



ISSN 1349-1113
JAXA-RR-05-010

宇宙航空研究開発機構研究開発報告

JAXA Research and Development Report

MCP出力チャージの空間分布：測定とモデル

齋藤実穂・齋藤義文・向井利典・浅村和史

2005年 11 月

宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency

MCP出力チャージの空間分布：測定とモデル

齋藤実穂*・齋藤義文*・向井利典*・浅村和史*

Spatial Charge cloud distribution of microchannel plates: Measurements and modeling

By

Miho Saito*, Yoshifumi Saito*, Toshinori Mukai*, Kazushi Asamura*

Abstract : Spatial distributions of the charge cloud on the anode are examined both experimentally and theoretically. The initial electron cloud at the MCP output has angular divergence and energies, therefore the size of the charge cloud on the anode becomes broader than the original size at the MCP output. Furthermore, space charge effects may broaden the size of the charge cloud. The size of the charge cloud has been examined with various conditions of the acceleration voltage between the MCP output and the anode (anode voltage) and the MCP voltage to control the gain and hence the amount of output electrons from the MCP. The experimental results are well explained in terms of these effects in comparison with the model calculation of the spreading electron cloud in which a Gaussian distribution is assumed for the spatial distribution so that its standard deviation is taken as a charge cloud radius. The radius was measured to be $0.4\text{mm} \sim 1\text{mm}$ under the condition that the gap between the MCP output and the anode is 2.5mm with accelerated anode voltage of $70 \sim 300\text{V}$. The radius is approximately inverse proportional to the square root of the anode voltage. The radius has also a dependence of MCP output charge. Smaller MCP output charge exhibits smaller charge cloud radius. Spatial distribution of charge cloud are calculated from the model in which pulsed current broad along the way to an anode with space charge effects. The model results are compared with the experimental results of Edgar[11] and show good agreements.

概 要

MCP出力チャージの大きさ（＝チャージクラウド）を実験と計算の両方で調べた。MCP出力チャージは、MCPのチャンネル径で決まる有限の初期半径を持って出力される。そしてその電子雲は、角度分散とエネルギーを持っており、アノード上で初期の大きさ以上に広がる。それに加え、アノード落下時に空間電荷効果でも広がる。チャージクラウドを様々なアノード電圧、電荷量（印加電圧の制御による）での大きさを求めた。実験結果はこれらの効果を考慮したモデル計算でよく説明できる。このときチャージクラウドの空間電荷密度分布をガウス分布と仮定することで大きさを求めた。ガウス分布の標準偏差を、チャージクラウドの半径とした。

*宇宙航空研究開発機構・宇宙科学研究本部 ISAS/JAXA

MCP出力側からアノードの距離が2.5 mm, アノード電圧70 ~ 300 Vの場合, チャージクラウドの半径は, およそ0.4 ~ 1 mmの間をとる. 半径は, アノード電圧が大きいほど小さく, ほぼアノード電圧の2乗根の反比例する. また, 半径は, MCP出力電荷量にも依存し, 電荷量が少ないほど, 半径も小さくなる. モデルでは, パルス電流の落下時の広がりを求めることにより, 空間電荷分布を計算できる. この結果は, Edgarの実験結果ともよく一致する.

1. Introduction

1.1. 磁気圏プラズマ観測と本研究の目的

宇宙空間は, 主にイオンと電子から構成される, プラズマで満たされている. 地球のまわりの惑星間空間も例外ではない. 太陽から常に吹き出す, 高速のプラズマ流が地球まで到達し, 地球と磁場を介して相互作用する. 地球には固有磁場があり, プラズマが直接はいつてこれられない希薄なプラズマの領域, 磁気圏を形成するが, その姿は定常的なものでなく, 観測されるプラズマも様々な様相をもっている. 特に, 次世代の観測のターゲットは, 電子と波動の相互作用であり, 電子観測において, msのオーダーの時間分解能が必要になる. プラズマは, 人工衛星に搭載するプラズマ観測器 (図1.1) を用いて, 直接測る. 希薄なプラズマを検出するために, 1粒子ごとをカウントする方法で検出を行う. ここで, 最も良く使われるプラズマの検出部が, Microchannel plate (MCP) である. MCPは, 数eVから数keVのプラズマに検出効率を持ち, 位置検出を行うアノードとそれに追隨する処理系をあわせて用いられる. 最も高い, または数msの時間分解能を達成するには, この位置検出部をマルチアノード [15] [4] (図1.2) という検出システムにする必要がある. これまで, このシステムは, 重量が大きくなりがちであり, かつ消費電力も大きいので, 衛星搭載機器に適していない. しかし, 最近の電子回路技術であるASICと組み合わせることで, この問題は, 解決される可能性がある.

本研究目的であるMCP出力チャージの空間分布は, マルチアノードシステムを設計する際に, 不可欠な情報である.

1.2. MCP: 構造と電荷増幅原理

構造の模式図を図1.3に示すように, MCPのチャンネル, 入力側と出力側に700 V程度の印加電圧をかける. チャンネルに入射した粒子はMCPのチャンネル壁面をたたき2次電子を放出させる. これはチャンネル内でMCPの印加電圧により, 加速を受ける. この加速された2次電子が, またチャンネル壁面をたたき2次電子を放出する. これを繰り返すことで, 電子は指数関数的に増幅し利得を得る. 1段のMCPの利得は印加電圧に依存するが, およそ 10^3 である. これを2段, 3段と重ねることで 10^6 , 10^7 の利得を得る. MCPの出力側から, 出力される電荷雲は, MCPのチャンネルによる, 有限の大きさをもつ. その大きさは, アノードへ落下時までの有限の距離によって広がる. この距離は, MCPのアプリケーションによって決まる. またその間にかかる加速電圧もアプリケーションによる. 出力チャージの空間分布は, Edgar [11] により, 実験的に求められている. Split strip anode を用いて, 電荷分割の手法を用いる. この場合のMCPからアノードまでの距離と電圧は, 6.2 mm, 50 ~ 800 V (large gap with small potential) である. この条件は, wedge and strip anodeが想定されている. Wedge and strip anode [9] では, 距離を大きく取り, アノードにより広がるような設定にする. 像に縞模様が出てしまうことに対応するためには, MCP出力電荷の空間分布の情報が不可欠であった [14] ために, Edgarにより上の様な条件のもとで行われた. 出力チャージのサイズは, 距離と電圧が, 5 mm, 4000 V (large gap with large potential) 程度の場合に, 4段MCPを用い, A.S. Tremisn and O.H.W. Siegmund [16] により, 実験とモデルが求められている. 実験では, 燐発光体を用いて, チャージの広がりをイメージとして, CCDで測定している. モデルでは, 出力電子の軌道を空間電荷による斥力を加えて計算している. 一方, これまでのマルチアノードでは,

MCPとアノードの距離を0.2 mm程度とし、50 V程度（proximity focused gap with small potential）という条件で用いられてきた。アノードをできる限り、MCPへ近づけることにより、位置の誤検出（2重カウント）の確率を小さくすることができる [3]。しかし、この距離が小さい構造は、アノード周りの固定方法、配線、構造に制約が多く、今後のASICの導入および、小型、軽量化、機械的強度を保つことが難しい。

本研究では、マルチアノードに設計で利点の多い、MCPとアノード間の条件を想定して、MCP出力チャージのアノード上での大きさを求める。その条件とは、MCPとアノードの距離が0.5 mmから2.5 mm程度、その間の電圧100 V程度（small gap with small potential）である。マルチアノードの最適化のため、これを実験的に求め、さらにそれをモデルで説明することで、より多くの場合について結果を応用できるようにする。

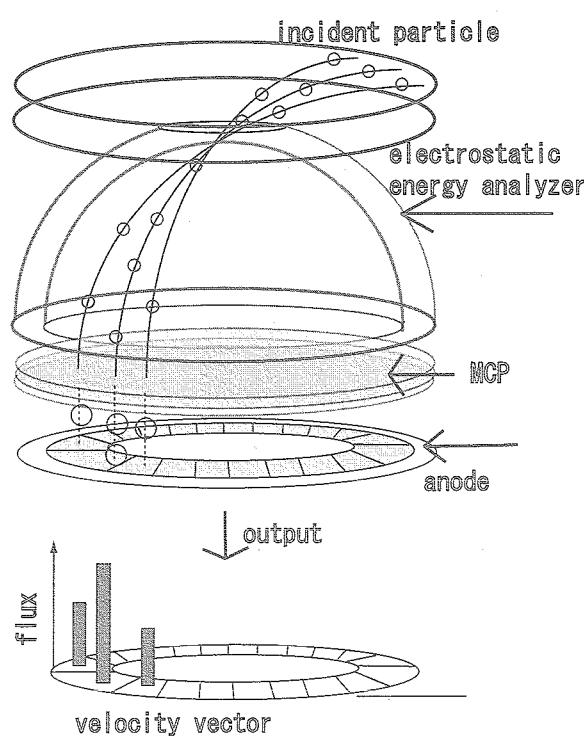


図1.1 低エネルギー荷電粒子観測器の概要,トップハット型であり 360° の視野がある。

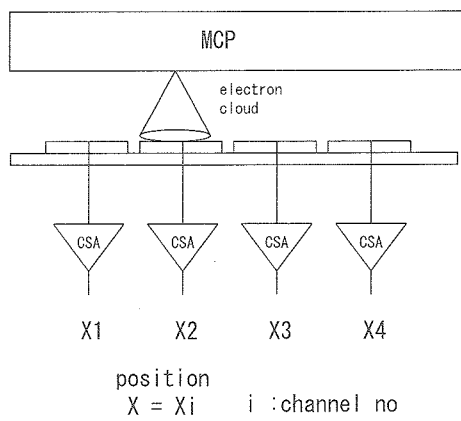


図1.2 MCPマルチアノードとチャージクラウド

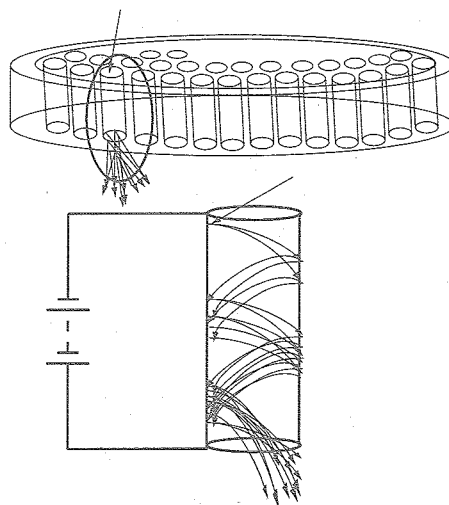


図1.3 MCPの構造と電荷増幅原理

1.3. 本論文の構成

2章では、実験によるクラウドサイズの測定方法と結果を示す。ここでは、チャージクラウドのアノード上での空間分布はガウス分布を仮定した。3章では、MCP出力チャージの広がりモデルにする。パルス電流の空間的広がりを計算して電荷密度分布を得る。それを、本実験結果と比較、考察を行う。4章では、このサイズを簡単に推定できるように、実験、モデル計算結果の近似式を導く。これにより、過去の研究と比べると大きく矛盾しないことを示す。5章では、モデル計算のパラメータ特性を議論する。計算には、多くのパラメータを仮定する必要があるが、その不確定性は大きい。しかし、実際計算してみると、結果に大きく影響を与えるパラメータとそうでないパラメータがあることを示す。6章では、モデルから計算される電荷密度分布について議論する。本実験では、電荷密度分布を求めることができないためEdgar [11] の結果と比較をした。7章は、結論として全体をまとめを示した。

