

V. 原子核実験グループ

教授 古野興平、三明康郎、李 相茂
 助教授 青木保夫、青木孝義、田岸義宏
 講師 新井一郎、江角晋一、小松原哲郎、笹 公和
 準研究員 奥村紀浩
 技官 加藤純雄
 講師 李 天信 (非常勤研究員)
 大学院生 20名

【1】重イオン核分光学 (不安定核) 及び加速ビームの境界領域への応用 (古野興平、小松原哲郎、笹公和)

(1) 水素分析標準試料の作製

共鳴原子核反応 ${}^1\text{H}({}^{19}\text{F}, \alpha \gamma){}^{16}\text{O}$ 反応を用いた水素分析において、試料内の水素濃度は励起関数の測定から深さ方向分布として求められる。 ${}^{19}\text{F}$ のある入射エネルギー E_0 における γ 線の収量は

$$Y(E_0) = \frac{\Omega}{4\pi} \varepsilon \eta Q_0 \int_0^{R_m} \int_{-\infty}^{\infty} n(x) f(E_0, E_R, E', x) dE' dx$$

で与えられる。ここで Q_0 は入射 ${}^{19}\text{F}$ イオンのビーム電流を測定時間内で積分したクーロン数、 ε は γ 線検出器の固有検出効率、 η は ${}^{16}\text{O}$ の異なる励起状態への α 遷移に対する分岐比である。さらに上式において

$$f(E_0, E_R, E', x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_B^2 + \Omega_S^2)}} \sum_i BW(E_R^i) \exp\left[-\frac{\{E_0 - \Delta E_x - E'\}^2}{2(\sigma_B^2 + \Omega_S^2)}\right]$$

と置いた。 ΔE_x はエネルギー E_0 で試料表面から入射した ${}^{19}\text{F}$ が試料中で表面から深さ x に達するまでに失うエネルギーである。上の $f(E_0, E_R, E', x)$ の右辺で σ_B は加速器から得られるビームエネルギーの広がりを表し、 Ω_S は試料中における ${}^{19}\text{F}$ のエネルギーストラグリングの幅を表す。 $BW(E_R^i)$ は共鳴原子核反応断面積で、よく知られた Breit-Wigner の共鳴公式である。試料の厚さが厚いときには異なる共鳴を幾つか重ね合わせる必要があるので、それを考慮して上の式では i 番目の共鳴に対する共鳴エネルギーを E_R^i と書き、それに対応する Breit-Wigner の共鳴公式を

$$BW(E_R^i) = \sigma(E_R^i) \frac{E_R^i}{E'} \cdot \frac{\Gamma_{tot}^2}{4(E' - E_R^i)^2 + \Gamma_{tot}^2}$$

と書いてある。 σ_B 及び Ω_S は水素分析の精度が 10% 程度で良ければ充分良い近似で推定することができる。 $BW(E_R^i)$ と η も過去の原子核研究によって 10% 程度の精度で測定されているので、 $f(E_0, E_R, E', x)$ は数値計算で求めることができる。一方 $\Omega \varepsilon / 4\pi$ は 10 μm 程度の薄い試料を作り、16.44 MeV 共鳴を観測してそのエネルギーで $\alpha - \gamma$ 同時計数測定によって実験的に決定することができる。しかしその後励起関数を測定してその解析から水素濃度分布 $n(x)$ を引き出すためには、 $\alpha - \gamma$ 同時計数測定の実験条件を壊さずに励起関数の測定を行わなければならない。 $\alpha - \gamma$ 同時計数実験は非常に時間がかかる。さらに、数多くの地球科学試料に対してそれぞれ 10 μm 程度の薄い試料を用意することは、不

可能ではないにせよ、能率が良いとは言えない。そこで始めに単純な薄い水素含有試料を作り、単純なターゲットと検出器の幾何学的配置を用いて α - γ 同時計数と励起関数測定を行い、水素濃度分布を決定して標準試料とする。その標準試料は、各種の地球科学試料の分析において γ 線測定系における分析試料の位置に置き、検出効率を校正するために使用することができる。

標準試料はその素材に市販の n 型シリコン基板を厚さ $10\ \mu\text{m}$ に研削したものを使用し、これをステンレスの枠にアルルダイトで接着し、さらにシリコンとステンレス枠が電氣的に導通するように片面のみ真空蒸着により厚さ $400\ \text{\AA}$ の金でコーティングした。イオン注入の方法はエネルギーを $100\ \text{keV}$ とし、試料の直前に直径 $4\ \text{mm}$ のスリット孔を置いた。注入時のクーロン数を $8000\ \mu\text{C}$ にしたので、注入された水素イオンの面積密度は

$$n_{\text{H}} = \frac{8000 \times 10^{-6}}{\pi \times (0.2)^2 \times 1.6021} \times 10^{19} = 3.97 \times 10^{17} \quad [\text{H}/\text{cm}^2]$$

となる。負イオンビーム電流積分は 2 次電子抑制の十分なファラデーカップではないので、電流積分の不確かさ 10% を誤差として考慮する。

このようにして製作したシリコンターゲットを γ 線角度分布測定用のゴニオメータの中心に設置した直径 $100\ \text{mm}$ の円筒型ターゲットチャンパー内にセットした。1 個の半導体検出器 (SSD) をビーム下流側でターゲットの背後に置き、入射ビーム方向に放射される α 粒子を検出した。シリコン試料の背後には、入射 ^{19}F イオンや反応で生ずる ^{16}O が SSD に入って検出器を破壊することのないように、厚さ $6\ \mu\text{m}$ のアルミニウム箔を貼り付けた。シリコン試料から検出器スリットまでの距離は $13\ \text{mm}$ で、SSD の前には α 粒子の放射角度を制限するため、直径 $6\ \text{mm}$ の検出器スリットを取り付けた。これらの幾何学的条件により α 粒子の最大放出角度は実験室系で 16° となる。 γ 線検出器には BGO シンチレーション検出器を用い、検出器前面とシリコン試料 (回転中心) との距離は $61.5\ \text{mm}$ とした。

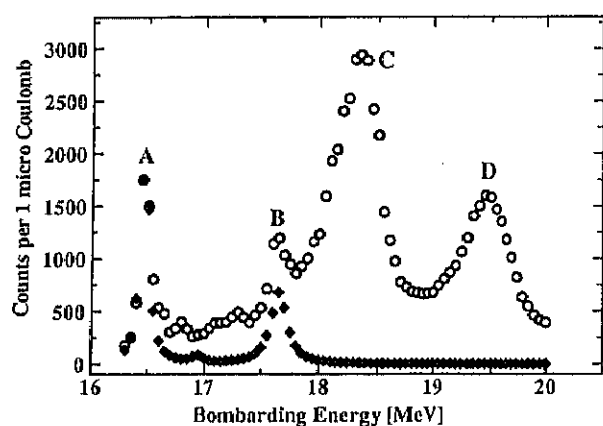


図 1: 励起関数 (○印)。◆印は表面水素濃度の計算値

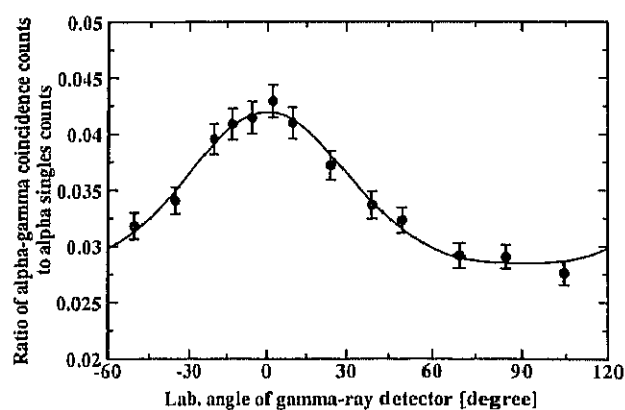


図 2: α - γ 角度相関

始めに $16.44\ \text{MeV}$ 共鳴を確認するために励起関数を測定した。その結果を図 1 に示す。この図においてピーク A は金の表面及び金とシリコン試料表面との間に吸着された水素による $16.44\ \text{MeV}$ 共鳴、ピーク B は同じ水素による $17.6\ \text{MeV}$ 共鳴、ピーク C は注入水素による $16.44\ \text{MeV}$ 共鳴、ピーク D は $17.6\ \text{MeV}$ 共鳴に対応する。後の解析において、表面水素の寄与を差し引くために $0.05\ \mu\text{m}$ の範囲にのみ一定量の水素があると仮定して、計算した励起関数を ◆印で示す。計算に用いた表面水素濃度は表面の $16.44\ \text{MeV}$ における最大収量が測定データ一致するように調整した。

続いて $16.44\ \text{MeV}$ 共鳴、すなわち図 1 のピーク C に対応する $18.35\ \text{MeV}$ に ^{19}F にエネルギーを固定して α - γ 同時計数実験を行った。その結果を図 2 に示す。縦軸は同時計数における γ の数と α 粒

子数の比，横軸はビーム入射方向から測った γ 線検出器の角度である。このような γ 線の角度依存性は一般に次のように Legendre 多項式で展開され，0 次の項が検出効率となる [1]。

$$R(\theta_\gamma) = a_0 + a_2 P_2(\cos \theta_\gamma) + a_4 P_4(\cos \theta_\gamma)$$

図 2 の実線は実験データに対する Legendre 多項式展開による fitting の結果を示す。実験データの誤差は二つのカウント数の統計誤差とコニオメータの機械的精度，たとえば検出器の回転に伴う立体角の系統的狂い等を系統誤差として加算し，fitting から次の結果を得た。すなわち

$$\frac{\Omega_\gamma}{4\pi} \bar{\epsilon}_\gamma = a_0 = (3.15 \pm 0.04) \times 10^{-2} \quad (6)$$

$$a_2 = (0.79 \pm 0.07) \times 10^{-2} \quad (7)$$

$$a_4 = (0.24 \pm 0.08) \times 10^{-2} \quad (8)$$

またこの fitting において $\chi^2 = 3.72$ であった。自由度は $13-3=10$ であるから fitting は充分合理的であると言えよう。

このように γ 線検出器の検出効率が校正されたので，図 1 の励起関数の実験データから水素濃度分布を求めることができるが，励起関数は γ 線をシングルモードで測定しているので， γ 線シングルの角度分布を確認しておく必要がある。この角度分布は $\alpha-\gamma$ 同時計数実験と同時に測定されており，その結果は 5% 以内で等方的である。したがって励起関数は γ 線検出器をどの角度で測定しても良く，同時計数実験に先立ち，ビーム方向で測定した励起関数がそのまま使える。

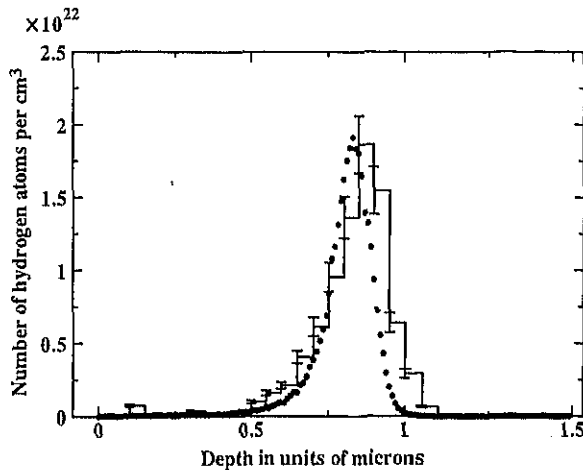


図 3: イオン注入によって製作したシリコン標準試料の水素分布

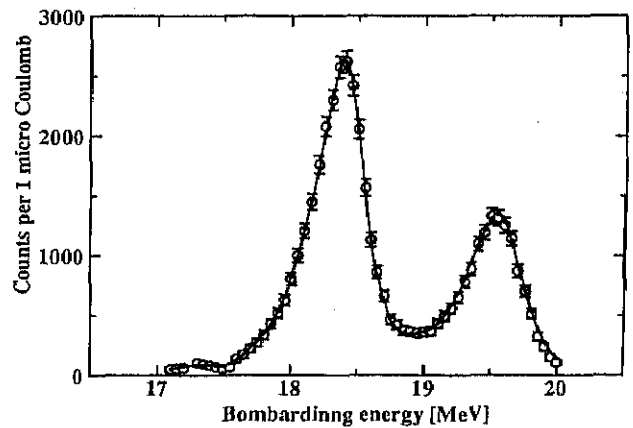


図 4: 補間法によるデータ補正，バックグラウンドの差し引き，スムージングを施した励起関数 (O印) と求めた水素分布を基に計算した励起関数 (実線)。

図 1 の励起関数の実験データから計算で求めた表面の寄与を差し引き，さらに Spyrou 等 [3] が報告した反応断面積の実験結果を参考にして，ピーク C と D の重なりによって生ずる滑らかなバックグラウンドとして 16.5~17.5 MeV の範囲のカウント数の平均値 308 カウントを差し引いた。また，17.3 から 17.7 MeV 付近とピーク C と D に対して若干のスムージングを施した。解析は始めに最小 2 乗法で解を求め，負の解は 0 と置いたものを分布の初期値として Marquardt 法による χ^2 の最小化を行った [2]。その際，荷重は表面吸着水素の寄与とバックグラウンドの差し引き及びスムージングに

伴う誤差を加算したものを励起関数の測定値の分散と仮定し、解析の範囲を表面付近を除き 17.1~20 MeV とした。

図 3 のヒストグラムは、シリコン試料を表面から $\Delta x = 0.05 \mu\text{m}$ ごとの薄い層に分割し、各層内では水素密度 $n(x)$ が一様であると仮定したときの $n(x)$ の値を示す。この分布から計算した励起関数は図 4 のようになる。この fitting の χ^2 最小値は 23.5 であり、自由度が $59 - 31 = 28$ であるから、fitting は合理的であると考えられる。また、SRIM 計算コードを用いて 1000 個の陽子の停止位置をシミュレートした結果を図 3 に小さな黒丸で示した。シミュレーションの縦軸は、分布の最大値がヒストグラムの最大値と一致するように規格化してある。シミュレーションの結果は実験で求めた水素分布と定性的に一致している。図 3 において 0.5 から 1.1 μm までの範囲に分布した水素原子が注入されたものであると仮定してすべてを加算すると

$$n_{\text{H}} = (4.48 \pm 0.47) \times 10^{17} \quad [\text{H}/\text{cm}^2]$$

となる。誤差は fitting で求めた $n(x)$ 誤差 5.7 %、共鳴核反応断面積 $\sigma(E_{\text{R}})$ の誤差 8.3 %、電流積分の誤差 2.7 %、並びに検出効率の誤差 1.3 % を考慮した。相対誤差は 10.2 % である。

共鳴原子核反応とはまったく独立の方法として、別項に記した陽子 ERCS 方でシリコン標準試料の水素濃度を測定した。陽子のエネルギーは 20 MeV であり、標準試料には厚さ 7.5 μm のカプトン ($\text{C}_{22}\text{H}_{10}\text{N}_2\text{O}_4$) 膜を用いることができる。実験データは表 1 のとおりである。

表 1: 陽子 ERCS 法における実験結果

試料	収量	電流積分値 (相対値)
シリコン標準試料	$Y_{\text{S}} = 338 \pm 11$	$C_{\text{S}} = 1000$
カプトン	$Y_{\text{K}} = 2518 \pm 50$	$C_{\text{K}} = 200$

カプトン膜の密度は面積と重量を測定して $\rho_{\text{K}} = 1.188 \pm 0.048 [\text{mg}/\text{cm}^2]$ であった。カプトンの分子量と水素の原子量から上の密度を水素の面積密度に換算すると $\rho_{\text{K}}(\text{H}) = 32.5 \pm 1.3 [\mu\text{g}/\text{cm}^2]$ となる。陽子 ERCS 法ではシリコン標準試料の表面に吸着された水素を分離できるだけの深さ方向分解能が無いので、表面水素濃度は先の共鳴原子核反応の励起関数解析で評価した。その計算で仮定した表面水素濃度と注入水素濃度の相対値の比は $\lambda = 0.21 \pm 0.012$ である。 $m_{\text{H}} = 1.673 \times 10^{-18} [\mu\text{g}]$ を用いてシリコン標準試料の水素・面積密度は

$$n_{\text{H}} = \rho_{\text{K}}(\text{H}) \cdot \frac{Y_{\text{S}}}{Y_{\text{K}}} \cdot \frac{C_{\text{K}}}{C_{\text{S}}} \cdot \frac{1}{1 + \lambda} \cdot \frac{1}{1.673} \times 10^{18} \quad [\text{H}/\text{cm}^2]$$

となる。これに上の各数値を代入することにより注入水素の面積密度 $n_{\text{H}} = (4.43 \pm 0.35) \times 10^{17} [\text{H}/\text{cm}^2]$ を得た。誤差には Y_{S} の統計誤差 3.3 %、 Y_{K} の統計誤差 2 %、 $\rho_{\text{K}}(\text{H})$ の誤差 4 %、及び λ の誤差 5.7 % を考慮してある。エネルギー 20 MeV の陽子はシリコン標準試料及びカプトン膜いずれもほとんどエネルギーを失うことなく通過し、電流積分は充分深いファラデーカップで行っているなのでその誤差は無視できる。相対誤差は 7.9 % となった。

