山梨医大紀要　第5巻,62－73（1988）

イオンと固体相互作用における2次元スペクトルの解析

北原哲夫*、伊藤眞**、荻野晃也***、牛田恵美子*

重イオンと固体との相互作用において阻止能や荷電分布は重要な基礎物理量である。エネルギー損失や荷電状態の関連を調べるため、京都大学タンデム加速器におけるO(酸素)イオンビームをC(炭素)薄膜に入射した。散乱されたOイオンと反跳されたCイオンを各各2台の半導体位置敏感検出器(PSD)で検出した。エネルギー信号と位置信号について2パラメータ同時測定を行った。2次元スペクトルを解析することにより、投影スペクトルを得て、分布の最確値や半値幅を求めた。

キーワード：重イオン、弾性散乱、2次元スペクトル、投影図

1．はじめに

原子衝突や原子核衝突における諸現象、諸性質の基礎研究等における高速重イオンビーム利用は、宇宙科学、物性研究、核融合研究ばかりか、放射線治療・診断等の医学利用も含め、ますます関心を集めている。高速重イオンは固体との基本的相互作用によって、減速、散乱され、荷電変換等を生じる。これらの結果として定まる重イオンのエネルギー損失、散乱角、平均電荷等は、種種の分野において必要とされる不可欠な基礎データとなり、電離や励起とも密接に関連した基本物理量である。エネルギーがMeVの領域では、イオンの速度は原子に属する電子の速度と同程度であり、相互作用の確率の大きな領域であるため、単純にボルン近似で阻止能等を説明できない。特に固体との相互作用では、阻止能や固体内外での荷電分布等を正確に見積る有効な手段は目下なく、荷電変換に伴うエネルギー授受等の関連は、未だ十分に解明されていない。

最近、我々は特定研究「イオンビーム・固体相互作用」の分担研究として「多価重イオンの有効電荷と阻止能」のテーマで、高速イオンの固体通過後の電荷と散乱角の相関[1)-2)]ほか関連する領域[3)]について調べてきた。しかし、荷電分布や散乱角の薄膜厚依存性等に知見を得、イオンのエネルギーや阻止能に依存する半導体検出器応答の解明を経ても、なお重イオン阻止能と有効電荷の関連についての研究が不可欠である。そのため、固体内での相互作用を特定し、物理的意味の明確な計測を目的として、薄膜中で弾性散乱(ラザフォード散乱)した高速重イオンと反跳イオン(または原子)のエネルギー関係、および各各の荷電分布についても種種の相関を調べた。実験は京都大学理学部のタンデム加速器によるO(酸素)イオンをC(炭素)薄膜に入射し、薄膜中でエネルギー損失し、かつ弾性散乱されたOイオンと、そのとき反跳されたCイオンを同時に検出した。散乱Oイオンと反跳Cイオンを、2台のPSD(半導体位置敏感検出器)で検出し、エネルギーと電荷情報の組み合わせで2パラメータによる同時計測を行った。得られた2パラメータの相関分布は2次元スペクトルであり、分布の最確値や誤差等の解析のためには、通常の1次元スペクトルよりも複雑な処理が必要となる。解析によって、単一測定では見かけ上分離していない荷電状態を見いだす可能性も探る。本報告では、主として種種の2次元スペクトルを解析処理する試みについて述べる。また、若干の実験結果について、矛盾のない説明が可能かどうかの物理的内容にもわずかに言及する。

*　山梨医科大学物理学
**　京都大学放射性同位元素総合センター
***京都大学工学部原子核工学

（受付：昭和63年9月29日）

2. 実　験

2－1　装置と方法

図1は京都大学理学部タンデム加速器での実験配置の概略である。加速され、4重極電磁石および偏向電磁石やスリットによって調整されたOイオンは、散乱槽内のC薄膜(厚さ$\Delta x = 37.8 \mu g/cm^2$)に入射する。本実験では、装置の幾何学的条件やエネルギー関係を考慮してC薄膜中でOイオンが散乱角$\theta = 30°$に弾性散乱される場合に着目した。このとき、標的であったC原子は角度$\phi = 54.1°$に反跳される。弾性散乱がC薄膜中の深さd($0 \sim 37.8 \mu g/cm^2$)で起こり、O、C各イオンは薄膜中で荷電変換を行いつつエネルギーを損失し、薄膜を出射したときの各エネルギーがEo、Ecであったとする。Oイオンの入射エネルギーをEとするとEo、Ecは次式で表される。

$$Eo \equiv Eo(\theta, d) = [E - So(E) \cdot d] Ro(\theta) - \frac{So([E - So(E) \cdot d] Ro)}{\cos\theta} (\Delta x - d) \quad (1a)$$

$$Ec \equiv Ec(\phi, d) = [E - So(E) \cdot d) Rc(\phi) - \frac{Sc([E - So(E) \cdot d] Rc)}{\cos\phi} (\Delta x - d) \quad (1b)$$

ここで、So(E)、So([E－So(E)d]Ro)およびSc([E－So(E)d]Rc)は各各入射Oイオン、散乱Oイオンおよび反跳Cイオンに対する固体のCの阻止能であり、Ro(θ)、Rc(ϕ)はO、C各イオンが弾性散乱直後にもつエネルギーの、Eに対する比である。加速器側から見て左側の角度54.1°の線上に、コリメータつきの永久磁石(紙面下向きにおよそ6400ガウスの磁界)と1次元の半導体位置敏感検出器(PSD:位置分解能は0.1mmで水平方向に10mmの位置敏感領域)を設置し、入射Oイオンによって角度ϕが52.2°～56.0°内に反跳されたCイオンを検出した。磁界内を直交して通過することによりCの正イオン(荷電状態をq_cとする)はϕが大きくなる方向に曲げられ、PSD上で位置信号の波高が大きくなる。θが28.6°～31.4°内に散乱されたOイオン検出のため、右側の角度30°の線上に、コリメータ、永久磁石(紙面上向きにおよそ6400ガウスの磁界)とPSD(位置分解能は0.4mmで水平方向に47mmの位置敏感領域)が置かれている。磁界により、Oの正イオン(荷電状態をq_oとする)はθが大きくなる方向に曲がり、PSDの位置信号の波高は小さくなる。ビーム強度はC薄膜通過後の0°方向Oイオンビームを、ファラ