2. クラウドサイズの測定

測定方法は、Edgar [11] の方法では、チャージクラウドをアノード上に広げる必要性から、大きなクラウドサイズである必要があり、本目的には、適用できない。一方、Tremson [16] による方法は、燐発光体を発光させるために、高い電圧をかける必要性があり、それに応じて距離もあける必要がある。よって、やはり本目的に適用できないため、新たに測定方法を開発した。アノード上でのチャージクラウドの大きさに寄与する、と予想できるパラメータである、MCP印加電圧（出力電荷量）、MCPからアノードへの電圧を変化させ、それぞれのサイズを測定する。もちろん、チャージクラウドのサイズは、MCPからアノードまでの距離にもよると予想されるが、実験で変化をつけるのは難しく、2.5 mmと固定した。

2.1. 半径の測定方法

2.1.1. 測定原理：波高比分布（ ϕ histogram）の利用

MCPへ、イオンビームを当て、生成されるMCP出力チャージクラウドを測定する。イオンビームは、スリット（ピンホール）を通して、1点に当てる。しかし、これをそのまま、位置検出アノードなどを用いて測定しようとしても、その大きさは、スリットの大きさと、さらには、位置検出の分解能の限界に阻まれてしまう。そこで、これを2枚のパッドに落とし、そこへ落ちる電荷量を測定する。このとき、クラウドのサイズとスリットの大きさが、同程度になるようにする。そうすると、この2つの値によって、2つのパッドへの分割のされ方が決まる。それを模式的に表したのが図2.1である。図2.1 (a) は、クラウドの電荷量を分割する2つの隣接する個別のアノードとイオンビームのスリットのフットプリントの位置を示したものである。2つのアノードの中央へ、スリットを位置させる。イオンビームは、一様にあたるのでMCP出力側では、チャージクラウドの中心は、このスリットの大きさの範囲に分散する。図2.1 (a) のチャージクラウドは、スリットの端から入ったイオンビームがつくるチャージクラウドである。大きい青い円がそれであり、その中心の点がイオンビームが入ってきたところを表す。このときアノードBは、多くのチャージを受けるが、アノードAは小さくなる。このときの電荷量の相関を、模式的に示したのが、図2.1 (b) の黒い点であり、このときの電荷量を Q_A と Q_B とした。イオンビームが、ちょうどスリットの中央に入ったならば、 $Q_A=Q_B$ になる。この比のarctangentを ϕ と定義すれば、 45° の位置に来る、電荷量が広い広がりを持っているのは、MCPの電荷増幅原理の統計的揺らぎによる。もし、スリットが、クラウドサイズに比べて、十分小さければ、この相関図は、 45° の直線になる。測定では、いまのようにスリットが有限の大きさを持つようにして、相関図の ϕ が幅を持つようにする。それを定量的にみるため、 ϕ について、統計をとったものが、図2.1 (c) の ϕ ヒストグラムである。

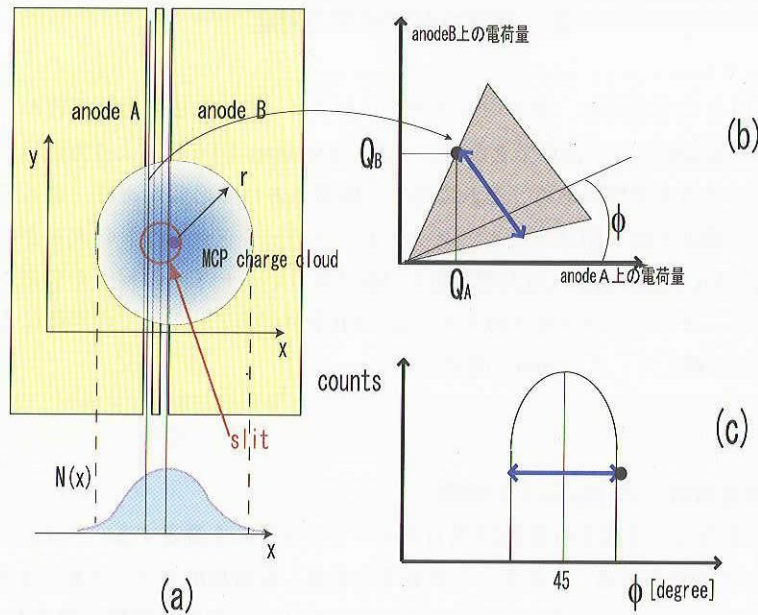


図2.1 測定原理の模式図，(a) スリットがアノードとアノードの中心にある．赤い円の中の1点はちょうど端から入射したイオンビームによるチャージクラウドの中心を表す．このときの波高は相關図 (b) で記した点になる．(b) で定義した ϕ について分布を取ったものが (c) の ϕ ヒストグラムである．

ヒストグラムは，チャージクラウドの大きさとその中心位置の関数で表される．以下に，その関係をしめす． ϕ は電荷量の比であり，それぞれのアノードに落ちたチャージ量である．

$$\begin{aligned}\phi &= \arctan\left(\frac{phB}{phA}\right) \\ &= \arctan\left(\frac{\int_{anodeB} N(x-c)dx}{\int_{anodeA} N(x-c)dx}\right) \\ &= \phi\end{aligned}\tag{2.1}$$

面積分の代わりに図2.1 (a) の x 軸方向に積分し，電荷密度分布を y 方向に積分したものをを用いた．cは，チャージクラウドの中心位置であり，N(x) は，チャージクラウドの電荷密度分布 n(r) を y 方向に積分した値である．

$$N(x) = \int n(r)dy\tag{2.2}$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}\tag{2.3}$$

ϕ (c, N) は，チャージクラウドの空間的な広がりNとその中心位置Cの関数である．Cは，スリットの大きさの範囲を一様にとる．スリットの大きさがわかれば，この ϕ の測定から，チャージクラウドのサイズを求めることができる．そのために電荷密度分布Nを仮定する必要がある．簡単のため，これをガウス分布にとり，典型的なサイズ，また半径rは，その標準偏差とする．

実際に，slitの直径を0.3 mmの円として，N(x) をガウス分布として，計算したものが図2.2である．この半径の導出方法は，測定できる半径rの大きさに制限があり注意する必要がある．原理的にスリットとチャージクラウドの比を利用しているので，スリットに対してrが十分大きいときは精度が悪い．図2.2の計算結果をみると，チャージクラウドの半径rは ϕ ヒストグラムのFWHMに，敏感に反映されることがわかる．rが大きければ，アノ

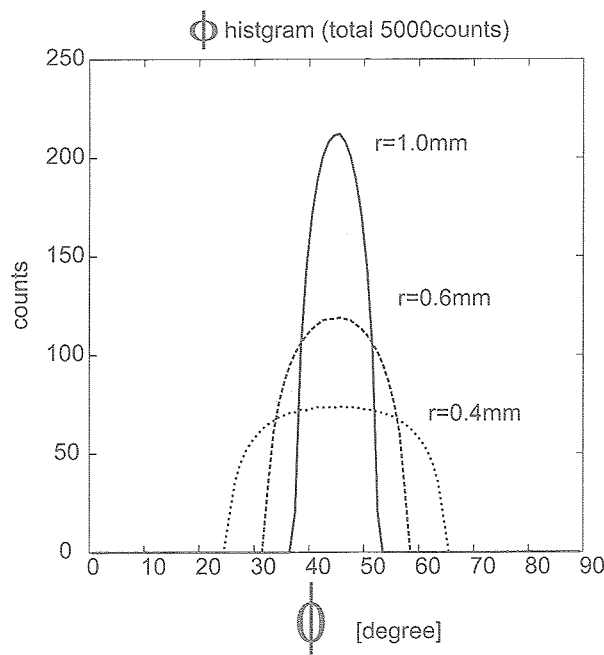


図2.2 ヒストグラム (計算値).

ードA, Bに分割されるチャージクラウドがより等しくなるセンスであり, FWHMが小さくなっていく. 実験結果から得た, ϕ ヒストグラムのFWHMから r を導出する. $r=1\text{ mm}$ では ϕ のFWHMが小さくなり, それ以上大きな r と区別がつかなくなる. よって, 本実験から導出できる r の上限はスリット直径3倍の 1 mm 程度であることがわかる. 下限はアノードとアノードの間隔の距離の半分であり, これは, $0.35/2\text{ mm}$ である.

実際に実験から求められた相関図を図2.3 (a) に示す. 縦軸, 横軸は波高, 色はカウントである. MCP出力チャージクラウドはアノードAとBに分割されるため, 図2.2の計算で予想される通り, その分割のされ方は幅を持つ. 半径と電荷量の関係を求めるため, 波高分布のピーク値 (Q_A+Q_B の和) の $\pm 20\%$ のデータのみを使い, ϕ ヒストグラム図2.3 (b) を導出した.

ここで, これを説明する ϕ ヒストグラムを, 計算値との比較することにより求める. 例が図2.4であり, 実験値は $r=0.57\text{ mm}$ の計算値と良く合う. 実験値の ϕ ヒストグラムは, 計算値のように滑らかではないので, そのFWHM (半値幅) の幅と位置で, 計算値との比較を行う. 図2.2の計算結果が示すように, FWHMがチャージクラウドの半径を反映するからである. 同時にFWHMの位置も使うのは, 実験値の ϕ ヒストグラムは 45° に対して厳密に左右対称にならないためである. これは, スリット位置が実際のアノード間中心よりも数 $10\mu\text{m}$ 程度ずれてしまうことに起因する.

今, 半径が $r=0.57\text{ mm}$ と導出されたとき, アノードAからスリットを $1r$, $2r$ 離れたときの波高分布をみてみると図2.5の様に変化し, アノードAに落ちる電荷量が確かに少なくなっていることがわかる.

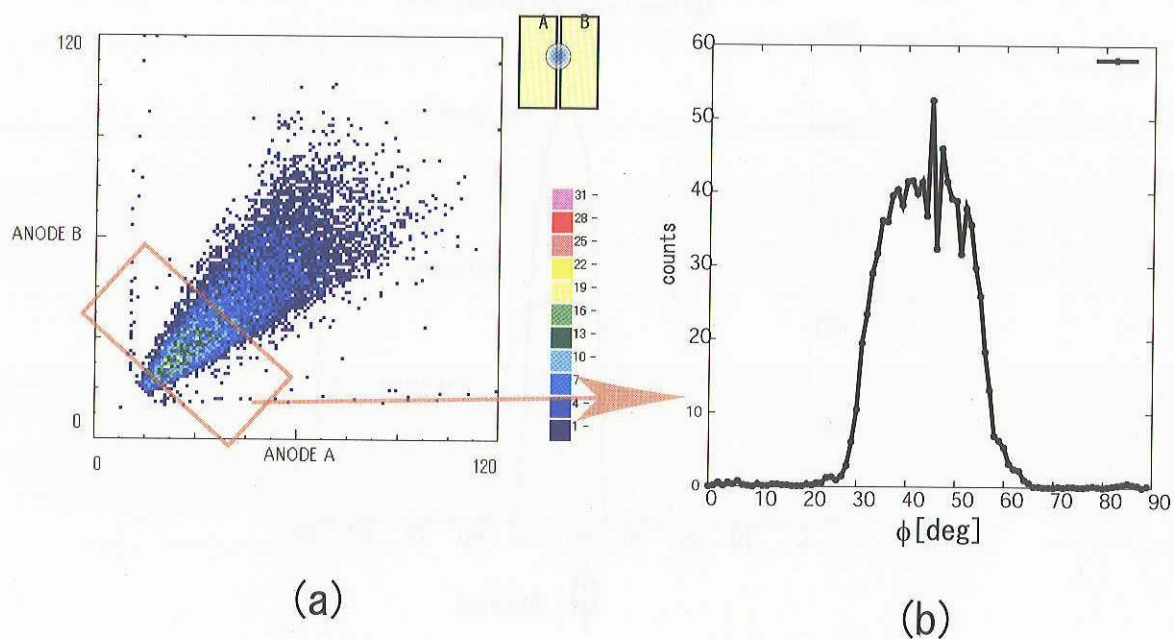


図2.3 (a) 相関図, (b) ϕ のヒストグラム, 特定の電荷量範囲を選択

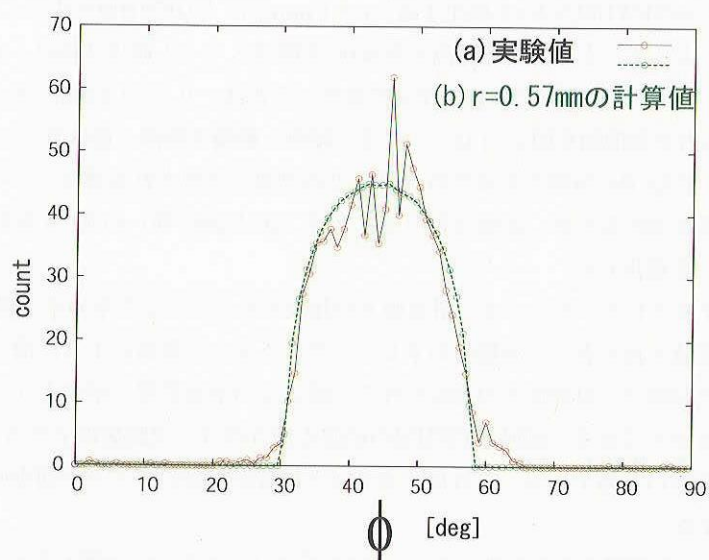


図2.4 (a) 実験から求めた ϕ のヒストグラム, (b) チャージクラウドの半径 $r = 0.57$ m のとき予想されるヒストグラム. 実験値と一致させるためにはスリットの位置もずれているとして計算値を求める必要がある. この場合は 0.01 mm ずれていると実験値とあう.

