子ビームの先端が減速していることが分かる。プラズマ領域入射後の $z=4[mm]$ の分布 (b) では、PWFA の効果により電子ビームの後部が加速している。プラズマ領域から出る前の $z=19[mm]$ (c) の分布では、プラズマ密度 $5 \times 10^{17} [cm^3]$ を一様に分布させた場合の図 5.3(b) と同程度の波長、振幅を持った波形となる。プラズマ領域から出た後の $z=21[mm]$ の分布 (d) では、特に (c) との変化は見受けられない。

図 5.18 は、図 5.17 を運動エネルギーについてヒストグラムに直した分布である。(a) と (b)、(c) と (b) と、境界前後で分布を比較しても PWFA による加減速以外の変化は特に見られなく、(d) と図 5.4(b) を比較しても、大きく変化は見られない。なお、全分布の電子ビーム径にも変化は見られなかった。以上から、真空中の伝播と真空とプラズマ領域境界は PWFA に大きく影響しないことが分かった。よって、5.2.1 節で行なったプラズマ領域のみのシミュレーションで実験を再現できると考えられる。

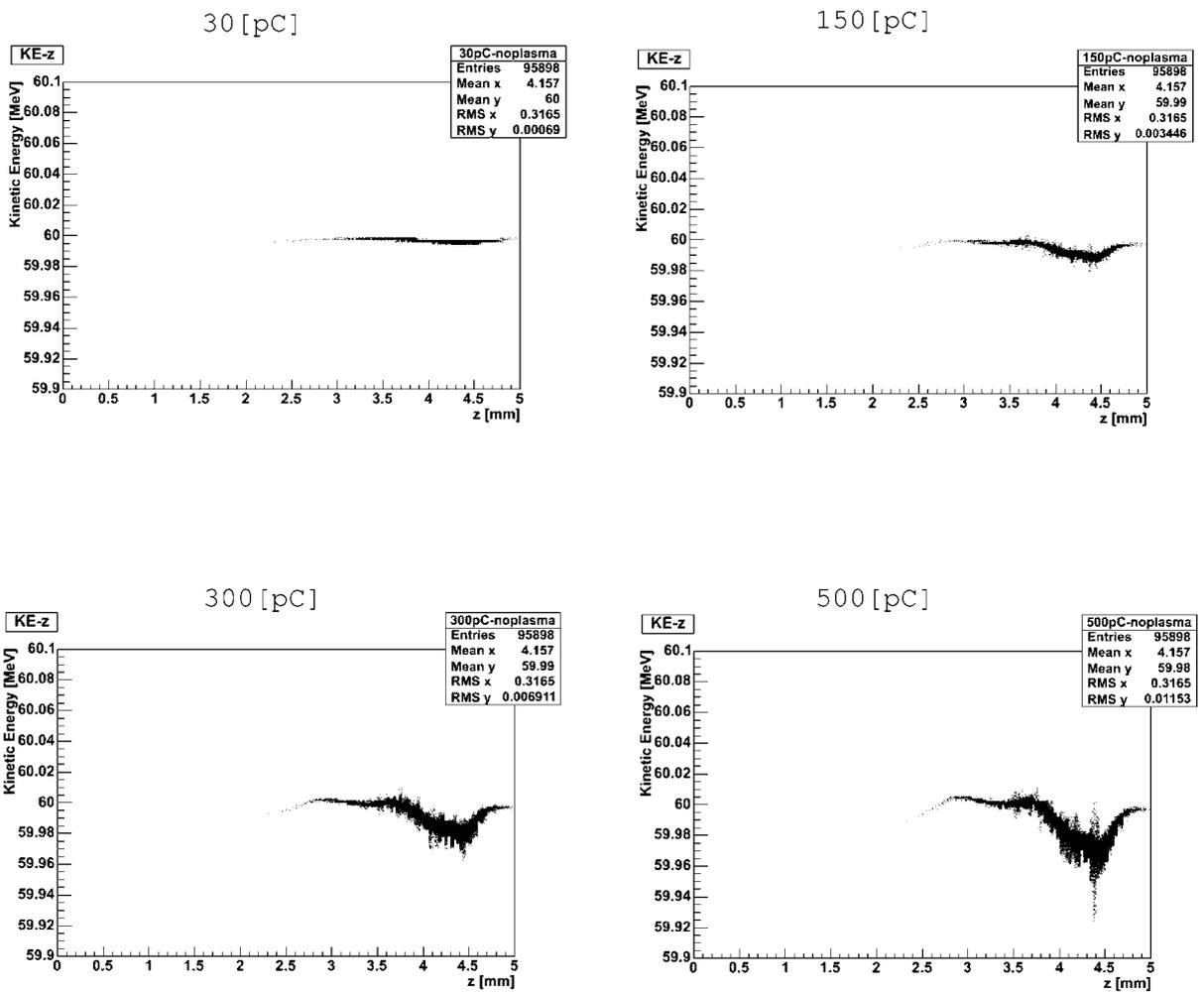


図 5.14: 真空中を走るビームの運動エネルギー分布。ビーム電荷は (a)30[pC]、(b)150[pC]、(c)300[pC]、(d)500[pC] である。