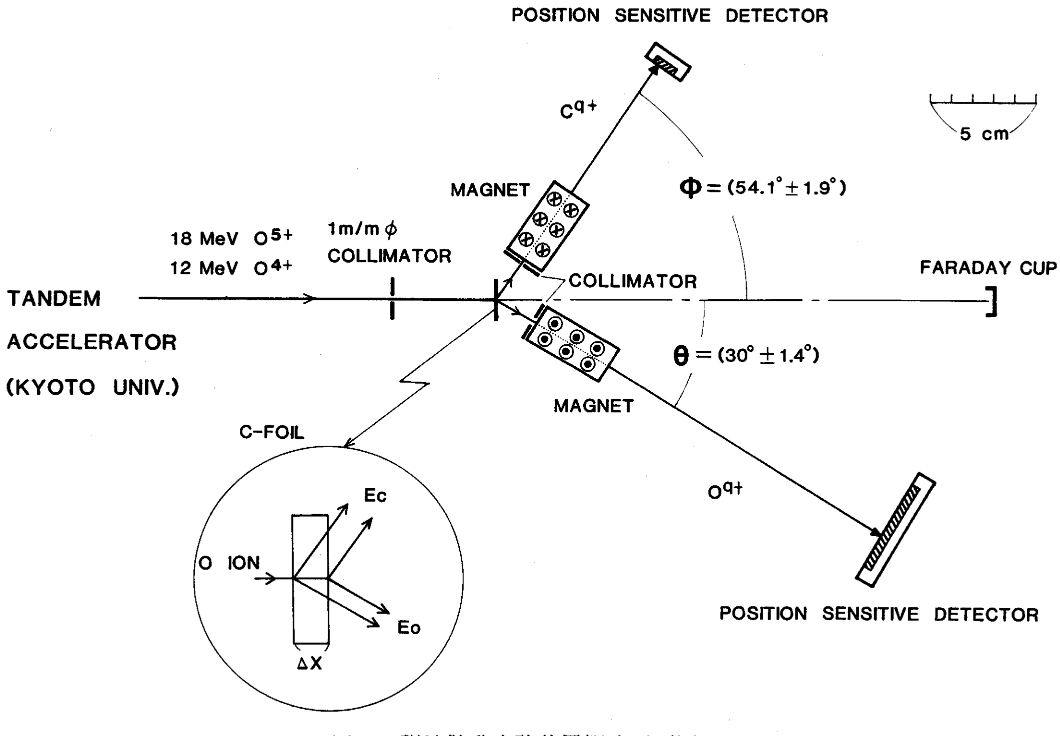

図1　弾性散乱実験装置概略平面図。

データカップでとらえ、電流値(数nA～数10nA)によってモニターした。また、2台のPSD各各に極く微量の ^{210}Po 線源を付けて、エネルギー較正や測定中(1つのデータ収集は数時間、総測定日数はおよそ5日間)のシステム安定性を5.305MeVアルファ粒子によってチェックした。同じエネルギーに対するPSDのエネルギー信号は、PSDへの入射位置によらず一定であることもPo線源により確かめた。散乱槽の真空度は、測定中 1×10^{-5} torrであった。

図2は反跳Cイオンのエネルギー(Ec)とPSD上の位置(Yc)、および散乱Oイオンのエネルギー(Eo)とPSD上の位置(Yo)に対応するの波高や各各の相関を計測し、記録するためのエレクトロニクス回路のブロックダイアグラムである。2台のPSD Analyzer(PSDA)は米国オルテク社製の464型で、Analog to Digital Converter(ADC)によってデジタル化されたエネルギー信号および位置信号の中から、着目する2つをセイコーEG and G社の2パラメータ同時計数システム「DS1010」に接続した。「DS1010」はパーソナルコンピュータPC9801VMに接続され、2パラメータ同時計数値のデータ収集や256×256chマトリックス上の3次元画像処理およびデータファイル格納を行った。入射Oイオンビームエネルギーとしては18MeV(ターミナル電圧を3MVとして O^{5+} を加速)と12MeV(ターミナル電圧を2.4MVとして O^{4+} を加速)の2通りで実験を行った。2パラメータの相関としては、(Eo, Ec)、(Eo, Yo)、(Ec, Yc)、および(Yo, Yc)の4種類を計測した。位置信号Yo、Ycにおいて磁界により各各異なる荷電状態 q_o、q_c が分離できるならば、(Eo, q_o)、(Ec, q_c)および(q_o, q_c)の相関を観測していることになる。

2－2 データ解析の原理

得られた2パラメータによる2次元スペクトルから、個個のパラメータの最確値、平均値、分布の型、分布の幅、およびパラメータ間の関係等を調べることにより、イオンと固体の相互作用の様子を推しはかる。パラメータ間に相関の無いときや、個個のパラメータ毎の単一測定データの場合と比較して、解析は複雑になる。図3に予想される2パラメータの相関の例を示す。18MeVOイオンが37.8 μg/cm² C薄膜内で弾性衝突し入射方向に対して30°±1.4°方向に散乱され、同時にCイオンが54.1°∓1.9°(複号同順)方向に反跳されるも