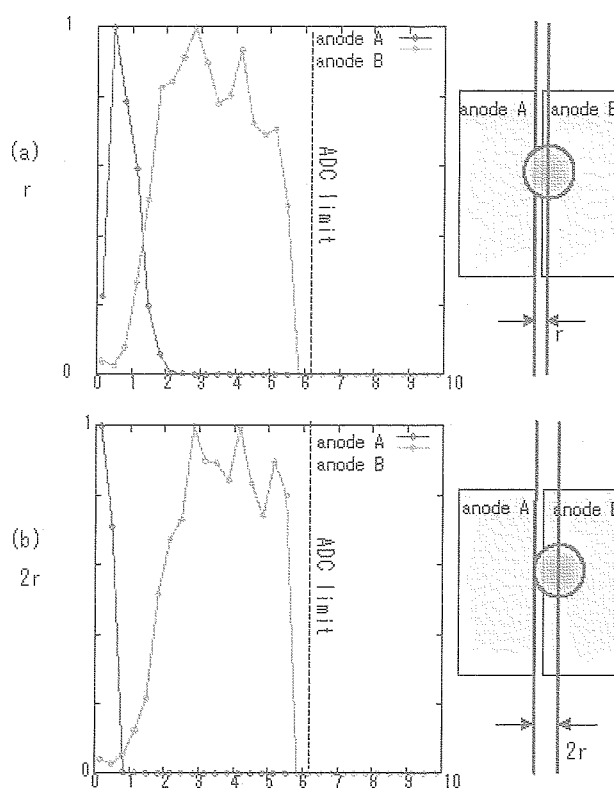


図2.5 アノードAからスリットを遠ざけたときのアノードA (赤), B (緑) の波高分布. (a), (b) はそれぞれ, アノードAからスリットをチャージクラウドの半径 r , $2r$ 離れたときである.

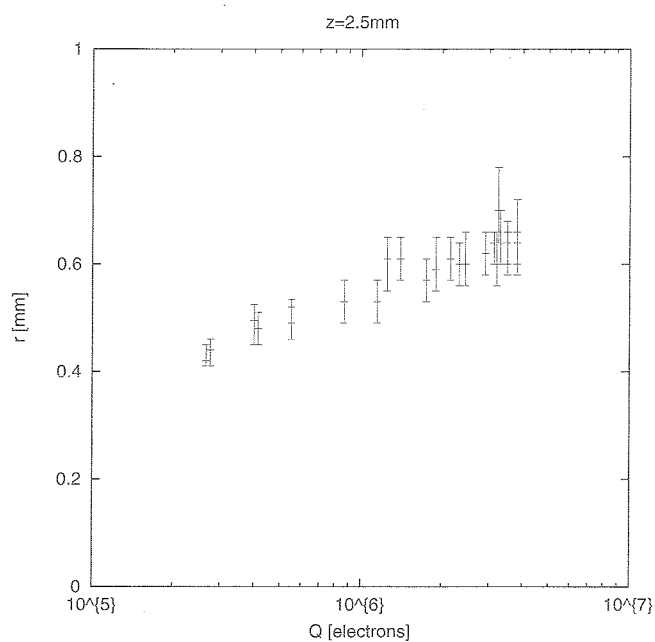


図2.6 MCP出力電荷量依存性. MCP印加電圧が異なるため電荷量が異なる.

表2.1 MCPチャージクラウド半径，実験結果（一部），2 段MCP，MCP－アノード距離 z ，電圧 V は（ z ， V ）
＝（2.5 mm，200 V）

MCP印加電圧[kV]	MCPチャージクラウド半径 [mm]	(誤差範囲[mm])
1.35	0.42	(0.41 ～ 0.45)
1.4	0.50	0.45 ～ 0.53
1.5	0.53	0.49 ～ 0.57
1.6	0.57	0.53 ～ 0.61
1.7	0.60	0.56 ～ 0.66
1.8	0.60	0.56 ～ 0.66
1.9	0.66	0.60 ～ 0.72

2.2. 結果

導出した半径の一部を表 2.1 にまとめた．誤差はFWHMの±1°とした．MCP印加電圧が高いと半径が大きくなる．電荷量に対して半径の相関を示したものが図 2.6 である．MCP出力電荷量が多いと半径が大きい傾向がある．アノード電圧 V の依存性は図 2.7 の様に，基本的に，アノード電圧を高くすると半径は単調減少する．これは，強い電場によりアノード上でのチャージクラウドが小さくなるためで，直感に一致する．

一部，アノード電圧 150 V～200 Vで単調に減少していないところ（図 2.7 (b)）がある．これはアノードからの 2 次電子放出が原因だと考えられる．Lapington [1997] によれば，アノードの導体部分が銅の場合，アノードをたたく電子のエネルギーが 200 eV で 2 次電子放出係数が最大になる．放出された電子はまたアノード電圧によりアノードへ引き戻されるが，そのとき空間的に広がることでチャージクラウドが広がる．

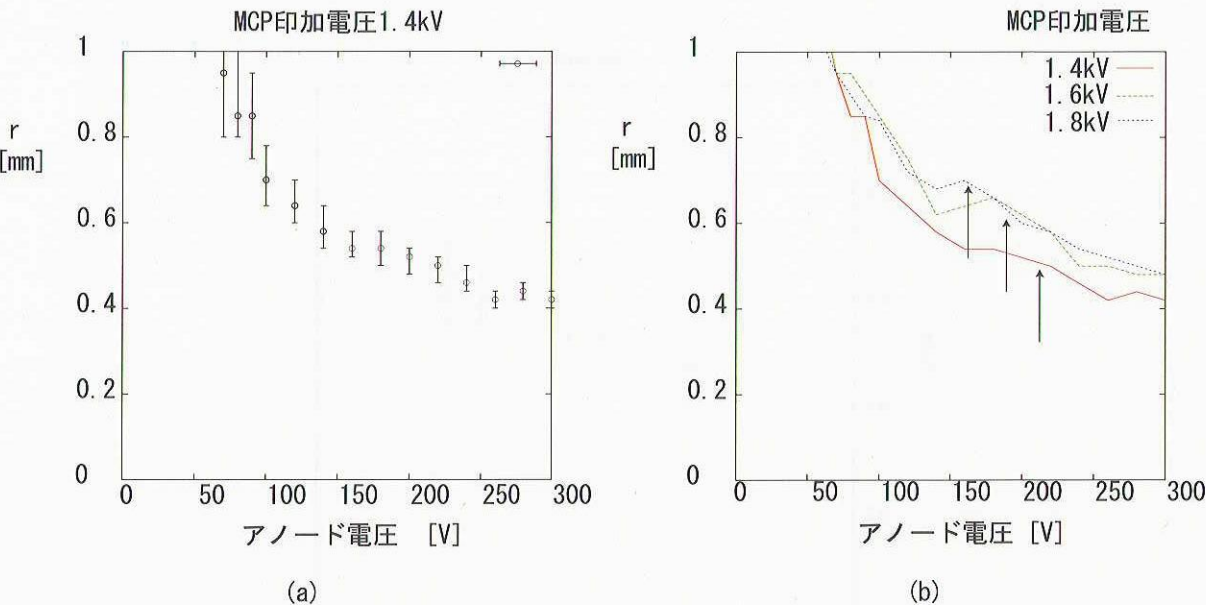


図2.7 アノード電圧依存性．(a) はMCP印加電圧が 1.4 kVのときの半径と誤差，(b) は印加電圧が 1.4 kV（赤），1.6 kV（緑），1.8 kV（青），アノードからの 2 次電子放出により，半径が大きくなると考えているところを矢印で示した．

3. モデル

前章では、実験で、MCPの出力チャージクラウドの大きさを測定した。チャージクラウドはアノード電圧、出力電荷量に依存することがわかった。これを説明するモデルを求めもっと一般の場合、特に、アノード距離を変えたときに対してもその大きさを求めたい。

3.1. 広がりを決める物理量

3.1.1. 広がる過程

MCP出力チャージクラウドが空間的な広がりをもつ原因は図3.1にあるように大別すると以下の二つである。

1. MCP出力時の広がり
2. MCPからアノード落下時の広がり

MCP出力時の広がり

MCP出力チャージはMCPから出るときすでにMCPのチャンネル径とそのチャンネル数で決まる有限の大きさを持つ(図3.1の初期半径)。2段MCPではMCP内でも広がりを持ち、1段目から2段目で数チャンネルに広がる。3段MCPでも同様である。

MCPのチャンネル配置は、図3.2にあるような1つのチャンネルを6つのチャンネルが囲む最密充填構造をしている。Wiza [1997]によると2段MCPでは平均6.5チャンネルに広がっていると報告されている。これは1段目から2段目にいくとき1つ外側のチャンネルに広がった程度である。ここでは2段MCPでは7チャンネル、初期半径 $44\ \mu\text{m}$ と考える。