製作したシリコン標準試料における水素の面積密度は、注入水素負イオン数、共鳴原子核反応、及び陽子 ERCS 法によって求められたが、これらを要約すると表 2 のようになる。これらの測定値はいずれも誤差の範囲で一致している。これより誤差を荷重とする平均と算術平均を求めればそれぞれ

$$n_{\text{H}} = (4.29 \pm 0.23) \times 10^{17} \quad \text{及び} \quad n_{\text{H}} = (4.29 \pm 0.41) \times 10^{17} \quad [\text{H}/\text{cm}^2]$$

となる。誤差を荷重としたときの相対誤差は 5.4 %、算術平均の場合の相対誤差は 9.6 % である。測定がそれぞれ単に 1 回づつであり、安易に誤差を荷重とすることに対して疑問がある。また荷重平均

表 2: 3 種類の方法で評価した水素の面積密度

方法	面積密度 ($\times 10^{17} \text{H/cm}^2$)
注入水素負イオン数	3.97 ± 0.40
共鳴原子核反応	4.48 ± 0.47
陽子 ERCS 法	4.43 ± 0.35

の誤差は小さ過ぎるであろう。したがって算術平均の結果をシリコン標準試料の面積密度とし、水素標準試料の一つが完成した。

(2) 陽子弾性散乱同時計数法による元安橋御影石の水素分析

陽子弾性散乱同時計数法は物質中の水素濃度を定量分析する手法のひとつであり、非破壊分析で簡便な点が優れている。この分析法は Cohen[4] によって最初に報告されたが手法であり、水素分析の感度は数 ppm から数十%の広い範囲に適應できる。SiO₂ が主成分の厚い鉱物試料に高エネルギーの陽子ビームを照射すると、当然、弾性散乱や非弾性散乱が起きてスペクトルは非常に複雑になる。しかし、この陽子弾性散乱同時計数法では左右前方 45 度方向に放出される 2 個の陽子を同時に検出し、水素原子のみを選択的に感度良く測定できる。さらに、陽子散乱前後でのエネルギー変化に応じた阻止能の差から散乱位置の深度も測定できる画期的な測定手法である。

広島原爆における中性子線の強度やエネルギーは、残存する ¹⁵²Eu や ³⁶Cl などの放射性同位元素の量から評価されている。爆心直下にあった元安橋の御影石の欄干では ¹⁵²Eu の深度分布が精度良く測定され、中性子線のエネルギー分布の評価に用いられている。この評価計算では御影石内の中性子の散乱と吸収を再現する為に、各元素の量を精度良く知る事が重要である。しかし、水素は分析が困難な元素のひとつであり、これまでは灼熱減量法などの分析法によって分析されていた。そこで、今回はじめて陽子弾性散乱同時計数法を用いて御影石中の水素濃度の測定を行った。

元安橋欄干の御影石から厚さ 0.2 mm の薄片サンプルを作成した。御影石の主成分は石英、長石、カリ長石、黒雲母の 4 つの鉱物であり、この中の黒雲母は数%の水素を含んでいる。また、この黒雲母の周囲には変性鉱物である緑泥石も存在し、これには黒雲母の数倍の濃度の水素が含まれている。この様に御影石中の水素の分布は非常に不均質である。そこで、実験ではサンプル上に多数の測定点を無作為に選びこの測定値を平均する事で、御影石中の水素濃度を推定した。以下の図 5 は、44 回の測定結果の頻度分布を示す。この平均値から、水素濃度 (ただし H₂O に換算した重量比) は $0.29 \pm 0.11 \text{ wt} \% (\text{H}_2\text{O})$ と測定された。この結果は葉佐井等 [5] の結果と一致した。

(3) 陽子弾性散乱同時計数法によるガラス包有物中の水素分析

火山灰中に含まれる大きさ数ミリメートルの石英結晶は、地底のマグマ中で析出された結晶であり、まれにガラス包有物としてマグマそのものを取り込んでいる場合がある。ガラス包有物は大きいものでも数百マイクロメートルであり非常に小さいガラス状の粒であるが、この内部の水素濃度の分析は地中の水の動きを知る上で非常に重要である。本研究では、蔵王の円田にて採集された火山灰中に存在する大きさ数ミリメートルの石英を厚さ 200 マイクロメートルの薄片にして使用した。

以下の図 6 (写真) では大きさ 5 ミリメートルの石英サンプル中に 200 マイクロメートルの包有物が見える。さらに包有物内は異なる成分の物質が析出して丸い内部構造が形成されている。このサ

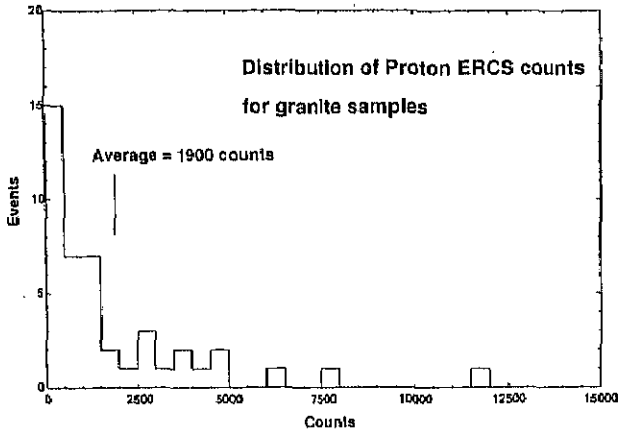


図 5: 4 4 回測定した御影石サンプルの測定値頻度分布

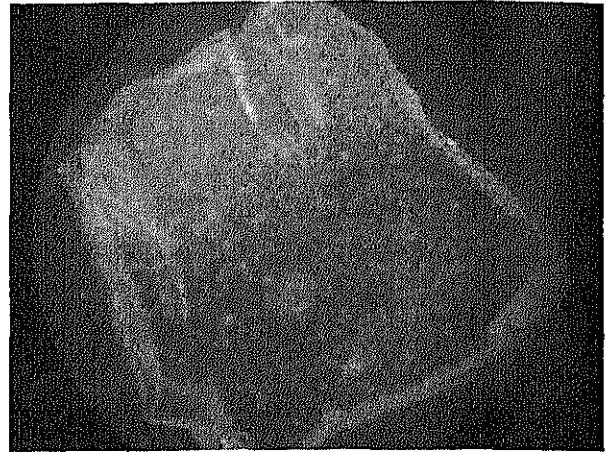


図 6: 石英中のガラス包有物サンプル (写真)

サンプルに直径約 30 マイクロメートルの陽子ビームを照射して、水素濃度を測定した。得られたスペクトルを図 7 に示す。包有物中の水素濃度は構造に応じて不均質である。

マイクロビーム実験装置ではビーム照射位置に設置した顕微鏡の焦点の調整の為、サンプルをビーム軸方向 (Z 方向) へ移動する機構が装備されている。今回の実験で、サンプルを Z 方向へ移動すると収量が変化する事が観測された。ターゲットサンプルを Z 方向に移動しながら測定した結果を図 8 に示すが、0.5mm 程度の移動で収量は約 80 % に減少する。2 つの粒子を同時に検出する為の幾何学的な条件から計算を行った結果図 8 の実線が得られた。この計算結果は実験値の Z 方向依存性を非常によく再現した。

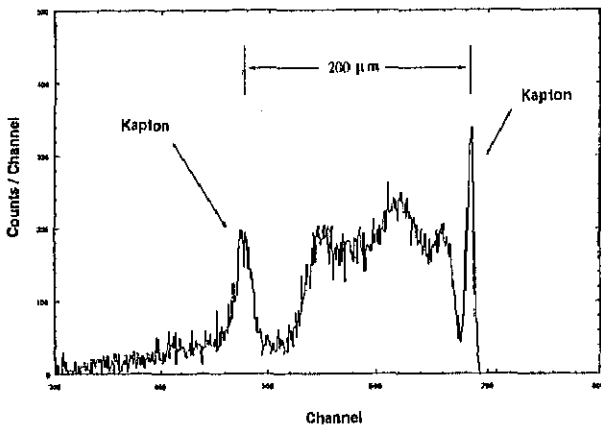


図 7: 散乱陽子スペクトルから求めた水素濃度分布

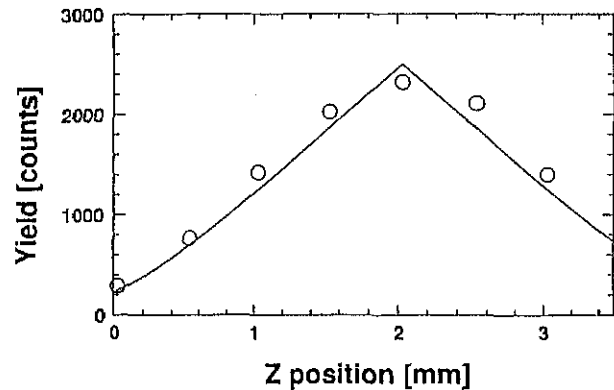


図 8: 散乱陽子数の Z 方向依存性 (白丸○) と理論曲線

(4) 水素分析用マイクロビーム装置の開発

筑波大学加速器センターの 12UD ペルトロンタンデム型静電加速器に設置された、鉍物試料中の水素分析専用マイクロビーム装置が完成した。図 9 に装置の配置図を示す。2001 年度に 20MeV の陽子ビームを直径 70 μm まで収束させることに成功していたが、装置の改良を行い、さらなる性能向上を図った。まずビームの物点を定める第 1 スリット (Beam defining slit) を口径 4 mm の固定型か

ら4方向可動式の円筒型タングステン製スリットに交換した。ビームのエッジ散乱を押さえる為に、スリット表面は粗さ $2\mu\text{m}$ 以下の鏡面仕上げとなっている。スリットは最小目盛り $1\mu\text{m}$ のダイヤルゲージにより、その位置を調整出来る。同様に口径 4mm の第2スリット (Divergence slit) も、銅製の4方向可動式スリットに交換した。可動式スリットにより、ビーム径の調整が出来るようになった。またビーム発散角を制限することで、ロシア型4連4重極電磁石 (RQ) レンズの収差の影響を小さく出来る。収束レンズから標的位置までの作業距離は 0.3m であり、ビーム軸に沿って標的物質を観察出来る長焦点立体顕微鏡用 45° 反射鏡が設置されている。ビームは反射鏡の中心にある直径 1mm の穴を通して、標的上に照射される。顕微鏡倍率は 55 から 690 倍までコンピュータ制御で遠隔操作出来る。試料ホルダーは、 $115 \times 30\text{mm}^2$ の移動が可能で、最小移動ステップは $1\mu\text{m}$ の精度を持っている。また位置再現性も 30mm の移動で、 $\pm 2\mu\text{m}$ 以内に収まっている。装置上の各光学要素及び計測機器は1台のコンピュータで制御出来る。制御システムは Windows2000 をプラットフォームにしてプログラムは Visual-C で作られ、通信は 100 BASE-TX TCP/IP で行われる。また計測の時間短縮化と簡略化を考慮して、各光学要素の半自動調整機能を付加している。図 10 に開発された装置制御システムのコントロール画面を示す。ビーム軌道計算結果より、ロシア型4連4重極電磁石レンズのビーム縮小倍率は13倍であり、 $ME/q^2 = 100\text{MeV}$ までの重イオンを収束可能である。また収束レンズを2連型で使用した場合、ビーム縮小倍率は、x方向で7.5倍、y方向で60倍、 $ME/q^2 = 45\text{MeV}$ となる。陽子弾性散乱同時計数法を用いるときは2連型、また共鳴核反応を用いた NRA 法で水素の深さ方向分布の精密測定を行う場合は4連型でビームを収束させる。ビーム収束実験は、ZnS 蛍光体標的にビーム照射して、発光スポット径を顕微鏡で測定することにより行った。発光スポット径は、直径 $25\mu\text{m}$ のタンタル製ワイヤーをビームスポット位置で移動させて、 135° 方向に弾性散乱される粒子を SSD 検出器で測定して確認を行った。表 3 に 20MeV 陽子ビームを収束させた場合の計算結果と実験結果を示す。 20MeV の陽子ビームを 0.1nA のビーム電流値で、最小 $14 \times 6\mu\text{m}^2$ まで収束させることに成功した [6]。

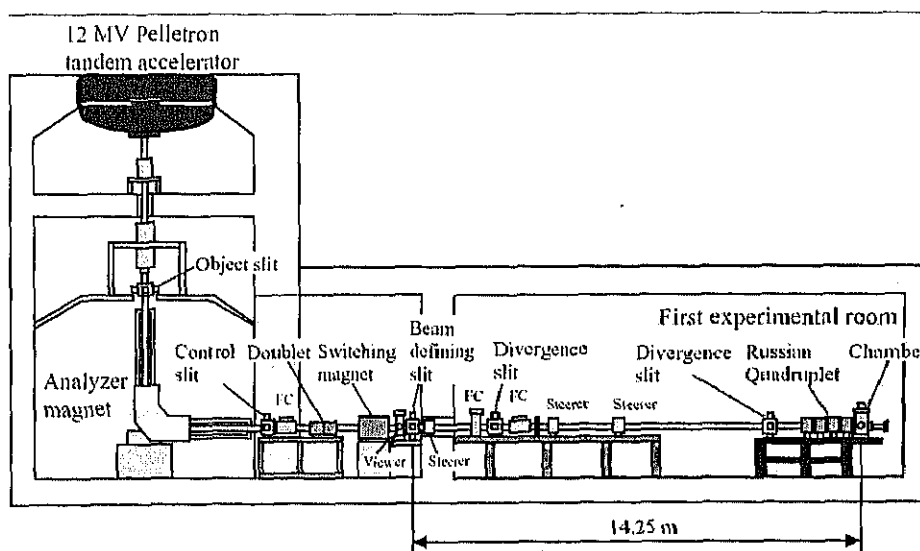


図 9: 筑波大学加速器センター 水素分析用マイクロビーム装置概略図

(5) レーザーイオン源による高輝度金属イオンの生成

レーザーイオン源により固体試料を抽出して、ECR (Electron Cyclotron Resonance) プラズマで多価イオンを生成する新しい型のイオン源を開発している。レーザーアブレーションにより固体

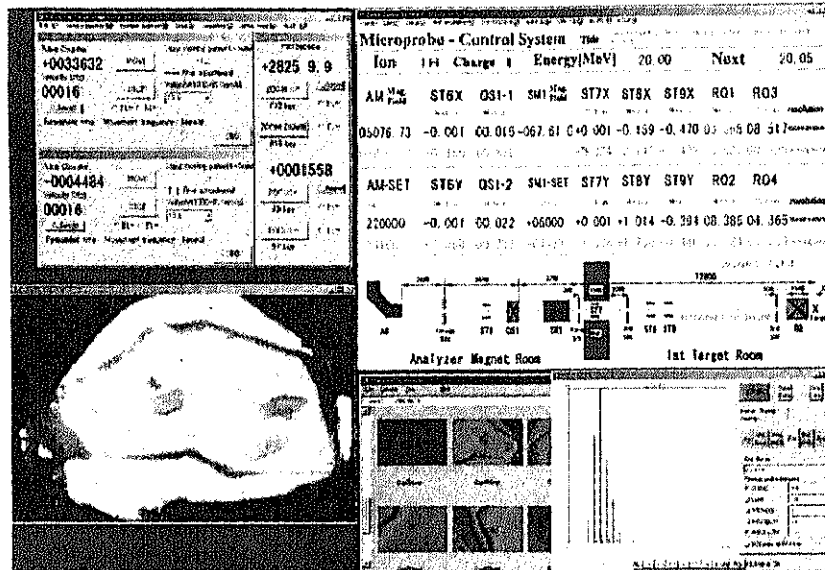


図 10: 水素分析用マイクロビーム装置制御システム コントロール画面

試料から目的元素を取り出し、かつ ECR プラズマによるイオントラップ効果を利用すれば、安定的に金属イオンの大電流ビームの取り出しが可能となる。2002 年度は、レーザーイオン源の試験開発を行った。 ECR プラズマポテンシャル中に、レーザーアブレーションで抽出された粒子を外部入射イオンとして導入する。したがって、レーザーイオン源から引き出されるイオンの加速エネルギーを低く抑えることが必要となる。レーザーは、Nd:YAG パルスレーザー (Quantel Brilliant Ultra) を使用する。パルス幅 7 ns で繰り返しは最大 20 Hz、波長 $\lambda = 1064\text{nm}$ で 50 mJ のエネルギーを持つ。ビームスポットは均一プロファイル形状になっている。レーザーは標的に対して 45° 方向から焦点距離 $f = 150\text{mm}$ の収束レンズにより、標的上に集光される。レーザー照射強度は標的上、最大で $1.4 \times 10^9\text{W/cm}^2$ となる。テスト実験では、標的として厚さ 3 mm の Cu 板を使用した。標的には最大 5 kV まで加速電圧を加えることが出来る。真空容器はターボ分子ポンプによって排気され、到達真空度は $5 \times 10^{-6}\text{Torr}$ であった。標的から 420 mm の位置に $\phi 8\text{mm}$ のスリットを設置した。ファラデーカップは内径 10 mm の円筒状のもので、標的からのドリフト距離は 500 mm となる。ファラデーカップには -400 V のサプレッサーが設置されている。レーザーアブレーションにより発生したプラズマは、標的に対して垂直方向に大きな速度分布を持つ。ここでは加速電圧を数 kV までとして、収束要素の無い場合で 500 mm のドリフト距離でイオン電流がどの程度得られるか計測を行った。図 11 に計測された Cu イオンのビーム電流波形を示す。図 11(a) は、加速電圧を加えずに、レーザー照射強度を変えた場合のビーム電流波形である。レーザー照射強度 $1.4 \times 10^9\text{W/cm}^2$ の時、0.12 mA の電流値が得られた。ビーム電流パルスはレーザー照射後 $13\ \mu\text{s}$ でピークを持つ、これは速度として $3.8 \times 10^4\text{m/s}$ となり、エネルギーで約 470 eV となる。レーザー照射強度が $0.8 \times 10^9\text{W/cm}^2$ 以下では、ビーム電流値は計測されなかった。図 11(b) は加速電圧を加えた場合で、加速電圧を高くすれば、Cu イオンの到達時間 (速度) が早くなり、ビーム電流値も増えることがわかる。加速電圧 2 kV では、ビーム電流値 0.51 mA を得た。