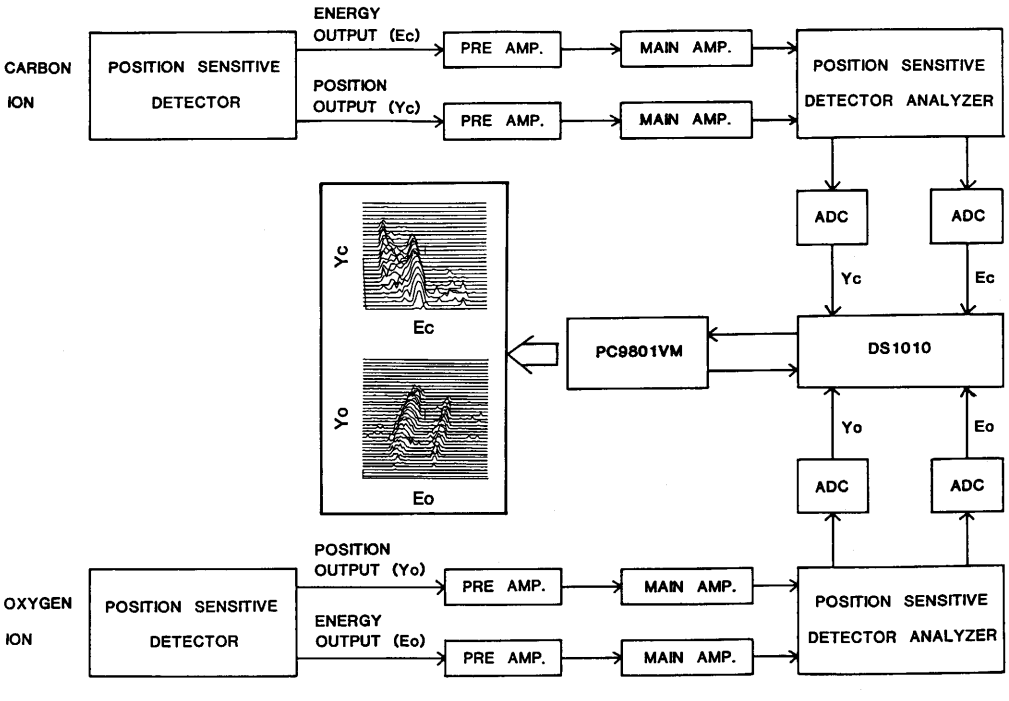

図2 2パラメータ相関測定のためのエレクトロニクス回路のブロックダイアグラム。

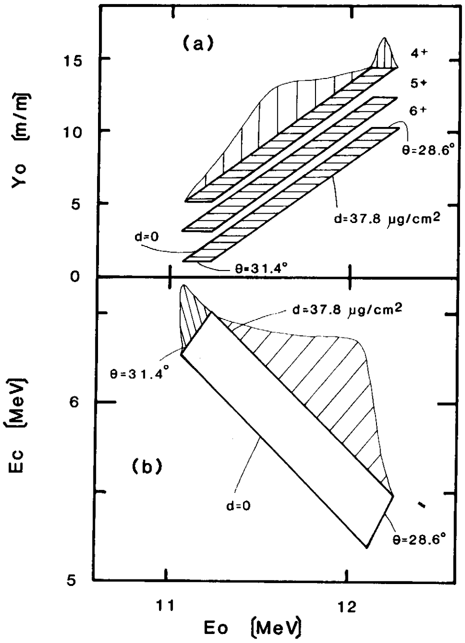

図3　18MeV Oイオン入射実験で予想される2パラメータ相関の例(a)Eo vs Yo(b) Eo vs Ec。

のとする。ここで、入射ビームエネルギーのふらつき、PSD固有の分解能による変動を考慮しなければ、Eo、Ec、Yo、Ycの変化は、散乱角や反跳角の変化、およびOとCの弾性衝突が薄膜のどの深さ(d)で起こるかによって変化するエネルギー損失に伴って生じる。磁界による曲がりと散乱角の変化を考慮してPSDによる位置は近似的に次式で表せる。

$$Yo(q_o, Eo)[mm] \cong k_1 - \frac{7.55q_o}{\sqrt{Eo[MeV]}} - 190\tan(\Delta\theta) \quad (2a)$$

$$-1.4° \leqq \Delta\theta \leqq 1.4° \quad (2a')$$

$$Yo(q_o, Ec)[mm] \cong k_2 + \frac{4.82q_c}{\sqrt{Ec[MeV]}} + 114\tan(\Delta\phi) \quad (2b)$$

$$-1.9° \leqq \Delta\phi \leqq 1.9° \quad (2b')$$

ここで、k_1、k_2はPSDの配置で決まる定数である。今回の実験においては、磁界による位置変化はエネルギーにほとんど依存せず、28.6°～31.4°のθの変化および52.2°～56.0°のϕの変化に伴う位置変化((2a)および(2b)式の第3項)が主である。

図3(a)はYoがEoに依存する様子を示す。図に見るように、Yoは各荷電状態q_oについて、Eoと直線関係をもちつつ、Eo軸とほぼ平行にd＝0～Δx＝37.8[μg/cm²]に対応する拡がりをもって分布している。このような場合、Eo軸またはYo軸に投影した分布を解析しても物理的にあまり意味があるとは云えない。d＝一定の直線(厳密には曲線であるが)に沿った軸もしくはそれと直交する軸からデータをながめて、初めて分布の型や幅に意味が生じる。図3(b)は(1a)式と(1b)式から予想されるEoとEcの相関を示している。そして、0≦d≦Δx、52.2°≦ϕ≦56.0°、28.6°≦θ≦31.4°という変化に伴い次式

$$E - \left\{\frac{Sc(ERc)}{\cos\phi}\Delta x + \frac{So(ERo)}{\cos\theta}\Delta x\right\} \leqq Eo + Ec \leqq E - So(E)\Delta x \quad (3)$$

でほぼ表されるような領域に分布する。すなわち、図3(b)にみるようにEoとEcにはd＝一定でθとϕの変化に伴う負の相関と、θ、ϕ＝一定でdの変化に伴い0からΔxの間で分布が最大となる正の相関がある。実際には入射エネルギーの変動やPSD自身の分解能による拡がり、およびエネルギー損失のストラグリングが含まれ、後の2つに関してはEoとEcで無関係であり、データ全体の相関を弱める。このような2次元分布の基本となるのは次式で表されるような3次元XYZ座標(Xi, Yj, Zij)上の2変数正規分布である。

$$Zij \equiv f(Xi, Yi) \equiv f_{ij}$$
$$= \frac{1}{2\pi\sigma_X\sigma_Y\sqrt{1-\rho^2}}\exp\left[-\frac{1}{2(1-\rho^2)}\left\{\left(\frac{Xi-\bar{X}}{\sigma_X}\right)^2 + \left(\frac{Yj-\bar{Y}}{\sigma_Y}\right)^2 - \frac{2\rho}{\sigma_X\ \sigma_Y}(X_i-\bar{X})(Y_j-\bar{Y})\right\}\right] \quad (4a)$$

$$\sigma_X{}^2 = \Sigma\{(X_i-\bar{X})^2\Sigma f_{ij} \quad (4b)$$

$$\bar{X} = \Sigma\{X_i\Sigma f_{ij}\} / \Sigma\Sigma f_{ij} \quad (4b')$$

$$\sigma_Y{}^2 = \Sigma\{(Y_j-\bar{Y})^2\Sigma f_{ij}\} \quad (4c)$$

$$\bar{Y} = \Sigma\{Y_j\Sigma f_{ij}\} / \Sigma\Sigma f_{ij} \quad (4c')$$

(相関係数)　(共分散)

$$\rho \equiv \frac{COV(X_i,\ Y_j)}{\sigma_X\sigma_Y} = \frac{\Sigma\Sigma(X_i-\bar{X})(Y_j-\bar{Y})f_{ij}}{\sigma_X\sigma_Y} \quad (4d)$$

ここで、f(Xi, Yj)は横軸の変数Xi(i＝1～k)、縦軸の変数Yj(j＝1～m)で決まる座標上の度数であり全体で3次元空間の曲面となる。変数間に相関が無いとき、すなわちρ＝0のときにはf(Xi, Yj)はXiに関係する項とYjに関係する項との積に分離出来て、任意のXi(またはYj)＝Aについてf(A, Yj)(またはf(Xi, A))＝[定数]×[f(Xi, Yj)]となる。また、相関係数ρ＝±1のときはXiとYjはXY平面上で直線関係そのものとなりf(Xi, Yj)はXY平面に直交する平面である。しかしXiとYjがρ≠0でかつ全く同様の関係を満たしつつXi、Yjだけが変化するときは事情が複雑となる。f(Xi, Yj)＝一定の等高線はXY平面に平行な面上で共分散楕円となり、例えばf_{ij}が最大値の半分すなわち、