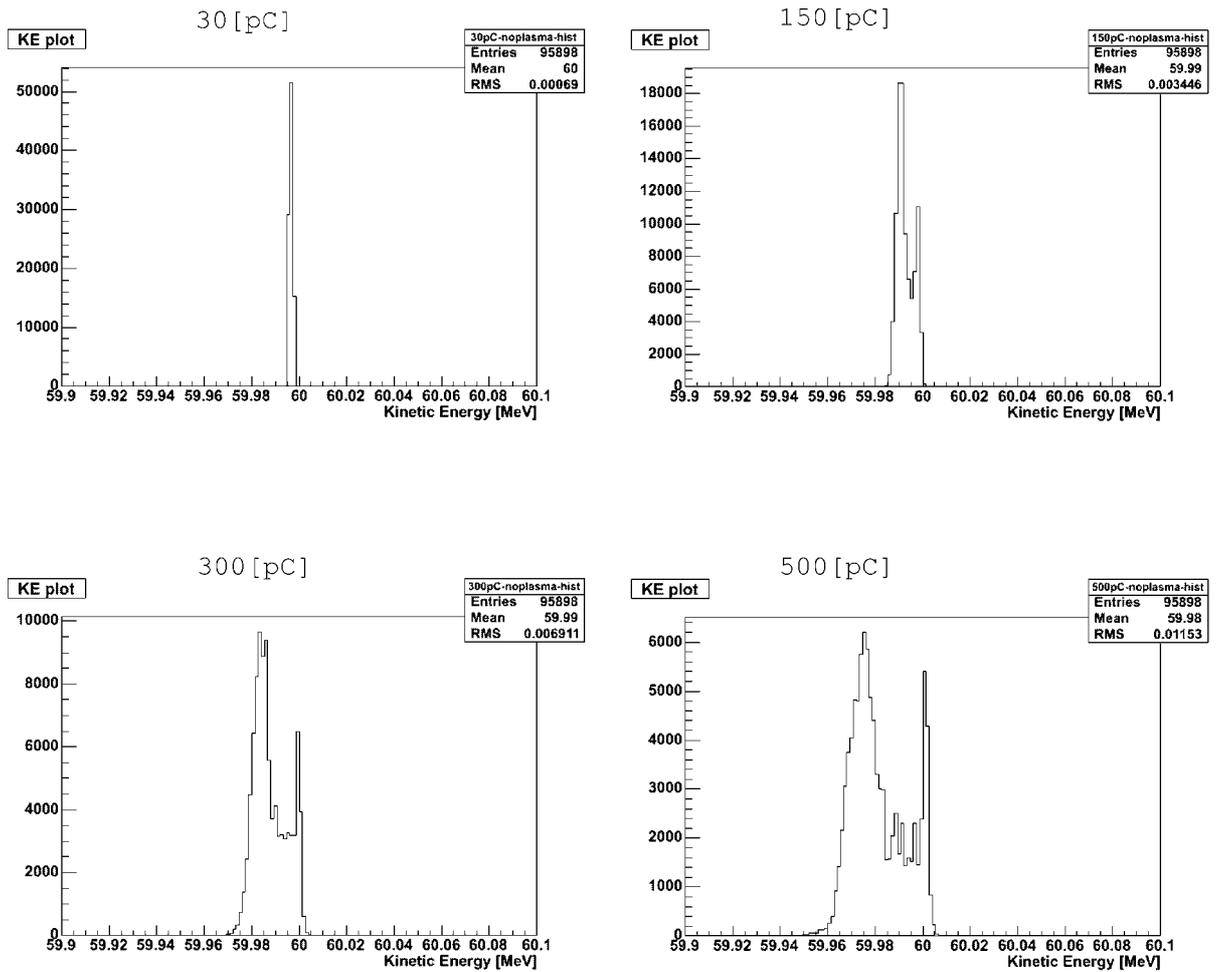
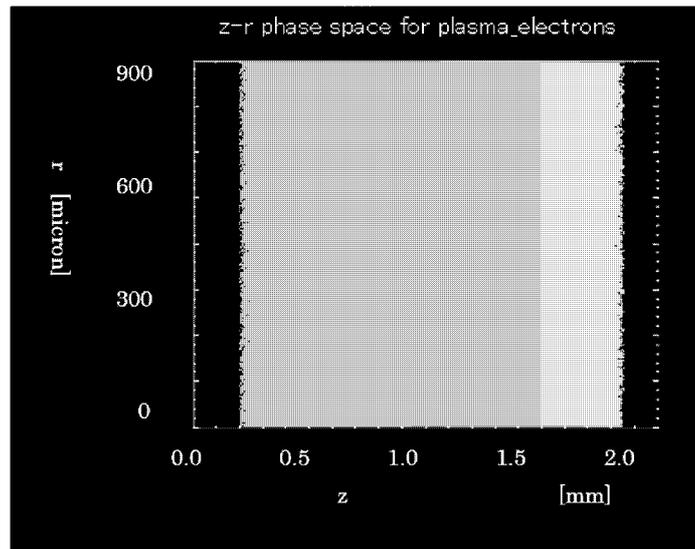
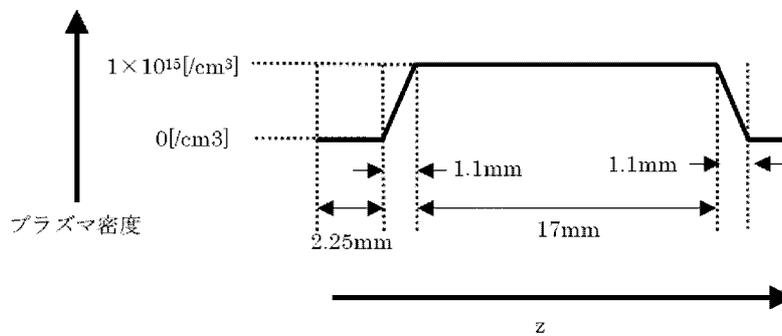