(6) AMS による ^{36}Cl の測定

筑波大学加速器センターの 12UD タンデム加速器を利用した加速器質量分析法 (AMS) は、現

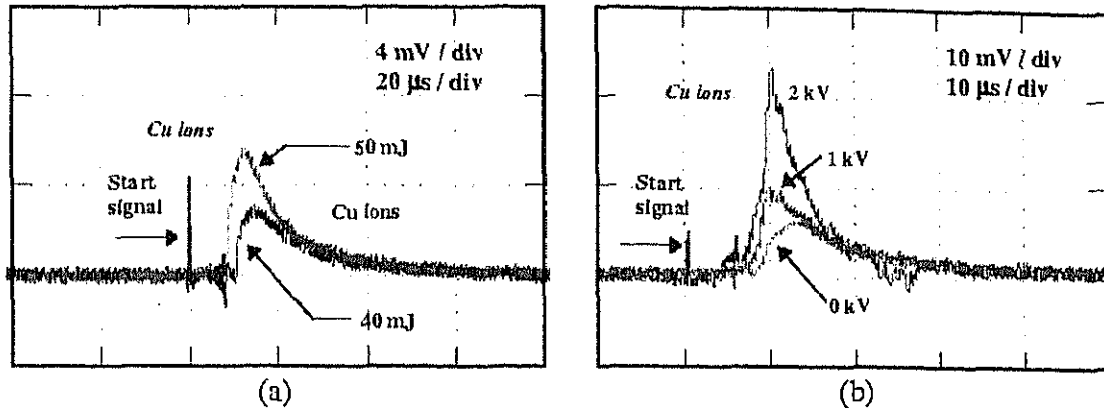


図 11: ファラディカップで測定された、Cu イオンの電流波形。(a) レーザーエネルギーを変化させた場合 (加速電圧 0 kV)、50 mJ (7 ns, レーザー照射強度 $1.4 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$) と 40 mJ ($1.1 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$)。 (b) 0, 1, 2 kV の各加速電圧でのビーム波形 (50 mJ)。

在、国内で唯一 ^{36}Cl の測定が可能なシステムである。 ^{36}Cl は半減期が 3.01×10^5 年あり、自然界には $^{36}\text{Cl}/\text{Cl} \sim 10^{-14}$ のレベルで存在している。液体シンチレーション検出器での崩壊に伴う β 線計測では、多量の試料と長時間の計測が必要となる。しかし、筑波大学 AMS は微量な試料から高感度で迅速に ^{36}Cl を検出できる特徴を持っている。2002 年度に筑波大学 AMS を用いて実施された研究テーマと内容は、以下の通りである。

1. 広島原爆試料による中性子線量再評価。

被爆者が浴びた放射線量を推定する現行の計算方式「DS-86」の再評価を行った。2003 年 3 月に「原爆放射線量評価検討会」(日米合同会議)において承認された新計算方式「DS-02」にその測定結果が反映された。

2. 東海村及び日本各地域の土壌中 ^{36}Cl 測定。

微量な放射性核種の ^{36}Cl が、どのように環境中で挙動しているか調査を行っている。

3. 各種加速器施設におけるシールドコンクリート中の ^{36}Cl 濃度測定

各種加速器施設のシールドコンクリート中に生成される ^{36}Cl 濃度の深度分布を、AMS により測定している。2002 年度は、東京大学原子核科学研究センター SF サイクロトロン、東北大学原子核理学研究施設 300 MeV 電子リニアック、高エネルギー加速器研究機構 12 GeV 陽子シンクロトロンのシールドコンクリートまたは床下コンクリート中の ^{36}Cl の深度分布を測定した。今後、本格的に始まる原子力施設におけるクリアランスレベルの議論において、この ^{36}Cl 測定法は重要な評価方法となっている。

参考文献

- [1] K.Sasa, H. Oshima, Y. Yamato, T. Komatsubara, T. Katabuchi, K. Shima, K. Furuno, M. Kurosawa, N. Yanagisawa, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., B190 (2002) 287-290
- [2] V. A. McGlone and P. B. Johnson, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., B61 (1991) 201-212

- [3] K. Spyrou, *et al.* Zeit. Phys. A357 (1997) 283
- [4] B.L. Cohen, C.L. Fink, J.H. Degnan, J. Appl. Phys. 43 (1972) 19
- [5] H. Hasai, K. Iwatani, K. Shizuma, M. Hoshi, K. Yokoro, S. Sawada, T. Kosako, H. Morishima, Health Phys. 53 (1987) 227
- [6] K. Sasa, K. Furuno, Y. Yamato, H. Ohshima, S. Ishii T. Komatsubara, M. Kurosawa, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. B (2003), in press.

表 3: 20 MeV 陽子ビームの収束スポット計算結果と実験結果

	Quadrupole Doublet			Russian Quadruplet
<i>Calculated results</i>				
Object slit [μm^2]	200 × 200			200 × 200
Expected beam spot size [μm^2] with no parasitic aberrations	27.7 × 4.8			14.9 × 14.9
Demagnification factor	$D_x=7.2, D_y=41.7$			$D_x=D_y=13.4$
Maximum mass energy product ME/q^2 [MeV amu]	45			100
<i>Experimental results</i>				
Object slit [μm^2]	60 × 200	120 × 200	200 × 200	200 × 200
Spot size [μm^2]	14 × 6	22 × 8	30 × 10	25 × 20
Target current [nA]	≤ 0.15	≤ 0.5	≤ 2	≤ 2

[2] クラスタグループ (李 相茂、新井一郎、李 天信)

(1) Xe 原子スパッタリングによる低融点金属クラスタの生成

我々は、過去の実験でスパッタリングによる高融点金属のクラスタの質量分布スペクトルを測定してきた。そして得られたデータは、原子ボンドの破碎確率 P をパラメーターとしてパーコレーションによってよく再現される事がわかった。また、パラメーター P と金属の融点との間には強い相関がみられた。このことは、熱拡散-隔離モデルを仮定することにより、物理的によく理解できた。今回の実験では、低融点金属 (In, Ga, Sn, Bi, Pb) をターゲットとして、スパッタリングを行いクラスタの質量分布スペクトルを測定した。実験では、FAB ビーム源からの中性 Xe 原子でスパッタリングを行い、それによって生成されたクラスタイオンを、静電分析器と磁気分析器からなる質量分析器によって選別し、質量分布スペクトルを測定した。

得られたクラスタ質量分布スペクトルは、高融点金属の場合ようなべき乗則には従わなかった。Ga, In, Pb のスペクトルは指数関数+べき関数 (図 1)、Sn, Bi (図 2) のスペクトルは対数正規分布関数+べき関数でよく再現された。このような振る舞いについて以下のようなモデルを考察した。(1) Xe 入射直後では、高エネルギーのため単原子の蒸発が起る。放出された単原子がその行程で凝縮しクラスタになる。その成長過程はレート方程式により記述される。この場合その質量分布スペクトルは指数関数で表される。(2) 入射後しばらくして表面の温度が減少すると、高融点金属のときと同じように、表面からは単原子だけではなくクラスタも放出されるようになる。つまり、質量分布スペクトルはべき乗則に従う。Ga, In, Pb については、このモデルでよく理解できた。Sn, Bi については、Ga, In に比べ熱伝導率が小さい。また入射粒子のエネルギー損失からストラグリングを計算すると In, Ga の値よりも比較的大きい事がわかった。このようなことから表面付近での入射粒子のエネルギー散逸を考えると、Sn, Bi の方がより深く狭い領域から 2 次粒子放出が起ると予想される。その場合、放出される粒子は、比較的高密度で指向性をもった集団を形成する。したがって、クラスタの成長する確率と凝集条件を持続する時間はともに大きくなる。このような条件のもとでレート方程式を解くと、クラスタ質量分布スペクトルは対数正規分布関数を示す。

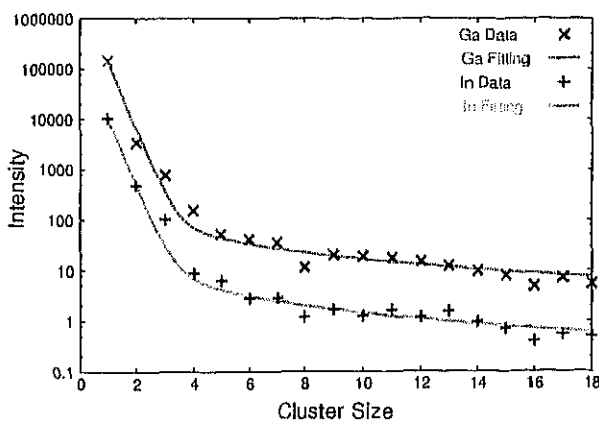


図 1: Ga に対するクラスタ質量分布スペクトル；実線は {指数関数+べき関数} によるフィッティングの結果。

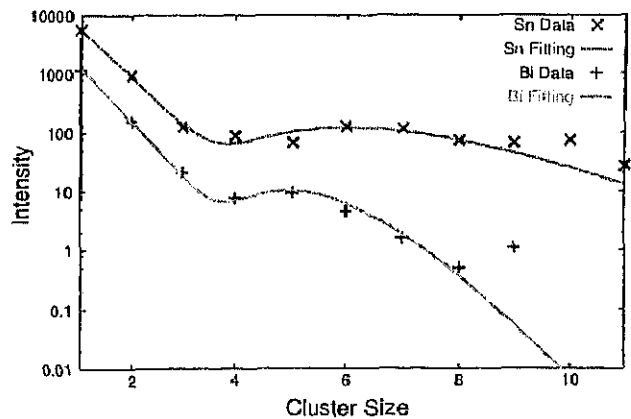


図 2: Bi に対するクラスタ質量分布スペクトル；実線は {対数正規分布関数+べき関数} によるフィッティングの結果。

(2) クラスター衝撃による金属表面からの2次電子放出

我々は銅表面から銅クラスター(クラスターサイズ $n=1,2,\dots,40$)の衝撃によって放出される2次電子を測定した。実験装置は、銅表面を実装したダイノードと放出した2次電子を測定する半導体検出器(SSD)から構成されている。ダイノードとSSDの配置に関しては、Daly型の粒子検出器[1]を基本とし、入射粒子と2次電子の軌道をシミュレーションソフト(SIMION)[2]で計算して決定した。ダイノードには30kVが印加されているので、銅表面から放出される2次電子は1個につき30keVのエネルギーを持ってSSDに集光される。したがって、 n 個の電子が放出された場合は合計30nkeVの信号が測定される。このためSSDから得られるエネルギー信号の分布は、クラスターイオン1個につき放出される2次電子数の統計分布を与える[3]。SSDのエネルギー応答関数として、放出2次電子の全吸収に対応するピークを1つのガウス分布とし、これにSSD表面での電子の後方散乱[4]によるエネルギー損失の影響を採り入れた $(n-1)$ 個のガウス分布を加えたものを考える。このエネルギー応答関数を用いてMulti-Gaussian fittingを行ない、各放出2次電子数に対する収量を得た。次に、放出2次電子数の収量分布に対して、ポリヤ分布を用いたfittingを行った。ポリヤ分布はポアソン分布からのずれを表すパラメータ b を含む分布関数で、 $b=0$ の時にポアソン分布と一致する。このfittingによって放出2次電子数の平均値 γ とパラメータ b を決定した。

2次電子放出機構としては、ポテンシャルエミッション[5]とキネティックエミッションの2つが考えられているが、本実験の場合、速度範囲から見てポテンシャルエミッションは無視できる[6]。キネティックエミッションでは、入射粒子がクラスターや分子の場合、「放出電子数が入射粒子の構成粒子の個々の放出電子数の足し合わせになる」というく足し合わせ則が成り立つと考えられている[4],[7]。図3は、銅クラスターの速度とクラスターの銅原子1個あたりの放出2次電子数 $\gamma/Atom$ の関係を示している。結果からはクラスターサイズ9付近を境にして二つの異なる足し合わせ則(二つの直線)が存在するように見える。図4は、 $\gamma/Atom$ とパラメータ b の関係を示している[8]。これらの関係においても、クラスターサイズ9を境として二つの異なる傾向を示している。

我々は、さらにダイノードの印加電圧を変化させることにより、入射粒子(クラスターサイズ $n=1,2,3,5,7$)のエネルギーを変化させて同様の実験を行った。結果を図5,6に示す。図5では、エネルギー変化に対しても足し合わせ則が成り立っているように見える。図6では、 b の大きさが図4の場合と異なっているが $\gamma/Atom$ の減少と共にパラメータ b も減少する同じ傾向を示している。エネルギーに対する大きな依存性は見られなかった。

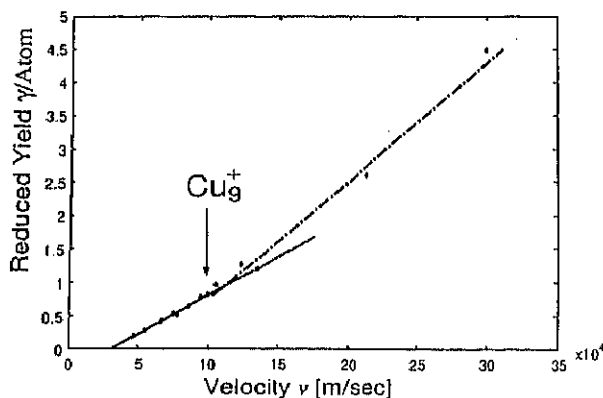


図3: クラスターイオンの速度と放出2次電子数 $\gamma/Atom$ の関係; 直線は最小二乗法によるもの

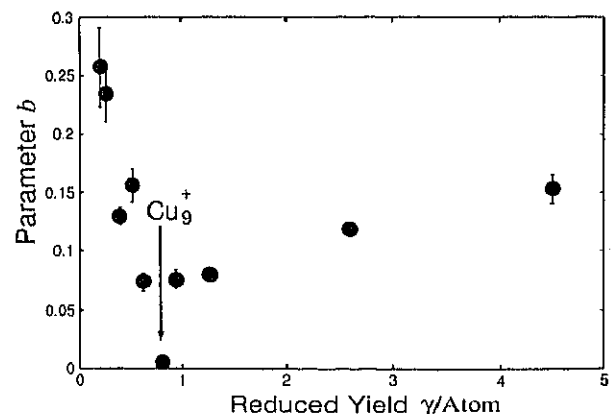


図4: 放出2次電子数 $\gamma/Atom$ とポリヤパラメータ b の関係

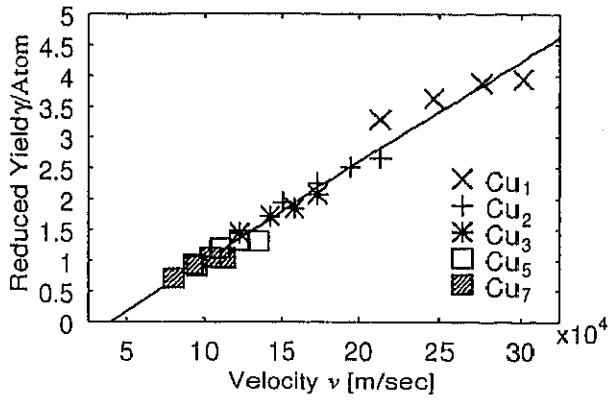


図 5: 図 3 と同様の関係 ; 直線は最小二乗法によるもの。それぞれのマークはクラスターサイズを示す。

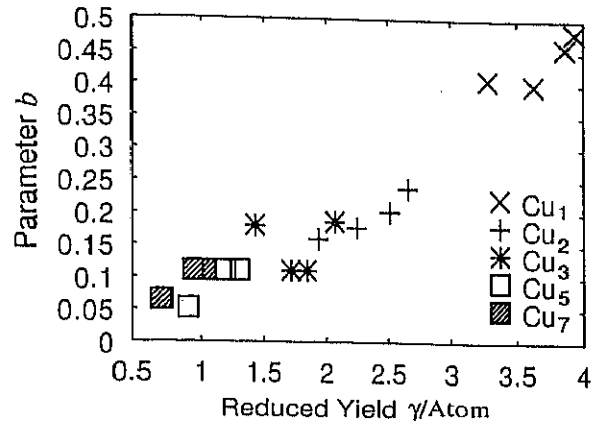


図 6: 図 4 と同様の関係。それぞれのマークはクラスターサイズを示す。

(3) Au₅₅ アイソマーの構造転移

有限個の原子の系の構造と熱力学的特性を知ることは、クラスター物質の応用を考える上で基本となる。我々は、分子動力学シミュレーションによって金クラスターの固体状態における構造転移を研究した。