MCPからアノード落下時の広がり

MCPとアノードの間は2.5mmの空間がある。それを決めるのは射出時の速度(初期速度)と空間電荷効果である。これらの効果でどう広がるかを次に考える。

図3.1(b)はMCP出力側の図で射出された電子をあらわした。この速度(初期エネルギー)と初期角度と初期半径の初期状態を仮定することでその後の広がり計算を行う。

3.1.2. 電子流の広がり方・MCPからアノード落下時の広がり

MCPを初期半径 r_0 で射出された電子流がどのように広がるかを考える。

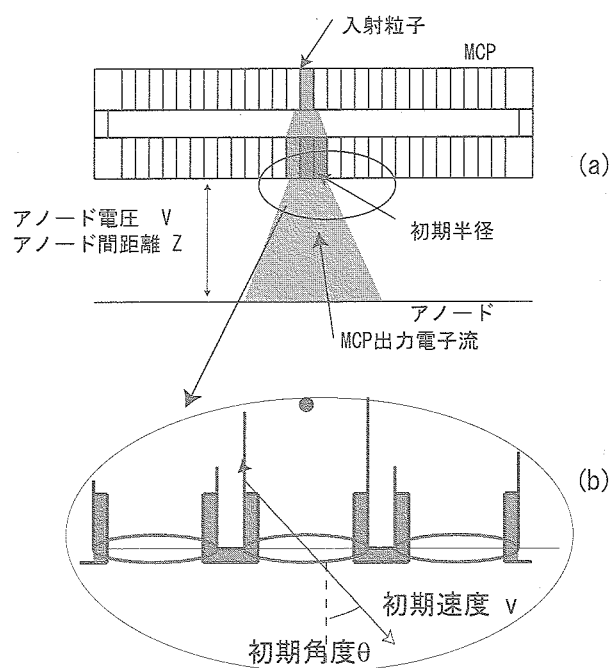


図3.1 広がる過程, (a) 2段MCPでの広がり方 (b) MCP出力側の構造

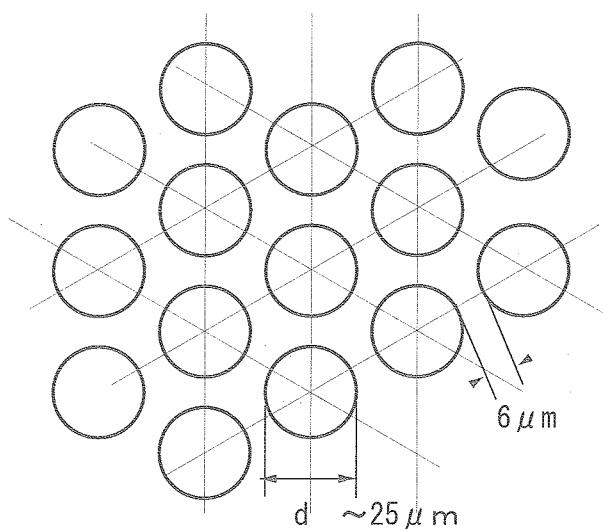


図3.2 MCPチャンネル配置

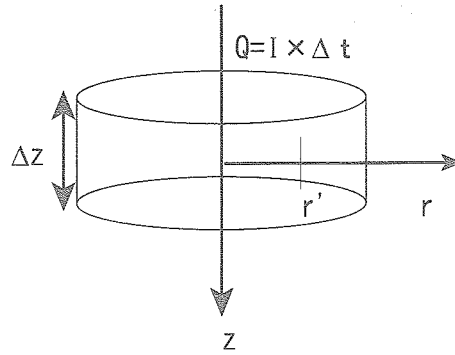


図3.3 電子流：座標，アノードへの落下方向z，広がる方向r

電荷Qが Δt 時間の幅を持ち，MCP出力側から射出したとする．このとき電荷Qは，半径 r_0 ，高さ Δz の円柱に，r方向，落下方向（z方向）に一様に分布すると仮定する（図3.3参照）．（このz方向の仮定は後で見直す，後に Δz ，電荷Q， Δt を微分量として扱うが，以下の議論は変わらない）

このとき，この円柱内の電子の運動を考える．中心から r' にある電子のr方向の運動方程式は

$$m \frac{d^2 r'}{dt^2} = e E_{space} \quad (3.1)$$

電場EはMaxwellの方程式より

$$\text{div} E_{space} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (3.2)$$

z方向の電場は無視できる（仮定）としたとき，（3.2）を両辺体積積分する．

$$\int \text{div} E_{space} dV = \int \frac{\rho}{\epsilon_0} dV \quad (3.3)$$

$$\Delta z \times 2\pi r' E_{space} = \frac{Q r'^2}{\epsilon_0 r^2} \quad (3.4)$$

電荷量Qは電流Iと Δz と速度 \dot{z} で表すことができ，それを式（3.4）に代入し Δz を消去でき，電場 $E_{space}(r')$ の式を得る．

$$Q = I \times \Delta t = I \frac{\Delta z}{\dot{z}} \quad (3.5)$$

$$E_{space}(r') = \frac{I r'}{2\pi \epsilon_0 r^2 \dot{z}} \quad (3.6)$$

加速度は式（3.1）より，

$$\frac{d^2 r'}{dt^2} = \frac{e}{m} \frac{I r'}{2\pi \epsilon_0 r^2 \dot{z}} \quad (3.7)$$

となり加速度は一番外側， $r'=r$ で一番大きく結局，電流Iによりチャージが広がる加速度は以下のとおりになる．

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{e}{m} \frac{I}{2\pi \epsilon_0 r \dot{z}} \quad (3.8)$$

アノード電圧を考慮すると、 z 方向には電場により加速度運動をしている。

$$z = \frac{e}{m} \frac{E}{2} t^2 + \dot{z}_0 t \quad (3.9)$$

ここで E はアノード電圧 V と距離 z により $E=V/z$ である。よってある時間 t での r は

$$\begin{aligned} r &= r_0 + \dot{r}_0 t + \int \dot{r} dt \\ &= r_0 + \dot{r}_0 t + \int \int_0^t dt^2 \frac{d^2 r}{dt^2}(r(\hat{t}), \dot{z}(\hat{t})) \end{aligned} \quad (3.10)$$

初期速度、 \dot{r}_0 、 \dot{z}_0 は MCP を出たときの電子のエネルギー U と射出角度 θ で決まる。

$$\dot{r}_0 = \sin \theta \sqrt{\frac{2eU}{m}} \quad (3.11)$$

$$\dot{z}_0 = \cos \theta \sqrt{\frac{2eU}{m}} \quad (3.12)$$

式 (3.8) と (3.9) を書き直すと

$$z = \frac{e}{m} \frac{E}{2} t^2 + \dot{z}_0 t \quad (3.13)$$

$$r = r(I, r_0, U, \theta, z, V) \quad (3.14)$$

式 (3.13) と (3.14) をコンピュータで時間積分を行い半径 r を得ることができる。2 式より、電子流（またはチャージクラウド）の半径 r は 6 変数の関数であることがわかる。

$$r = r(I, r_0, U, \theta, z, V) \quad (3.15)$$

以上の計算で、 z 方向の電場は無視できると仮定している。MCP から電子雲が出力されるまで、 r 方向はチャンネル径で制限される空間に、閉じ込められている。一方で、 z 方向は、その制限はないので強い電場はできないと考えた。MCP 出力電子流を考えると、初期半径 r_0 、初期エネルギー U 、射出角度 θ は未知数であるが、経験的に予想できる範囲の値をとる。 $r(I, r_0, U, \theta, z, V)$ のパラメータ依存性を調べると、都合の良いことに、計算される半径 r はこの 3 変数に強く依存しない [5 章を参照]。

3.2. モデル・仮定

MCP からアノードへ落下する時の広がり方を計算する。考えるのは落下時間の式 (3.13) と空間電荷効果の式 (3.14) である。これは、円柱内に一様に電荷分布しているときを表していた。ここではこの円柱を微分円柱要素（式 (3.5) の Δz および Δt が微分量）として、MCP 出力チャージパルスはこの足し合わせとして扱った。

計算にあたり以下を仮定する。

1. MCP 出力時の電荷密度分布は、初期半径 r_0 で r 方向に一様に分布する。
2. 広がり方は、外縁の電子で決定される（式 (3.14)）。
3. MCP 出力電流（出力電荷）の時間プロファイルは、ガウス分布とする。

$$I(s) = I_0 e^{\frac{-s^2}{2\sigma^2}} \quad (3.16)$$

これはMCP出力パルス波形を表す。sは時間であり、ある時間のスナップショットをとると図3.4のように電荷密度が空間的にz方向にガウス分布しているのと同値である。

4. MCP射出時の電子は、以下のようなエネルギーと角度の分散を持つとする。

$$f(U, \theta) = f(U)f(\theta) \quad (3.17)$$

$$f(U) = \frac{1}{U_i^2} U \times e^{\frac{-U}{U_i}} \quad (3.18)$$

$$f(\theta) = \frac{\pi}{2\theta_{max}} \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{\theta}{\theta_{max}}\right) \quad (3.19)$$

分散は、中心エネルギー U_c と最大角度 θ_{max} で特徴づけられる。

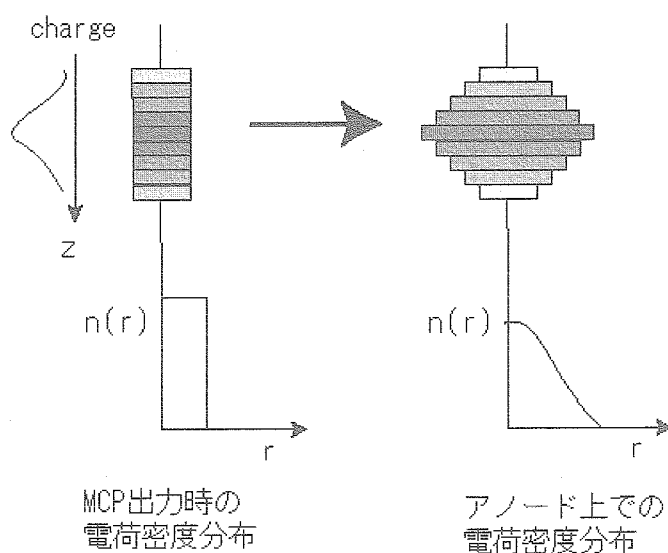


図3.4 時間プロファイルを持つ電流の効果、左図はMCP射出時の電荷密度分布で一様である。右図はアノード上では電荷密度分布は分布

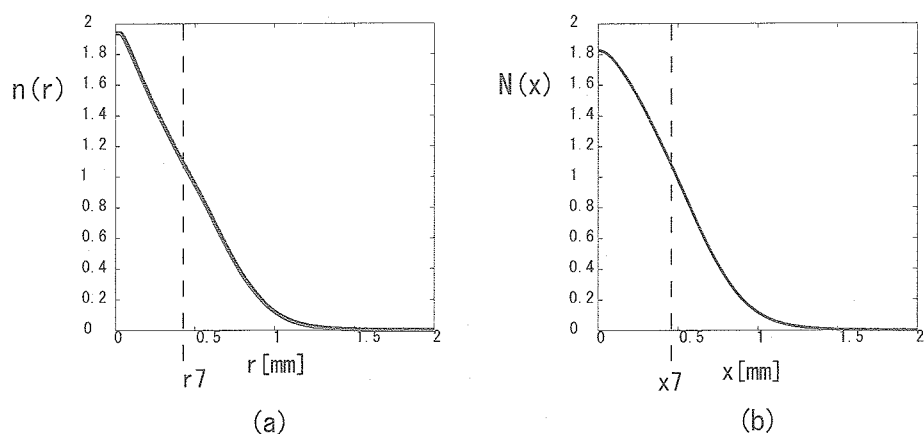


図3.5 チャージクラウドの電荷密度分布（モデル計算）、(a) r方向電荷密度分布 $n(r)$ 、(b) $n(r)$ のy方向の積分値 $N(x)$

表3.1 モデル計算 図3.5 に使用した初期パラメータ

Q	δt	U_i	θ_{max}	r_0
$8 \cdot 10^5$	0.05 [ns]	10 [eV]	30°	44 [μm]

式 (3.14) は、外縁にある電子が受ける加速度であった。この式は、電流値に対して決定され、式 (3.4), (3.5) の Δz (または Δt) が微分値でも成り立つ。

$s \sim s + \Delta t$ のときの電流値 $I(s) = I_s$ に対して、アノード上での広がり $r(I_s, r_0, U, \theta, z, V) = r_s$ が求まる。これを各エネルギー、角度に対して求め、それぞれの重みをかけることで、電荷密度分布を求めることができる。電荷密度分布 $n(r)$ は、以下のように計算した。

$$r_s = r_s(I_s, U, \theta, z, V) \quad (3.20)$$

$$n(r) = \sum_s \frac{I_s \Delta t}{r_s^2} \times f(U, \theta) \times g(r, r_s) \quad (3.21)$$

$$g(r, r_i) = \begin{cases} 0 & r \geq r_i \\ 1 & r \leq r_i \end{cases} \quad (3.22)$$