$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2\pi\sigma_X\sigma_Y\sqrt{1-\rho^2}}\right)$の等高線では、

$$\frac{1}{2(1-\rho^2)\log_e 2}\left\{\left(\frac{X_i-\overline{X}}{\sigma_X}\right)^2+\left(\frac{Y_j-\overline{Y}}{\sigma_Y}\right)^2-\frac{2\rho}{\sigma_X\sigma_Y}(X_i-\overline{X})(Y_j-\overline{Y})\right\}=1 \qquad (5)$$

となる。$\rho\neq0$のとき単にXZ平面やYZ平面への投影図からは分布の真の拡がりやXiとYjの関係を知ることはできない。真の拡がり等を評価するためには、共分散楕円の軸方向から分布をながめなければならない。この楕円の長軸がX軸となす角度をαとすると

$$\tan 2\alpha=\frac{2\rho\sigma_X\sigma_Y}{\sigma_X^2-\sigma_Y^2} \qquad (6)$$

となる。実際のデータにおいて(Eo,Ec)や(Eo,Yo)等の相関は、θ、ϕ＝一定で散乱の起こる深さdが変化するときの相関と、d＝一定でθ、ϕが変化するときの相関が混合して、たがいにρやσ_X、σ_Yの異なる2変数正規分布を合成した結果としての2変数正規分布をしている。従って2変数正規分布を仮定して得られる楕円の軸やρは2種類の相関の何らかの平均である。実測データからこれら2種類の相関を推定することは困難であるが、いずれにせよ2次元スペクトルを基に統計分析を行い投影図形(ななめ投影スペクトルと呼ぶ)を得ることがこの種の実験においては重要となるだろう。我々は初めて、パーソナルコンピュータによって、相関のある2パラメータによる2次元スペクトルを任意の方法から投影することを試みた。表1はEo(横軸)とEc(縦軸)による度数分布の1例である。図4は表1の分布から、種種の方法で求めた、Eo、Ecの直線関係である。通常、2次元のデータの組(X,Y)≡(Xi,Yi)(i=1～n)においては、YのみにXに誤差があると考えYのXに対する次式の回帰

Ec (CHANNEL)

Y \ X	150	151	152	153	154	155	156	157	158	159	160	161	162	163	164	165	166	167	168	169	170	171	172
95	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
94	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
93	0	0	0	0	1	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
92	0	1	0	0	3	2	0	1	2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
91	0	2	3	2	0	4	4	5	2	1	2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
90	0	1	1	1	1	1	2	5	1	1	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0
89	1	2	3	1	3	4	3	2	2	3	3	4	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
88	0	3	2	4	2	2	7	1	9	4	6	4	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
87	1	1	1	3	3	9	4	5	3	10	9	6	10	3	2	0	0	0	0	0	0	0	0
86	0	2	0	2	4	4	3	7	10	9	12	5	8	4	2	1	0	0	0	0	0	0	0
85	0	1	0	1	3	4	4	3	10	5	12	8	1	10	6	4	3	0	0	0	0	0	0
84	0	0	0	0	1	2	5	0	5	9	9	13	5	9	7	1	4	0	0	0	0	0	0
83	0	0	0	0	0	0	1	1	2	6	10	8	5	6	5	7	6	2	2	2	1	0	0
82	0	0	0	1	0	1	1	0	4	1	2	4	6	5	6	5	9	10	2	3	4	1	0
81	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1	2	2	6	7	9	4	6	6	4	3	1	1	0
80	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	2	1	2	5	3	7	4	2	5	3	3	0	2
79	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	7	2	2	1	3	1	3	6	3	0
78	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	1	0	2	2	2	5	1	7	4	1	1	4	3
77	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	3	2	0	4	1	2	1	1
76	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1	1	2	0	1	1	1
75	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	1	0	1	2	1	1	0
74	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1
73	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Eo (CHANNEL)

表1　18MeV Oイオン入射による(Eo,Ec)相関表。

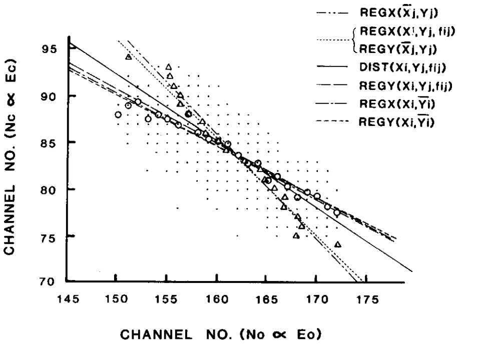

図4　18MeV Oイオン入射による(Eo,Ec)相関の散布図。6種類の直線は種種の回帰直線である。REGX(またはREGY)はX(またはY)のY(またはX)に対する回帰を表す。また、($\overline{X}$j,Yj)は回帰直線を求めるため、縦軸Yjに対するXの平均 $\overline{X}$j $=[\Sigma X_i f_{ij}]/(\Sigma f_{ij})$ を求め設定した範囲j=1～mのデータ(△印)の組を用いることを意味する。同様に(Xi,$\overline{Y}$i)はXiに対するYの平均$\overline{Y}$i$=[\Sigma Y_j f_{ij}]/(\Sigma f_{ij})$を求めi=1～k のデータ(○印)を用いることを示す。(Xi,Yj,f_{ij})は(Xi,Yj)のデータがf_{ij}個あることを荷重として計算することを意味する(本文の(8a)－(8c)式参照)。DISTは垂線の2乗和が最小になる直線である。

$$Y=\frac{1}{n}\Sigma Y_i+\frac{n\Sigma X_iY_i-(\Sigma X_i)(\Sigma Y_i)}{n\Sigma X_i^2-(\Sigma X_i)^2} \qquad (7)$$

を求める。しかし、データの組が3次元(X,Y,f)≡(Xi,Yj,f ij)(i=1～k、j=1～m)となりX、Yの両方に誤差がある場合のX、Yの直線関係は事情が異なる。2つの変量XとYは各各誤差を含みながら相互に関係を持つとき、Xに対するYの回帰直線やYに対するXの回帰直線、または、各点(Xi,Yj)からの垂線の2乗和を最小にする直線等としてY＝aX＋bの係数a、bを求めることができる。すなわち

(Xに対するYの回帰条件)

$$\sum_i\sum_j\left[\{Y_j-(aX_i+b)\}^2 f_{ij}\right]=\text{最小} \qquad (8\text{a})$$