Au₅₅ の分子動力学シミュレーションは、6-8 面体から正 12 面体あるいは無秩序状態へと、対称性の異なる配位の間で固体-固体構造転移が起きることを示している。無秩序状態への転移は、小さなクラスターではこれまでのシミュレーションで見られなかったことである。一方、Krakow らの HRTEM (High Resolution Transmission Electron Microscope) を使った研究は、10Å 以下の担持金クラスターが無秩序状態にあることを示している [9]。固体-固体転移は、微視的には原子の集団的歪みや一部の原子の移動によるものであることが示されている。どちらの場合でも、転移の際の系の凝集エネルギーは、何らかの障壁を経ることなく滑らかに移行する。

MTP (Multiply twinned particles) は金属ナノ粒子の HRTEM でしばしば観察される [10]。これは、密着した 2 つのクラスターを熱的に励起して熱力学的性質を調べている我々のシミュレーションでも現れている。

原子間距離 r_{ij} の関数として、クラスターのポテンシャルエネルギーを以下の式 (Gupta Potential) でモデル化する。

$$V = \frac{U_n}{2} \sum_{j=1}^n \left[A \sum_{i=1}^n e^{-p \left(\frac{r_{ij}}{r_{0n}} - 1 \right)} - \sqrt{\sum_{i(\neq j)=1}^n e^{-2q \left(\frac{r_{ij}}{r_{0n}} - 1 \right)}} \right]$$

ここで、金のバルクの性質を再現するパラメータとして、 $A=0.118438$, $p=10.15$, $q=4.13$ を使っている [11]。このポテンシャルから、金クラスターの縮退した最低エネルギー状態を求める。Au₅₅ の構造としては、さらに遺伝アルゴリズムを用いて、最も安定な配位をさがし出した。

クラスター内で起こっている 3 つの構造的変化 (I, II, and III) の様子を理解するために、スローモーションでの各々の原子の振る舞いを記録する。6-8 面体アイソマー (CO) から正 12 面体アイソマー (Ih) への転移である変化 I は集団的歪みの結果である。ここでは、原子の熱的振動によって、ついには回復出来ない歪みを生じている。構造的転移 II は、ごく少数の原子の再配置を通じて、ある種の準安定状態間に引き起こされる。そのような転移は、まだエネルギーは高いくても、クラスター

が更なる変化を受けやすい構造にたどり着くまで繰り返される。転移 III は、転移 I と同じく過渡的かつ発熱的なものであるが、構造的転移は主に一つの原子の熱的移動によって引き起こされる。

金クラスターに関するこのような研究と密接に関連して興味深いことの 1 つに、構造的変化を伴う金クラスター表面への他の原子の吸収があげられる。具体的には、 SiH_4 分子雰囲気中での、サイズの小さい金クラスター表面へのシリコン原子吸収過程の分子動力学シミュレーションによる研究が進展中である。

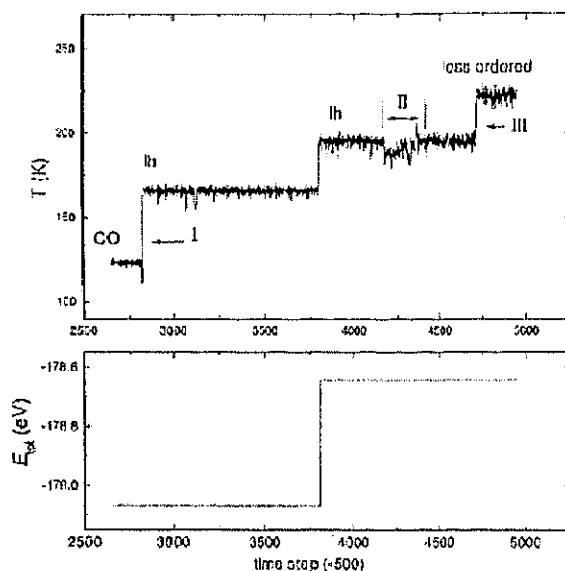


図 7: 短時間の平均温度とクラスターの全エネルギーの時間経過を表している。区間 I II III はクラスターの構造的不安定性を示している。横軸 3800 あたりでの急な増加は人工的に熱を加えた結果である。

(4) 多価イオンビーム実験のための TOF 質量分析装置

我々はクラスターや分子が多価イオンと衝突した際にできる反応生成物について研究を進めている。反応生成物の質量分析には TOFMS を用いている。今回は、このシステムを紹介するとともに、フラーレン C_{60} に多価イオン Xe^{20+} を衝突させて得られた予備的データについて報告する。

装置を図 8 に示す。多価イオンビームは Electron Cyclotron Resonance Ion Source[12] によって生成され、90 度の分析磁石によってイオン価数を選別した。 Xe^{20+} イオンは 15kV の電圧によって引き出され、その強度は 1mA であった。多価イオンビームは、電場によって 200ns のパルス幅に整えた後、直径 1mm のスリットを通してターゲットチャンバーに入射させた。ターゲットチャンバーの圧力は、 1.0×10^{-8} torr であった。実験では粉末フラーレンを 673K に熱して蒸気してターゲットとした。このとき、チャンバー内の圧力は 7.0×10^{-8} torr まで上がった。生成イオンは、パルス状の引き出し電場によって、TOF 測定装置へと導入された。イオン化領域と加速領域の二段階加速方式をとることによって、イオン化位置の違いによる TOF のばらつきを収束させた。イオン化領域は 5cm の長さで、そこに電場 107V/cm を与えた。また、加速領域は 4cm の長さで、そこに電場 525V/cm を与えた。イオンは 2m のドリフト領域を等速飛行した後、検出器によって検出される。検出器にはカップ型ダイノードと MCP との組み合わせを用いた。スタート信号を引き出し電極のパルス、ストップ

信号を検出器の信号にとって、それぞれを 2 GHz multi-stop TDC(P7886E, FAST ComTec) に接続した。

図 9 は、多価イオン Xe^{20+} と C_{60} フラーレンとの衝突の結果得られた TOF スペクトルを示している。フラーレンのイオンである、 C_{60}^+ , C_{60}^{2+} , ..., C_{60}^{6+} のピークを明確に見ることができる。この測定での質量分解能は、 C_{60}^+ のピーク付近のスペクトルから、およそ $\delta m/m = 200$ と見積もられた。ここで特徴的なことは、 Au^{69+} のような著しく高い価数を持ったイオンとの衝突との違い [13] で、衝突の際にフラグメントとして発生する C_{58}^{q+} などがほとんど見えないということである。本実験の場合、内部エネルギーの増加の少ない、ソフトなイオン化が起こっていることを示唆している。この結果は、多価イオンによる Na クラスタイオンの生成 [14] や、フェムト秒レーザーでのイオン化 [15], [16] などの場合と類似している。今後は、この TOF システムを用いて、グラファイトや、金属固体などの表面を多価イオンビームでスパッタリングしたときに発生するクラスタイオンの質量分析を行ないたいと考えており、現在準備中である。さらに、中性原子スパッタリングや高エネルギーの多価イオンスパッタリングとの比較を行ない、その特徴を調べる予定である [17]。

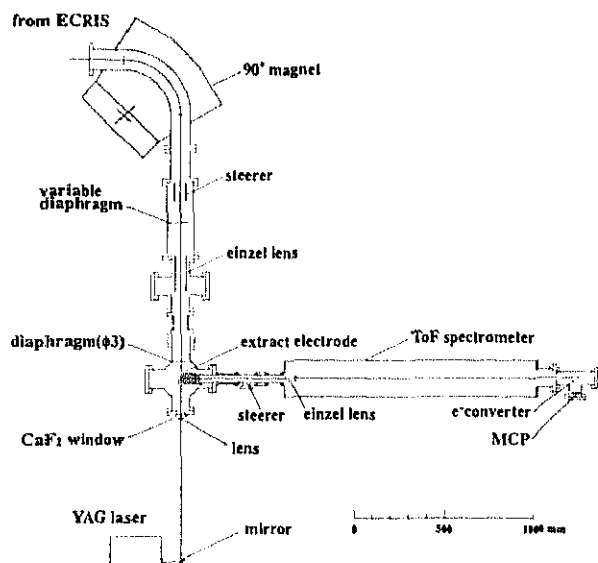


図 8: TOFMS 装置

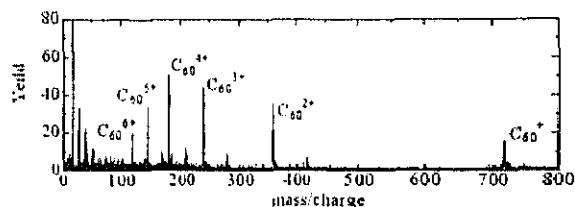


図 9: C_{60} と Xe^{20+} の衝突による生成物の質量電荷比の分布

(5) レーザーアブレーション法による液体ヘリウムフリー超伝導 ECR イオン源のプラズマ診断

ECR イオン源におけるキーパラメータである電子密度、電子温度、イオン閉じ込め時間を決定する方法として、近年、レーザーアブレーション法と呼ばれるものが開発された。この方法では、まず金属ターゲットにレーザーを照射し、発生させた中性粒子を ECR プラズマ内に導入してイオン化する。次に、これによって得られた多価イオンビーム強度の時間変化の測定を行なう。更に、この測定結果を段階的イオン化モデルと比較し、電子密度、電子温度、イオン閉じ込め時間を決定する。実験は以下の様にして行なった (図 10)。レーザーには 1064nm の Nd:YAG laser を用いた。ECR イオン源「SHIVA」のバイアス電極部にアルミニウムターゲットを実装し、ターゲットにレーザーを照射した。発生した中性粒子は ECR プラズマによってイオン化され、引き出し電極により多価イオンビームとして引き出される。更に、アナライザーマグネットを用いて質量電荷比を選別した後、フェラデーカップによってビーム強度を測定した。ここでは、デジタルオシロスコープを用いてビーム強

度の時間変化を記録した。プラズマ閉じ込め磁場の中央部 (B_{\min}) に対してプラズマ変数がどの様に
 変化するかを調べるために、マイクロ波導入側 (B_{inj}) とビーム引き出し側 (B_{ext}) の磁場をそれぞれ
 1.85T・1.18T と固定したまま、 B_{\min} を 0.24T, 0.3T, 0.4T, 0.45T と変化させて測定を行なった。図 11
 に典型的なアルミニウムイオンビーム強度の時間変化を示す。このようにして得られた時系列データ
 を解析するために以下の式 [18] を用いた。

$$\begin{cases} \frac{dn_0}{dt} = -n_e \chi_{0 \rightarrow 1}^{\text{ion}} n_0 + n_{\text{gas}} \xi_{1 \rightarrow 0}^{\text{ex}} n_1 - \frac{n_0}{\tau_0} \\ \vdots \\ \frac{dn_i}{dt} = +n_e \chi_{i-1 \rightarrow i}^{\text{ion}} n_{i-1} - n_e \chi_{i \rightarrow i+1}^{\text{ion}} n_i - n_{\text{gas}} \xi_{i \rightarrow i-1}^{\text{ex}} n_i + n_{\text{gas}} \xi_{i+1 \rightarrow i}^{\text{ex}} n_{i+1} - \frac{n_i}{\tau_i} \end{cases}$$

ここでプラズマ変数として電子密度 n_e 、電子温度 T_e 、イオン閉じ込め時間 τ_c を与えてやると、上記
 の式は解くことが可能となる。図 12 にこの式を計算して得られた結果のグラフを示す。

図 13 は B_{inj} と B_{ext} を 1.85T, 1.18T に固定したまま、 B_{\min} を変化させた際のプラズマ変数 n_e, T_e, τ_c
 の計算結果である。電子密度 n_e は中央磁場 B_{\min} が大きくなるにつれ増加しているが、0.4T 以上の
 領域では減少へと転じている。また電子温度 T_e は B_{\min} が大きくなるにつれ増加し、一方でイオン閉
 じ込め時間 τ_c は B_{\min} が大きくなるにつれ徐々に減少していることが分った。

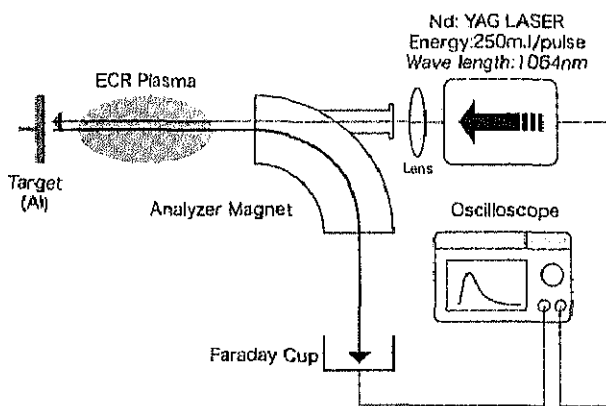


図 10: Set up

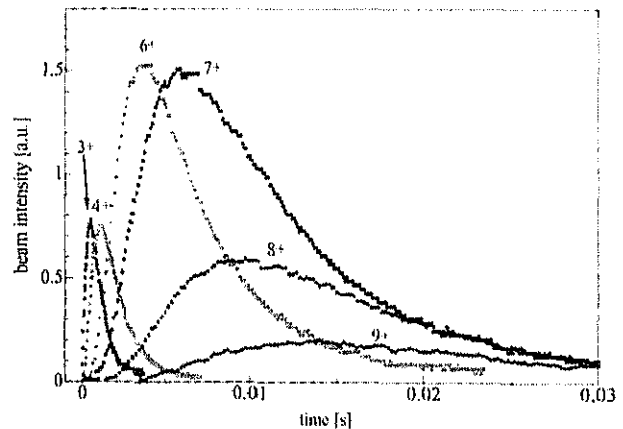


図 11: Time structure of Al ion current

(6) C_n クラスターの高エネルギー加速†

† 笹公和との共同研究

MeV レベルの高エネルギークラスターの照射効果は、単原子イオンと比較して非線形であり、物
 理的にもまた材料科学の研究においても興味深いものである。我々の研究グループでは、1MV タン
 デトロン加速器による高エネルギー炭素 (C_n) クラスター加速に成功した。実験配置を Fig.14 に示す。
 Cs スパッター型イオン源からは、ターゲット試料にグラファイトを使用することにより、 C_{10}^- クラス
 ターまでの引き出しを確認した。 C_n^- クラスターとビーム電流値の関係を Fig.15 に示す。引き出し電
 圧は 19.5 kV で、FC2 で測定された。 C_{11}^- 以上のクラスターは Cs(133 amu) と C_n^- とのクラスター構
 成の可能性があり、現在検証実験中である。タンデトロン加速器によって加速された C_n^- クラスター
 は、荷電変換部分で C_n^+ になり、15° コース (C コース) に輸送されて ϕ 3mm のアパチャスリッ

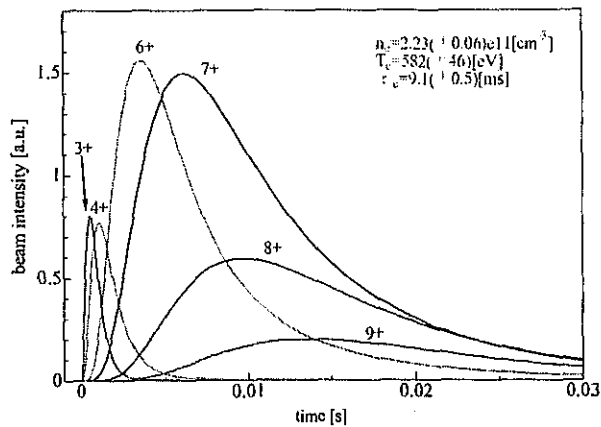


図 12: Calculated results

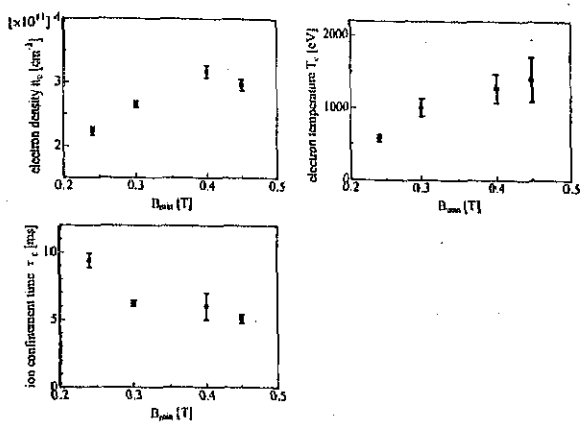


図 13: Resulting plasma parameters

トを通過後、FC-target でビーム電流値が測定された (Fig.16)。1 原子当りのエネルギーを 173.5keV (14.5keV/amu) に揃えて、 C_7^+ クラスター (加速エネルギー 1.21 MeV) までの加速に成功した。今後、高エネルギー C_n クラスターと物質との相互作用効果の研究を行う予定である。また現在、高エネルギークラスター加速専用のイオン源を開発中である。