図 3.4 の左は、MCP射出時の電荷密度分布であり、その r 方向の分布は一樣と仮定する。アノード上では、空間電荷効果により、電荷密度が高いところ(電流の時間プロファイルにおいて、電流が大きいところ) がより広がることで、電荷密度分布は広がった形をとる [6 章]。

3.3. 計算結果

3.3.1. 電荷密度分布

このモデルを用いて、実際に得られる電荷密度分布の例を図 3.5 に示す。(a) が半径方向に対する電荷密度分布 $n(r)$ であり、(b) はそれを y 方向 ($r = \sqrt{x^2 + y^2}$ として) に対して積分した電荷密度分布 $N(x)$ である。

表3.2 初期パラメータ (パルス時間) の推定,他は表 3.1 と同じ。

	1.4 kV	1.6 kV	1.8 kV
δt	0.025 ns	0.075 ns	0.1 ns

このとき計算で使った初期パラメータは、表 3.1 のようになる。電荷量 Q 以外は、経験測から予想される範囲の値である。電荷量、アノード電圧、アノード距離は、実験値と一致するようにしてある。実験値とチャージクラウドの大きさを比較するために、電荷密度分布の中心 ($r=0$, または $x=0$) から全体の 70% が収まるところを r_7 と x_7 とした。これは、モデル計算結果の図 3.5 より、 $r_7 = 0.46 \text{ mm}$, $x_7 = 0.457 \text{ mm}$ であり、この 2 つはほぼ同じ値になる。電荷量や他のパラメータを動かしても、おおよそこの傾向は同じであり、 x_7 は r_7 よりおよそ 5~10% 程度小さい。よって、モデル計算によるチャージクラウドの大きさは、 r_7 に代表させることにする。MCP印加電圧 1.4 kV のとき、実験から求めたチャージクラウドの大きさは $0.45 \sim 0.53 \text{ mm}$ であり、 r_7 および x_7 はこの範囲にはいる。よって、表 3.1 の初期パラメータ (モデル) を用い、実験結果を説明できる。

これらの初期パラメータの設定に対する、計算結果の依存性を簡単に説明したい。パルス時間 δt は空間電荷効果の大きさを決定する。小さいほど電流が強くなり、空間電荷効果が大きくなるので半径を大きくする。角度分散は、特に電荷量が小さいときその依存性がよく表れる [5 章]。角度が大きいくほど、半径も大きくなる。また電荷密度分布の形にも影響を与える [6 章]。

結果にあたえる影響が一番小さいのは、初期半径 r_0 であり、 $44 \mu m$ (7 チャンネル分) より大きいとすると、

その次考えられる大きさは $66\text{ }\mu\text{m}$ (19チャンネル分) であるが、このとき得られる計算結果 r_7 は $44\text{ }\mu\text{m}$ に比べ 10%程度小さくなる程度である。初期半径が大きいと空間電荷効果が弱いのでアノード上での半径はちいさくなる。

これらのパラメータ依存性についての見解は 5 章、電荷密度分布の特性は 6 章へまとめた。

3.4. 実験結果との比較

電荷量依存性

MCP出力電荷量 Q に対する依存性を考える。実験で電荷量が違うことは、MCP印加電圧が違うことを意味する。MCP印加電圧が1.4 kVのときのチャージクラウドの大きさを説明する初期パラメーターは、表 3.1 であった。この初期パラメーターを用いチャージクラウド半径を電荷量に対して表したものが図 3.6 の $\delta t=0.025\text{ ns}$ の線である。すべての印加電圧の半径を説明できないことがわかる。例として、MCP印加電圧が1.6 kV、1.8 kVのときを黒丸で囲ってある、これを説明する初期パラメータは、 δt がそれぞれ、0.075 ns、01 nsとしたときである。印加電圧が大きく、電荷量が多いとき空間電荷効果で、電荷は落下方向に広がることで、 δt が長くなると考えられる。しかし、ここでの、 δt は、必ずしも実際のMCP出力電荷の時間プロファイルを正確に表しているわけではない。これについては、後の「空間電荷に対する考察」へまとめた。実験値と比較することで、モデル計算に必要な初期パラメータの範囲を表 3.2 のように得ることができた。次にこれを用い、アノード電圧の依存性をモデルで説明できるか検証する。

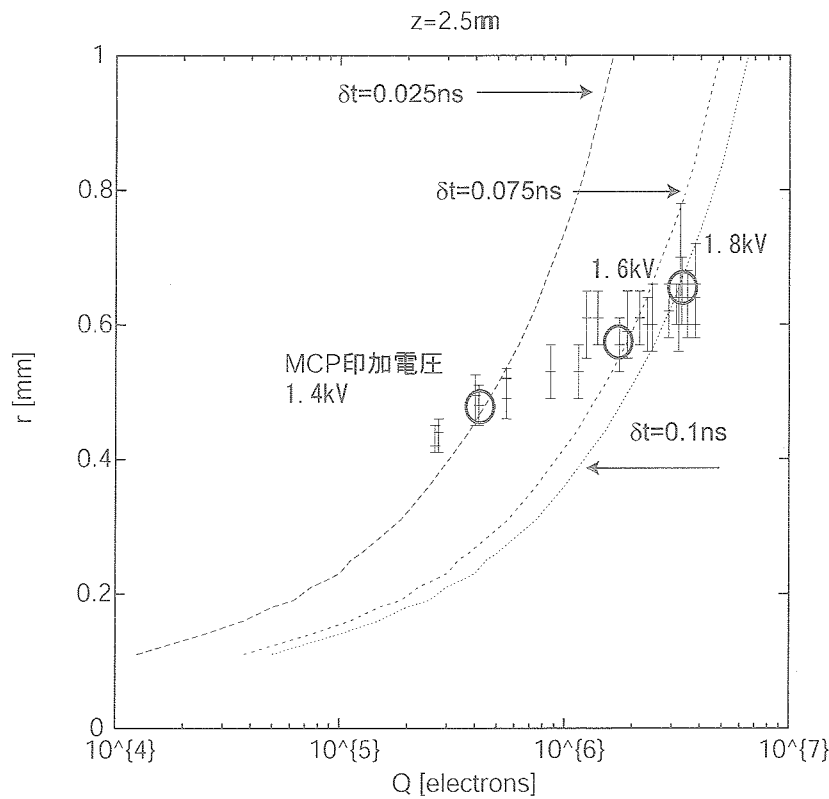


図3.6 電荷量とチャージクラウド半径。実験値（誤差つきの横線）とモデル計算（破線）の比較。黒丸で示したのは、MCP印加電圧がそれぞれ、1.4 kV、1.6 kV、1.8 kVのときである。パルス時間は、1.4 kVで0.025 ns、1.6 kVで、0.15 ns、1.8 kVでは0.2 nsでモデル計算と実験値が一致する。

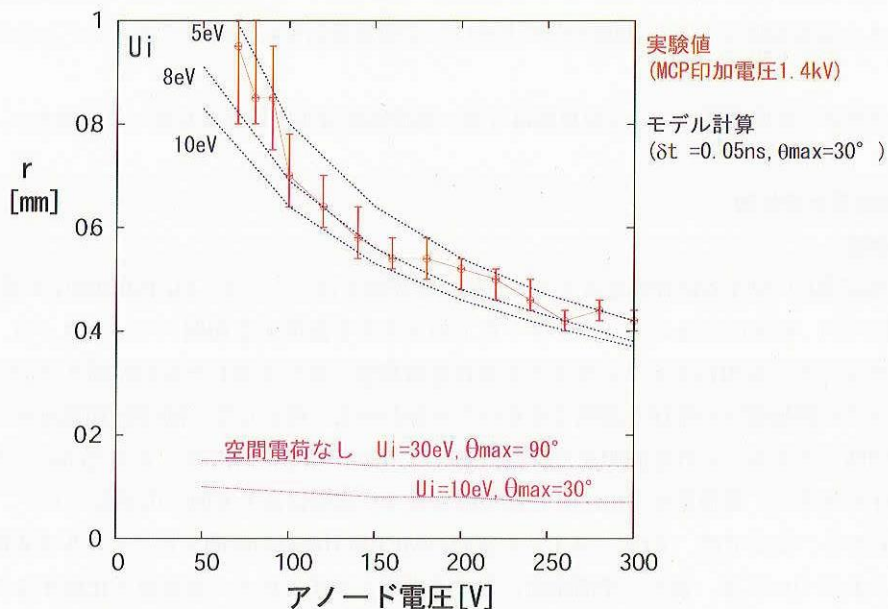


図3.7 アノード電圧と半径，チャージクラウドの大きさは，空間電荷効果を入れたモデル計算で説明される。

アノード電圧依存性

実験ではMCP印加電圧 1.4 kV, 1.6 kV, 1.8 kVの場合について，アノード電圧に対する依存性を調べた．初期パラメータは切りのいい値を使っているのので，実際は多少前後するかもしれないが，おおむね表 3.2 及び表 3.1 にまとめた通りである．

これらの値から，モデル計算をした．MCP印加電圧 1.4 kVのときの実験値とあわせて，図 3.7 へまとめた．初期エネルギー U_i を多少前後させると，実験値の誤差範囲で一致する．1.6 kV, 1.8 kVについても同様である．また図にあるように，空間電荷効果を入れないで計算すると，チャージクラウドの大きさを説明できない．空間電荷効果は，チャージクラウドを説明するに不可欠である．本モデルは，アノード電圧の依存性をよく再現できる．

3.5. まとめと考察

MCPからアノード落下時の広がりを経場中の電子流としたモデルをたて実験結果と比較した．その上では電流は時間プロファイルをガウス分布，初期電子のエネルギー角度を仮定した．またMCP射出時の電荷密度分布は半径方向に一樣と仮定したが，アノード上ではガウス分布に近い分布を示した．

始めに，電荷量と半径の相関をモデルと実験値で比べた．実際電荷量が違うときMCP印加電圧が異なり，パルス時間やエネルギー分布に影響をおよぼしていると予想される．実験値と比べることで，これを説明する初期パラメータが推定できる．こうして求めた初期パラメータにより，モデルは実験値から導出したアノード電圧依存性を良く説明する．

表3.3 モデルによる予測半径 [mm]

アノード電圧 [V]	$z = 1 \text{ mm}$	$z = 1.5 \text{ mm}$	$z = 2 \text{ mm}$
100	0.31	0.51	0.73
200	0.20	0.32	0.26

3.5.1. 空間電荷効果に対する考察

モデル計算では、チャージクラウドの大きさは電荷量の大小でかなりシビアな影響を出すと思われた[5章]。しかし実験値では、電荷量に対してチャージクラウドは、劇的に大きくなることはない。この差を作る原因は、モデルでは空間電荷効果は半径方向にだけ働くとしたことにある。実際の空間電荷効果は、アノードへの落下方向にも働いている。よってモデルでは、空間電荷効果が実際より大きく作用するとして計算している。この補正は電荷量を実際より少なくすることに相当する。これとパルス時間を長くすることは、ほぼ同値の作業である。表3.2にあるように実験結果を説明するパルス時間は、印加電圧に応じて、4倍にも変化している。しかし本当にMCP出力パルス時間がこれだけ変化しているわけではないと考えている。

3.5.2. 他のアノード距離における半径予測

本実験は、MCPとアノードの距離（アノード距離）は2.5 mmで行った。これを変えるのは、実験では困難である。仮に、変えることができて、そのときのチャージクラウドの大きさが0.15 mmから1 mmの間でないと本導出方法では、求められない。よって、これをモデルで計算することで、チャージクラウドのアノード距離依存性を補いたい。ここでは例として、印加電圧1.6 kVの場合を図3.8と表3.3に示した。計算には、表3.2の初期パラメータを用いている。図3.8を見ると、 z と V に関しては半径がごく単純な関係式で記述できることがわかる。チャージクラウドの大きさは、アノード間距離 z に比例し、電圧に反比例すると予測が立つ。