図 5.15: ビーム電荷に対する、真空中を走るビームの z -運動エネルギー分布。ビーム電荷は (a)30[pC]、(b)150[pC]、(c)300[pC]、(d)500[pC] である。

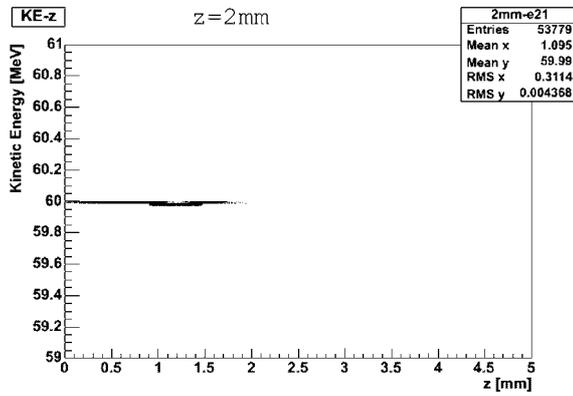


(a)

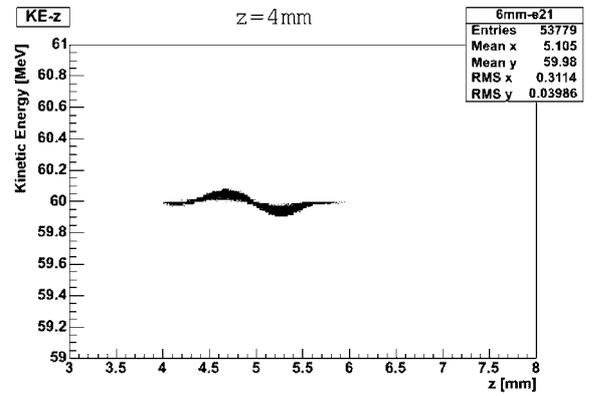


(b)

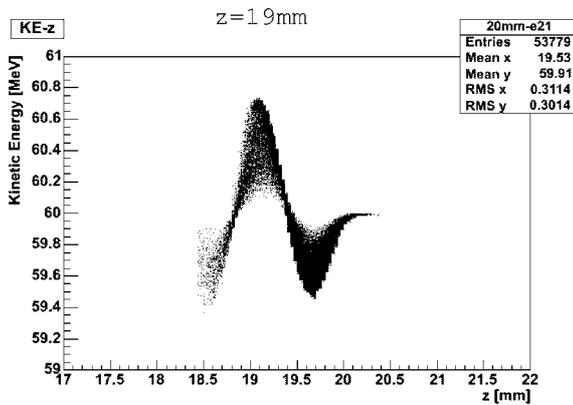
図 5.16: 真空領域とプラズマ領域の間に設定した境界。(a) は XOOPIC 上にて表示される、プラズマ電子の z - r 空間分布。(b) は、(a) の z 軸に対する断面図。



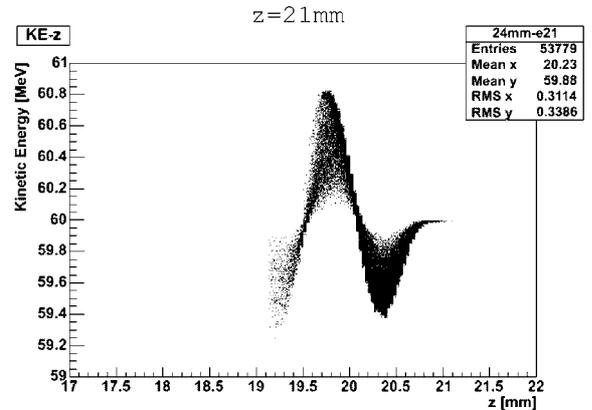
(a)



(b)



(c)



(d)

図 5.17: 境界前後での電子ビームの z -運動エネルギー分布。プラズマとの境界は図 5.16(b) のように、 $z = 2.25 \sim 3.35[\text{mm}]$ 、 $z = 19.25 \sim 20.35[\text{mm}]$ に設けられている。(a) はプラズマ領域入射前である $z=2[\text{mm}]$ 、(b) はプラズマ領域入射後の $z=4[\text{mm}]$ 、(c) は真空領域から出る前の $z=19[\text{mm}]$ 、(d) はプラズマ領域から出た後の $z=21[\text{mm}]$

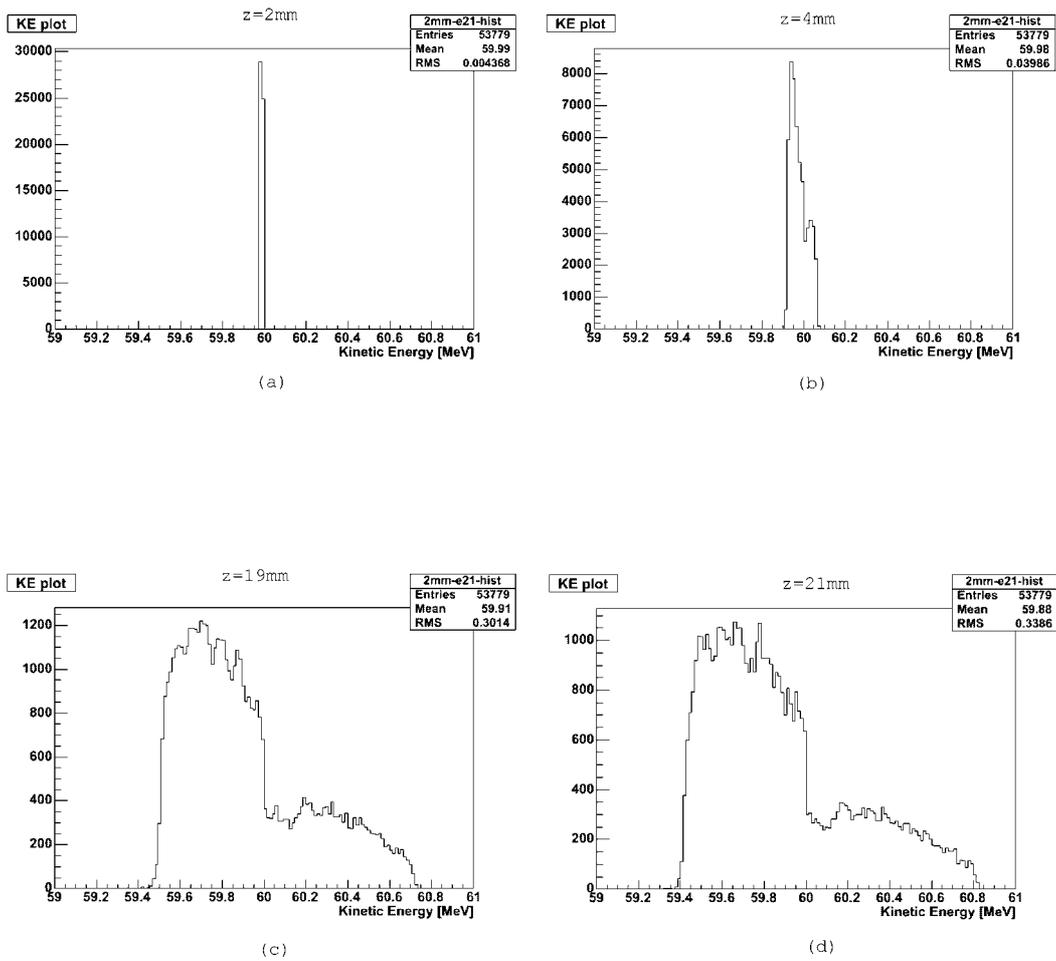


図 5.18: 境界前後での電子ビームの運動エネルギー分布。(a) はプラズマ領域入射前である $z=2[\text{mm}]$ 、(b) はプラズマ領域入射後の $z=4[\text{mm}]$ 、(c) は真空領域に入る前の $z=19[\text{mm}]$ (d) はプラズマ領域から出た後の $z=21[\text{mm}]$ である。

第6章 結果と今後

今回、BNLにおけるプラズマ航跡場加速実験の電子ビーム、プラズマのセットアップを元にシミュレーションを行い、実験結果との比較を行なった。この時の実験では、長さ 17[mm]、内径 1[mm]のプラズマキャピラリーにエネルギー 60[MeV]、ビーム電荷 300[pC] パルス長 1.5[ps](RMS)、ビーム径 [100[μm](RMS)の電子ビームを入射させることにより、最大 0.6[MeV](加速勾配 35MeV/m)の加速を得た。電子ビームのうち加速された電子は集束し、減速された電子は発散した。この時のプラズマ密度は ref.[8]によると、 $3.6 \times 10^{16}[\text{cm}^{-3}]$ と見積もられている。

シミュレーションでは、まず、プラズマ密度に対するプラズマ航跡場加速の加速効果の推移を見た。その結果、プラズマ密度 $1.0 \times 10^{15}[\text{cm}^{-3}]$ のときに加速は 0.5[MeV]と最大になり、加速の大きさとビーム中心軸への集束効果が再現できた。だが、最大加速が得られるプラズマ密度には関して計算値 $3.6 \times 10^{16}[\text{cm}^{-3}]$ との間に差異が生じた。原因として、電子ビームのパラメータに対して PWFA に最適なプラズマ密度を出す手法が異なるということが考えられる。ref.[8]ではプラズマ航跡場の加速電場が最大となる条件から、 $3.6 \times 10^{16}[\text{cm}^{-3}]$ と見積もっていたが、シミュレーションによる結果では、最も大きい加速を得られるのは、 $\lambda_p \approx 4\sigma_z$ の関係が成り立つ場合であった。

プラズマ密度 $5.0 \times 10^{17}[\text{cm}^{-3}]$ に対し、ビーム長を変化させたシミュレーションでは、ビーム長が短くなるにつれ電子ビームのエネルギーの拡がりは大きくなった。これは、 E_z と σ_z の間に $eE_z \propto \sigma_z^{-2}$ の関係が成り立つためである。加速効果の最も大きかったビーム長は 0.05[ps]であり、この時の加速は 1.6[MeV]となった。このときも、 $\lambda_p \approx 4\sigma_z$ が成り立っている。

今後 BNL で、シミュレーションで得られた結果を元に電子ビームの幅を変化させて PWFA 実験を行なうことを計画している。この際、キャピラリー内のプラズマ密度を測定することが重要となるため、その技術も開発することも重要となる。また、PWFA シミュレーションとは別に、レーザーをプラズマキャピラリー内に伝播させ、プラズマチャネル効果を得るシミュレーションを行なうことを計画している。

付録A XOOPICのLinuxへのインストール

ここでは、Linux RedHat8.0ベースでの、XOOPICのインストール法を紹介する。U.C.Berkeley 出開発された XOOPIC は LINUX 上の gcc で書かれたソースコードとして公開されている。しかし、比較的古い Redhat7.1、gcc2.95 を対象としているため、インストールには configure ファイルの変更を必要とする。また、インストールに必要な環境として tcl7.4、tk4.0 以降のバージョンが必要となる。今回は tcl8.3、tk8.3、gcc3.0 の環境でインストールを行なった。まず、Univ. of California Berkerey 内の URL、

`http://langmuir.eecs.berkeley.edu/pub/codes/xoopic/`

から `xgrafx260.tar.gz,xoopic-2.51BETA11-27-2000.tar.gz` をダウンロードする。XOOPIC は X11 環境でプロットを表示するのに `xgrafx` という graphic package を必要とするため、まず、`xgrafx` のインストールから行なう。

```
> tar zxvfo xgrafx260.tar.gz
> ./configure
> make\
> su - root
> make install
```

次に XOOPIC のインストールを行なう。

```
> tar zxvfo xoopic-2.51BETA11-27-2000.tar.gz
```

configure ファイルを次のように修正する。

5-1: 877 行目の

```
ve="$CXX --version | grep 2.95'" を
```

```
ve="$CXX --version | grep '2.95|(使用する gcc のバージョン)'"にする。
```

5-2: 884 行目の

```
compiler="gcc2.95"を
```

```
compiler="gcc'$CXX --version'"にする。
```

5-3: 2234 行目の

```
        for f in "$lib1" "$lib2"; doを
        for f in "$lib2"; doにする。
> ./configure --with-tclsh=tclsh のパス
> make
```

configure で、コンパイラを認識しない場合は

```
>./configure --with-CXX=gcc --with-tclsh=tclsh のパス
    --with-tclconfig=tclconfig のパス
\end{verbatim}
make に失敗した場合、解凍されたディレクトリ内にある
```

oopic/otools/evaluator.tab.cを開き、
冒頭に記述されてる`\#define NUM 257` から `\#define NEG 261`までの行
をコピーし、oopic/otools/evaluator.tab.h内の適当な箇所にペーストす
る。

さらに、oopic/otools/Makefileの

```
\begin{verbatim}
evaluator.tab.c: evaluator.y
    bison evaluator.y
と
evaluator.tab.h: evaluator.tab.c
    ./mak.c.tab.h
```