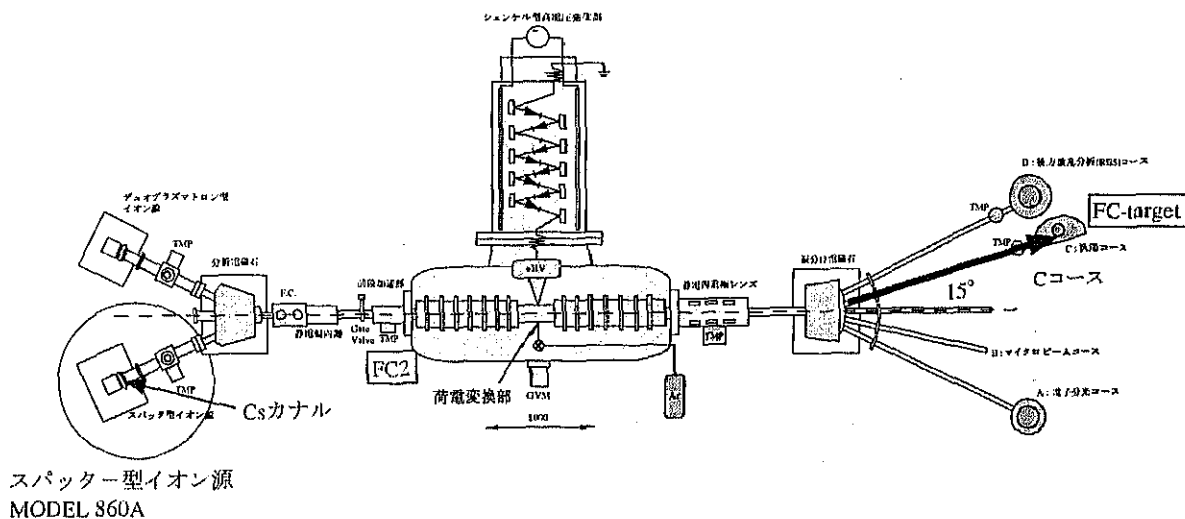


図 14: 1MV タンデトロン加速器実験配置図

参考文献

[1] N.R.Daly, Rev. Sci. Instr., 31, (1960)264.
 [2] SIMION3D, Idaho National Engineering Laboratory Chemical

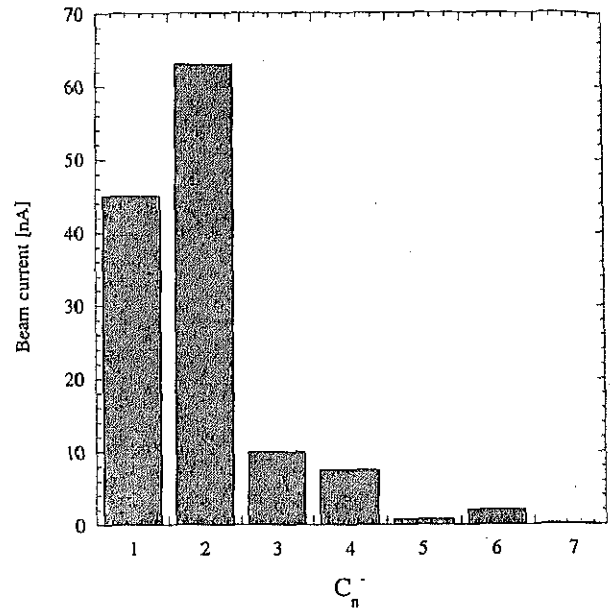
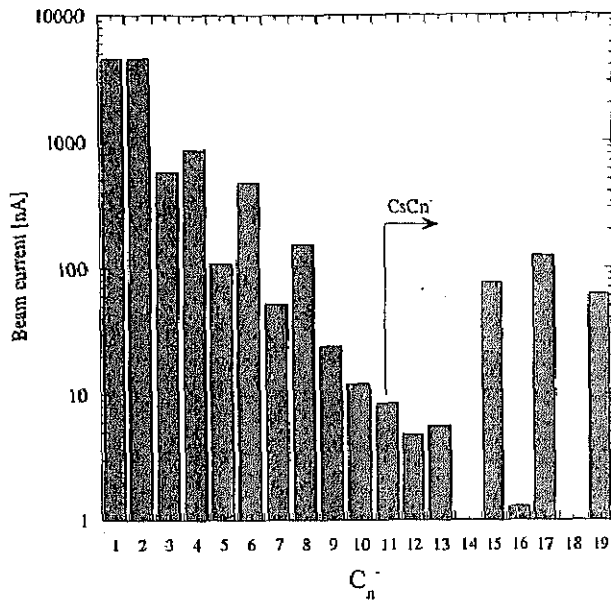


図 15: Cs スパッターイオン源からの C_n^- クラスタ

図 16: 173.5 keV/ ^{12}C で加速された C_n^+ クラスタのビーム電流値

- [3] L.A.Dietz and L.C.Sheffield, Rev. Sci. Instr., 44,
- [4] G.Lakits, F.Aumayr and H.Winter, Rev. Sci. Instr., 60, (1989)3151.
- [5] L.M.Kishinevskii, Rad. Effects, 19, (1973)23.
- [6] F.Thum, W.O.Hofer, Suf. Sci., 90, (1979)331.
- [7] Hasselkanp et.al., Particles Induced Electron Emission II, Springer-Verlag, Berlin(1992).
- [8] A.Itoh et al., Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., B193, (2002)626.
- [9] W.Krakov et al.,Phys. Rev. B49, 10591(1994).
- [10] S.Iijima and T.Ichihashi,Phys. Rev/ Lett. 56,616(1986).
- [11] F.Cleri and V.Rosato,Phys. Rev. Lett 56,616(1986).
- [12] T. Kurita, Doctor thesis, University of Tsukuba(2001).
- [13] T. Schenkel, et al, Eur. Phys. J., D1, 297 (1998).
- [14] F. Chandezon et al., Phys. Rev. Lett., 87, 153402-1-4(2001).
- [15] E.E.B. Campbell et al., Eur. Phys. J., D16, 345(2001).
- [16] P.G. Reinhard and E. Suraud, Int. J. Mol. Sci.,1, 92(200).
- [17] T. Schenkel et al., Prog. Sur. Sci., 61, 23(1999).
- [18] Grigori D.Shirkov and Gönter Zschornack, *Electron Impact Ion Sources For Charged Heavy Ions*, page 134. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH,1996

【3】 スピン偏極核反応実験（青木保夫、田岸義宏、奥村紀浩）

(1) ^{28}Si による 15 MeV 付近陽子弾性散乱

硅素原子核による陽子の全反応断面積には、(p,n) 反応の閾値付近で共鳴的な振舞をする事が知られている。[1] このエネルギー ($E_p = 15.5$ MeV) 付近では、弾性散乱の角分布にも影響が観測されると推定できる。弾性散乱では、角分布が測定できるから全反応断面積よりも詳しい反応の情報が入手出来る。ここでは、反応時間とその部分波依存性に着目した。

弾性散乱データの位相差解析により、位相のエネルギー依存性を調べることが出来る。個別の散乱波の位相のずれを $\delta_{\ell,j}$ と書くと、そのエネルギー依存性は、部分波毎の遅延時間 $\tau_{\ell,j}$ と以下の関係にある。

$$\tau_{\ell,j} = 2\hbar \frac{\partial \delta_{\ell,j}}{\partial E}$$

但し、共鳴の幅は約 100 keV 程度と推定されているから、これよりもエネルギー損失の少ない、薄い標的を使用する必要がある。

実験は、加速器センターのタンデム型静電加速器を用いて行った。標的は非常に薄い石英ガラスであり、代表的なエネルギー損失は約 35 keV であった。図に、測定された弾性散乱微分断面積をラザフォード散乱の断面積で割った値を示す。予想に反し、 $^{28}\text{Si}(p,p)$ 反応の基底状態付近から約 150 keV 上のエネルギーで、後方角に幾らか周囲のエネルギーと異なった振舞が見られる。

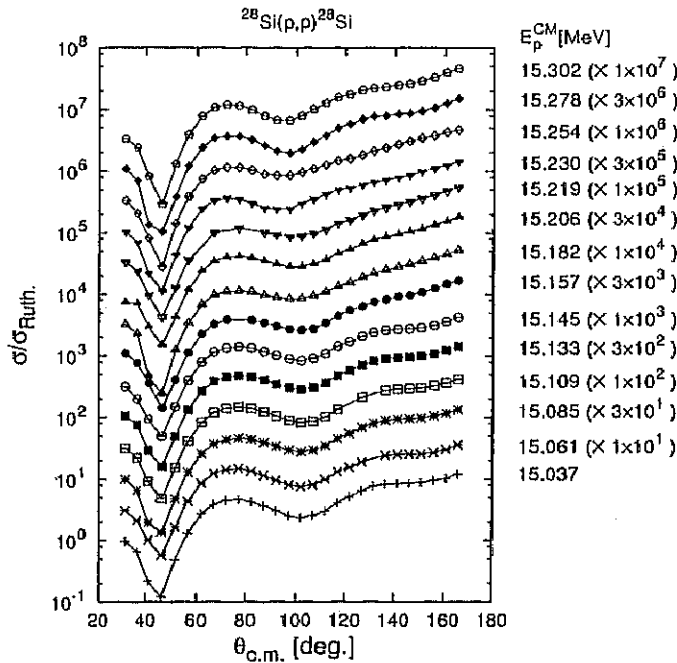


図 1: $^{28}\text{Si}(p,p)$ 弾性散乱微分断面積のエネルギー依存性。比較しやすい様に、右側に示した様に、各エネルギー毎に幾らかづつ縦にずらしてある

位相のずれの解析は現在進行中であるが、 $2 \sim 3 \times 10^{-21}$ 秒の部分波の遅れが小さな軌道角運動量に対して見られるようである。

(2) 重陽子のクーロン分解過程に対する CDCC 計算

岡村達 [2] により測定された、56 MeV 重陽子分解過程の 3 重微分断面積の解析を幾らか進めた。彼らの実験データは、陽子と中性子を 0 度に置かれた検出器で計数している。特に鉛標的の場合、検出器の張る立体角の範囲での 3 重微分断面積の角度依存性を正しく考慮する必要があった。

岡村らの DWBA 計算では、因子 2 程度実験値とは異なる絶対値しか説明出来なかったが、CDCC 計算では、ほぼ正しい実験値を再現するところまで、持ち込む事が出来た。重陽子の分解状態をかなり細かく取り込んだ事が、成功の最終的な原因であろう。

核力による分解では、p-n 系の (内部) 相対運動の波数はかなり大きな値 (例えば $k_{p-n} = 1 \text{ fm}^{-1}$) にまで広がっている。一方、クーロン力の結果分解した p-n 系の場合には、小さな内部運動波数の状態のみが、励起されている。

クーロン相互作用だと、負パリティ 3P_I , ($I = 0, 1, 2$) 状態が励起されるが、正パリティ 3S_1 , 3D_I , ($I = 1, 2, 3$) 状態への S 行列要素は、常に負状態 S 行列要素の大きさに比例していた。即ち、散乱状態間の結合がそれなりに大きい事を意味している。これが、一部には、DWBA 法では正しくクーロン分解過程を評価できていない原因であり、逆に CDCC 法では旨く説明出来る原因でもある。

もしも偏極重陽子を用いるならば、かなりの大きさの T_{20} 相当の偏極依存性が計算からは予想された。この直観的には、クーロン力による運動量移行が標的から遠ざかる方向に働く事で、説明がつく。

標的の原子番号を変えながら、分解過程の原子番号依存性を計算してみた。直観的には、原子番号 Z の 2 乗に比例して強度が変化しそうだが、0 度という特別の角度で観測すると、実験結果も計算結果もそうっていない。 $Z = 40 \sim 50$ から 50 付近の方が、3 重微分断面積は最大である。直観的には、分解反応が起こってから、なお陽子が直進する確率は小さく、クーロンポテンシャルの中を進行する内に、進行方向を曲げられる為に、横方向に逸れてしまうからである。結局、分解確率と分解後の陽子の進行方向の偏向との競合過程であると捉えれば良い。

非常に Z が小さい原子核では (代表的には ^{12}C) クーロン分解の寄与は非常に小さい。

(3) 閉チャンネルの効果へ向けての CDCC 法の改良

CDCC 法は元来は、束縛エネルギーの小さな複合粒子の弾性散乱を記述する手法として発展して来たが、計算機の能力向上やアルゴリズムの開発につれて非弾性散乱にも適用範囲を広げつつある。この一つの方法として、上に挙げたクーロン分解過程をも含めた 3 重微分断面積の計算があった。次の方向としては、(d,p) 反応への適用を考えている。特に元素合成との絡みを考慮すると、非常に低いエネルギーでの、エネルギー的に閉じたチャンネルへの分解過程を評価するという必要性があるように感じた。即ち、1 次の摂動では閉じているが、2 次の摂動まで考えるとエネルギー的には開いているので、原理的には反応が起こるといふ事象を視野に入れるという事である。

この方向への、プログラム開発の為の下準備を開始した。努力は、以下の二つの方向へ向けられた。

- 1) 負エネルギーのクーロン波動関数を計算する副プログラムの開発。
- 2) クーロン力を含む場合の多次元連立シュレーディンガー方程式の解法を確立する事。

ここで、1) は漸化式や連分数展開を使用する事で、かなり効率の良い手法が開発出来たと思う。ホームページに公開した。

2) は原理的には、Jost 関数を用いる手法と、積分開始点を工夫することで、乗り切れると思われる。Jost 関数を用いる方法の試作段階では期待する成績を挙げたが、広範の使用には未だ問題があるようだ。積分の開始点を工夫する手法も、運用段階で数値的な問題を解決しなければいけないよう

である。

(4) $^{208}\text{Pb}(d,p)^{209}\text{Pb}(g.s.)$ 反応における放出陽子の陽子偏極度の測定

昨年度は前方角において、 $^{208}\text{Pb}(d,p)^{209}\text{Pb}$ 反応における放出陽子の偏極度の測定を行ってきたが、今回散乱角 60 度から 105 度の後方角において同様の測定を行なった。これらの実験結果に対して、我々が現在までに測定してきた、独立な物理量である微分断面積、偏極分解能の測定結果と共に直接反応過程による DWBA および CDCC(d,p) による解析を行なった。図 2 にこの反応における、ベクトル偏極分解能 iT_{11} と放出陽子の偏極度の測定結果と解析結果を示す。図に示すように、ベクトル偏極分解能 iT_{11} の実験値は、かなり良くこれらの解析で再現されるが、放出陽子の偏極度は、再現することができない。(d,p) 反応において、独立な測定量であるベクトル偏極分解能と放出陽子の偏極度に対し、これらのモデルによる解析結果は図に示すようにかなり似た角度分布を与える。このことは、核反応過程においてスピンの反転が起こらないような場合、定性的に理解出来る。実際今回の解析において、スピンを反転させるような相互作用を含んでいないので、これらの計算結果は、図に示すように似た角度分布を与えている。鉛より軽い核において、(d,p) 反応におけるベクトル偏極分解能と放出陽子の偏極度の測定がいくつかなされており、両者で似たような角度分布が観測されている。これらの結果は、DWBA 解析でよく再現することが出来る。今回のようにベクトル偏極分解能と放出陽子の偏極度の角度分布に大きな差が観測されたのは、 ^{208}Pb 標的において初めてである。さらに系統的な測定が要求される。また理論解析においては、スピン反転を生じさせるような相互作用を取り入れた解析の必要性を今回の実験結果は示している。

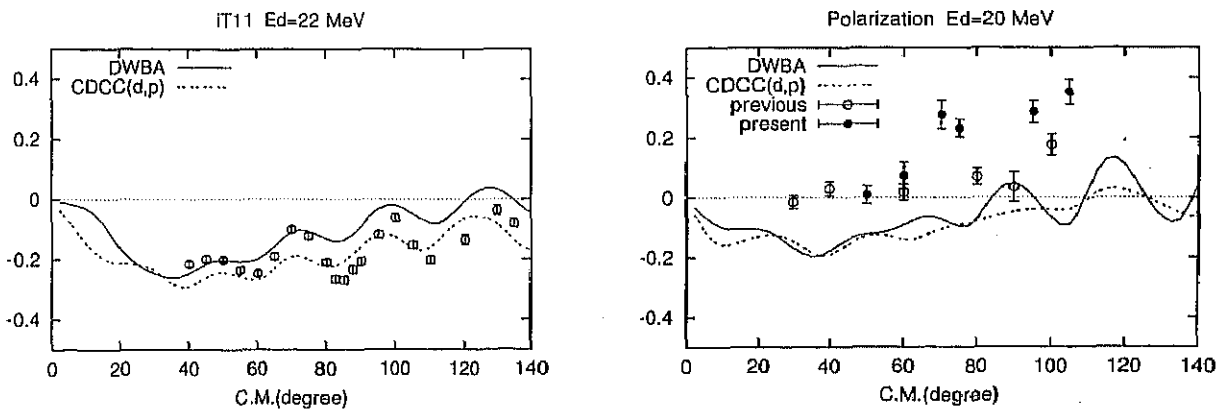


図 2: $^{208}\text{Pb}(d,p)^{209}\text{Pb}(g.s.)$ 反応におけるベクトル偏極分解能と放出陽子の陽子偏極度の測定結果と DWBA および CDCC(d,p) 解析の結果。