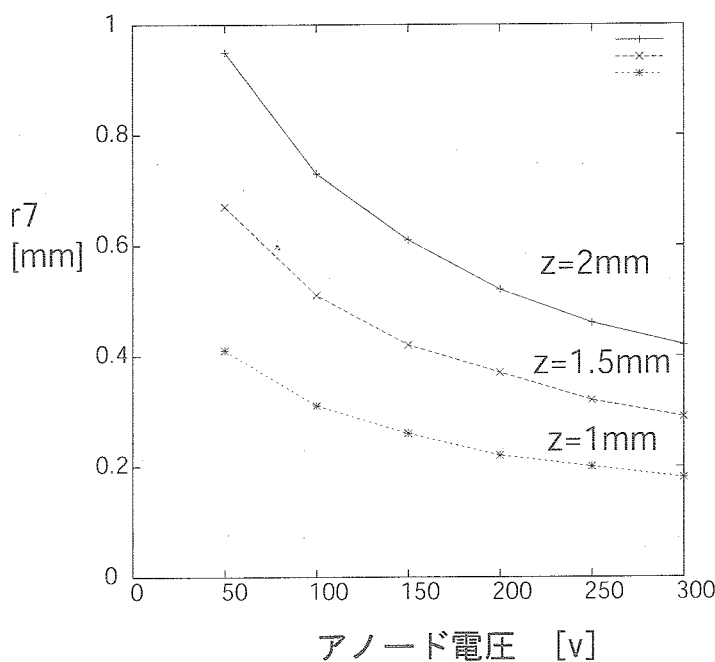


図3.8 MCP出力チャージクラウド・モデルの予測値、アノード距離 z が2 mm, 1.5 mm, 1 mmのときの半径 r_7 （70%の電荷があるところ）をアノード電圧が50～300 Vのとき。

4. クラウドサイズ：近似式

あるアノード距離と電圧条件 (z, V) でのチャージクラウドの半径がわかるとする。これは、モデル計算結果でも実験結果でもよい。このとき、 (z, V) を変えたときの半径は容易に推定可能である。

他のMCP-アノードの条件 (z, V) での半径 r を推定する近時式 $r(z, V)$ を考える。

$$r = r(z, V) \quad (4.1)$$

r は正確には時間積分の形、式 (3.10) で表せる。これへ式 (3.11), (3.12), (3.14) を代入する。

$$\begin{aligned} r &= r_0 + r_0 t + \int \dot{r}(t) dt \\ &= r_0 + \sin \theta \sqrt{\frac{2eU}{m}} t + \iint dt^2 \frac{eI}{m2\pi\epsilon_0 r(t) \left(\frac{eE}{m} t + \cos \theta z_0 \right)} \end{aligned} \quad (4.2)$$

簡単のため $\cos \theta z_0$ を無視する。このとき

$$t = \sqrt{\frac{2m}{eV}} z \quad (4.3)$$

と表せ、式 (4.2) へ代入すると

$$\begin{aligned} r &= r_0 + r_0 t + \int \dot{r}(t) dt \\ &= r_0 + \sin \theta \sqrt{\frac{2eU}{m}} \sqrt{\frac{2m}{eV}} z + \iint dt^2 \frac{eI}{m2\pi\epsilon_0 r(t) \left(\frac{e}{m} \sqrt{\frac{2m}{eV}} z \right)} \\ &= r_0 + 2 \sin \theta \sqrt{\frac{U}{V}} z + \frac{I}{2\pi\epsilon_0 V} \iint dt^2 \frac{1}{r(t)t} \end{aligned} \quad (4.4)$$

ここで以下の2つの極限について考える。

1. $r(t) \sim r_0$

これはチャージクラウドがまだ広がっていないとき、 z が小さいときに相当する。

2. $r(t) \sim \dot{r}_c t$

r が十分に大きくなり空間電荷の効果がなくなったときを表し、 z が大きい時に相当する。

1. $r(t) \sim r_0$ のとき

$$\begin{aligned} \iint dt^2 \frac{1}{r(t)t} &= \frac{1}{r_0} \iint dt^2 \frac{1}{t} \\ &= t(\log t - 1) \\ &\sim t \end{aligned} \quad (4.5)$$

これを式 (4.4) へ代入し

$$\begin{aligned}
 r &= r_0 + 2 \sin \theta \sqrt{\frac{U}{V}} z + \frac{I}{2\pi\epsilon_0} \frac{z}{V} \frac{t}{r_0} \\
 &= r_0 + 2 \sin \theta \sqrt{\frac{U}{V}} z + \frac{I}{2\pi\epsilon_0} \frac{z}{V} \frac{1}{r_0} \sqrt{\frac{2m}{eV}} z \\
 &= r_0 + 2 \sin \theta \sqrt{\frac{U}{V}} z + \frac{I}{2\pi\epsilon_0 r_0} \frac{z^2}{V^{\frac{3}{2}}}
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

2. $r(t) \sim \dot{r}_c t$ のとき

$$\begin{aligned}
 \iint dt^2 \frac{1}{\dot{r}_c t \times t} &= \frac{1}{\dot{r}_c} \iint dt^2 \frac{1}{t^2} \\
 &= \frac{1}{\dot{r}_c} \log t \\
 &\sim \frac{1}{\dot{r}_c} \times const
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

同様に式 (4.4) へ代入すれば次式を得る.

$$r = r_0 + 2 \sin \theta \sqrt{\frac{U}{V}} z + \frac{I}{2\pi\epsilon_0 \dot{r}_c} \frac{z}{V} \times const \tag{4.8}$$

まとめるとチャージクラウドの半径は以下の近似式であらわすことができることがわかる.

1. $r(t) \sim r_0$, z が小さいとき

$$r(z, V) = r_0 + \alpha \frac{z}{\sqrt{V}} + \beta \frac{z^2}{V^{\frac{3}{2}}} \tag{4.9}$$

2. $r(t) \sim \dot{r}_c t$, z が大きいとき

$$r(z, V) = r_0 + \alpha \frac{z}{\sqrt{V}} + \gamma \frac{z}{V} \tag{4.10}$$

ここで, r_0 は初期半径である. 係数 α は MCP 物理量, U と θ で決まる量である.

$$\alpha(U, \theta) = 2 \sin \theta \sqrt{U} \tag{4.11}$$

β , γ は空間電荷効果に関する項である.

$$\beta(I, r_0) = \frac{I}{2\pi\epsilon_0 r_0} \tag{4.12}$$

$$\gamma = \frac{I}{2\pi\epsilon_0 \dot{r}_c} \times const \tag{4.13}$$

表4.1 チャージクラウド半径の近似

		α	γ	C
(a) 1.4kV	α z=2.5mm	2.0 ± 0.2	8 ± 2	3.0 ± 0.1
(b) 1.4kV	z=1.5mm	1.1 ± 0.1	12 ± 10	2.7 ± 0.1
(c) 1.6kV	z=2.5mm	2.8 ± 0.2	3 ± 2	3.3 ± 0.1
(d) 1.6kV	z=1.5mm	2.8 ± 0.2	2 ± 1	3.4 ± 0.1

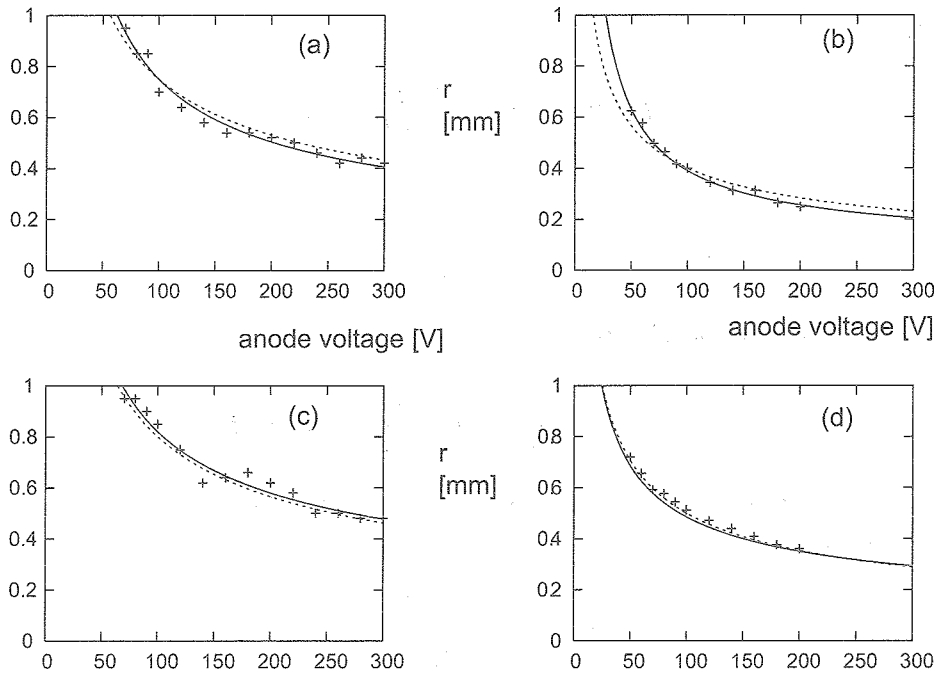


図4.1 実験値と近似式。クロスは、実験値であり、直線それをは、式 4.10 ヘフィッティング、破線は、式 4.14 にフィッティングしたものをあらわす。

チャージクラウドの半径 r はアノード距離に比例するという極めて直感に即した結果を得た。電圧についても同様といえる。ところで本アノードではアノード距離 1 mm 以上を想定するので 2 番目の近似があてはまるであろう。式 (4.10) の第 1 項は無視できる。 γ は 10 程度であり電圧 100 V 以上では第 3 項は無視できるだろう。実験値は、大雑把には、以下の式で表される。

$$r(z, V) = C \times \frac{z}{\sqrt{V}} \tag{4.14}$$

実験値から、近似式へフィッティングから得た値を表 tab:app へまとめた。図にしたものを、図 4.1 にあらわした。印加電圧 1.6 kV から得られた値は、 z が異なる 2 つの場合に一致し、この値から、 z と V が変化したときの半径 r を、精度良く求めることができることがわかる。

Tremsin [16] らは、4 段 MCP を用い、 $z = 5$ mm、 $V = 4500$ V のとき、クラウドサイズ約 0.3 mm という結果を得ている。これを、本近似式 4.14 へ当てはめると $r = 0.25$ mm を得て、MCP の違いや、測定方法の違いを考えれば大きく矛盾しない。

5. モデル：パラメータ依存性

前章では、クラウドのモデル計算に必要なパラメータを、仮定して、実験値が説明されることを示した。そのパラメータ設定の内、実際のその正確な値を得ることは、困難であるが、モデルの計算結果に大きく影響を与えないため、あまり神経質にならずにモデルの計算結果を適用することができた。本章では、パラメータがクラウドの大きさの計算結果に与える影響を調べたものである。計算には6つの変数があるが、その内4つは未知である。その4つとは、電流（電荷量はわかるが、そのパルス時間がわからない）、初期半径、初期エネルギー、初期角度である。この不確定性による計算結果の差が心配であったが、実際に計算をしてみると、電流に比べ、他の3つの依存性が小さいことがわかる。最もチャージクラウドの絶対値に貢献するパラメータは、本章の図3.8からわかるように、MCP出力側からアノードまでの距離と電圧である。

5.0.3. 計算に必要なパラメータ

広がり r は、

$$r = r(I, r_0, U, \theta, z, V)$$
 (5.1)

であった。本文では電流 I 、初期エネルギー U 、初期角度 θ は分布をもつことを仮定した。ここでは各パラメータの依存性をみるため分布（分散）を与えないで、各エネルギー、角度を持った電子がどう広がるかをみる。 $r(I(=Q/\Delta t), r_0, U, \theta, z, V)$ の計算に必要なパラメータは、表5.1にまとめられる。