(Yに対するXの回帰条件)

$$\sum_i\sum_j\left[\{X_i-\frac{1}{a}(Y_j-b)\}^2 f_{ij}\right]=\text{最小} \qquad (8\text{b})$$

(垂線の2乗和最小の条件)

$$\sum_i\sum_j\left[\left(\frac{aX_i-Y_j+b}{\sqrt{a^2+1}}\right)^2 f_{ij}\right]=\text{最小} \qquad (8\text{c})$$

例えば(8a)式からは(7)式に類似した次式を得る。

$$Y=\frac{\Sigma\,(Y_j\sum_i f_{ij})}{\Sigma\Sigma f_{ij}}+\left[X-\frac{\sum_i(X_i\sum_j f_{ij})}{\Sigma\Sigma f_{ij}}\right]\times\frac{(\Sigma\Sigma f_{ij})(\Sigma\Sigma X_iY_jf_{ij})-\left[\sum_i(X_i\sum_j f_{ij})\right]\left[\sum_j Y_j\sum_i f_{ij}\right]}{(\Sigma\Sigma f_{ij})\Sigma(X_i^2\Sigma f_{ij})-\left[\sum_i(X_i\sum_j f_{ij})\right]^2} \qquad (9)$$

ここで、(8c)式によって決まる直線は通常意味があいまいであると考えられているが、この直線は(5)、(6)式で表した2変数正規分布の共分散楕円の主軸と一致する。XとYが単純な相関をもち、正規分布しているときには、きわめて有効な方法と云えよう。実際に実測データにおいてもEoとEcがたがいに誤差をもちつつ、θ、ϕ＝一定の場合に深さdの変化に伴う正の相関とd＝一定の場合にθ、ϕの変化に伴う負の相関が混合して2変数正規分布に近い分布をなしているのである。図4にみるように、Xに対するYの回帰においては傾きの絶対置|a|はYに対するXの回帰における|a|よりも小さく、垂線の最小2乗による|a|は両方の中間にある。参考のために、各Yj(またはXi)におけるX(またはY)の平均値$\overline{X}$ j(または$\overline{Y}$ i)をとり($\overline{X}$ j,Yj)(または(Xi,$\overline{Y}$ i)のデータの組で求めた通常の回帰直線を図示してある。($\overline{X}$ j,Yj)データによる回帰は(8a)式によるものと差がなく、(Xi,$\overline{Y}$ i)データによる回帰は(8b)式によるものとあまり差異がない。実際には、(3)式から予想される関係はY＝－X＋CONSTANTであり、Yに対するXの回帰が最も近い。また、薄膜中で散乱の起こる深さdの変化に伴う相関から予想されるのはY≅1.7X＋CONSTANTであるが、より広範囲にY＝－X＋CONSTANTのデータが分布しているため、どの最小2乗を用いても求まらない。いずれにせよ、何らかの方法でXとYの直線関係を定めた上で、その直線に平行に3次元度数分布をながめたときの投影図に関して、予想する相関を考慮して分布幅等を決めねばならない。

図5は、例として図4の(Eo,Ec)の散布図を垂線の最小2乗条件で求めた直線(Y＝aX＋bとする)に平行な辺をもつ長方形で囲ったものである。辺DCからABへの投影図作成のために、まず点DのX座標(Eo^{min}, Ec^{min})から辺DAに沿って、X座標を1チャンネルずつ移動し、それぞれ辺DA上のY座標の読みの整数部で決まる(Eo,Ec)座標上の度数を加え、点AまでX座標が移動したところで、Ec^{min}の度数F(Ec^{min})とする。つぎに、Y座標を(Ec^{min}＋1)に移し、そこから辺DAに平行

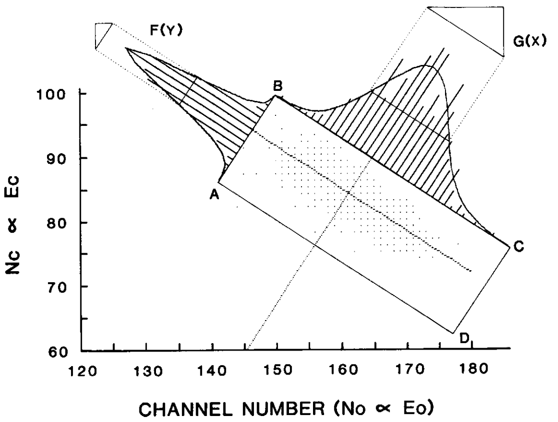

図5　(Eo,Ec)相関の散布図上のななめ投影スペクトル。スペクトル上の曲線は非線形のフィットで得た非対称ガウス分布である。

な直線　(傾きa)　に沿って同様に度数を順次加え、F($Ec^{min}+1$)とする。このように、Ec^{min}からEc^{max}(点CのY座標)までの度数分布を求めたものが図の辺AB上の度数分布である。また、直交成分としてのADからの投影も同様の原理により、まず、点A(X座標をEo^{min}とする)から辺ABに沿った度数を加え合わせ、Y座標が点Bまで移動したところで、Eo^{min}の度数G(Eo^{min})とする。Eo^{min}からEo^{max}(点DのX座標)までの度数分布を得る。直線の傾きの絶対値が1より小さな(または大きな)方向からながめたときにはY(またはX)座標に変換した度数分布として表す。もちろん、これらの度数分布は計算範囲設定のために囲む長方形の幅を狭くしたり平行移動することによって、任意の断面での投影図を得ることも可能である。この方法は、分布中に複数のピークが存在するときに有用となるだろう。

さらに、これらの投影された度数分布について、バックグラウンドを含んだ複数ピークの非対称ガウス分布を、パーソナルコンピュータを用いて非線形の最小2乗法(ななめフィットプログラムと呼ぶ)によりフィットした。フィットによって求まった分布のピーク値、半値幅等は2パラメータを各各単一に測定したデータからは求まらないものである。各種最小2乗による直線の決定も含めた「ななめフィットプログラム」は同一信号によって得た2パラメータ測定データを解析した結果に矛盾がないことで確かめた。

18 MeV O^{5+}　　Y = 1.517X - 157.8　　W_L/W_R = 0.690

Y = -0.6594X + 192.4　　W_L/W_R = 1.588

R	[MeV]	E^{CALC} - E [MeV]	[MeV]	[MeV]
Ro(θ=30°) = 0.6633	Eo = 9.65	1.98	δEo^{θ} = 0.45	δEo^{d} = 0.17
Rc(ϕ=54.1°) = 0.3367	Ec = 5.17	0.61	δEc^{ϕ} = 0.48	δEc^{d} = 0.28