(5) スピン偏極核融合実験

重陽子融合反応 $D(d,p)T$ 反応は、少数核子系の核物理の研究および核融合エネルギー源の対象として重要な核反応である。我々は、これまで偏極重陽子ビームを用いてこれらの反応の偏極分解能に関して貴重な実験データを提供してきたが、いまだその反応機構については、十分な解明がされていない。研究の次のステップとして偏極標的と偏極ビームによる反応すなわちスピン偏極核融合の実験が強く期待されている。近年名古屋大学のグループは、重陽子化ポリエチレン膜を使ってその中の重陽子核のスピンを偏極させる事に成功した。また筑波大学加速器センターの偏極イオン源の特徴を生かすことによって、スピン偏極核融合実験の可能性が開けた。今年度名古屋大学と共同で筑波大学

加速器センターにおいてスピン偏極した標的とビームによる核反応実験が開始され、名古屋大学において開発された偏極標的システム一式が平成14年4月に加速器センターに搬入された。また筑波大学においてはこの偏極標的を接続し重陽子融合反応から放出される陽子の角度分布を測定するための散乱槽を設計製作し、加速器センターの測定室に新しくビームコースを組み上げた。実験は、入射重陽子エネルギー 20 MeV で行う。標的重陽子核の偏極は、強磁場 (2.5 T)、極低温 (200 mK) の下でマイクロ波照射によって達成される。今年度は主として標的の極低温のテスト、強磁場中での入射重陽子ビームおよび放出陽子の振る舞い、重陽子化ポリエチレン膜からの重陽子照射における放出粒子のエネルギー測定、等の基礎的な測定を終了し、平成15年度より本実験を開始する。

(6) 入射エネルギー 90 keV における ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$ 反応における偏極分解能の測定

核反応エネルギーが 100 keV 以下の非常に低いエネルギー領域における原子核反応の反応機構の研究は、天体核物理学の分野における astrophysical S-factor や、核反応率 (stellar reaction rate) の決定において重要である。 ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}(\text{g.s.})$ 反応の反応機構を調べるため、入射重陽子エネルギー 90 keV で偏極分解能 ($iT_{11}, T_{20}, T_{21}, T_{22}$) の測定を広い角度範囲 (実験室系で 0 度から 165 度まで 15 度おき) で行なった。実験は加速器センター偏極ビーム入射系に専用小型散乱槽を設置して行なった。結果を図 3 に示す。前回報告したように、 ${}^6\text{Li}(d,\alpha){}^4\text{He}$ 反応の偏極分解能の測定結果は、複合核である ${}^8\text{Be}$ の $J^\pi=2^+$ の励起状態を経由する共鳴核反応モデルの計算結果と良い一致を示した。今回測定した ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}(\text{g.s.})$ 反応に関して、同じように $J^\pi=2^+$ なる複合核経由の解析を行なった。それらの計算結果を図 3 の実線で示す。テンソル偏極分解能に対しては計算結果と測定値はかなり良い一致を示している。ベクトル偏極分解能に関しては、この共鳴モデル計算ではゼロなる値を示すが、実験ではゼロでない負の値を示しており単純に $J^\pi=2^+$ 経由の単一共鳴核反応であるとはいえない。今度直接反応機構の寄与および複数の共鳴状態を経由するような反応モデルによる解析を行なう。

参考文献

- [1] N. Okumura, Y. Aoki, T. Joh, Y. Honkyu, K. Hirota and K.S. Itoh, Nucl. Instr. Meth. A487,(2002) 565.
- [2] H.Okamura, S.Ishida, N.Sakamoto, H.Otsu, T.Uesaka, T.Wakasa, H.Sakai, T.Niizeki, H.Toyokawa, Y.Tajima, H.Ohnuma, M.Yosoi, K.Hatanaka, T.Ichihara, Phys. Rev. C58(1998) 2180.

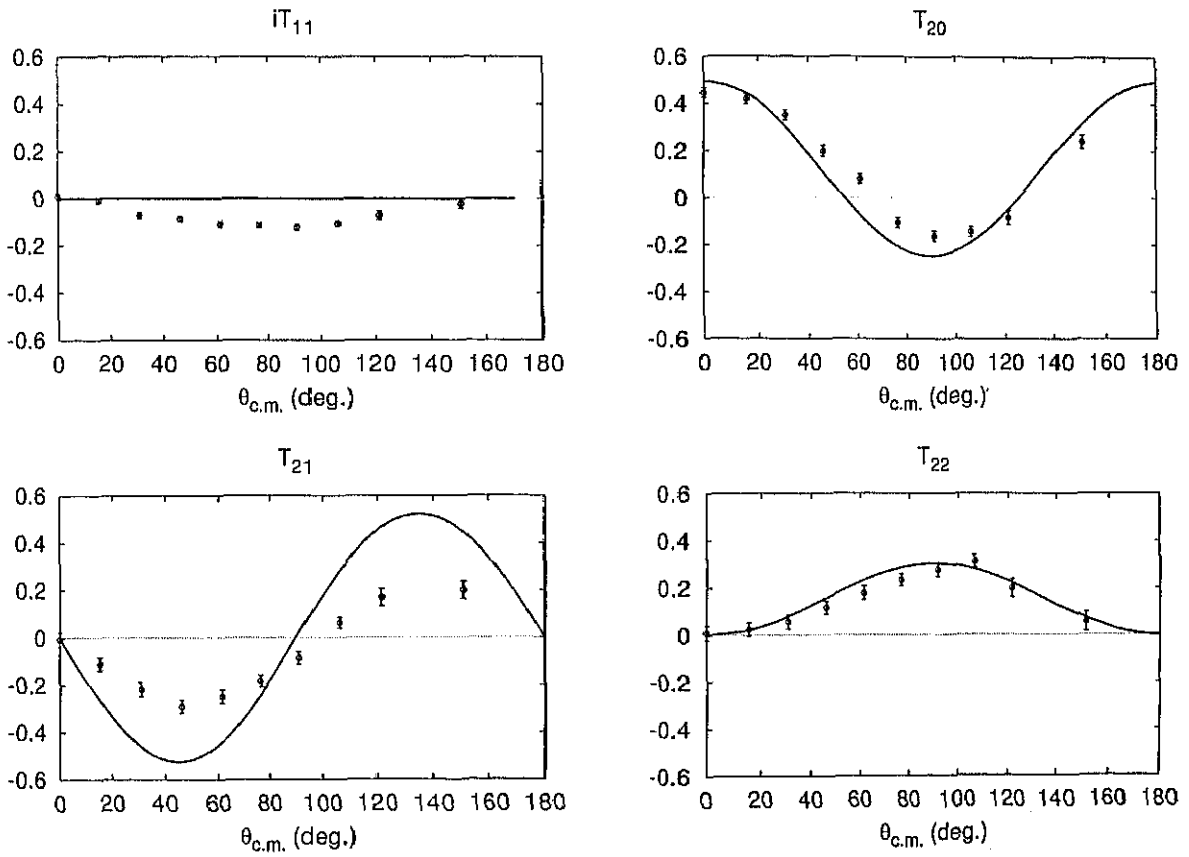


図 3: 入射エネルギー 90 keV における ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$ 反応における偏極分解能の測定結果。実線は、複合核である ${}^8\text{Be}$ の $J^\pi=2^+$ の励起状態を経由する共鳴核反応モデルによる計算結果。

【4】高エネルギー原子核実験（三明康郎、江角晋一、加藤純雄）

(1) $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ の金・金衝突の π 中間子、K 中間子、陽子の楕円方位角異方性の測定

高エネルギー原子核衝突実験において、主要な解析テーマの一つに粒子放出における方位角異方性の解析がある。粒子放出における方位角異方性とは、衝突により生成された粒子が衝突後期の運動量空間において方位角方向に非一様に放出される現象をいい、これは初期の衝突領域における空間的異方性に起因していると考えられている。このことは粒子放出における方位角異方性が直接的な衝突初期の情報を担うことを意味し、したがってクォーク、グルーオン、プラズマ (QGP) 生成の有無を議論する上で非常に重要な解析テーマであり、理論的な見地からも様々な QGP 生成との関係が予想されている。

粒子放出における方位角異方性は以下のような式で与えられる。

$$\frac{dN}{d(\phi - \psi)} = N_0(1 + 2v_1 \cos(\phi - \psi_1) + 2v_2 \cos 2(\phi - \psi_2) + \dots)$$

ここで ϕ は放出粒子の方位角、 ψ は反応面の方位角を表す。反応面とは衝突する原子核の中心間の向きとビーム軸の向きがなす面をいう。上式において第 1 項目以降が粒子放出における方位角異方性を表す。第 1 項目は一方向に指向的な粒子の広がりを表し、第 2 項目が楕円的な粒子の広がりを表す。各項の係数 v が方位角異方性の強度を表し、異方性の強度が大きいほど反応面方向に粒子が放出されたことを表す。

高エネルギー原子核衝突実験を記述するモデルのひとつである流体力学モデルによれば、方位角異方性の中で楕円的な広がりをもつ方位角異方性の強度の横運動量依存性は、質量の軽い粒子ほど大きくなることが予想されている [1]。本研究では 2001 年に RHIC-PHENIX でおこなわれた核子対当たり 100GeV の金・金衝突のデータをもちい、衝突によって生成されるパイ中間子、K 中間子、陽子の放出において特に楕円的な広がりをもつ方位角異方性についての解析をおこない、モデルとの比較をおこなった。結果を図:1 に示す。横運動量が 2.0GeV/c 以下では楕円の異方性の強度は、同じ横運動量で比べると質量の軽い粒子ほど大きい、 $v_2^{(\pi)} > v_2^{(K)} > v_2^{(p)}$ 、という結果が得られた。しかし横運動量が 2.0GeV/c 以上で、 π 中間子や K 中間子の楕円方位角異方性の強度が飽和し、陽子の楕円方位角異方性の強度が π 中間子、K 中間子よりも大きくなるという結果が得られた [2]。この 2.0GeV/c 以下の結果は流体力学モデルが予想と一致するが、2.0GeV/c 以上の結果は、各粒子とも運動量とともに楕円方位角異方性の強度が増加する流体力学モデルとは明らかに異なる (図:1 左下図)。この振る舞いは、クォークの楕円方位角異方性によって、ハドロンの楕円方位角異方性が決まるという quark coalescence model [3] により、定性的に説明される (図:1 右下図)。このことから、ハドロンの楕円方位角異方性がクォークの楕円方位角異方性に起因しており、QGP 相を反映している可能性を示唆していると考えられる。今後、 π 中間子、K 中間子、陽子以外のハドロンの楕円方位角異方性の測定やさらに高い運動量での測定をおこなうことにより楕円方位角異方性の起源を明らかにすることが期待されている。

(2) RHIC 金・金衝突における高横運動量荷電粒子の楕円方位角異方性

QGP 生成の証拠として様々なシグナルがあるが、そのうち最近特に注目を浴びている現象の一つに生成粒子の楕円方位角異方性がある。これは、ビーム軸方向に垂直な平面 (反応平面) 内における生成粒子の運動量分布が非一様になる現象である。この方位角異方性を定量的に評価するために、生成粒子の方位角分布をフーリエ級数で展開した次の式が良く用いられる。

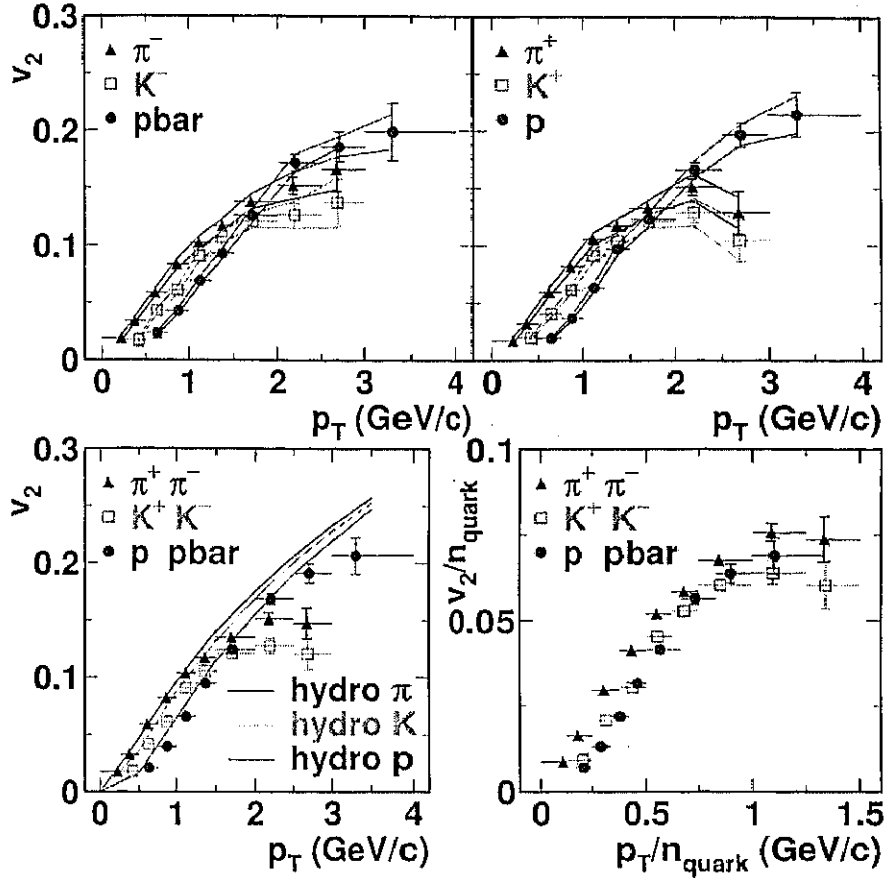


図 1: π 中間子、K 中間子、陽子の楕円方位角異方性の横運動量依存性。左上に負の電荷を持った粒子を、右上に正の電荷を持った粒子を示す。左下は正負の平均 v_2 と、流体力学モデルの比較をしたもの。右下は v_2 及び、横運動量をクォーク数で規格化し、quark coalescence model を検証したもの。

$$\frac{1}{N_0} \frac{dN}{d\phi} = 1 + v_1 \cos(\phi) + v_2 \cos(2\phi) + \dots$$

ϕ は反応平面に対する生成粒子の方位角で、 v_n ($n=1,2,\dots$) が方位角異方性の強度を表し、今注目している楕円方位角異方性は 2 次の項 v_2 である。この現象は非中心衝突の場合に起こる現象で、反応関与部の反応平面内での初期の幾何学的な非一様性に起因している。2001 年には M. Gyulassy らによって、高横運動量領域の v_2 は初期のグルーオン密度と幾何学的な形状に大きく依存するという報告がなされた [4]。RHIC エネルギーでは、高横運動量ハドロンは初期のハードな散乱によるジェットが支配的であると考えられている。本来ジェットは反応平面とは無関係に生成されるので、高横運動量では $v_2 = 0$ となるはずである。しかしながら、QGP のような高温・高密度な物質が衝突初期に生成されると、その物質中を通過するジェットはグルーオンを放出しエネルギー損失を起こす (Jet Quench 効果)。この Jet Quench 効果と衝突初期の幾何学的な非等方性が高横運動量の有限な v_2 を生み出すと考えられている。このように衝突初期の状態に敏感な楕円方位角異方性を測定することは、QGP の性質を理解する上で非常に重要であると考えられる。

我々は 2001 年、2002 年に RHIC-PHENIX で行われた核子対当たり 100 GeV の金・金衝突実験で収集されたデータを基に解析を行った。反応平面はビーム軸上の衝突点から約 1.5m の位置にある Beam Beam Counter (BBC) を用いた。BBC で決定した反応平面に対して、central arm スペクト

ロメーターで検出した荷電ハドロンの方位角を測定し、楕円方位角異方性の強度を求めた。BBC と central arm スペクトロメーターは rapidity で約 3 単位離れている。したがって、反応平面決定に BBC を用いることで、反応平面とは無関係に異方性を作り出す、HBT 相関や粒子の崩壊等の寄与を減らすことができると考えられる。解析の結果、横運動量 9 GeV/c までの荷電ハドロンの楕円方位角異方性 (v_2) を測定した (図 2 参照)。 v_2 は横運動量約 2.5 GeV/c までは、流体力学模型による予想のように増加するが、2.5 GeV/c よりも大きな横運動量では飽和する傾向が見られた。この結果は、M.Gyulassy らが予想した Jet Quench 効果による v_2 の振舞と定性的に一致することが分かった。この結果は、RHIC エネルギーでの原子核同士の衝突では、衝突初期に非常に高温・高密度の物質が生成されていることを示唆していると思われる。