表のチャージクラウドの初期パラメータの値は、これまでの過去の研究 [J.G.Timothy and R.L.Bybee, 1975] [15] [J.L.Wiza, 1979] [17] を参考にした。設定物理量は、設計、および使用の段階において変化させることのできる（自由度のある）パラメータである。アノード間距離 z は、MCPアノードアセンブリの設計時に決定する必要がある。アノード電圧 V と電荷量 Q は、アノード使用時に決定するパラメータであり、 z より自由度が高い。

MCPのパルス時間 Δt は、1 nsと仮定するが、計算は式（3.14）より $I=Q/\Delta t$ で決まるため、同じ電流値に対して同じ結果を得る。

表5.1 チャージクラウドの計算に必要なパラメータ。

設定物理量		
z	MCP－アノードの距離	設計、組み立て時に調整、決定
V	MCP－アノードの電圧	アノード使用時調整が容易
Q	MCP電荷量	MCPの印加電圧で決定される
チャージクラウドの初期パラメータ		
U	電子の初期エネルギー	10～30eV
r_0	MCP射出時のチャージクラウド半径	44 μm ～60 μm
θ	MCP射出時の角度分散	0° ～30°
Δt	パルス時間	$\geq 1ns$

空間電荷効果の効き方

空間電荷による斥力の計算例が図5.1である。MCPを出たときを $t=0$ とし、アノードへの落下時間 t とともに空間電荷効果も変化する。 r が広がると空間電荷の効果は急速に小さくなり、0へ収束する。モデル計算には含んでいないが、落下方向の速度も加速を受け、電荷を空間的に広げることにより、斥力を小さくするセンスである。

チャージクラウドは、MCPから射出される直後に強い斥力を受けて、広がる。広がることにより、急速に空間電荷効果は効かなくなり、後はその速度を保ちながらアノードへ落下するまで広がる。

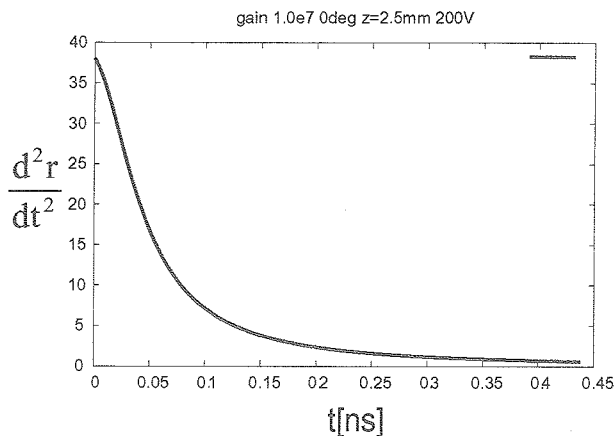


図5.1 空間電荷による斥力：時間 t はMCPを出てからアノードへ落ちるまでである。

電流 I

MCP射出角を 0° , 15° , 30° について求めたもので、電荷量 10^6 以下で半径は電荷量に依らない。電荷量が 10^6 以上から空間電荷の効果が効いてくる。電荷量に依らないということは、空間電荷効果は有効ではなく初期の電子の角度分散とエネルギーで決まる。空間電荷効果は、その式 (3.8) により電流 I で特徴付けられる。

$$r = r(I) = r\left(\frac{Q}{\Delta t}\right) \quad (5.2)$$

計算ではパルス時間を 1 ns としている。図 5.2 はパルス時間が 1 ns より小さいとグラフが左へ、長ければ右へずらしたことになる。

図 5.2 の結果から、空間電荷効果の有効な電荷量は 10^6 以上であり、 10^6 以下の電荷量では Q に依らない。これより、他の初期パラメータの依存性をみるため、空間電荷効果が有効に効く電荷量を 10^7 、効かない場合を 10^6 で代表させる。

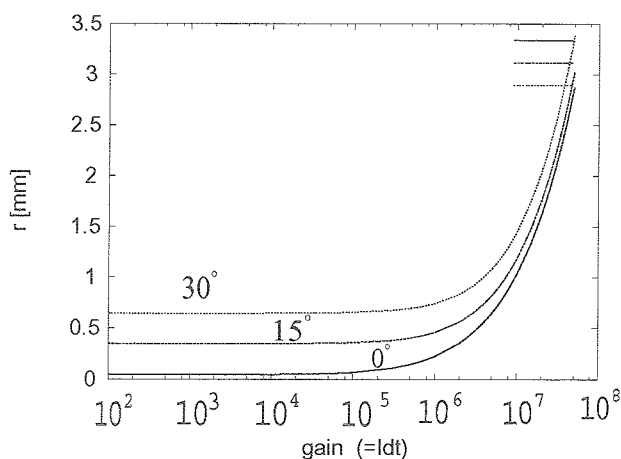


図5.2 チャージクラウドの半径と電流値との相関、横軸は電荷量であるが、パルス時間を一定としているので、これは電流値に比例する。電子の数が 10^6 から半径が大きくなり、空間電荷効果が有効に働いている。

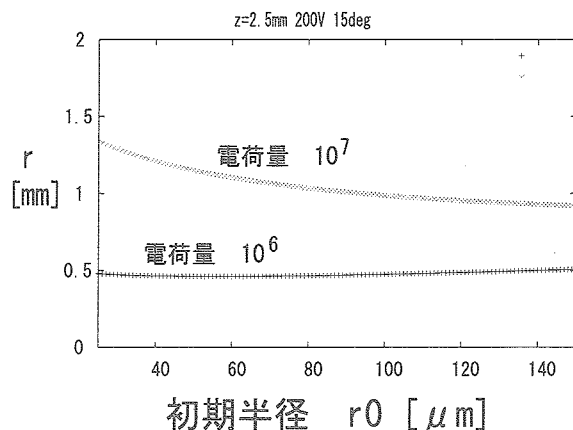


図5.3 初期半径 r_0 依存性. 半径の計算結果にほとんど影響しない.

初期半径 r_0

初期半径は $20 - 150 \mu m$ の範囲で同じ半径を得る. 初期半径が小さいほど電荷密度が高く空間電荷効果も強いはずである. しかしこの場合強い空間電荷効果により, 電荷は急速に広がり, 空間電荷効果も急速に弱まる. よって同じような半径を得ると考えられる. 空間電荷効果は負のフィードバックなので比較的一定値に収まる.

初期エネルギー U

図 5.4 より初期エネルギーに対しても $10 - 100 eV$ の範囲で同じ半径を得る. 初期エネルギーの依存性は初期半径 r_0 よりやや複雑である. 初期エネルギーが大きいとき角度分散によりチャージの広がる速度は速い. 一方でアノードへの落下速度も速く, 式 (3.14) より, 空間電荷効果は落下速度に反比例するため小さくなる. この2つの兼ね合いにより, 異なる U に対し, ほぼ一定の半径を得る.

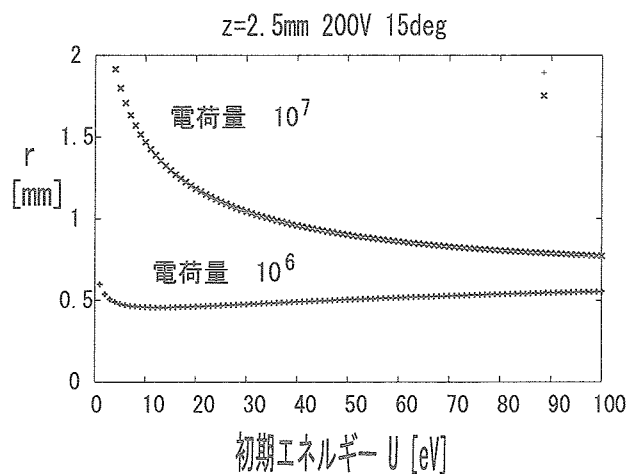


図5.4 初期エネルギーの依存性. 半径の計算結果にほとんど影響しない.

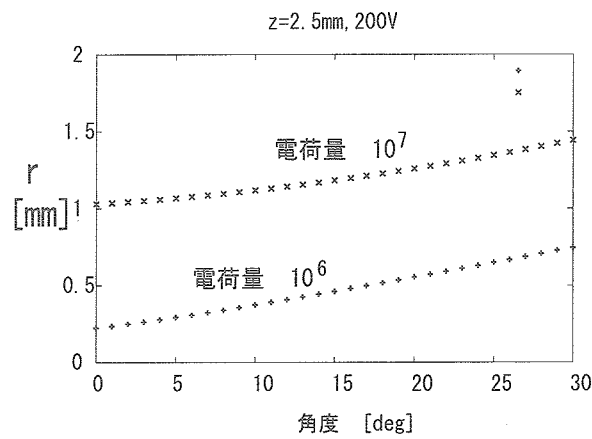


図5.4 初期角度 依存性. 半径の計算結果を左右するがその大きさは電荷量によらない.

初期角度 θ

図 5.5 より角度は $\sin \theta$ に比例する量で半径に影響する. その影響は, 半径の大きい電荷量の大きいときは, 相対的に小さく見える.

表5.2 チャージクラウドのパラメータ依存性

	電荷量(空間電荷効果)大	電荷量(空間電荷効果)小
初期半径	なし	なし
初期エネルギー	~10eVで大	なし
初期角度	小	大

これらチャージクラウドの初期パラメータと半径の影響を, 表 5.2 に定性的にまとめた.

6. 電荷密度分布

MCPのチャージクラウドのアノード上での電荷密度分布は、特にwedge & strip anode の位置検出に重要なことが指摘されている [Smith et al, 1989]. 電荷密度分布は、近似的にガウス分布であることが提案されている [C.Martine et al, 1989]. 一方で, Edgar et al [1989] による指数関数の和が妥当だという実験結果もある. MCP 個体差, 実験条件の差があり, 一般的, 統一的な見解は得られていない. 本モデル計算結果は, 電荷量よりガウス分布らしくも指数関数らしくもなることを示す. またEdgarの実験結果と比較を行った.

6.1. 電荷密度分布

電荷量に対する依存性とMCP射出角度の依存性を調べた. 空間電荷効果が小さい電荷量 10^6 と大きい 10^7 について電荷密度分布を求めた. そのとき, MCP射出時角度の依存性に注目した. 前節の計算結果, 図 5.5 からチャージ半径の角度の影響は特に電荷量 10^6 で大きいと予想されるからである. アノード距離は $z=2.5\text{ mm}$, 電圧は $V=200\text{ V}$ としたが得られる傾向はこれによらない. (z が小さすぎるとき (0.5 mm 以下) と V が小さすぎるとき (50 V 以下) はこの限りではない可能性がある.)

表6.1 チャージクラウドの初期パラメータの仮定.

δt	パルスの標準偏差	0.1ns
U_c	初期エネルギー	30eV
r_0	チャージクラウドの初期半径	$50\text{ }\mu\text{m}$

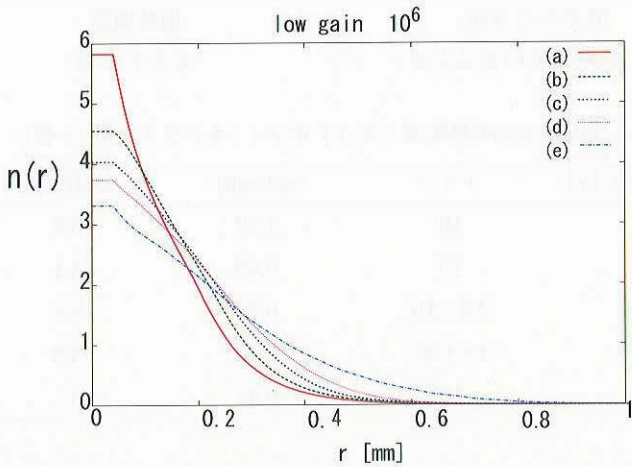


図6.1 電荷密度分布 (空間電荷効果：小), 電荷量は 10^6 , 初期角度 θ_{max} :
(a) 0° (b) 5° (c) 10° (d) 15° (e) 30°

空間電荷効果の小さい電荷量 10^6 では, top flatな形 (図 6.1) でガウス分布に近い, 特に初期角度の大きいときはより丸みを帯び, ガウス分布らしくなる.逆に電荷量 10^7 では図 6.2 にあるような, 広がった分布をするために指数関数的になることがわかる.