12 MeV O^{4+}　　Y = 1.546X + 36.32　　W_L/W_R = 0.540

Y = -0.6470X + 292.3　　W_L/W_R = 1.149

R	[MeV]	E^{CALC} - E [MeV]	[MeV]	[MeV]
Ro(θ=30°) = 0.6633	Eo = 5.77	1.86	δEo^{θ} = 0.30	δEo^{d} = 0.19
Rc(ϕ=54.1°) = 0.3367	Ec = 3.21	0.53	δEc^{ϕ} = 0.32	δEc^{d} = 0.32

表2　(Eo,Ec)相関の「ななめフィットプログラム」による解析結果。直線の式は垂線の2乗和最小条件より得たものであり、W_L、W_Rは投影スペクトルの非対称ガウス分布フィットにより求めた左側半値幅、右側半値幅である。δEo^{θ}、δEc^{ϕ}は、θ、ϕの変化に伴うEo、Ecの変動における半値幅で、δEo^{d}、δEc^{d}は散乱深さdの変化に伴うEo、Ecの変動における半値幅である。

3．結果と議論

3－1　Eo vs Ec

EoとEcの関係についてはすでに図5に示した通りである。また、図には示さないが12MeV O^{4+}を入射したときのEoとEcの関係も図5とほぼ同様である。^{210}Poアルファ線源(5.305MeV)によるエネルギー較正を用いて「ななめフィットプログラム」から求めた結果を表2に示す。(1a)と(1b)式において$d=\Delta x/2=18.9$ $\mu g/cm^2$、$\theta=30°$、$\phi=54.1°$とし、阻止能としてZieglerの図表[4]から読み取った値を用いて、OとC各イオンのエネルギーを計算し、実験値との差異を比べた。表から明らかなように、18MeV入射と12MeV入射のいずれの場合もOイオンに関しては実験値が計算値より2MeV近く低く、Cに関しては0.6MeV程度低い。これらの差異は、阻止能値や膜厚の評価に伴う誤差では説明がつかず、また、入射エネルギーの違いだと18MeV、12MeVいずれの場合もOにおける差がCよりもはるかに大きい事の説明がつかない。1つの可能性として考えられる理由としては、通常のシリコン表面障壁型検出器(Si－SBD)に比べて使用したPSDの方が不感領域が大きいためにパルス波高欠損が大きく、特にO側($\theta=30°$)PSDのパルス波高欠損がC側PSDより大きいのかも知れない。エネルギーの分布に関しては半値幅と非対称の度合を示す右側半値幅に対する左側半値幅の比が表に示されている。非対称度に関して、傾きが正の方向での投影スペクトルは図5の右下方面すなわちθ小、ϕ大で弾性散乱の断面積が大きい方が拡がっている。傾きが負の方向に関してはスペクトルの幅がせますぎてフィットの結果の誤差が大きいため、非対称度について明確なことは云えない。半値幅δEo^{d}、δEc^{d}はななめデータ加算の負の傾きの方向からみたななめ投影スペクトルの半値幅を基にして、θ、ϕ＝一定で深さdの変化に伴いEoとEcの予想する相関に沿った投影に変換した成分である。また、半値幅δEo^{θ}、δEc^{ϕ}は正の傾きからみたななめ投影スペクトルの半値幅を基にして、d＝一定でθ、ϕの変化に伴うEo、Ecの相関に沿った投影に変換した成分である。ななめ投影スペクトルの半値幅自身は投影する方向にほとんど依存しないが、δEo^{d}、δEc^{d}、δEo^{θ}、およびδEc^{ϕ}はEoとEcの相関をどう見積るかに大きく依存する。18MeV、12MeVとも、幅δEc^{ϕ}の方がδEo^{θ}に比べて大きいが、θの変化に対するEoの変化より、ϕの変化によるEcの変化が大きいことによるのであろう。dの変化に伴う変動が0.3～0.4MeVであり、これは(1a)と(1b)式から予想される幅とほぼ同程度のため、本実験においてはエネルギー損失によるストラグリングの寄与はそれ程大きくないと云える。

3－2　Eo vs Yo

図6はEoとYoの散布図である。最確値を与えるEoは

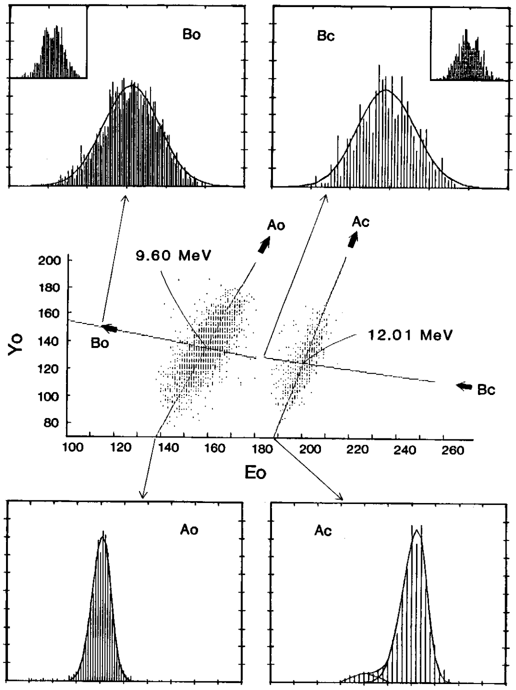

図6　(Eo,Yo)相関の散布図とななめ投影スペクトル。AoとBoは30°散乱のOイオンの分布を投影する方向であり、図の左側上下に各各のスペクトルを示す。図の右側上下Bc、Acは同様に30°反跳のCイオンに関するスペクトルである。

9.60MeVであり、(Eo,Ec)相関で得た値とほぼ一致する。54.1°側との同時計数をとっていないため反跳角が30°のCイオン(エネルギーは12.01MeV)も検出している。反跳角が30°のCイオンであることは、弾性散乱($\theta=46.1°$、$\phi=30°$のとき)の断面積を計算し、実測のCイオン計数強度と比較することにより確認した。垂線の最小2乗条件による直線の傾きのCイオンに対するOイオンの比は3.10:4.47＝0.694であるが、これはθの変化に伴うエネルギー変化と(2a)式の第3項による位置変化の割合から決まる比と一致する。また、Yoの最確値に