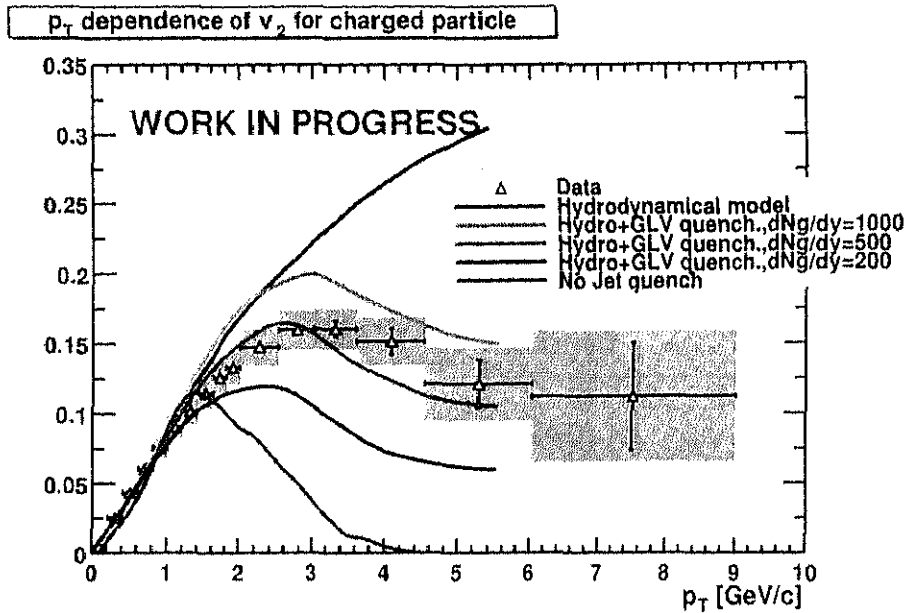


図 2: 縦軸が楕円方位角異方性の強度 (v_2)、横軸は横運動量 [GeV/c]。解析結果は白抜き三角で示した。水色のバンドは系統誤差である。また、黒い実線は流体力学模型による予想値、緑と紫と青の実線は Jet Quench 効果と流体計算を組み合わせた模型による予想値 [4] で、赤い実線は Jet Quench 効果がないと仮定した場合の v_2 の予想値である。

(3) エアロジェルチェレンコフ検出器の開発

高エネルギー原子核衝突による QGP 探索が、RHIC-PHENIX 実験で行われている。高横運動量ハドロンの収量抑制などの新現象が観測され、さらに高い横運動量領域での物理解析を進めるため、ハドロンの粒子識別能力の向上が求められている。既存の検出器 TOF、RICH の粒子識別能力を補完するため、PHENIX 測定器のアップグレード計画の一つとして、シリカエアロジェルを放射体とする閾値型のチェレンコフ検出器 (ACC) の開発・製作が筑波大学を中心に、東大 CNS、BNL (米国)、JINR (ロシア) の各グループと協力して進められている。

ACC には、識別運動量領域の要請により、屈折率 $n=1.011$ のエアロジェルを使用する。その低屈折率のためチェレンコフ光の発光量は非常に小さく、集光率を効果的に上げるための工夫が必要となる。検出器 R&D を通じて、発生したチェレンコフ光を効率よく集光し、かつ、荷電粒子の入射位置に対して高い一様性を持つ検出器を追求した。

ACCプロトタイプを製作しKEK-PSにおいて、性能評価のためのテスト実験を行った。反射鏡を用いて集光効率を高めるタイプや、エアロジェル放射体の横に散乱空気槽を設けて集光量の一様性を高めるタイプなどを系統的に調べた。プロトタイプは、チェレンコフ放射のはっきりとした閾値性と十分な集光量及びS/N比を持つことを確認できた。粒子の入射位置に対して一様に、光電子数にして約10個を観測した ($n=1.011$)。テスト結果を次のプロトタイプにフィードバックしていくことで、検出器の最終的なデザイン(通称 Zolin3)に到達した。チェレンコフ光の指向性とエアロジェルの散乱特性を考慮に入れ、光学モンテカルロシミュレーションと実験データとの比較により、設計パラメータの最適化を行った。

厚さ0.5mmのアルミニウムの薄板を、折り紙のように曲げることで容器を形成し、その中にエアロジェルのスペースが確保される。一様な集光を得るための散乱空気槽(Integration Sphere, 積分空間)がエアロジェルと接している。荷電粒子の通過によってエアロジェル中で発生したチェレンコフ光は、エアロジェル中での散乱・吸収過程を経て、空気槽両側に配置された二つの光電子増倍管で検出される(図3参照)。このデザインの採用により、実際の実験環境において、検出器各セルを交互に衝突点に対して逆向きに配置することで、デッドスペースのない一様なエアロジェル平面を衝突点に対して形成することが可能となる。

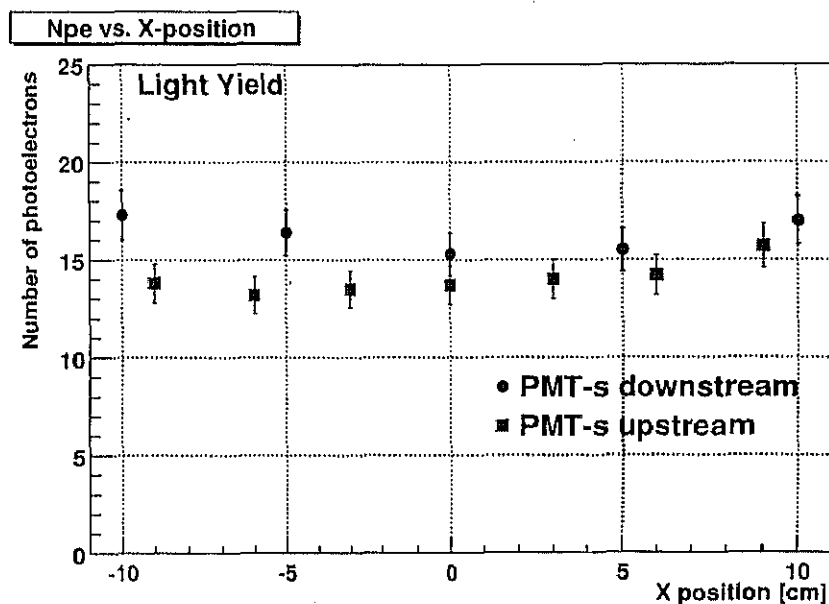


図 3: 集光量(2つのPMTからの和)の入射位置依存性(2GeV/c, $n=1.016$)。荷電粒子がエアロジェル側から入る場合をdownstream、散乱空気槽側からの場合をupstreamと表す。

エアロジェルからのチェレンコフ光のPMT到達時間の差と粒子入射位置との間に、ある程度の相関があることが分かった。また、その時間特性を解析することで、エアロジェルからの信号と他のソースからのバックグラウンドを識別することも可能であると判明した。

2003年春(Run3)には、検出器プロトタイプ2セル(図4参照)を実際の実験環境であるPHENIX測定器にインストールした。陽子陽子衝突実験を通して、テストビームではなく衝突データの収集に成功した。それらデータの初期の解析によれば、KEKでのテストビームと同程度の集光量を得られることが分かった。このことは、複数セルを製作し、PHENIX測定器にインストールする全体計画の最終的な確認にもなっている。今後、具体的な機械設計、カウンター製作、信号読み出し用エレクトロニクスの開発が進み、2003年夏には順次エアロジェルチェレンコフ検出器がPHENIX

測定器にインストールされ、秋以降の衝突実験で運用が開始される予定である。

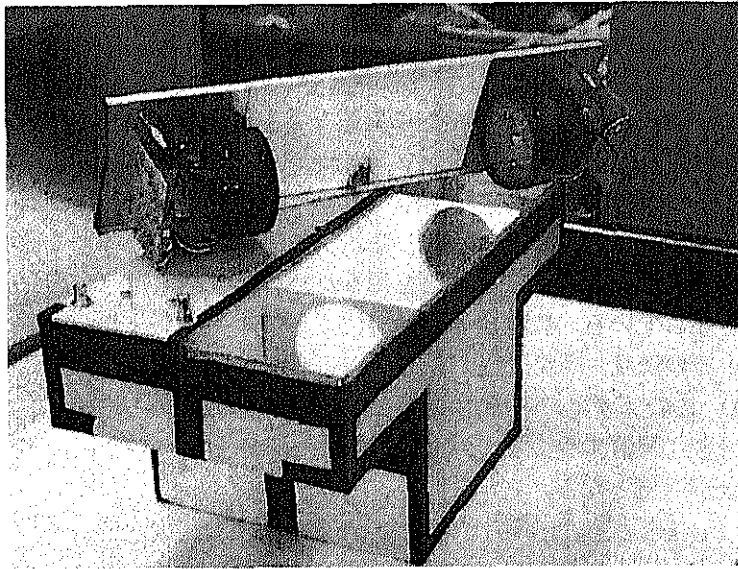


図 4: エアロジェルチェレンコフ検出器プロトタイプ (Run3 でインストール)。エアロジェルの容積は、 $22 \times 11 \times 12 \text{ cm}^3$ 。二つの光電子増倍管と校正用 LED が蓋に取り付けられている。

(4) エアロジェルチェレンコフ検出器の期待される性能

2000 年のデータ解析から、横運動量分布を中心衝突と周辺衝突で比較すると中心衝突では高横運動量成分が減少するという今までにない現象が観測された。これは、QGP 中の JetQuenching ではないかと考えられている。JetQuenching とは、高エネルギーのクォークやグルーオンが QGP 中を通過する際のエネルギー損失により、高エネルギー jet の生成が抑制される現象のことである。これは、QGP 生成のシグナルのひとつと考えられている。そのため、QGP 固有の現象を捉えるために今後おこなわれる PHENIX 検出器のアップグレードにおいて、ハドロンの高横運動量領域における粒子識別能力を高めることが重要となってくる。

RHIC-PHENIX 実験では稼動中である飛行時間測定器 (ToF) を用いて、 π 中間子と K 中間子の識別は約 2.4GeV まで、K 中間子と陽子の識別は約 5.0GeV まで可能である。また、リングイメージング・チェレンコフ検出器 (RICH) による、 π 中間子と K 中間子の識別は約 5GeV 以上で可能である。導入予定のエアロジェルチェレンコフ検出器 (ACC) では、 π 中間子と K 中間子の識別が約 5.0GeV まで、K 中間子と陽子の識別が約 9.0GeV まですることが出来る予定である。(図 5、左参照) 図 5 右には、エアロジェル検出器のシミュレーションの結果を示す。縦軸に検出器で観測されるチェレンコフ光子数を、横軸に粒子の運動量を、各粒子毎に表示した。このシミュレーションでは、 1.015 の屈折率を用いた。エアロジェル検出器でのチェレンコフ発光の有無及び、粒子の運動量や軌跡に対応した閾値や、さらに屈折率の低い (高いチェレンコフ発光の閾値を持つ) ガスチェレンコフ検出器 (RICH) 及び、飛行時間検出器 (TOF) から得られる情報を、相補的に組み合わせることにより、PHENIX 実験装置の長所である粒子識別能力をさらに高い運動量領域に伸ばし、約 10GeV までの π 中間子、K 中間子、および陽子の識別が可能になる。これにより、先に報告された、高横運動量領域でのハドロン抑制や、方位角非等方性の飽和 (又は減少) 等が、粒子種によってどのように違うかを明確にする。さらには、高エネルギー重イオン衝突初期に作られると考えられているクォーク、

グルーオン、プラズマ (QGP) の有無、及びその性質の理解がさらに深まる事が期待される。

		π / K Separation	K / p Separation
TOF	$\sigma \sim 100\text{ps}$	0~2.5	0~5
RICH	$n = 1.00044$	5~17	17~
ACC	$n \sim 1.01$	1~5	5~9

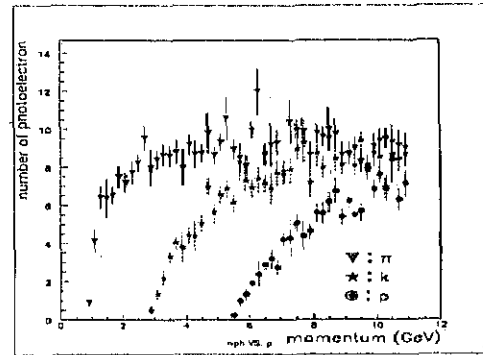


図 5: π 中間子、K 中間子、陽子の識別の様子、(左) π /K 識別、及び、K/陽子識別が各々の検出器で可能な運動量領域。(右) 粒子種毎に、エアロジェル検出器で測定される光子数と運動量の相関 ($n=1.015$)。

現在、我々はエアロジェルチェレンコフ検出器設計のためのビームテストを KEK-PS において行い、エアロジェルチェレンコフ検出器の設計をほぼ終えた。そして、PHENIX 検出器に 2 個のプロトタイプインストールを行い、その評価を進めている。そして、平成 15 年度の夏には本格的に ACC のインストールを行う予定である (図 6、参照)。図 6 左は、エアロジェル検出器が、PHENIX 実験装置のどの部分に導入されるかを示しており、また図 6 右は、導入されるエアロジェル検出器のセル構造を示す。

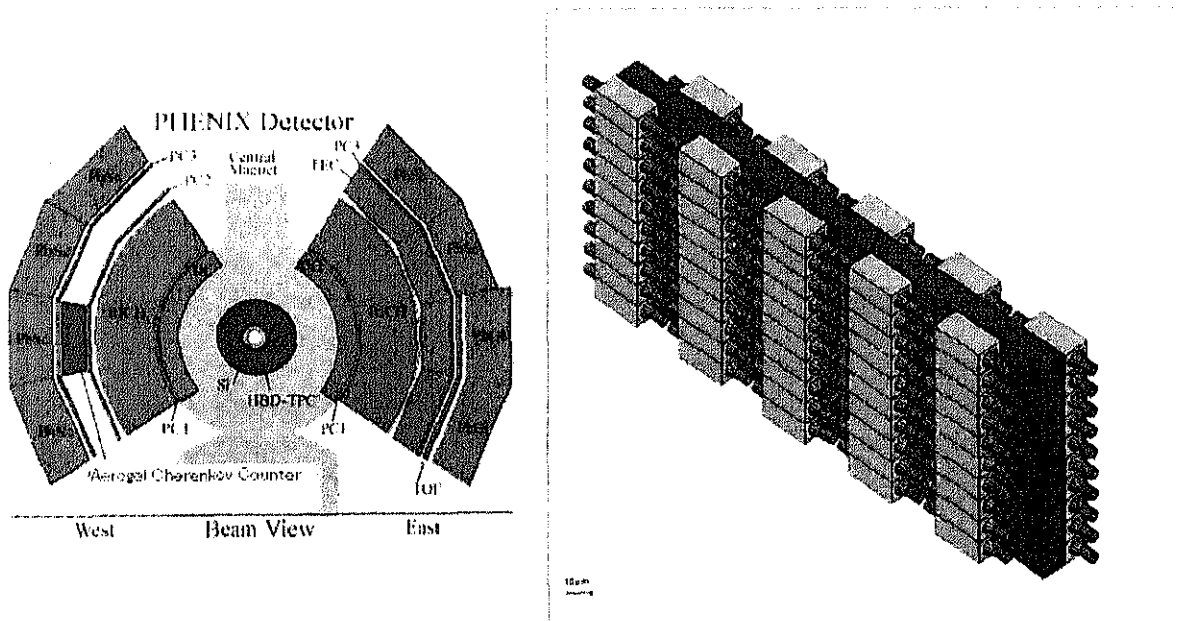


図 6: (左) PHENIX 検出器とエアロジェルチェレンコフ検出器の配置、(右) エアロジェル検出器の内部構造

参考文献

- [1] P.Huovinen,P.H.Kolb,U.Heinz,P.V.Ruuskanen,S.A.Voloshin Phys.Lett.B503,58(2001)
- [2] S.S. Adler, et al, (PHENIX Collaboration), nucl-ex/0305013
- [3] D.Molnar and S.Voloshin, nucl-th/0302014
- [4] M. Gyulassy, I. Vitev, X.N. Wang, Phys. Rev. Lett. 86, 2537 (2001).

<論文>

1. K. Sasa, H. Ohshima, Y. Yamato, T. Komatsubara, T. Katabuchi, K. Shima, K. Furuno, M. Kurosawa, N. Yanagisawa, Hydrogen analysis of mineral samples at University of Tsukuba Nucl. Inst. Meth. B 190: 287-290 (2002)
2. Y.H. Zhang, Y.J. Ma, Y. Sasaki, K. Yamada, H. Ohshima, S. Yokose, M. Ishizuka, T. Komatsubara, K. Furuno, A new level scheme of I-127 High Energy Physics and Nuclear Physics-Chinese Edition 26 (2): 104-107 (2002)
3. Y.H. Zhang, T. Hayakawa, M. Oshima, J. Katakura, Y. Hatsukawa, M. Matsuda, H. Kusakari, M. Sugawara, T. Komatsubara, K. Furuno, Experimental study of high-spin states in deformed odd-odd Ir-180 High Energy Physics and Nuclear Physics-Chinese Edition 26 (6): 582-588 (2002)
4. C.B. Moon, T. Komatsubara, Y. Sasaki, T. Jumatsu, K. Yamada, K. Satou, K. Furuno, Signature inversion in the yrare band of Xe-119 Eur.Phys.J. A 14, 13-16 (2002)
5. J.H. Ha, J.C. Kim, C.S. Lee, J.H. Lee, J.Y. Huh, C.B. Moon, S.J. Chae, K. Furuno, T. Komatsubara, T. Schizuma, K. Matsuura, K. Kato, Y. Sadaki, H. Ishiyama, Y. Gono, T. Morikawa, S. Mitarai, M. Shibata, H. Watanabe, M. Miyake, E. Komatsu, A. Odahara, E. Ideguchi, X.H. Zhou, High-spin states in odd-odd Lu-168 Journal of the Physical Society of Japan 71 (7):1663-1671 (2002)
6. C.B. Moon, S.J. Chae, J.H. Ha, T. Komatsubara, Y. Sasaki, T. Jumatsu, K. Yamada, K. Satou, K. Furuno, Signature anomaly in the yrare band of Xe-119 Journal of the Korean Physical Society 41 (2): 188-194 (2002)
7. Y.H. Zhang, F.R. Xu, J.J. He, Z. Liu, X.H. Zhou, Z.G. Gan, T. Hayakawa, M. Oshima, T. Toh, T. Shizuma, J. Katakura, Y. Hatsukawa, M. Matsuda, H. Kusakari, M. Sugawara, K. Furuno, T. Komatsubara, T. Une, S.X. Wen, Z.M. Wang Signature Inversion Phenomena in Odd-Odd ^{182}Au Eur.Phys.J. A 14, 271-274 (2002)
8. Z. Liu, Y.H. Zhang, Y.J. Ma, Y. Sasaki, K. Yamada, H. Oshima, S. Yokose, M. Ishizuka, T. Komatsubara, K. Furuno High Energy Physics and Nuclear Physics-Chinese Edition 26 (12): High-spin states of the neutron-rich nucleus Sb-125 1195-1200 Dec (2002)
9. M. Imanaka, T. Kurita, M. Tsukada, I. Arai, S. M. Lee, and T. Nakagawa Effect of a biased electrode on operation of ECR ion source using liquid He free superconduction solenoid coils Rev. Sci. Instrum. 73, (2002) 592
10. T. Nakagawa, T. Kurita, M. Kidera, M. Imanaka, Y. Higurashi, M. Tsukada, S. M. Lee, M. Kase, and Y. Yano Intense beam production from RIKEN 18 GHz ECRIS and liquid He free SC-ECRISs Rev. Sci. Instrum. 73, (2002) 513
11. M. Imanaka, T. Kurita, T. Nakagawa, H. Sasaki, S.G. Lee, I. Arai and S.M. Lee Highly-charged Ion beam for study of cluster physics Transactions of MRS-J, 27, (2002) 181

12. I. Arai, H. Sasaki, J. Hirose, K. Teranishi and S.M. Lee Abundance Spectra of Clusters for Various Metals in Sputtering and Their Formation Mechanism Transactions of the Materials Research Society of Japan, 27, (2002) 193
13. Masashi Imanaka, Tetsuro Kurita, Masatoshi Tukada, Takahide Nakagawa, Masanori Kidera and Sang-Moo Lee Effect of Magnetic Field Strength on Beam Intensity of Highly Charged Xe. Ions from Liquid-He-Free Superconducting ECR Ion Source Jpn. J. Appl. Phys. 41, 6A, (2002) 3926
14. T. Kurita, M. Imanaka, M. Tsukada, T. Nakagawa, M. Kidera, I. Arai and S.M. Lee Performance of an ECR ion source using liquid-helium-free superconducting solenoid coils (SHIVA) Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B192, (2002) 429
15. H. Arai, M. Imanaka, S.M. Lee, Y. Higurashi, T. Nakagawa, M. Kidera, T. Kageyama, M. Kase, Y. Yano and T. Aihara Effect of minimum strength of mirror magnetic field (B_{min}) on production of highly charged heavy ions from RIKEN liquid-He-free superconducting electron cyclotron resonance ion source (RAMSES) Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A491 (2002) 9-41
16. T.X. Li, S.M. Lee, S.J. Han and G.H. Wang Structural transitions of Au55 isomers, Phys. Lett. A, Vol.300, (2002) 86
17. N. Kawachi, T. Katabuchi, M. Yamaguchi and Y. Tagishi Real-time measurement of implanted deuterons by using the nuclear reaction ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, B 190, 195-198, 2002
18. S. Hirowatati, Syafarudin, F.Aramaki, A.Nohtomi, G. Wakabayashi, Y. Uozumi, N. Ikeda, M. Matoba, Y. Aoki, K. Hirota, N. Okumura, T.Joh, ${}^{100}\text{Mo}(\bar{p},d){}^{99}\text{Mo}$ reaction at 21 MeV and direct reaction analysis of the low-lying continuum spectrum, Nucl. Phys. A714, 3-20 page , (2003)
19. K. Adcox, S. Esumi, Y. Miake, et.al., Centrality Dependence of π^+ / π^- , K^+ / K^- , P and anti-P production from $S(NN)^{1/2} = 13.8\text{-GeV Au+Au Collisions at RHIC}$, Phys. Rev. Lett. 88: 242301, 2002
20. M.M. Aggarwal, Y. Miake, et.al., Event-by-Event Fluctuations in Particle Multiplicities and Transverse Energy Produced in $158\text{-A-GeV Pb+Pb Collisions}$, Phys. Rev. C65: 054912, 2002
21. K. Adcox, S. Esumi, Y. Miake, et.al., Measurement of the Lambda and Anti-Lambda Particles in Au+Au Collisions at $S(NN)^{1/2} = 130\text{-GeV}$, Phys. Rev. Lett. 89: 092302, 2002
22. L. Ahle, Y. Miake, et.al., System, Centrality, and Transverse Mass Dependence of Two Pion Correlation Radii in Heavy Ion Collisions at 11.6-A-GeV and 14.6-A-GeV , Phys. Rev. C66: 054906, 2002
23. K. Adcox, S. Esumi, Y. Miake, et.al., Event-by-Event Fluctuations in Mean $P(t)$ and Mean $E(t)$ in $S(NN)^{1/2} = 130\text{-GeV Au+Au Collisions}$, Phys. Rev. C66: 024901, 2002
24. K. Adcox, S. Esumi, Y. Miake, et.al., Net Charge Fluctuations in Au+Au Interactions at $S^{1/2} = 130\text{-GeV}$, Phys. Rev. Lett. 89: 082301, 2002

25. K. Adcox, S. Esumi, Y. Miake, et.al., Measurement of Single Electrons and Implications for Charm Production in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ -GeV, Phys. Rev. Lett. 88: 192303, 2002
26. K. Adcox, S. Esumi, Y. Miake, et.al., Transverse Mass Dependence of Two Pion Correlations in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ -GeV, Phys. Rev. Lett. 88: 192302, 2002
27. M. M. Aggarwal, Y. Miake et.al., One, Two, and Three Particle Distributions from 158-A-GeV/c Central Pb+Pb Collisions, Phys. Rev. C67: 014906, 2003
28. I. G. Bearden, S. Esumi, et.al., Particle Production in Central Pb+Pb Collisions at 158-A-GeV/c, Phys. Rev. C66: 044907, 2002
29. I.G. Bearden, S. Esumi, et.al., Deuteron and Triton Production with High Energy Sulphur and Lead Beams, Eur. Phys. J. C23: 237-247, 2002
30. D. Adamova, S. Esumi, et.al., Universal Pion Freezeout in Heavy Ion Collisions, Phys. Rev. Lett. 90: 022301, 2003
31. D. Adamova, S. Esumi, et.al., Beam Energy and Centrality Dependence of Two Pion Bose-Einstein Correlations at SPS Energies, Nucl. Phys. A714: 124-144, 2003

< 学位論文 (博士論文) >

1. 博士 (理学)、河地有木 (Kawachi Naoki)、Real-time measurement of implanted deuterium density by using the ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$ reaction.
2. 博士 (理学)、山口 充孝 (Yamaguchi Mitsutaka)、Measurement of Proton Polarization in ${}^{208}\text{Pb}(d,p){}^{209}\text{Pb}$ Reaction at Incident Deuteron Energy of 20 MeV

< 学位論文 (修士論文) >

1. 石塚 信 (理工学研究科)、共鳴核反応水素分析標準試料の作製
2. 寺西功一 (理工学研究科)、Xe 原子衝撃による低融点金属からのクラスターの生成
3. 塚田政利 (教育学研究科)、レーザーアブレーション法を用いた ECR イオン源内プラズマの診断
4. 益井 宙 (数理物質科学研究科)、 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV の金・金衝突における高横運動量荷電粒子の楕円的方位角異方性の測定
5. 坂井真吾 (数理物質科学研究科)、 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV の金・金衝突のパイ中間子、K 中間子、陽子の楕円的方位角異方性の測定
6. 黒木義昭 (理工学研究科)、 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV の金・金衝突における荷電粒子の指向型方位角異方性の強度解析

< 招待講演 (国際会議) >

1. 李 相茂 (S.M. Lee)、“Present Status and Future Prospect of Nano- Science and Technology in Japan” Invited Talk at Korean Society of Science and Technology ”International Symposium of Korean Scientists”, Seoul, Korea, Jul. 2002.

2. 李 相茂 (S.M. Lee), "Growth mechanisms of cold and hot nanoparticles" Invited Talk, International Conference on Nanobiology, Pusan, Korea, Nov. 2002.
3. ShinIchi Esumi for the PHENIX collaboration, Identified and charged particle azimuthal anisotropy in PHENIX at RHIC, The XVI International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions, (Quark Matter 2002), 2002/July, Nantes/France
4. ShinIchi Esumi for the PHENIX collaboration, Identified and charged particle azimuthal anisotropy in PHENIX at RHIC, The XVI International Conference on Particles and Nuclei (PANIC02), 2002/Oct, Osaka/Japan

<招待講演(国内)>

1. 江角晋一、シンポジウム講演「ハドロン粒子の測定とジェット抑制」、日本物理学会2002年秋の学会(立教大学)

<国際会議発表>

1. K. Furuno, M. Kurosawa, H. Oshima, T. Komatsubara, K. Sasa, Y. Yamato, Y. Kawati, "Measurement of Hydrogen Concentration in Thick Mineral or Rock Samples" The 8th International Conference on Nuclear Microprobe Technology and Applications, September 8-13, 2002, Takasaki
2. K. Sasa, K. Furuno, H. Oshima, Y. Yamato, T. Komatsubara, S. Ishii and M. Kurosawa, "The Tsukuba High-Energy Nuclear Microprobe for Hydrogen Analysis of Mineral Samples", The 8th International Conference on Nuclear Microprobe Technology and Applications, September 8-13, 2002, Takasaki
3. ShinIchi Esumi, "Heavy-ion physics at JHF", The 2nd International Workshop on Nuclear and Particle Physics at 50-GeV PS (NP02), 2002/Sep, Kyoto/Japan

<日本物理学会発表>

1. 青木保夫、奥村紀浩、城哲男、井芹康統、CDCC法を用いた重陽子弾性分解過程の陽子エネルギースペクトルの計算日本物理学会(立教大学)
2. 山口充孝、田岸義宏、青木保夫、河地有木、吉丸直子 $E_d=20\text{MeV}$ における $^{208}\text{Pb}(d,p)^{209}\text{Pb}$ 反応の Proton Polarization の測定日本物理学会(東北学院大学)
3. 吉丸直子、飯塚智幸、片淵竜也、山口充孝、河地有木、田岸義宏入射エネルギー 90keV における $^6\text{Li}(d,p)^7\text{Li}$ 反応日本物理学会(東北学院大学)
4. 河地有木、片淵竜也、田岸義宏インプラネーション照射後における単結晶金属内残存水素の測定日本物理学会(中部大学)
5. 奥村紀浩、石黒浩之、城哲男、吉丸直子、志賀薫、河地有木、青木保夫、 $^{28}\text{Si}(p,n)$ 反応閾値付近での $p+^{28}\text{Si}$ 弾性散乱の入射エネルギー依存性
6. 高木敏志、三明康郎、江角晋一、加藤純雄、鶴岡裕士、坂井真吾、益井宙、黒木義昭、金野正裕、下村真弥、神長誉人、S.V. Afanasiev, V.P. Ladyguine, A.G. Litvinenko, A.I. Malakhov, V.F. Peressedov, L.S. Zolin RHIC PHENIX実験のための Aerogel Cherenkov Counter の性能評価と光学シミュレーション、日本物理学会(立教大学)

7. 坂井真吾 for the PHENIX Collaboration Reaction plane determination in PHENIX、日本物理学会（立教大学）
8. 益井宙 for the PHENIX Collaboration Identified and high pt charged particle elliptic flow with respect to the reaction plane at PHENIX、日本物理学会（立教大学）
9. 坂井真吾 for the PHENIX Collaboration、“Identified particle elliptic anisotropy in 200GeV Au+Au collisions at RHIC-PHENIX”、日本物理学会（東北学院大学）
10. 江角晋一 for the PHENIX collaboration、“Directed event anisotropy in 200GeV Au+Au collisions at RHIC-PHENIX”、日本物理学会（東北学院大学）
11. 益井宙 for the PHENIX collaboration、“High pT charged particle event anisotropy and relation to the mini-jets productions in 200GeV Au+Au collisions at RHIC-PHENIX”、日本物理学会（東北学院大学）

<国内学会発表>

1. 古野興平、田中重矢、大島弘行、石塚信、横瀬貞治、笹公和、小松原哲郎、「水素分析における核反応ガンマ線バックグラウンドの抑制」、若狭湾エネルギー研究センター、第15回タンデム加速器及びその周辺技術の研究会報告集、p.167-168、2002
2. 小松原哲郎、笹公和、島邦博、古野興平、大島弘行、木村博美、田島義一、高橋努、石井聡、大和良広、黒澤正紀、「陽子ビーム ERCS による水素分析」、若狭湾エネルギー研究センター第15回タンデム加速器及びその周辺技術の研究会報告集、p.169-172、2002
3. 笹公和、石井聡、大島弘行、木村博美、高橋努、田島義一、大和良広、小松原哲郎、島邦博、古野興平「筑波大学加速器センターの現状」、若狭湾エネルギー研究センター、第15回タンデム加速器及びその周辺技術の研究会報告集、p.11-14、2002
4. 笹公和、古野興平、小松原哲郎、大島弘行、大和良広、黒澤正紀、「高エネルギーマイクロビームによる水素分析法の開発 - 地球科学への応用 -」第1回21世紀連合シンポジウム - 科学技術と人間 - 論文集、p.117-120、2002
5. 笹公和、「レーザー結合 ECR プラズマを用いた高輝度金属イオン源の開発」第1回21世紀連合シンポジウム - 科学技術と人間 - 論文集 P121-124、2002
6. I. Arai, S. Shimakura, T. Miyazaki and S.M. Lee, “Secondary Electrons Emission from Cu Surface by Bombardment of Cu Clusters”, The 14 th Symposium of The Materials Research Society of Japan, Tokyo, Dec. 2002
7. K. Teranishi, T. Miyazaki, I. Arai and S.M. Lee, “Abundance Spectra of Low Melting Temperature Metals Produced by Bombardment of 6 keV Xe Atoms”, The 14 th Symposium of The Materials Research Society of Japan, Tokyo, Dec. 2002

<科学研究費取得状況>

1. 基盤研究 A (2000~2002)、「共鳴原子核反応法による岩石・鉱物中の水素分析法の研究」、代表：古野興平、分担：宮野敬、加藤工、黒澤正紀、小松原哲郎、笹公和
2000年度：8,100,000円
2001年度：9,900,000円
2002年度：6,400,000円

2. 若手研究 B (2002~2003)、「レーザー結合 ECR プラズマを用いた小型高輝度金属イオン源の開発」、代表：笹 公和
2002 年度 3,100 千円
2003 年度 800 千円
3. 基盤研究 C (2002~2005)、「高エネルギーイオン線による地球内部流体分析法の開発」、代表：黒澤正紀、分担：小松原哲郎、笹公和、加藤工、中野孝教
2002 年度 3,100 千円
2003 年度 500 千円
2004 年度 200 千円
2005 年度 400 千円
4. 基盤研究 B (2002~2004)、「極微量環境アルミニウム 26 をタンデム加速器を用いて超高感度に測定する方法の研究」、代表：長島泰夫、分担：笹公和、関李紀、青木孝義
2002 年度 8,200 千円
2003 年度 2,400 千円
2004 年度 1,300 千円

<外部資金取得状況>

1. 学内プロジェクト、奨励研究、「高エネルギー原子核実験における粒子検出器の宇宙線測定テストベンチ用ワイヤーチェンバーの開発製作」、代表：江角晋一、分担：三明康郎、採択金額、900 千円
2. 日米科学技術協力事業（高エネルギー物理分野）、RHICにおける高エネルギー重イオン衝突実験（PHENIX）、代表：浜垣秀樹（東大CNS）、筑波大執行分 約3500万円

<研究会開催>

1. 「元素合成・不安定核のワークショップ」、2002年7月3日、世話人：三明康郎、江角晋一、小松原哲郎、参加者：46名

<特許願>

1. 届出者（発明者）近藤公伯、（共同発明者）小松原哲郎、発明の名称：レーザー放射線源、整理番号：P202049KZ、受付番号：50201327396、出願番号通知：特願 2002-259758