をコメントアウトし、makeを再試行する。

付録B PWFAシミュレーション のinput file

XOOPIC は input file というファイルをソースにシミュレーションを行なう。以下に示すのは、第5章2節にて、プラズマ密度 $5 \times 10^{17} [\text{cm}^3]$ でプラズマを一樣に分布させ、BNL 実験のパラメータを元にした電子ビームを入射させるシミュレーションに用いた input file である。

```
// Define variables that can be used throughout this input file.
Variables
{
// First, define some useful constants.
pi = 3.14159265358979323846
speedOfLight = 2.99792458e+08
electronMass = 9.1093897e-31
unitCharge = electronMass * 1.75881962e11
electronCharge = -1.0 * unitCharge
electronMassEV = electronMass * speedOfLight * speedOfLight / unitCharge
ionCharge = unitCharge
unitMassMKS = electronMass / 5.48579903e-04
carbonMassNum = 12.01
carbonMass = unitMassMKS * carbonMassNum
HydrogenMassNum = 1.0079
HydrogenMass = unitMassMKS * HydrogenMassNum

// Next, define the parameters of the high-energy electron beam.
beamEnergyEV = 60.0e+06
beamGammaMini = beamEnergyEV / electronMassEV
beamGamma = 1 + beamGammaMini
beamBetaGamma = sqrt( beamGammaMini * (beamGammaMini+2) )
beamBeta = beamBetaGamma / beamGamma

totalBeamCharge = -0.3e-9
totalNumBeam = totalBeamCharge / electronCharge
rmsBeamRadius = 1.0e-04
rmsBeamLength = 4.5e-04
rmsBeamTime = rmsBeamLength / speedOfLight
radialCutoffFac = 3
axialCutoffFac = 3
totalBeamRadius = radialCutoffFac * rmsBeamRadius
totalBeamLength = 2 * axialCutoffFac * rmsBeamLength
beamAspectRatio = totalBeamLength / totalBeamRadius
totalBeamArea = pi * totalBeamRadius * totalBeamRadius
rmsBeamVolume = pi * rmsBeamRadius * rmsBeamRadius * rmsBeamLength

rmsEnergySpread = 0.001
beamTempEV = rmsEnergySpread * beamEnergyEV
thermalBeamSpeedEV = 0.5 * beamTempEV
rmsNormalizedEmittance = 4.0e-06
```

```

rmsBeamSize = rmsBeamRadius / sqrt(2)
rmsThermalBeta = rmsNormalizedEmittance / rmsBeamSize
rmsThermalGamma = 1. / sqrt(1.-rmsThermalBeta*rmsThermalBeta)
rmsVelocityMKS = rmsThermalBeta * speedOfLight
rmsVelocityEV = (rmsThermalGamma-1.)*electronMassEV
rmsEfactor = 8.0e-04
rmsVfactor = 1.0e-04

// Define the number of grids in R and Z
lengthOverRadiusAspectRatio = 5
simRadiusOverBeamRadius = 3
numRgridsAcrossBeam = 40
numZgridsAcrossBeam = numRgridsAcrossBeam * beamAspectRatio
numRgrids = numRgridsAcrossBeam * simRadiusOverBeamRadius
numZgrids = numRgrids * lengthOverRadiusAspectRatio
numCells = numRgrids * numZgrids

// Number of beam particles
numBeamPtclsPerCell = 20
numBeamCells = numRgridsAcrossBeam * numZgridsAcrossBeam
numBeamPtcls = numBeamPtclsPerCell * numBeamCells
beamNumRatio = totalNumBeam / numBeamPtcls

// Intermediate calculations for modeling Gaussian shape of the beam.
invSigRsq = 1.0 / ( rmsBeamRadius * rmsBeamRadius )
invSigZsq = 0.5 / ( rmsBeamLength * rmsBeamLength )
invSigTsq = invSigZsq * speedOfLight * speedOfLight

// Calculate the size of the simulation region, grid spacings, time step.
// We are assuming the same grid size in both z and r
maxRadiusMKS = simRadiusOverBeamRadius * totalBeamRadius
rGridSize = maxRadiusMKS / numRgrids
zGridSize = rGridSize
maxLengthMKS = numZgrids * zGridSize
timeStep = 0.41 * rGridSize / speedOfLight

// This is the desired delay time before the moving window algorithm activates.
movingWindowDelay = 0.94 * maxLengthMKS / speedOfLight

// Calculate peak currents for defining emission of the high-energy beam.
peakCurrentDensity = totalBeamCharge*speedOfLight/rmsBeamVolume/sqrt(2.*pi)
peakCurrent = peakCurrentDensity * totalBeamArea
pulseLengthSec = totalBeamLength / speedOfLight
oneHalfPulse = 0.5*pulseLengthSec/2.
oneEighthPulse = pulseLengthSec/8.
threeEighthsPulse = 3.*oneEighthPulse
sevenEighthsPulse = 7.*oneEighthPulse

// Define the plasma density, number of plasma electron macro-particles, etc.
plasmaDensityMKS = 5.0e+23
simulationVolume = pi * maxRadiusMKS * maxRadiusMKS * maxLengthMKS
totalNumPlasma = plasmaDensityMKS * simulationVolume
numPtclsPerCell = 8
numPlasmaPtcls = numPtclsPerCell * numCells
plasmaNumRatio = totalNumPlasma / numPlasmaPtcls

// Define plasma temperature and resulting flux of electrons into the simulation region.
plasmaTempEV = 0.0
thermalSpeed = speedOfLight * sqrt( plasmaTempEV / electronMassEV )
currentFactor = maxRadiusMKS * thermalSpeed * plasmaDensityMKS * electronCharge
endCurrent = currentFactor * maxRadiusMKS * sqrt(pi/2.)
shellCurrent = currentFactor * maxLengthMKS * sqrt(2.*pi)
}

// This simulation has only one "region", which contains grid, all particles, etc.

```

```

Region
{

// Define the grid for this region.
Grid
{
// Define number of grids along Z-axis and physical coordinates.
J = numZgrids
x1s = 0.0
x1f = maxLengthMKS
n1 = 1.0

// Define number of grids along R-axis and physical coordinates.
K = numRgrids
x2s = 0.0
x2f = maxRadiusMKS
n2 = 1.0
}

// Specify "control" parameters for this region
Control
{
// Specify the time step.
dt = timeStep

// Turn on the moving window algorithm.
movingWindow = 1
shiftDelayTime = movingWindowDelay

// Turn on damping for the high-frequency EM fields
emdamping = 0.49

// Turn off the initial Poisson solve
initPoissonSolve = 0

// Use bilinear current weighting
CurrentWeighting=1
}

// Define the beam electrons.
Species
{
name = beam_electrons
m = electronMass
q = electronCharge
// rmsDiagnosticsFlag = 1
}

// Define the plasma ions.
Species
{
name = plasma_ions1
m = carbonMass
q = ionCharge
}

Species
{
name= plasma_ions2
m = HydrogenMass
q = ionCharge
}
// Load the plasma ions over the entire simulation region.
Load
{

```

```

speciesName = plasma_ions1
density = plasmaDensityMKS / 3.0
x1MinMKS = 0.0
x1MaxMKS = maxLengthMKS
x2MinMKS = 0.0
x2MaxMKS = maxRadiusMKS

// This specifies a static uniform background (no macro-particles).
np2c = 0

}
Load
{
speciesName = plasma_ions2
density = plasmaDensityMKS * 2.0 / 3.0
x1MinMKS = 0.0
x1MaxMKS = maxLengthMKS
x2MinMKS = 0.0
x2MaxMKS = maxRadiusMKS

// This specifies a static uniform background (no macro-particles).
np2c = 0

}

// Define the plasma electrons.
Species
{
name = plasma_electrons
m = electronMass
q = electronCharge
}

// Load the plasma electrons over the entire simulation region, but
// leave the last dz strip of cells empty, because this strip must
// be handled separately to accomodate the moving window algorithm.

VarWeightLoad
{
speciesName = plasma_electrons
density = plasmaDensityMKS
x1MinMKS = 0.0
x1MaxMKS = maxLengthMKS - zGridSize
x2MinMKS = 0.0
x2MaxMKS = maxRadiusMKS
np2c = 2 * plasmaNumRatio

// Specify a finite plasma temperature (can be zero, of course).
// units = EV
// temperature = plasmaTempEV
v1thermal = thermalSpeed
v2thermal = thermalSpeed
v3thermal = 0.0

// Specify loading that is more uniform than random
LoadMethodFlag = 1
}

// Load the plasma electrons into the last dz strip of cells, which was
// omitted by the load instruction above.

VarWeightLoad
{
// Name this load group "shiftLoad" so that the moving window algorithm
// knows to invoke it every time the simulation window is shifted.

```

```

Name = shiftLoad
speciesName = plasma_electrons
density = plasmaDensityMKS
// The fudged values for x1MaxMKS and x2MaxMKS are required, because a
// bug in the load algorithm occasionally puts a randomly loaded macro-
// particle right on the boundary, which then crashes the code.
x1MinMKS = maxLengthMKS - zGridSize
x1MaxMKS = maxLengthMKS - 0.001 * zGridSize
x2MinMKS = 0.0
x2MaxMKS = maxRadiusMKS - 0.001 * rGridSize
np2c = 2 * plasmaNumRatio

// Specify a finite plasma temperature (can be zero, of course).
// units = EV
// temperature = plasmaTempEV
v1thermal = thermalSpeed
v2thermal = thermalSpeed
v3thermal = 0.0

// Specify loading that is more uniform than random
LoadMethodFlag = 1
}

// Define the beam emitter, which introduces the high-energy beam into the
// simulation.

//VarWeightBeamEmitter
BeamEmitter
{
speciesName = beam_electrons
I = peakCurrent

// Define the 2-D function F(x,t) that specifies beam emission profile.
xtFlag = 3
nIntervals = 32
F=step(t-oneHalfPulse-10e-16)*exp(-invSigRsq*x*x)*exp(-invSigTsq*(t-oneHalfPulse)*(t-oneHalfPulse ))
+ step(-t+oneHalfPulse)*exp(-invSigRsq*x*x )*exp(-invSigTsq*(t-oneHalfPulse)*(t-oneHalfPulse )*9 )
//step(pulseLengthSec-t)

// Macroparticles are emitted from the left boundary, close to the axis of symmetry.
j1 = 0
j2 = 0
k1 = 0
k2 = numRgridsAcrossBeam
normal = 1
np2c = beamNumRatio

// Emit particles, directed along the Z-axis, with specified energy and temperature.
units = EV
vidrift = beamEnergyEV
v1thermal = rmsEfactor * rmsVelocityEV
v2thermal = rmsVfactor * rmsVelocityEV
// v3thermal = rmsVfactor * rmsVelocityEV
}

// Specify a perfect conductor along the left boundary. This serves as a particle
// boundary condition (catches particles that leave the simulation) and as a
// field boundary condition (E_r is forced to vanish).

Conductor
{
j1 = 0
j2 = 0
k1 = 0
k2 = numRgrids

```

```

normal = 1
}

// Specify a perfect conductor along the radial boundary. This serves as a
// particle boundary condition (catches particles that leave the simulation)
// and as a field boundary condition (E_z is forced to vanish).

Conductor
{
j1 = 0
j2 = numZgrids
k1 = numRgrids
k2 = numRgrids
normal = -1
}

// Specify a perfect conductor along the right boundary. This serves as a
// particle boundary condition (catches particles that leave the simulation)
// and as a field boundary condition (E_r is forced to vanish).

Conductor
{
j1 = numZgrids
j2 = numZgrids
k1 = numRgrids
k2 = 0
normal = -1
}

// Define the cylindrical symmetry axis.
CylindricalAxis
{
j1 = 0
j2 = numZgrids
k1 = 0
k2 = 0
normal = 1
}
}

```

関連図書

- [1] I.V.Pogorelsky, et al, Phys. Rev. ST-AB 3 090702 (2000)
- [2] T.Kumita and Y.Kamiya et al, 28th ICFA Advanced Beam Dynamics and Advanced & Novel Accelerators Workshop ON QUANTUM ASPECT OF BEAM PHYSICS P83 (World scientific 2004)
- [3] I.V.Pogorelsky, et al, Appl. Phys. Lett. 83, 3459 (2003)
- [4] I.V.Pogorelsky, I.Ben-Zvi, X.J.Wang, T.Hirose, NIM A455, P176 (2000)
- [5] P.muggli, et al, Phys. Rev. Lett. 93, 014802 (2004)
- [6] P.Muggli, et al, XX International Linac Conference, Monterey, California TH202 (2000)
- [7] P.Chen, J.M.Dawson, Robert W, Huff, and T.Katsouleas, Phys. Rev. Lett, 54, 693 (1985)
- [8] V.Yakimenko, et al, Phys. Rev. Lett. 91, 014802 (2003)
- [9] S.Lee, et al, Phys. Rev. E 65, 7014 (2000)
- [10] J.B.Rosenzweig, B.Breizman, T.Katsouleas, and J.J.Su, Phys. Rev. A 44, R6189 (1991)
- [11] J.B.Ronsenzweig, N.Barov, M.C.Thompson, and R.B.Yoder, Phys. Rev. Spetial Topics -Accel. an Beams. 7, 061302 (2004)
- [12] N.Barov, J.B.Ronsenzweig, M.C.Thompson, and R.B.Yoder, Phys. Rev. Spetial Topics -Accel. an Beams. 7, 061301 (2004)
- [13] K.V.Lotov, Phys. Rev. E 69, 046405 (2004)
- [14] 大槻義彦 「現代物理学最前線 2」 (共立出版 2000)
- [15] D.Kaganovich, P.V.Sasorov, Y.Ehrlich, C.Cohen, and Z.Zigler, Appl. Phys. Lett. 71, 2925 (1997)

- [16] D.L.Bluhwiler, R.E.Geicone, J.R.Cary, J.P.Verboncoeur, P.Mardahl, E.Esarey, W.P.Leemans and B.A.Shadwick, Phys. Rev. Spetial Topics - Accel. and Beams. Issue 10 (October 2001)
- [17] P.Musemecci, R.Yoder, J.B.Rosenzweig,
- [18] P.Catravas et al,Phys. Rev. Lett. 82, 5261 (1999)

謝辞

今回この論文を書くにあたり、多くの方々にご協力いただきましたことを感謝いたします。

まず、東京都立大学の住吉孝行教授には有意義な研究の機会を与えていただき有り難うございました。また、浜津良補助教授、千葉雅美助手には研究を進めていく上で様々な助言をいただき、感謝しております。汲田哲郎助手には終止ご指導いただきました。また、BNL滞在中にも色々ご教授いただき、有り難うございました。

早稲田大学の広瀬立成教授、鷲尾方一教授、高エネルギー加速器研究機構の浦河順治教授、大森恒彦助手、栗原良将助手、福田将史博士にはミーティングの際に様々な助言、ご指導をいただきました。深く感謝いたします。

韓国電気研究所の Ki Hong, Pae さん、Hae June Lee さん、Jong-Uk Kim さん、Nasr Hafz さんには XOOPIIC シミュレーションについての多くの助言をいただき、ありがとうございました。

同じ研究グループの神谷好郎さんには実験や解析などの相談をさせていただき、お世話になりました。深く感謝いたします。同期の藤本紀行君、山本俊悟君、太田理君には2年の研究生活の間、ともに励ましあってこられたことを嬉しく思います。ありがとうございました。ここにお世話になった全ての方を挙げることはできませんが、皆様には深く感謝いたします。

最後に、いつも私の支えとなってくれた両親に感謝いたします。