ついてはOイオンが136.6ch、Cは124.7chであり、Cイオンの方が磁界でより曲がっている。30°側PSDの位置分解能(良くとも0.4mm)から考えて、O、Cイオンのいずれに関しても、異なる荷電状態を分離して観測することはできなかった。Oイオンのエネルギーについては3－1で述べたのと同様に、計算値より2.03MeV低いが、30°反跳のCイオンは0.97MeV低い程度である。PSDの場合、OとCでパルス波高欠損がかなり違っているのであろうか。ななめフィットプログラムにより、dの変化に伴うエネルギーの半値幅は0.6MeV程であり、Eo vs Ecで求めた値0.165MeVより3倍以上大きい。分離はできていないが異なる荷電状態が含まれているためである。位置スペクトルに関しては$\theta=30^\circ\pm1.4^\circ$の変化によってPSD上に約9.7mmの幅ができるはずであるが、Eo vs Yoの負の傾きに沿ってみたななめ投影スペクトルBo,Bcの半値幅はO、C各イオンで、約9.6mm、9.8mmで予想と矛盾しない。Cイオンが最確値で約2.73mmでOよりも磁界で曲げられていることは、(2a)式の第2項を考慮すると、平均エネルギー12.01MeVのCの平均電荷が9.60MeV Oのそれよりもみかけ上1価大きいことになる。
しかし、各各のエネルギーで各イオンの平衡平均電荷を考えると、Oイオンの電荷の方が大きいはずであり、目下この結果についての物理的意味は明らかでない。また、O、Cとも正の傾きに沿ったななめ投影スペクトルAo,Acでは分布の左側の幅の方が右側より大きい。これは、散乱の深さdに依存するエネルギーとしては$\Delta x/2$よりも浅い位置で最確値をとることを意味している。12MeV入射の場合も、エネルギーはO、Cイオンについて、計算値よりも各各ほぼ2MeV,1MeV程低い。エネルギーが低くなった分、平均電荷も10%程小さくなるため、磁界による曲がりが小さくなり、位置スペクトルにおける最確値は18MeVの場合よりもチャンネル数が大きい。また、位置の半値幅はOが10.3mm、Cが10.8mmと18MeVの場合よりも拡がっている。エネルギーが低くなることによって多重散乱が少し寄与しているのであろうか。Cイオンに関して正の傾きからの投影で左側にわずかにピークらしきものが存在するのは異なる荷電状態の可能性もある。参考として、12MeVの場合のOおよびCのエネルギーの最確値に対応する位置スペクトルを、図6のBo、Bc中の挿入図として各各に示す。O、Cイオンともにピーク2成分があるように見える。

3－3 Ec vs Yc

図7(a)－(c)に12MeV入射、18MeV入射および18MeV入射で最確値を含むEo側の信号でゲートをかけたときにおける(Ec,Yc)相関の散布図を示す。散布図上に示した閉曲線は等高(度数)線であり、(a)－(c)のいずれも前述の30°散乱Oイオン散布図と逆に負の相関を示している。図7(a)でのエネルギーの最確値は3.08MeVであるが、そこから低いエネルギーに向かって2成分あることが明らかである。等高線から考えると、度数の高いピーク部分は2成分のうち、傾きの絶

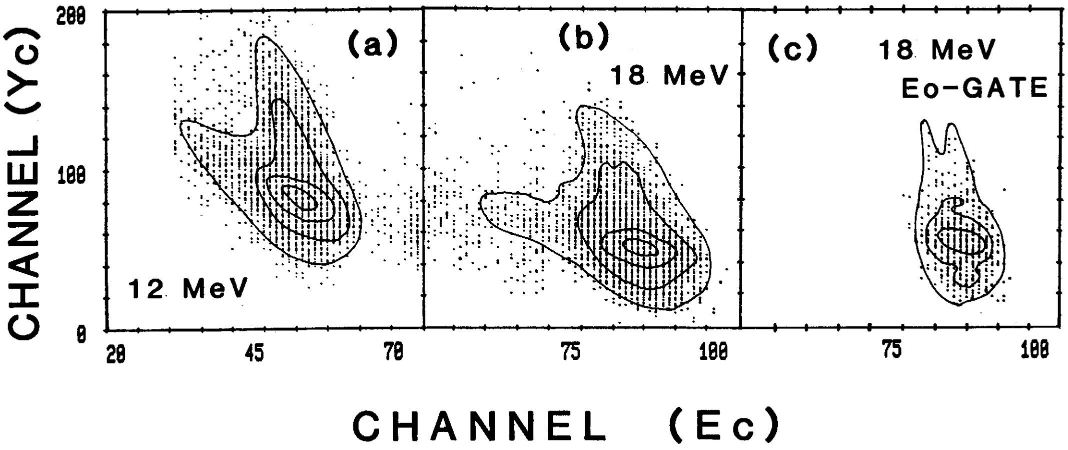

図7 (Ec,Yc)相関の散布図。(a)12MeV Oイオン入射 (b)18MeV Oイオン入射 (c)18MeV Oイオン入射でEoの信号でゲートをかけた場合。

対値の小さい方である。(2b)式から予想されるEcとYcの関係は傾きの絶対値の小さな成分に近い。18MeV入射の結果である図7(b)も、傾きの絶対値が小さくなった点を除けば、ほぼ同様の傾向を示す。他方、図7(c)において、傾きの絶対値の小さな成分はもはや消失している。しかし、度数の高いところでの傾向はやはり傾きの絶対値の小さな成分に近い相関をもっているように思える。54.1° のC側においては荷電状態がある程度は分離できていることの現れであろうか。図8(a)−(c)に、各各図7(a)−(c)に対応してYc軸に投影した位置スペクトルを示す。入射エネルギーやゲートの有無によって位置スペクトルが異なることは図より明らかであるが、荷電状態に如何に関係しているかは、今後の解析を待たねばならない。

3−4　Yo vs Yc

位置スペクトルYoとYcの相関計測は、本来はスペクトル上で異なる荷電状態が分離しているとき、OとCの荷電状態(q_oとq_c)がどのような相関をもっているかを調べるためであった。例えば極端な場合d＝Δxで反跳したCイオンは薄膜内部での荷電変換を経ないで検出されることになる等、散乱深さdの違いによっては非平衡荷電分布に対応した位置スペクトルの変化が期待できる。図9に18MeV入射のとき最確値を含む数10keVの範囲のEoと同様計数させてとった、(Yo, Yc)データの散布図を示す。Yo側はθやq_oが小さい程大きく、Yc側はϕやq_cが大きい程大きい。散布図からはどのような相関があるのか見当がつかず、相関係数も0.2以下である。垂線の最小2乗から得られる直線の傾きは正である。図9にはYo、Yc各各の軸に投影したスペクトルを示しているが、Ycは1本のピークでは説明がつかない分布をしている。Eoと同時計数をとらない(Yo、Yc)データにおいてはYo、Ycともにピークの半値幅も大きくなり、Ycにおいても2番目のピークらしきものははっきりと確定できない。いずれにしても、Ycに関しては18MeVおよび12MeV入射ともに分布の左側が拡がっている。

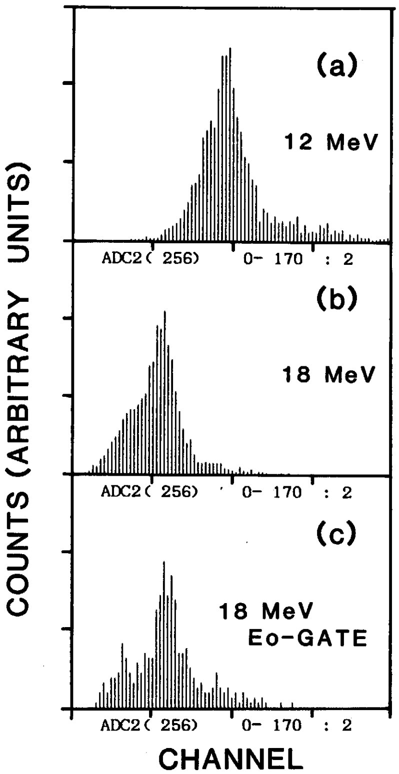

図8　Cイオンの位置スペクトル(Yc)。(a)12MeV Oイオン入射 (b)18MeV Oイオン入射 (c)18MeV Oイオン入射でEoの信号でゲートをかけた場合。

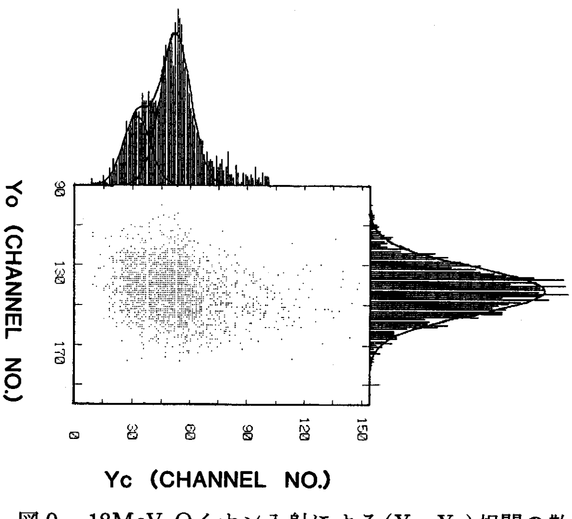

図9　18MeV Oイオン入射による(Yo, Yc)相関の散布図とYo軸、Yc軸への投影。

4．おわりに

以上、述べてきたような2つの物理量が何らかの相関をもって分布しているときは、相関曲線(直線)の決定も含め、曲線(直線)に沿って分布をながめることが

必要である。2つの量が2種類の相関をもって分布しているときには2変数分布のデータから、これらの相関をひきだすことは困難であるので、実験方法として相関を減らすべき(例えばマグネット前のコリメータの径を小さくして角度の拡がりをなくす等)であろう。また、膜厚(Δx)をより薄くするとエネルギー損失、荷電変換が少なくなり、dの変化による相関の寄与が減少する。このため弾性衝突直後のO、C各イオンの荷電状態をより強く反映したデータを得られるであろう。各種の回帰を求める統計的方法については、今後、曲線に沿ったデータ投影等も検討する予定である。また、3－3で(Ec,Yc)散布図に現れたような重なっている2成分を分離する方法はないのだろうか。「ななめフィットプログラム」により、ほとんどの投影スペクトルは非対称ガウス分布でフィットしたが、投影によってはガウス分布プラス指数曲線のテイルつきプログラムもパーソナルコンピュータ用として開発することとなろう。

実験結果について、30°側のOイオンエネルギーが同じ30°側および54.1°側のCイオンエネルギーと比べて計算値より低すぎる。理由としてPSDにおいてはO(Cより原子番号大)の波高欠損が大きいとしても、そのとき波高欠損に伴う変動もともに大きくなるはずであるとの疑問が残る。O側の位置スペクトルにおいて異なる荷電状態が分離していないため、Cイオンの位置スペクトルとの相関について、現段階では未解明である。いずれによ、イオンビーム・固体相互作用として特定の角度に弾性散乱した2種のイオンを、比較的簡単な装置で同時計測させることができた。幾何学的配置やイオン種、入射エネルギー等考慮しながら、2パラメータ相関について今後も実験すべく準備している。

本研究の一部は文部省科研費特定研究「イオンビーム・固体相互作用」の助成により行った。最後に、この間加速器利用に際して御協力をいただいた京都大学理学部小林晨作教授ならびにスタッフの皆様に、また、有益なご助言をいただいた本学物理学小玉正弘教授および本学物理学非常勤講師米田晃氏に感謝いたします。

文　献

1) 北原哲夫、小沢国夫、川面澄、左高正雄、伊藤眞、荻野晃也、島邦博、小宮恵美子(1986)：多価重イオンの有効電荷と阻止能.文部省科研費・特定研究「イオンビーム・固体相互作用」昭和60年度研究成果報告書、25－29.

2) Kitahara,T.,Yamaguchi,H.,Kawatura,K.,Sataka,M.,Ozawa,K.,Komaki,K.,Ootuka,A. and Fujimoto,F.(1988)：CORRELATION BETWEEN CHARGE STATES AND SCATTERING ANGLES OF 150－MeV ^{37}Cl IONS EXITING FROM CARBON FOILS.Nucl.Instrum.Methods,B33,230－234.

3) 北原哲夫、伊藤眞、荻野晃也、石原豊幸、島邦博、山内幹雄、小宮恵美子、小沢国夫(1987)：シリコン半導体検出器の時間応答と重イオン阻止能.文部省科研費・特定研究「イオンビーム・固体相互作用」昭和61年度研究成果報告書、25－29.

4) Ziegler,J.F.(1980)：HANDBOOK of STOPPING CROSS－SECTION FOR ENERGETIC IONS IN ALL ELEMENTS.New York,Pergamon Press,91－92.

Abstract

Analysis of 2 dimensional spectra in the interaction between ions and solids.

Tetsuo KITAHARA*, Shin ITO**, Koya OGINO*** and Emiko USHIDA*

Stopping powers and charge state distributions are fundamental physical quantities of great significance in the interaction between heavy ions and solids. The ion beams of O (oxygen) by the Tandem accelerator of Kyoto university have impinged on the C (carbon) foil to investigate the relation between the energy loss and the charge states.

Each of the O ions scattered by C atoms in the foil and the recoiled C ions was detected by each of two PSD's (Position Sensitive Detectors). We have performed the two parameter coincidence measurements for signals of energy and position at the PSD's. The projected spectra were obtained by analyzing 2 dimensional spectra and the most probable values and/or FWHM's (Full Widths at Half Maximum) of the spectral distributions were determined.

---

* Department of Physics

** Kyoto University, Radioisotope Research Center

***Kyoto University, Faculty of Engineering, Department of Nuclear Engineering