Edgar et alらによる実験結果が指数関数の和でかけるのは,電荷量 10^7 のときに対応しているといえる. 具体的にモデル結果とEdgar et alの結果を次に比較し, どれだけモデルと一致するかを示す.

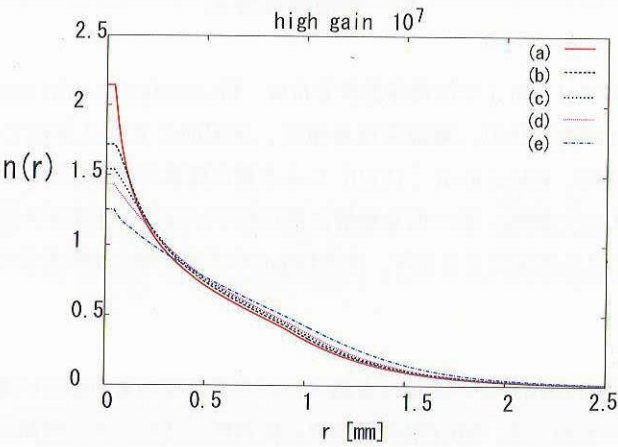


図6.2 電荷密度分布（空間電荷効果：大），電荷量は 10^7 ，初期角度 θ_{max} ：
(a) 0° (b) 5° (c) 10° (d) 15° (e) 30°

6.2. Edgar et alの結果との比較

Edgar et alは，split strip anodeというMCP出力チャージクラウドの電荷密度分布を求めることに特化したアノードを用いて，電荷密度分布の経験測を導いている．ガウス分布，指数関数，指数関数の和の3つを考え，その中

表6.2 電荷密度分布の形

電荷量 10^6 空間電荷効果：小	電荷量 10^7 空間電荷効果：大
準ガウス分布	指数関数
特に初期角度のあるとき	またその和

表6.3 Edgar et alの結果,式（6.1）のフィットパラメータ（一部）

MCP-anode 電圧[V]	ゲイン	r_{0c} [mm]	r_{0w} [mm]	a_c
50	10^7	1.32	3.8	0.59
200	10^7	0.69	3.1	0.75
200	2.9×10^7	0.78	3.4	0.78
200	4.6×10^7	0.72	3.5	0.78
800	10^7	0.42	3.1	0.85

$$N(r) = \frac{a_c}{2\pi r_{0c}^2} e^{-\frac{r}{r_{0c}}} + \frac{a_w}{2\pi r_{0w}^2} e^{-\frac{r}{r_{0w}}}$$

(6.1)

でも指数関数の和が一番合うという結果である．

この実験は，MCP－アノード間距離は 6.2 mm，電圧は 50 V から 800 V，MCP 電荷量は 10^7 ， 2.9×10^7 ， 4.6×10^7 の場合で行われた．

Edgar et al の実験と同じ条件， $z = 6.2$ mm， $V = 50, 100, 200, 400, 800$ V， $gain = 10^7, 3 \times 10^7, 5 \times 10^7$ で計算を行った．計算には，表 6.2 の初期パラメータを仮定した．これが Edgar の実験結果を説明するチャージクラウドの初期パラメータであるともいえる．初期半径，パルスの標準偏差は MCP が 3 段であることを考慮した．初期半径は本文で提案した $66 \mu m$ でも結果に影響しない．表 6.3 には，他の電荷量の時のフィッティング結果があるが，電荷密度分布の形と大きさは，ほとんど電荷量によっていないことがわかる．これは本文で

も述べたが、実際のMCPチャージでは、空間電荷効果がチャージの r 方向以外にも働くことで解釈できる。本実験結果と同じく、MCP出力チャージクラウドはモデルが予想するほど深刻な影響を電荷量の変化から受けず、比較的同じ大きさに収まると考えられる。図 6.3 は、それぞれMCPからアノードの電圧が 50 , 200 , 800 Vのときのモデルの計算値、とEdgar et alがsplit strip anodeを用いた実験から得た式 (6.1) で表される結果を表し、2つの傾向は良く一致する。

表6.4 Edgar et alの結果を説明するパラメータ		
Δt	パルスの標準偏差	0.25ns
U_c	初期エネルギー	30eV
θ_{max}	初期角度	5°
r_0	チャージクラウドの初期半径	100 μm

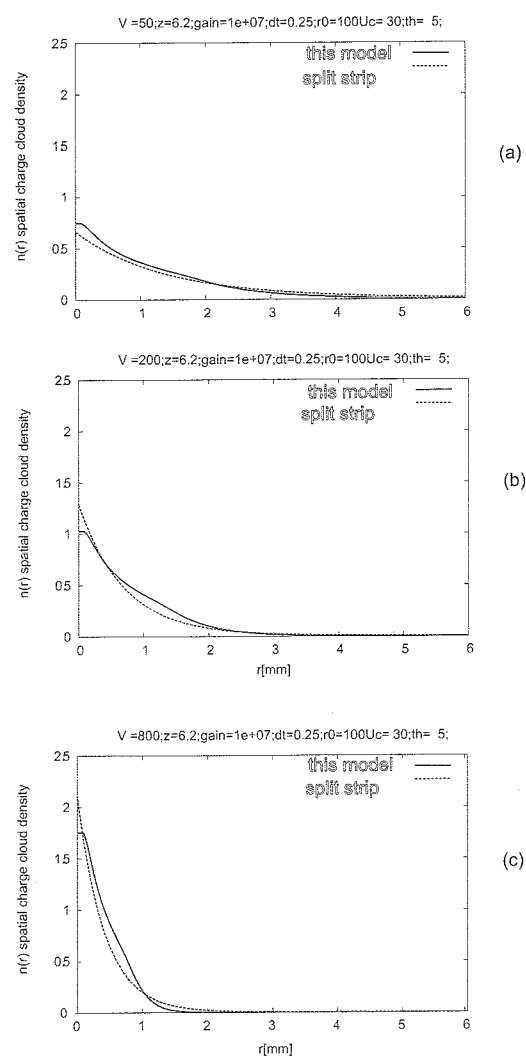


図6.3 Edgar et alの結果とモデル計算，電荷密度分布：アノード間電圧がそれぞれ (a) 50 V，(b) 200 V (c) 800 V，Edgar et alの結果とモデルはほぼ一致

7. 結論

磁気圏プラズマ観測において電子のダイナミクスを捉えられる時間分解能の達成には高い信号処理能力をもつ検出部が必要である。ASIC技術とMCPマルチアノードを組み合わせる新しいタイプの検出部は、高い時間分解能だけでなく、小型、軽量、低消費電力となる期待が持てる。MCP出力チャージの空間分布は、マルチアノードシステムを設計する際に、不可欠な情報である。MCP出力チャージクラウドの大きさを実験及び、理論的に調べた。MCP出力チャージは、MCPのチャンネル径で決まる有限の初期半径を持って出力される。そしてその電子雲は、角度分散とエネルギーを持っており、アノード上で初期の大きさ以上に広がる。それに加え、アノード落下時に空間電荷効果でも広がる。実験でその半径は、アノード距離2.5 mm, その間のアノード電圧200 Vのとき、およそ0.4～0.7 mmであった。実験結果は、上に挙げた効果を入れたモデル計算と一致する。また、実用上は、本研究で得られた近似式の利用も有用であると考えている。これを用い、求めた値は、過去のTremis [16] の結果とも矛盾しない。本モデルを用い、空間電荷分布を求めることができる。結果は、Edgar [11] の実験結果と良く一致する。モデルの示す傾向は、電荷密度分布は、電荷量により決まると予想できる。電荷量が多いときは、負の指数関数的、または線形の広がりになり、電荷量が小さいときは、よりガウス分布に近くなる。

参考文献

- [1] Mcp アセンブリ技術資料、浜松ホトニクス。
- [2] D.N. Baker, et al. neutral line model of substorms :past results and present view.*J.Geophys.Res.*, Vol. 101, No. A6, 1996.
- [3] C.W. Carlson and other. Electron and ion plasma experiment for fast. *Space Science Review*, Vol. 98, .
- [4] A.D Jonstone, et al. Peace:plasma electron and current experiment. *Space Science Review*, Vol. 79, , 1997.
- [5] M. Lampton, O.Siegmund, and R.Raffanti. Delay line anodes for microchannel-plate spectrometer. *Rev Sci Instrum*, Vol. 58, No. 12, 1987.
- [6] J.S Lapington. the effect of secondary electron emission on the operation of position sensitive anodes. *Nucl Instru Meth A*, Vol. 392, , 1997.
- [7] L.S. Lapington. *Nucl Instru Meth A*, Vol. 392, , 1997.
- [8] Lee.Richter and W.Ho. position-sensitive detector performance and relevance to time-resolved electron energy loss spectroscopy. *Rev.Sci.Instrum*, Vol. 57, No. 8, 1986.
- [9] C. Martin, P.Jelinsky, M.Lampton, R.F.Malina, and H.O.Anger. Wedge and strip anodes for centroid-finding position-sensitive photon and particle detectors. *Rev.Sci.Instrum*, Vol. 60, No. 12, 1989.
- [10] M.Lampton and C.W.Carlson. *Rev.Sci.Instrum*, Vol. 50, No. 9, 1979.
- [11] M.L.Edgar., Robert.Kessel, J.S.Lapington, and David.Walton. *Rev.Sci.Instrum*, Vol. 60, No. 12, 1989.
- [12] T Mukai, et al. the low energy particle(lep)experiment onboard the geotail satellite.*J.Geomag.Geolect*, Vol. 46, , 1994.
- [13] H. Rene, et al. first multispacecraft ion measurements in and near the earth' s magnetosphere with the identical cluster ion spectrometry(cis)experiment. *Ann.Geophysicae*, 2001.
- [14] Andy Smith, Robert.Kessel, J.S.Lapington, and David.M.Walton. modulation effects in wedge and strip anode.*Rev. Sci. Instrum*, Vol. 60, No. 11, 1989.
- [15] J.G Timothy and R.L.Bybee. One-dimensional photon-counting detector array for use at euv and soft x-ray wavelengths. *Applied Optics*, Vol. 14, No. 7, July1975.
- [16] A.S. Tremis and O.H.W. Siegmund. Spatial distribution of electron cloud footprints from microchannel plates:measurements and modeling. *Rev Sci Instrum*, Vol. 70, No. 8, 1999.

- [17] J.L. Wiza. Microchannel plate detector. *Nuc Instru Meth*, Vol. 162, , 1979.
- [18] J.L. Wiza, P.R.Henkel, and R.L.Roy. Improved microchannel plate performance with a resistive anode encoder. *Rev Sci Instru*, Vol. 48, , 1977.

宇宙航空研究開発機構研究開発報告 JAXA-RR-05-010

発行 平成 17 年 11 月 30 日
編集・発行 宇宙航空研究開発機構
〒182-8522 東京都調布市深大寺東町7-44-1
URL: <http://www.jaxa.jp/>
印刷・製本 (株) フジブランド

本書及び内容についてのお問い合わせは、下記にお願いいたします。

宇宙航空研究開発機構 情報システム部 研究開発情報センター
〒305-8505 茨城県つくば市千現2-1-1
TEL: 029-868-2079 FAX: 029-868-2956

© 2005 宇宙航空研究開発機構

※本書の一部または全部を無断複写、転載、電子媒体に加工すること禁じます。



宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency