V. 原子核実験グループ

教　授　古野興平、三明康郎、八木浩輔[1)]
助教授　青木保夫、青木孝義、石原豊之、田岸義宏、李　相茂
講　師　新井一郎、小松原哲郎、竹内雄三
助　手　佐甲博之、静間俊行、西村俊二
技　官　加藤純雄
大学院生　43 名

【1】重イオン核分光学および加速ビームの境界領域への応用

(1) ^{64}Zn をプローブとする Transient magnetic field の測定 (古野興平、静間俊行、小松原哲郎)

Transient magnetic field は高速重イオンが磁化された鉄 (Fe) やガドリニウム (Gd) の様な強磁性体の中を通過する際に過渡的に受ける磁場であり，その大きさは数 1000 テスラに及ぶ事が知られている。この磁場の発生メカニズムとして，通過する高速イオン内に内殻電離によって s 軌道に単一電子が生じ，これと強磁性体中内の偏極電子との間でスピン交換散乱により偏極移行が起こり，核の場所に強力な磁場を発生する事が考えられる。しかしながら高速重イオンの物質内通過は，微視的に見た場合非常に複雑で，スピン交換散乱のみでは説明できない部分が多い。

一方，寿命と g-因子が分かっている原子核の励起状態から放射される γ 線の摂動角分布を測定すれば，磁場の大きさを実験的に決める事が出来る。この方法で磁場の大きさに対して，これまでに次の二つの経験式が報告されている。

$$B_{\mathrm{TMF}} = aZ\frac{v}{v_0} \qquad \text{及び} \qquad B_{\mathrm{TMF}} = \alpha Z\frac{v}{v_0}\exp\left(-\beta\frac{v}{v_0}\right) \tag{1}$$

ここで B_{TMF} の単位はテスラ，Z と v は高速イオンの原子番号と速度を表し，$v_0 = c/137$ は所謂 Bohr velocity である (c は光速度)。さらに a，α，β は強磁性体の種類によって異なるパラメーターで，Fe の場合には $a = 12$，$\alpha = 19$，$\beta = 12$ という値が採用されている。式 (1) において始めの式は Linear parametrization と呼ばれ，炭素 (C) 等の軽いイオンに対してその速度が $v_0 \leq v \leq 6v_0$ の領域で適用する事が出来る。一方式 (1) の後の経験式は Chalk-River parametrization と呼ばれ，鉛 (Pb) などの重いイオンに対して速度 $2.4v_0 \leq v \leq 10.2v_0$ の領域で適用される。ところが中間の原子番号を持つイオンについては，特に Fe 中での B_{TMF} が殆ど測定されていない。そこで我々は $Z = 30$ の ^{64}Zn の第 1 励起 2^+ 状態のクーロン励起を利用して，その状態の核磁気モーメントが Fe 中で受ける B_{TMF} を測定した。^{64}Zn の第 1 励起 2^+ 状態の g-因子及び平均寿命は過去の研究により $g = 0.46 \pm 0.10$ 及び $\tau = 2.47 \pm 0.30$ ps である事が報告されている。

実験は加速器センターのタンデム加速器から得られる 42 MeV の ^{19}F ビームと 73 MeV の ^{35}Cl ビームを用い，後方にラザフォード散乱された入射イオンと ^{64}Zn の第 1 励起 2^+ 状態から放射される γ 線との同時計数を取って，摂動角分布の測定を行なった。摂動角分布測定において，強磁性体を磁化する外部磁場の向きを逆転したときに観測される γ 線の強度分布の角度シフトから，^{64}Zn の

1　研究担当副学長を勤めると共に、高エネルギー原子核実験の研究に参加した。

第1励起 2^+ 状態のスピンのラーモア歳差角が求められる。この様にして得られた歳差角を図-1に示す。歳差角は Fe の密度 ρ 及び Fe 中での ^{64}Zn のエネルギー損失 dE/dx と共に

$$\Delta\theta = -1.5\frac{gA}{\rho c}\int_{v_{in}}^{v_{out}} B_{\mathrm{TMF}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\frac{1}{dE/dx}dv$$

から計算できる。g, A, τ はそれぞれ ^{64}Zn における第1励起 2^+ 状態の g-因子，質量数，並びに平均寿命である。この式の B_{TMF} に式(1)のどちらかを仮定して代入し，数値計算をすれば，実験で求めた歳差角と比較する事が出来る。図-1の実線は Linear parametrization を仮定し，パラメーターを $a = 13.1$ としたときの計算値である。実験の誤差が大きいが，定性的には $Z = 30$ 付近で速度が $4v_0 \leq v \leq 6v_0$ のとき，B_{TMF} は Linear parametrization で良いものと思われる。詳細な議論のためには，今後さらに精度を上げる必要がある。またパラメーター a の値がもっと精密に測定されれば，物性物理学との境界領域において興味のある研究に発展するであろう。

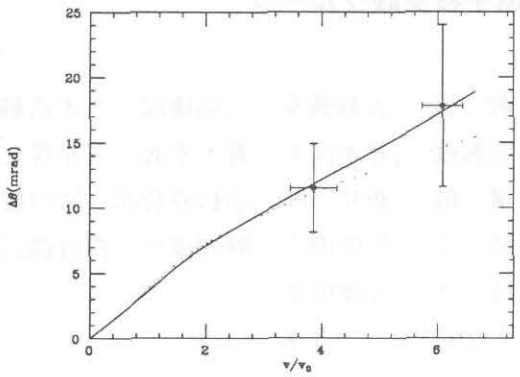


図-1 歳差角の実験値と計算値との比較。実線はパラメーターを $a = 13$ として B_{TMF} を Linear parametrization と仮定して計算した。

(2) ^{134}Ce における $\Delta I = 1$ バンドの寿命測定 (古野興平、静間俊行、小松原哲郎)

質量数 $A \sim 190$ 及び $A \sim 130$ 領域の原子核の高スピン状態に多くの磁気双極子バンド ($\Delta I = 1$ band) が報告されている。これらのバンドの特徴は，カスケードの $\Delta I = 1$ 遷移の強度がクロスオーバー E2 に比べて大きく，$\mathcal{J} = dI/d\omega$ で定義される Dynamic moment of inertia が典型的な変形核の基底回転バンドに比べて約 1/3 程度と小さく，またカスケード $\Delta I = 1$ 遷移の E2/M1 混合比の符号が負である。この様なバンドが報告された当初は，オブレート変形の集団的回転によるものと考えられたが，最近では変形核が主軸以外の軸の周りに回転するとした斜軸回転モードが提案され，原子核の集団運動における議論の対象になっている。この様な原子核構造の詳細を議論するためには，状態間の遷移確率を与える励起状態の寿命測定が極めて有効である。$A \sim 190$ 領域の原子核においては寿命が測定されているが，$A \sim 130$ 領域の原子核では未だ寿命測定の報告が無い。そこで我々は今までに我々自身で特定した ^{134}Ce 核における $\Delta I = 1$ バンドの寿命測定を開始した。

$\Delta I = 1$ バンドの寿命は数 ps と予想されるので，反跳速度を大きくするため，軽い原子核に重い入射ビームを衝突させる所謂逆運動学を利用した核反応が有利である。これを考慮して，実験は原子力研究所のタンデムと超伝導線型加速器から得られる 580 MeV の ^{127}I ビームを用いて行われた。現在実験結果を解析中であるが，^{127}I のビーム強度が不十分であったために統計精度が不足しており，再度実験を行なう必要がある。

(3) K 核異性体の崩壊機構および斜軸回転を伴う励起モード（静間俊行，古野興平，小松原哲郎）

質量数 180 領域のハフニウム (Hf)，タングステン (W) やオスミウム (Os) 原子核では，K 核異性体と呼ばれる比較的長い寿命をもった励起状態が系統的に観測されている。K 核異性体は，L 角運動量選択則に加えて，K 量子数についての制約（K 選択則）に従って崩壊することが知られている。しかしながら，10 年程前から，K 選択則を大幅に破る事例がいくつか観測されており，その理由の一つとして原子核の形における非軸対称性の揺らぎを考慮した量子力学的トンネル効果を用いた解釈

(図-2) がある。われわれはこの K 核異性体の微視的崩壊機構を解明するために，質量数 180 領域原子核の中でもより非軸対称性の強いことが予想されるオスミウム原子核に着目し，その励起準位構造の研究を行っている。これまでのところ，^{183}Os においてあらたに二つの K 核異性体を発見し，ガンマ線遷移確率の測定値と非軸対称性の揺らぎを伴うトンネル効果を用いた計算値との定量的一致を得ている。また、^{184}Os においては，通常の回転模型とは異なり，変形対称軸に垂直な軸からずれた軸のまわりの回転（斜軸回転；図-3）による励起準位を観測し，通常回転と斜軸回転状態間の相互作用についての分析を進めている。

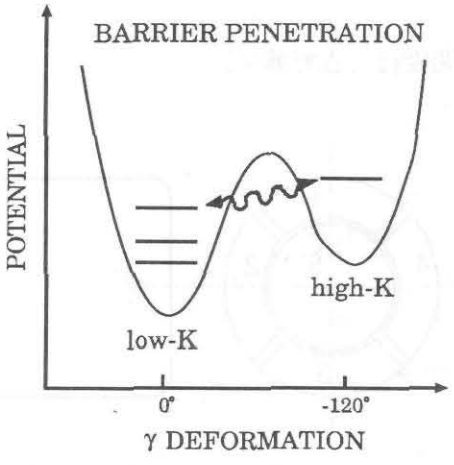


図-2 トンネル効果によるポテンシャル障壁の透過

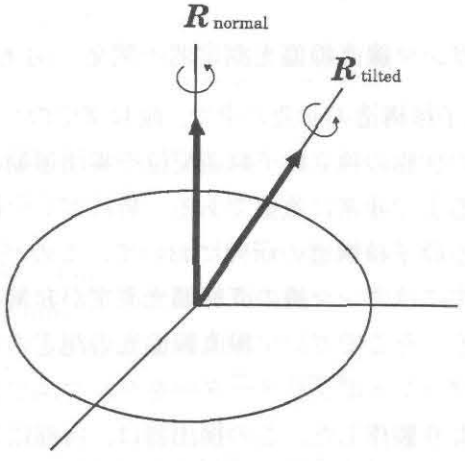


図-3 通常回転と斜軸回転の概念図

(4) プランジャー内蔵型シリコンボールを用いた質量数 80 領域原子核の励起状態の寿命測定

御手洗志郎[1], 静間俊行，古野興平，小松原哲郎)

核融合・蒸発反応を用いて中性子不足核の励起状態を生成する際，複合核において陽子およびアルファ粒子の結合エネルギーが低くなるため，荷電粒子が優先的に放出され，多数の残留核が同時に作り出される。このような場合，核種同定のために，放出荷電粒子を識別することが有効であり，九州

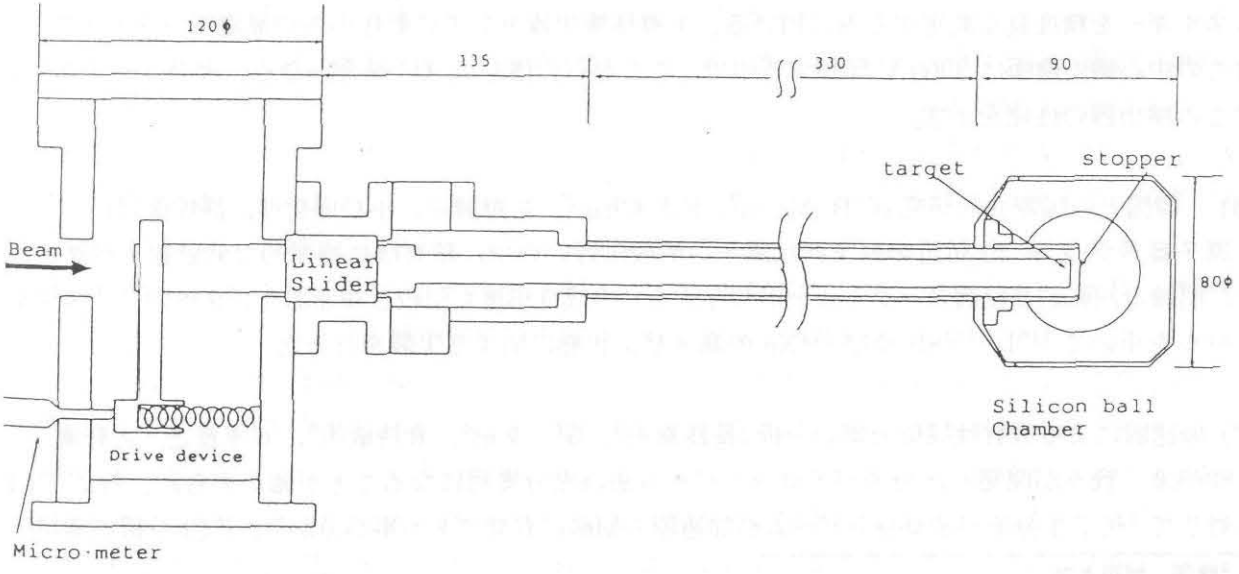


図-4 荷電粒子検出器・シリコンボールを組み込んだプランジャー

[1]九州大学理学部物理

大学核分光グループによって開発された 4π型シリコン検出器 – シリコンボール – は，現在，広く一般的に使用されている。さらに，最近，同グループは，寿命測定用のプランジャー装置を内蔵したシリコンボールを開発・製作した（図-4)。われわれは，このプランジャー内蔵型シリコンボールを加速器センターに設置されている多重ガンマ線精密測定装置 – クリスタルボール – に組み込み，質量数 80 領域の中性子不足核の励起状態の寿命測定を行った。得られた寿命から換算遷移確率 B(E2) を求め，核の変形度の情報を取り出すことができ，現在，球形核と変形核の境界に位置する ^{85}Zr の励起状態について解析を行っている。

(5) ガンマ線直線偏光測定器の開発 （小松原哲郎、静間俊行、古野興平）

原子核構造の研究の中で，励起準位のパリティはその状態の独立粒子軌道配位や集団運動の性質を知る上で非常に重要である。特にガンマ線分光による原子核構造の研究において，このパリティの測定にはガンマ線の直線偏光測定が非常に有効である。そこでガンマ線直線偏光の測定のためのコンプトン・ポラリメーターをゲルマニウム検出器により製作した。この検出器は，内部に入射したガンマ線のコンプトン散乱する確率が直線偏光の向きに依存することを利用する。

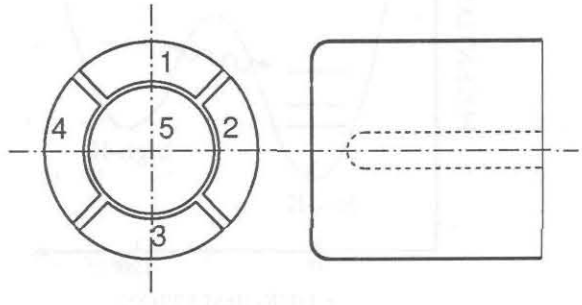


図-5 5 セグメント・ゲルマニウム検出器

図-5 の様に，ガンマ線が相互作用した位置を検出するために，円筒形の N 型ゲルマニウム単結晶の表面に 5 分割された電極を設け，セグメント・ゲルマニウム検出器とした。この 5 セグメント・ゲルマニウム検出器は、直径 58 mm，長さ 65 mm のゲルマニウム単結晶で，入射面の中央電極は直径 35 mm である。この検出器の正面から入射したガンマ線は中央電極内でコンプトン散乱し周囲の電極でその散乱の方向を検出する。この分割された電極はイオン・インプランテーションにより作成され，陽極である。また，中心軸にはリシウムを注入された陰極があり，ここからの信号はガンマ線のエネルギーを精度良く測定する為に用いる。半導体検出器としての動作の為の高電圧（逆バイアス）はこの中心軸の陰極に 3000 V 印加するので，ここからの信号は AC 結合となる。次のページの表-1 にこの検出器の性能を示す。

(6) 韓国との国際共同研究 (C.B. Moon[2]，S.J. Chae[2]，古野興平，小松原哲郎，静間俊行)

原子番号が $Z = 50$ 付近の原子核は陽子の閉殻に近いので，球形核に特徴的な低励起スペクトルと，明確な回転的高励起スペクトルとが共存する。平成９年度も引続き加速器センターのクリスタルボールを用いて ^{116}I，^{113}Sb 及び ^{122}Xe の高スピン状態に関する実験を行った。

(7) 加速器による放射性同位元素の分析 (長島泰夫[3]，関　李紀[4]，倉持敏秀[5]，石原豊之，古野興平)

昨年度、我々が開発した分子パイロットビーム法は充分実用になることが確かめられ、特に ^{36}Cl に対して $^{12}C_3^-$ 3 分子パイロットビームが加速器の制御に有効である事が分かり、^{36}Cl 分析の実用化

[2]韓国，湖西大学
[3]筑波医療技術短期大学
[4]筑波大学化学系
[5]加速器センター機関研究員

の目途が立った。しかしその後 ^{13}C の 3 分子ビームの生成方法に不安定性があり，これを解決するため，加速器及びイオン源のより安定な動作と測定値の再現性を高めることに努力した。

表-1 5セグメント・ゲルマニウム検出器の性能表

Type		N-type high-purity germanium
Crystal	diameter	ϕ58 mm
	length	63 mm
	dead layer	≤ 0.5 μm
Outer anode		5 segmented
	dia. of center seg.	ϕ35 mm
Inner cathode	diameter	ϕ8 mm
	length	54 mm
End cap	Aluminium	1.5 mm thick
	distance to crystal	10 mm
Collimator	diameter	ϕ 41.2 mm
(BGO-ACS)	distance from src.	130 mm
	opening angle	$\theta_{1/2} = 9$ degree
Reserver	volume	1.0 litter
	holding time	15 hours
Resolution	total	2.1 keV at 1.3 MeV
	individual	2.2 ~ 4.0 keV
Efficiency	total	35 %
	individual	1.7 ~ 3.9 %
High voltage		+ 3000 V
Pre-amp.	number	6
	type	PSC 821D

(8) タンデム加速器による地球科学試料の水素分析 (古野興平)

地球科学試料の元素分析は，地球・惑星形成史の様な基礎的地球科学研究は勿論，最近，関心が高まっている地球環境問題または資源・エネルギー開発にも重要である。分析対象の元素は極めて多様であるが，中でも水素の分析はなかなか良い方法が無く，新しい手段の開発が要請されている。鉱物や岩石中の水素分析方法として，現在、精度と信頼性が高いとされているのは2次イオン質量分析法 (SIMS) であろう。SIMS ではスパッタリング現象によって表面を削り取りながら測定する。ここでの問題は，共存元素によってスパッタ効率が異なるので，未知試料と同じマトリックスを持つ標準試料の作成が必要であるが，この標準試料の作成は一般に容易ではない。

これに対して弾性反跳原子検出法 (ERDA) 及び共鳴原子核反応 (NRA) など，原子核物理学の技術を応用する事が 1970 年代に始まった。これらの方法は標準試料として分析試料と同じマトリックスを持つものが必要ではないという点は良いが，今までに行われた分析は、入射粒子の加速に小型の加速器が使われているため，そのエネルギーが低く入射粒子が物質に充分深く入らない。したがって殆どの分析が表面付近に限られている。また最近地球科学研究で要求されているのは，入射ビームの照射領域を 50~ 数 μm の範囲に絞ることであり，外国では既に始まっているが国内では地球科学分野でこの要請に応える所はまだない。

そこで加速器センターのタンデム加速器とガンマ線測定装置を用いて，$H(^{19}F,\alpha\gamma)^{16}O$ 反応による水素分析のテスト実験を行なった。原子核核反応を利用する水素分析法では，ERDA と NRA がしばしば使われる。ERDA ではクーロン相互作用による弾性散乱の反跳陽子を検出する。この方法は微分断面積が理論的計算から正確に求められ，また検出感度が高いという特徴がある。一方，NRA には共鳴型と非共鳴型があるが，共鳴原子核反応を用いる場合が多い。共鳴反応では反応断面積が Breit-Wigner の単一準位公式で与えられ，入射イオンエネルギー依存性に特定の入射エネルギーの所で幅の狭い鋭いピークが現れる。したがって、入射粒子が試料中で次第にエネルギーを失い，共鳴エネルギーまで減速した深さで選択的に反応を起こさせることによって，表面から垂直方向に沿った水素分布の測定 (深さ方向分布測定，Depth profiling) が可能になる。

水素分析には $H(^{15}N,\alpha\gamma)^{12}C$，及び $H(^{19}F,\alpha\gamma)^{16}O$ 反応における共鳴が用いられる。$H(^{15}N,\alpha\gamma)^{12}C$ 反応は断面積が大きいので高感度が期待される。しかし ^{15}N はタンデム加速器に必須の負イオン生成が困難である。図-6 に示すとおり，$H(^{19}F,\alpha\gamma)^{16}O$ 反応は，断面積がやや小さい上に小さな共鳴が多くあるにもかかわらず，^{19}F イオンのエネルギーで 16.44 及び 25.85 MeV の所に断面積の大きな共鳴が二つあるだけなので，後に示すように収量の入射エネルギー依存性が単純になる可能性が高い。また，高強度の負イオンが得られるので，近い将来のマイクロビーム生成に有利である。この様な理由から，$H(^{19}F,\alpha\gamma)^{16}O$ 反応で放射されるガンマ線測定による分析のテスト実験を行なった。

まず初めに試料内に一様に水素を含む物質を取り上げる。物質中の水素分布 $n(x)$ が一様である場合 $n(x) = n$ としてガンマ線の収量は

$$Y(E_0) = I\Omega\varepsilon n\frac{1}{K}\int_0^{E_0}\sigma(E)dE \tag{2}$$

となる。ここで我々が対象とする入射エネルギー範囲 E=16.6 MeV 付近から 30 MeV まで ^{19}F イオンの dE/dx はほぼ一定であることを使った。過去の研究から分かっている共鳴パラメーターを用い，水素が一様に含まれていると仮定して入射エネルギーを変化させた場合の γ 線収量は図-7 のようになり，強い共鳴の見られる 16.44 MeV と 25.8 MeV 付近で急激な収量の増加がある階段状の収量変化が予想される。

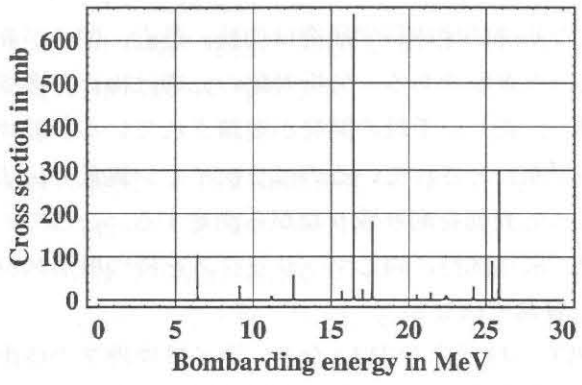


図-6 $H(^{19}F,\alpha\gamma)^{16}O$ 反応の断面積。

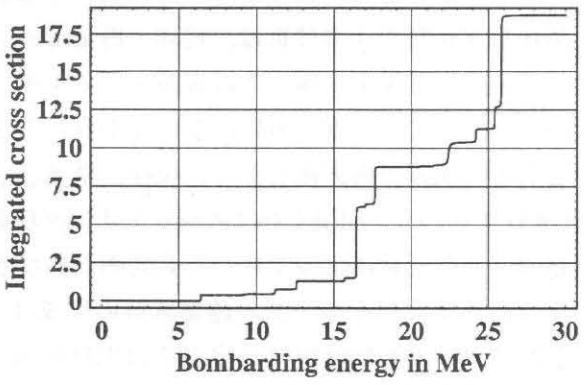


図-7 $H(^{19}F,\alpha\gamma)^{16}O$ 反応に対する積分断面積。

実験において，標準試料には粉末状の TiH_2 をアルミニウムケース内に圧縮して固めたものを使用した。TiH_2 部分は直径 6 mm 深さ 2 mm であり，密度は約 2.6g/cm^3 である。この標準試料では，水素原子数 n の重量パーセントの絶対値と試料中における水素分布の一様性などに問題があるものと思われる。

分析に用いた資料は黒曜石，霞石，及び柘榴石である。黒曜石の組成式は $SiO_2 \cdot n(H_2O)$，密度は約 2.7g/cm^{3}であり，明らかに水素を含んでいる。偏光顕微鏡で確認したところ，ガラス (SiO_2) 中に SiO_2 の結晶が入り込んでいる様子が観察されたが，不純物は殆ど見られなかった。

霞石は Na リッチのものを用いた。組成式は $Na_3(Na,K)Al_4Si_4O_{16}$ であり，密度は約 2.6g/cm^3 である。霞石は組成式内には水素を含んでいないが黒雲母のような水を含んだ物質が内部に存在する場合が多い。今回用いた石は偏向顕微鏡で観察して不純物のできるだけ少ないものを選んだ。柘榴石は種類によって成分が大幅に違ってくるが，今回用いた柘榴石は Grossular と呼ばれる種類で主な組成式は $Ca_3Al_2Si_3O_{12}$，密度は約 3.6g/cm^3 である。柘榴石は水素を殆ど含まない鉱物であるが，場合によって Si^{4+} と $4H^+$ の間で置換が起こるため，Hydogrossular $Ca_3Al_2(SiO_4)_{1-m}(OH)_{4m}$ となる。また同心円上に成長していく特徴をもつため生成過程によって成分や色が異なり縞模様が観察できる。今回は結晶面に対して垂直にビームを照射した。

これらの試料を真空を破ることなく試料を交換できるように試料を三種類まで同時にセットできるターゲットチェンバー内にセットして，入射エネルギーを変化させながら標準試料と分析試料に対して交互に一定量のビームを照射した。この際，試料上での照射位置が変わらないようにビームコリメーターを使い，ビームトランスポートの際には，透過型ファラデーカップ，第2スリットからの電流値、及びターゲット電流値が大幅に変わらないように注意した。入射粒子数としてはターゲット電流の積分値を採用した。

ガンマ線の測定にはビーム軸に対して 63.5 度と 116.5 度の位置に4台の高純度 Ge 検出器を配置した。試料内の軽い元素と ^{19}F による原子核反応で生ずる低エネルギー γ 線や X 線の計数率を抑えるために，Ge 検出器の前に厚さ 5 mm の鉛と 2 mm の銅板をアブソーバーとして挿入した。

図-8 に TiH_2 に対するガンマ線の収量を示す。入射エネルギーを変えるステップが粗すぎるが、TiH_2 中で水素がほぼ一様に分布している事、及び階段的に変化している収量が断面積の積分と定性的に一致する事が判る。図で実線は式 (2) を 1 MeV ステップで計算して滑らかに結んだものであり、図-6 をなました形になっている。TiH_2 については異なる測定でガンマ線収量の再現性が良い。

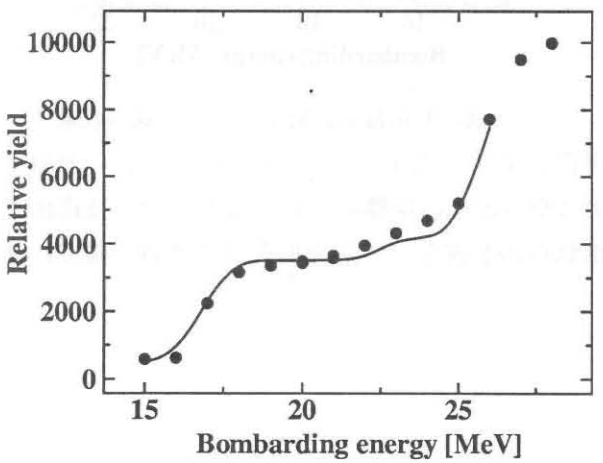


図-8 TiH_2 に対する γ 線の収量。縦軸は ^{19}F イオン 10^{13} 個当たりのガンマ線のカウント数である。また、実線は式 (5) を 1 MeV ステップで計算して滑らかに結んだものである。

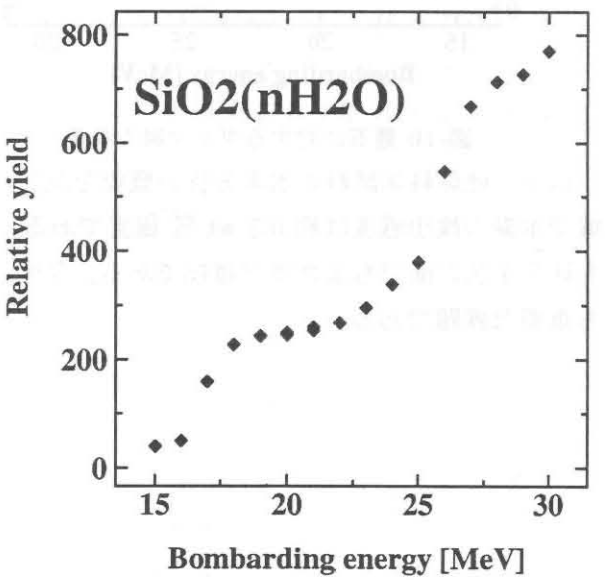


図-9 黒曜石に対するガンマ線の収量

黒曜石は図-9 に示す通り、TiH_2 に良く類似したガンマ線収量の変化を示した。この収量において、

^{19}F イオンの入射エネルギーが 16 MeV 付近での立ち上がりは料表面にある水素からの寄与に対応し、25 MeV 付近で収量がさらに増加するのは 25.84 MeV にある第２の共鳴からの寄与が加算されるためである。16 MeV と 25 MeV における ^{19}F イオンの SiO_2 中での飛程の差は約 4 μm で、表面からその深さまでの水素分布を測定している事になる。収量変化が TiH_2 と同じ形をしているので、黒曜石の水素分布は一様であると言える。この事は SIMS の測定結果と一致する。しかしながら、TiH_2 の水素濃度を分子式から求めて 4.05 wt % と仮定すると、黒曜石の水素濃度は 0.35 wt % となる。この値は SIMS による測定値の約３倍である。これは標準試料として用いた TiH_2 の水素濃度の較正が出来ていないためであり、その較正または標準試料の改善が必要である。

図-10 に霞石についての測定結果を示す。霞石の水素分析における問題は、同じ入射エネルギー、同じ照射位置で測定を繰り返すと、回を重ねる毎にガンマ線の収量が減少する。この様な現象は人工的な試料を用いた測定でも報告されている。その原因は良く分からないが、物質中での水素の挙動の複雑さを示すものである。今後詳しい研究が必要であり、水素分析における重要な注意点である。柘榴石でも黒曜石と同様に、同じ測定を繰り返すとその度に収量が変わる事が観測された。図-11 に柘榴石の測定結果の一例を示す。場所や量など定量的な事は言えないが、霞石も柘榴石も組成式には水素を含まないにもかかわらず、この実験で測定した試料には約 0.1 wt % 程度の水素が含まれている事は明らかである。

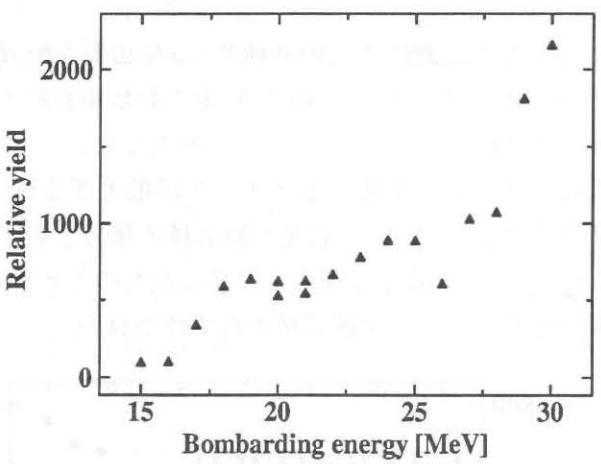


図-10 霞石に対するガンマ線の収量

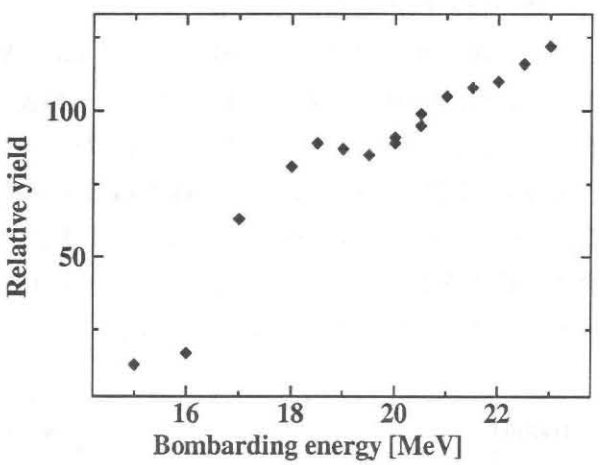


図-11 柘榴石に対するガンマ線の収量

以上、地球科学試料の水素分析の概要を記した。現在、深さ約 5μm まで、直径約 2 mm の照射領域で水素の検出感度は約 0.5 wt % 程度である。現状はやっとその端緒についたばかりで、技術面でも研究手法の面でもまだまだ稚拙である。今後、標準試料の改善とビーム照射条件の改善・確立が最も重要な課題である。

【2】クラスターグループ（李相茂、新井一郎，冨田成夫）

(1)希ガスイオンの衝突によるC_{60}の崩壊パターン

数 keV の原子イオンの衝突によるC_{60}の崩壊メカニズムはまだよく理解されていない。このエネルギー領域では主に２つの励起過程の競合がある。一つは、フラーレン内の電子励起による崩壊過程で、もう一つは原子の直接衝突による励起である。二つの過程の競合によりC_{60}の崩壊パターンは入射原子の種類に強く依存する。我々は実験によって入射粒子の種類と崩壊パターンの依存性を観測した。

実験はC_{60}ガスターゲットに原子イオンビームを入射して行った。希ガスイオンはプラズマタイプのイオン源で生成され 10kV までの電圧で加速しウィーンフィルターによって質量選別した。C_{60}ガス分子線は 430 ℃で加熱されたオーブンからの吹き出しで生成される。衝突点で生成したC_{60}イオンや崩壊したイオンを電場で引き出して MCP で検出し、TOF によって質量分析を行った（Figure 1)。

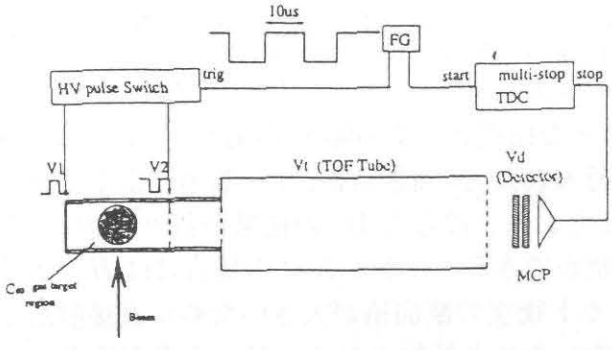


Figure 1: Schematic of experimental setup

4.0keV の He+と 9.8keV のXe^+によるC_{60}の崩壊質量分布を Figure 2,3 に示す。これによると二つのケースで崩壊パターンは全く違うことが分かる。He^+の場合には多価のC_{60}イオンとそこからのC_2放出による崩壊イオンがサイズ 30 以下の小さな崩壊片に比べて高い強度で見られるのに対し、Xe^+ の場合にはC_{60}^+イオンと小さな崩壊片イオンだけが見られた。

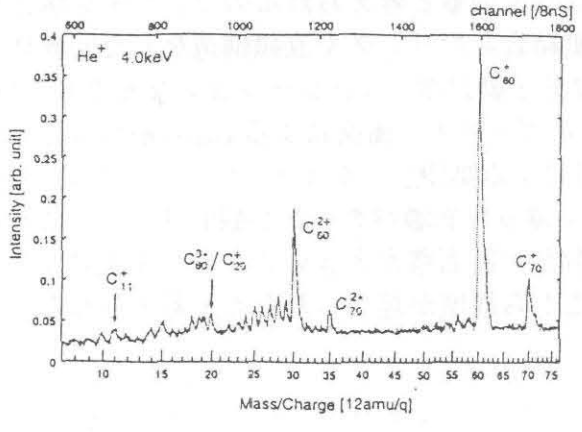


Figure 2: TOF spectrum for positive fragments in collisions with He^+ at 4.0keV

これらの違いは二つの励起過程の競合によって起こるものと解釈することができる。つまり He^+に場合には電子励起過程が主であり、一方 Xe^+では原子衝突による励起が主になるためである。この結論は三浦らによる最近の実験データから Xe^+の炭素原子のノックアウトの断面積が He^+の場合の 10 倍大きいことからも裏付けられる [1]。

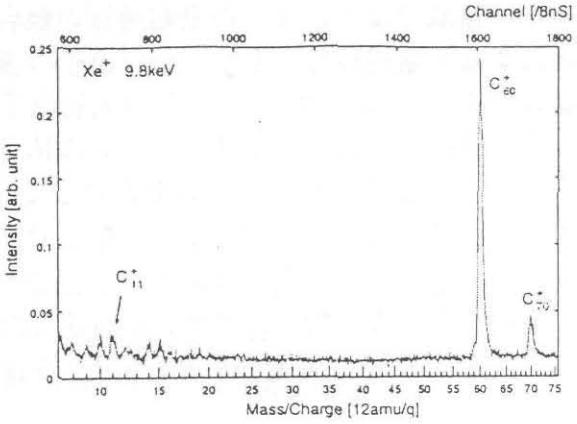


Figure 3: TOF spectrum for positive fragments in collisions with Xe^+ at 9.8keV

我々の実験と似たような研究として 10keV の H^+ビームによる実験が J.Optiz と B.A.Huber らによって行われた [2]。彼らはイオン貫通によるイオン化や集団励起が起こっている [3] と考えており、彼らの H^+の結果が我々の He^+ のデータと似ていることから同じ様な解釈ができる。しかし Xe^+の場合には He^+と大きく違う。これは Xe^+によるノックアウト衝突の断面積が大きいために直接散乱なしに電子励起だけを起こすことが出来ないためと解釈される。Xe^+の衝突によって大きく変形した C_{60}が生成し、そこから小さな崩壊片が生成すると考えられる。このような小さな崩壊片が大きく変形した C_{60}から生成するという考えは、D.Muigg らの電子散乱の実験よっても報告されている [4]。

我々の実験では、Xe^+入射では C_{60}^+だけで C_2放出による崩壊物が見られない。しかし、逆に同じ様な重心系エネルギーで C_{60}^+を加速して希ガス原子に衝突させる実験では C_2放出による崩壊物が観測されている。従って、我々の観測した C_{60}^+は比較的高い励起によって生成していると考えられるので、ケージ構造が壊れフラーレン構造ではなくなった多重結合したリングや直鎖構造をした同素体であると考えられる。このような同素体は分子動力学シミュレーションなどでも予想されている [6,7]。

まとめると、我々は希ガスイオン衝突による C_{60}の崩壊片イオンを観測し、He^+の場合にはイオンの貫通による集団励起やイオン化からの崩壊が主に観測され、Xe^+の場合には He^+とは全く違った崩壊パターンが観測された。これは、Xe^+による炭素原子のノックアウト散乱の断面積が大きいことから衝突により C_{60}はフラーレンではない構造になりそこから崩壊が起こったためと考えられる。

(2) 超音速ノズルを用いたガスターゲットの開発

数keVの原子イオンがフラーレンC_{60}に束縛されている炭素原子と衝突する場合は、単体の炭素原子との散乱とは本質的に違うと考えられる。我々は既に希ガスイオンをC_{60}ターゲット入射し、希ガス原子・炭素原子の準弾性散乱の角分布を測定した。[1] その結果、測定された微分断面積は大まかにMoliéreの電子遮蔽クーロンポテンシャルを用いた2体散乱の計算でよく説明されるが、衝突径数が大きい前方散乱角での振る舞いが説明できないことが分かった。このずれは原子多体の効果であると考え、より研究を深めるためにはCH_4をターゲットとした散乱角分布と比べることが重要である。そのため、角分布測定に有利な分子線タイプの超音速流ガスターゲットを設計した。CH_4ガスを方向性の高い超音速流で噴出させることにより、比較的真空を悪化させずに高密度のガス流を作りだすデザインを採用した。

設計概念図を図1に示す。CH_4分子はノズル内から真空領域に噴出する。流れはノズル内で音速に達し（マッハ数＝1）、ノズルからL_sの距離に設置したスキマー（d_s=0.5 mm）で分子線を散乱真空槽のビームラインへ導く。スキマーでのマッハ数（M_s）は実験結果[3] [4] を元に次の式で表される。[2]

$$M_s \sim 2.75\sqrt{\frac{L_s}{d_n}} \tag{1}$$

ここで、d_nはノズルの直径である。スキマー通過後の分子線は横方向に広がりスキマーからL_tでのガスの密度はevaluated by the equation [2] [5],

$$n_t = \frac{P_0}{k_B T_0}\left(\frac{d_s}{2L_t}\right)^2\left(\frac{3}{2}+\frac{\gamma}{2}M_s^2\right)\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M_s^2\right)^{-\frac{1}{\gamma-1}} \tag{2}$$

となる。ここでk_Bはボルツマン定数、T_0はノズル内でのガスの温度で通常は室温である。d_sはスキマーの穴径、γは比熱比でありCH_4では1.31である。式(2)よりM_sが小さくなるにつれてn_tは大きくなることが分かる。従ってM_sはなるべく小さくする必要があり、設計では$d_n = L_s$ =0.5 mmとして式(1)よりM_s ~2.75とした。ビームラインを過ぎた分子線はダクトを通じて分子ポンプで効率よく排気される。

散乱槽でのバックグラウンド真空度を$\leq 10^{-6}$ Torrとするためにノズルとスキマーの間を有効排気速度9ℓ/sのメカニカルブースターポンプで作動排気する設計をとった。スキマーから漏れるリークガスは散乱槽の分子ポンプ（有効排気速度S_{bg}=200 ℓ/s）で排気される。ノズルでの音速流コンダクタンスを$C_n \simeq \alpha_n d_n^2$とし、スキマーでの分子流コンダクタンスを$C_s = \alpha_s d_s^2$とすると、ノズル内ガス圧$P_0$とバックグラウンド真空度は$P_{bg}$の関係は、

$$P_0 \simeq \frac{S_d S_{bg}}{\alpha_n \alpha_s d_n^2 d_s^2} P_{bg} \tag{3}$$

となる。室温にてCH_4について$\alpha_n = 0.21\ell/\mathrm{s}\cdot\mathrm{mm}^2$ [6] 、$\alpha_s = 0.12\ell/\mathrm{s}\cdot\mathrm{mm}^2$と計算される。ここで$P_0$を3.4 Torrにするとビームラインでのターゲット密度は$n_t = 3.6\times10^{10}$ molecules/mm^{3}となり、そのときバックグラウンド真空度は式(2)(3)から$P_{bg} = 3.0\times10^{-6}$ Torrと計算される。ガスの広がり(D_t)はビームラインで直径8.5mmとなり、超音速流の性質から密度分布は一様にある[4]。

まとめると、ターゲット密度が3.6×10^{10} molecules/mm^{3}になる分子線タイプの超音速流ガスターゲットを設計した。これは、バックグラウンドに比べて10^3倍高い密度を全方向開かれた空間に

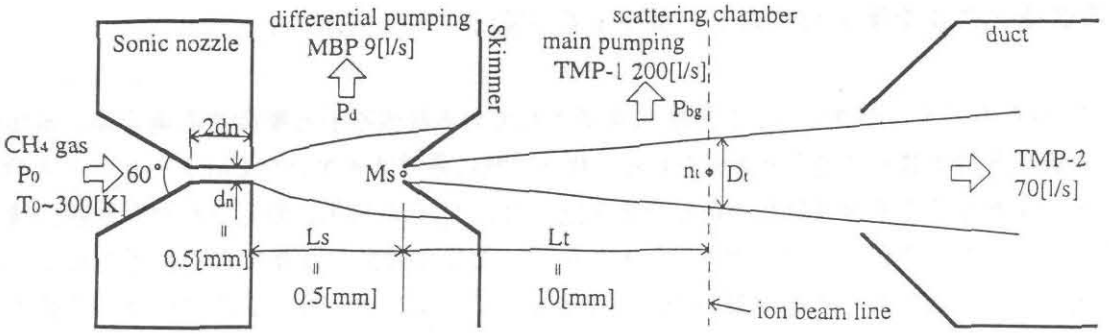


図 1: ガスターゲットシステムの概念図

維持できるものである。我々はこれを用いて数keV希ガスイオンとCH_4との散乱実験を行い、C_{60}の場合と比較して、多粒子場での原子散乱の現象を実験的に明らかにする。

参考文献

[1] S.M. Lee et. al., AIP conference proceedings 416(1997)165

[2] Atom and Ion Source, ed. L. Valyi, A WILEY-INTERSCIENCE PUBLICATION, 1997

[3] V.H.Reis and J.B.Fenn, J. Chem. Phys., 39(1963)3240

[4] J.Deckers and J.B.Fenn, Rev. Sci. Instr., 34(1963)96

[5] Molecular Beams and Low Density Gasdynamics, GASDYNAMICS volume4, ed. P.P. Wegner, MARCEL DEKKER, INC. New York, 1974

[6] Atomic and Molecular Beam Methods Vol.1, ed. G. Scoles et. al., New York, Oxford, Oxford university press, 1988

(3) 多価電荷大クラスター分裂実験装置

科研費重点領域「多自由度系としての原子集団及び原子のトンネル効果」(平成8年度ー10年度)の「クラスター分裂」班として発足したプロジェクト研究の2年目にあたり、昨年度に加速器センター第2測定室に設置したJEOL社の高分解能質量分析器の調整を行った。これと並行して、高分解能検出器の開発、高性能TOF質量分析器の開発、金属クラスターイオン源の開発などを行った。

また、「クライオスタット超伝導型ECRイオン源」の具体的な検討が進められ、6極電磁石の最適化が行われた。

本装置を用いてのクラスター分裂実験は平成10年度に行われる予定で、質量選別された金属クラスターとECRの多価イオンとのビーム交差(図1)により、N=5000,q=+18のクラスター分裂の観測が可能となり、量子液滴から固相への相転移領域でのクラスター分裂実験への展望が開ける。

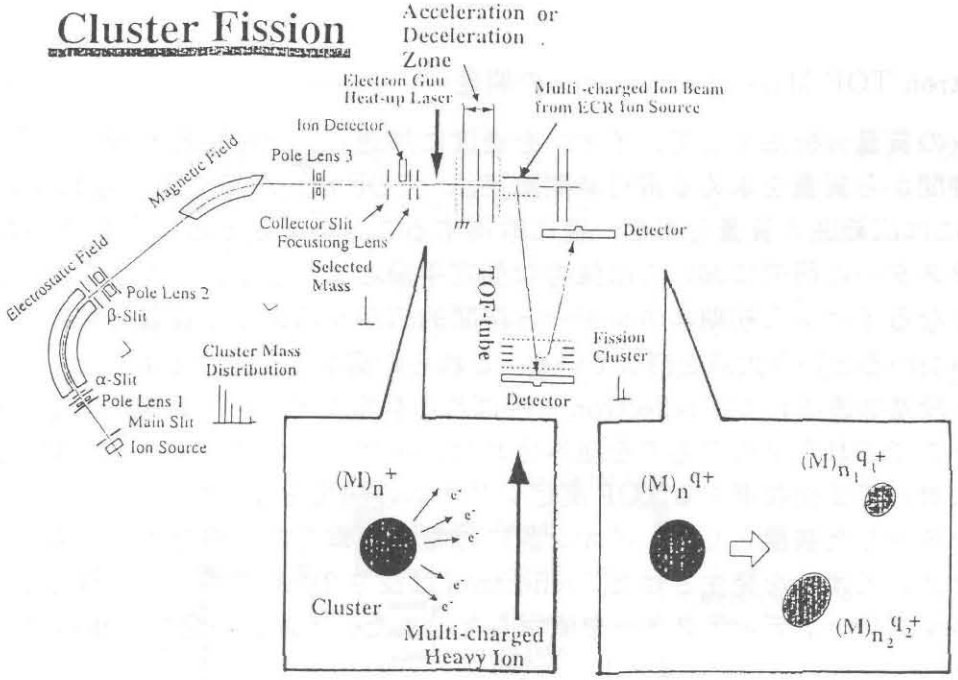


図１、クラスター分裂実験の概念図

a) 二次元位置検出型マイクロチャンネルプレート検出器の開発

我々は金属クラスター分裂の実験のために、グリッド型の二次元検出器の開発を行った。マイクロチャンネルプレート (MCP) を粒子検出の主部に用いる事により、0.8mm 以上の位置分解能、粒子の連続入射に対応できる速い応答 (5 nsec) 性能を達成した。

製作した検出器の概要を図 1 に示す。粒子の連続入射に対応できるように位置検出機構として位置分解能に優れた電荷分離型 [1] を使わずにより応答速度の高い電荷誘起型を採用した。MCP とアノード電極間に導体グリッドを平行に張ってあり、粒子の入射による MCP から出力される電子流がグリッド付近を横切ることによりグリッド上に電流が誘起される。この信号の大きさは誘起されるグリッドと電子流との相対距離に依存し、近距離である程、高い信号が出力される。それぞれのグリッドからの出力波高を Discriminator により、分析しその出力グリッドの位置平均を取る事により入射粒子の位置検出を行う。各入射粒子の質量は、飛行時間測定法 (TOF 法) により測定することができる。

スリットにより入射範囲を確定されたイオンビームを用いての測定を行った。グリッドからの誘起信号を図 2 に示す。約 5nsec(FWHM) の速い信号を得る事ができ、0.8mm かそれ以上の位置分解能を得た。

Reference:

[1] T. Mizogawa et al. Nucl. Instr. and M

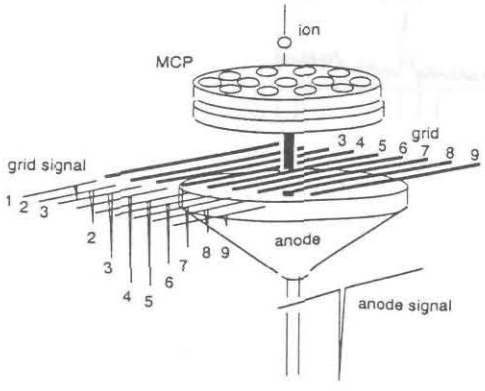


図 1: 検出器概要図

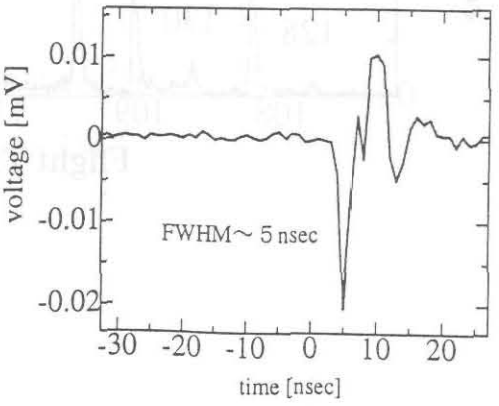


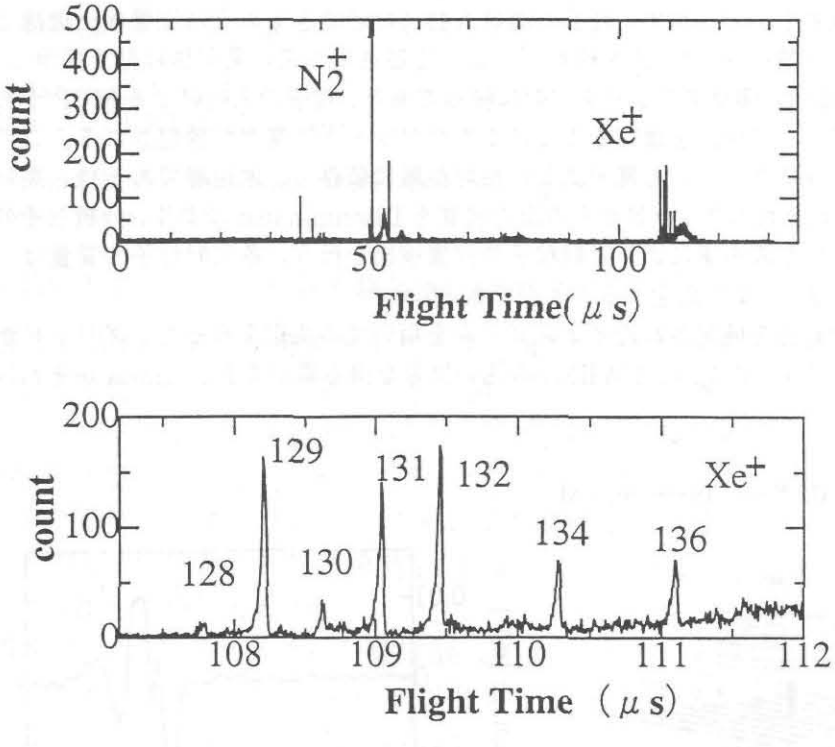
図 2: グリッドの出力波形

b)Reflectron TOF Mass Spectrometer の開発

イオンの質量分析法として、イオンを適度に加速し、一定距離を飛行するのに要する時間から質量を求める飛行時間測定法（TOF 法）が広く用いられている。TOF 法には広範囲の質量分布を一度に取得することができるという利点があり、殊にクラスターの研究においては強力な測定手段となりうる。しかしながら、測定対象となるイオンの初期エネルギーと空間的広がりによって質量分解能の上限に制約がかかるという欠点を持っている。これらの広がりを抑えるものとして、イオンの２段階加速法および reflectron と呼ばれる静電型イオン反射鏡が報告されている。そこでこれら２つのものを組み合わせ、イオンのエネルギーや初期位置の広がりに対して２次収束する TOF 測定システムの開発を行った。

今回テストした装置として、イオン源には電子衝撃型のものを用いて窒素、酸素、キセノンイオンを発生させた。reflectron は長さ 21cm のものを、検出器にはチャンネルプレートディテクターを使用した。また、イオンの全飛行距離は 3.1m であった。

本装置で得られた質量スペクトルを下に示す。これよりキセノンイオンの同位体を 1amu 毎に分離できていることがわかった。このことから質量分解能を計算すると R～1800 を得た。これは、本システムの各パラメータから予想される分解能 2000 に近いものであった。



c) 金属クラスターイオン源の開発と性能テスト

図1のような、Magnetron Sputter型イオン源を開発し、その性能をテストした。このイオン源の特徴は、融点の高い金属を含むあらゆる金属のクラスターを作れると同時に、クラスターサイズを軽い方から重い方まで ($n = 10 - 10^4$) サイズ分布の中心をコントロール出来ることである。クラスターサイズは、(1) 長さを可変にできる aggregation tube の距離、(2)Ar,He のガス圧、(3) 金属ターゲットによる金属蒸気密度、(4) 真空ポンピング速度等の要因の総合的組み合わせによって決まる。

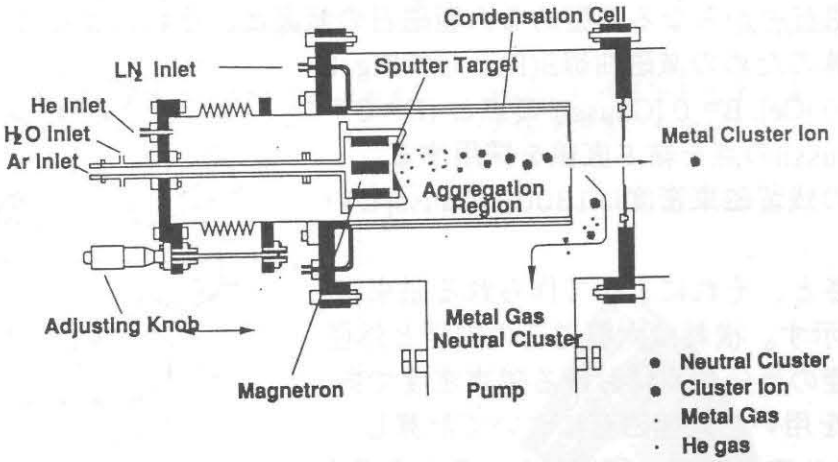


図1、Magnetron Sputter型イオン源

図2にAlクラスターの軽い領域でのサイズ分布の測定結果を示す。

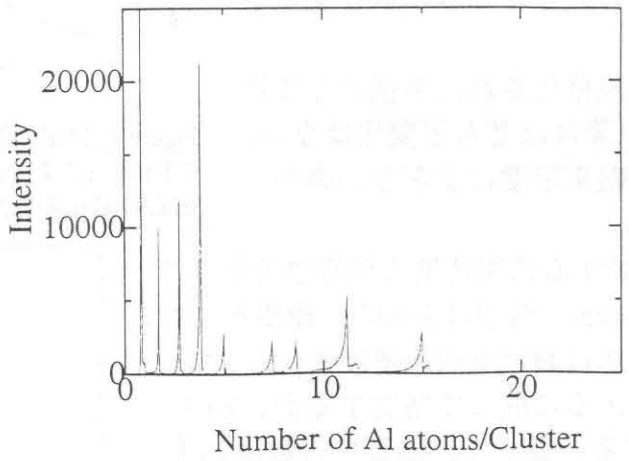


図2、Alクラスターの軽い領域でのサイズ分布

d)Optimization of Hexapole Magnet for ECR Ion Source

ECRイオン源からの多価電荷イオンとクラスタービームを交差させ、クラスターの電荷を剥ぎ取ることにより、クラスターを余分に励起せず多価電荷のクラスターを生成する事が出来る[1]。これにより、クラスターのダイナミックな現象の研究が可能になる。この実験に必要な大電流の多価電荷イオンビームを生成するために、我々は液体Heフリーの超伝導磁石を用いたECRイオン源を開発を行っている。

永久磁石を用いた六極磁石は、ECRイオン源において動径方向のプラズマの閉じ込めに用いられる[2]。最も最適化された六極磁石の形状を得るため、磁石片の数、大きさに対する磁場の強さの依存性を系統的に調べた。磁場の計算にはPoissonを用いた。

Figure 1は24の磁石片からなる典型的な六極磁石の断面と、それによって生成される磁場である。磁場計算のための減磁曲線B(H)としてFig. 2のような(H=-13000 [Oe], B= 0 [Gauss]) の点と (H= 0 [Oe], B= 13000 [Gauss])の点を結ぶ直線を採用する。従って、この磁石の残留磁束密度は13000 [Gauss]ということになる。

六極磁石の大きさと、それによって作られる磁束密度の関係をFig 3に示す。横軸は六極磁石の内径と外径の比で、縦軸は内径の半分の点における磁束密度である。24個の磁石片を用いた六極磁石について計算した。点線は内径が4cmのときで、実線は2cmのときである。このFig. 3に示されるように、大きさの違う六極磁石によって作られる磁場は、その内径によって規格化できる。すなわち、磁場の強さは絶対的な磁石の大きさによらず、相対的な磁石の大きさのみに依存する事が解った。

そして磁場の強さはその規格化された半径にして約3.5程度まで増加し、それ以降はほとんど変化はない。この傾向は永久磁石の残留磁束密度によらない事がFig.4によって示されている。

Figure 5は磁石片の数に対する磁束密度の依存性を示している。この計算は、内径は4cm、外径は9cmの六極磁石に対して行ない、内径の半分の点における磁束密度をplotした。磁束密度は磁石片の数が増えるに従って増加するが、24もしくは30個ぐらいで飽和する。従って、磁石片の数は24もしくは30個程度が適当である。

Figure 6は永久磁石の中の磁化の方向に沿った成分の反磁場を示している。この計算で使われた減磁曲線はFig.2に示してある。これ見ると、永久磁石中の反磁場は-15000 [Gauss]を越えており、明らかに、最も強力なネオジム(Nd)

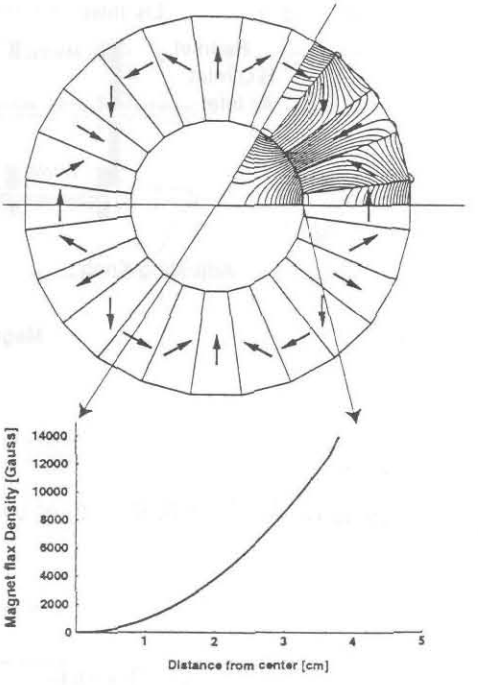


Figure 1: 24個の磁石片からなる六極磁石のPoissonによる磁場計算。矢印は、永久磁石の磁化の方向を示している。

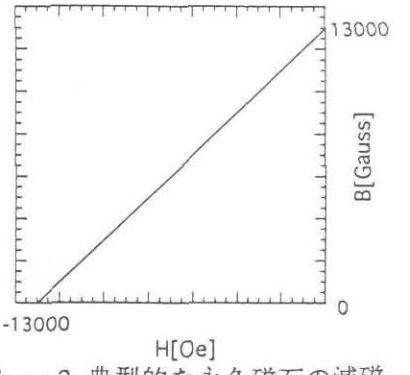


Figure 2: 典型的な永久磁石の減磁曲線B(H)

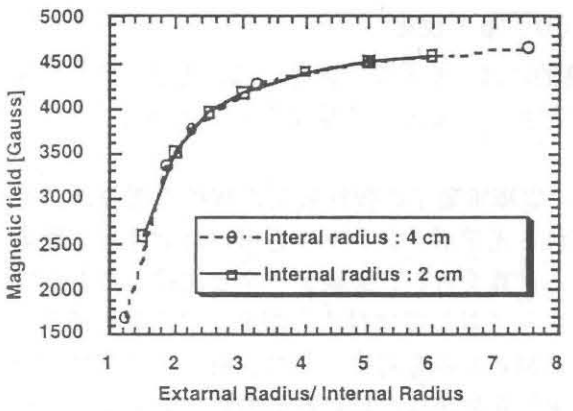


Figure 3: 六極磁石大きさに対するの磁束密度の依存性

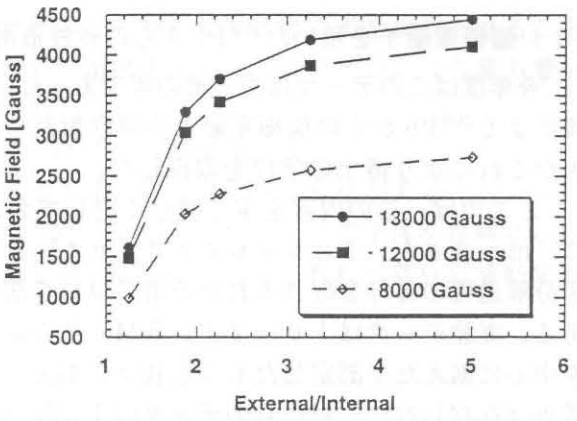


Figure 4: 残留磁束密度が違う永久磁石を使ったときの磁束密度の六極磁石

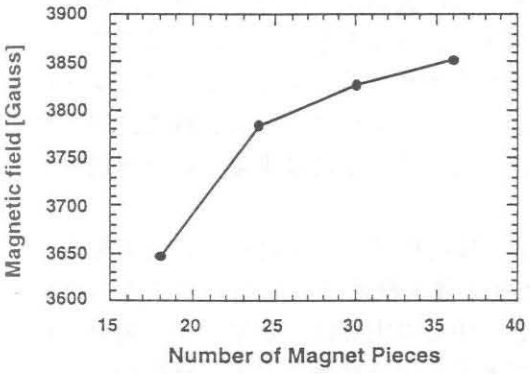


Figure 5: 磁石片の数に対する、六極磁石の磁場の強さの依存性

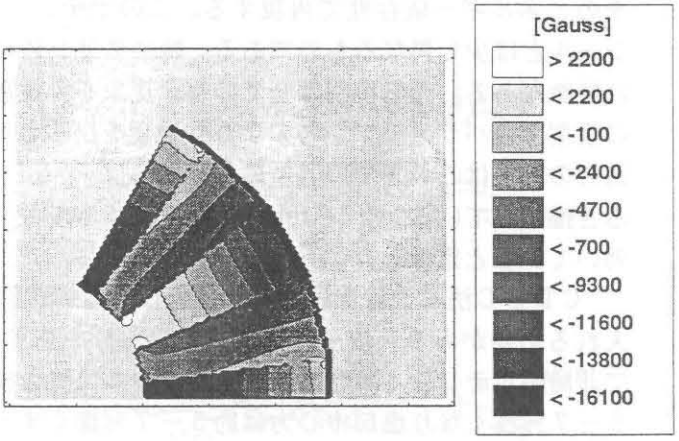


Figure 6: 永久磁石の磁化の方向に沿った反磁場の成分

磁石の残留磁束密度を越えている。一般的に強い保磁力と強い残留磁束密度という性質は両立せず、従って、保磁力に優先度を置いて磁石を選ばなければ、期待した六極磁石の磁場の強さは得られない。

References

[1]F. Chandenzon et al. *Phys. Rev. Lett. Part.* 74, 3784 (1995).

[2]R. Geller *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 40, 15 (1990).

【３】　スピン偏極核反応実験（青木保夫、田岸義宏）

（１）偏極重陽子を用いた^{208}Pbからの弾性散乱と（ｄ、ｐ）反応

今年度はこのテーマはまとめの年であった。最終的には、モデルに依存しない光学ポテンシャルによる^{208}Pbからの偏極重陽子の弾性散乱の解析と共に、まとめて論文として出版し１）、一人がこれにより博士の学位を取得した。

ここでは、この内容を少し詳しく記しておこう。偏極重陽子の弾性散乱の解析の部分は、主に”ｍｏｄｅｌ　ｉｎｄｅｐｅｎｄｅｎｔ”と呼ばれる光学ポテンシャルを用いた計算と、重陽子分解過程の寄与を取り入れた所謂ＣＤＣＣ法による計算を行い、実験データと比較したものである。実験データは１０－２１．５ＭｅＶのエネルギーに対しては村山らがテンソル分析能T_{20}を中心に据えたて測定したものと我々が測定した２２ＭｅＶのを対象とした。両データを特に矛盾点は存在しない。村山らのデータのT_{21}の一部に少し異常かなと思われる振舞いをする点が見られたが、我々のデータにも同じ様な振舞いは見られた。”ｍｏｄｅｌ　ｉｎｄｅｐｅｎｄｅｎｔ”な解析結果は村山等２）が見つけたT_{20}の角分布のエネルギー依存性をスムースなパラメータのエネルギー依存性で再現する。このポテンシャルのｒ依存性はこれまでの習慣的なポテンシャルとは少し異なるものである。特にスピン依存性は原子核の表面よりも外の部分での振舞いに特徴がある。光学模型は全ての物理現象を弾性散乱のポテンシャルの中に押し込めるので、この模型でのパラメータがどのような物理を反映しているのかを解釈する必要がある。スピン・軌道力の部分はこれまでの我々の経験からは、（ｄ、ｐ）（ｐ、ｄ）のような２段階過程で説明されると推論している。テンソル力の部分はエネルギーの高いところでは主には重陽子の分解過程が効いていると想像した。

ＣＤＣＣ法による弾性散乱の解析は、束縛状態重陽子と核内核子との反対称化の効果を取り入れる必要がある。核子射影演算子の部分を原子核の密度で置き換えて、局所エネルギー近似で非局所ポテンシャルを局所ポテンシャルに置き換えると、中心力実部は２２ＭｅＶの場合、約５－７％浅くなり虚部中心力は約５－７％深くするべきであるという結論になる。経験的にはこの補正量を１０％程度とすると実験値が２２ＭｅＶに対しては再現される。このような補正はグリーン関数を用いて説明される訳だが、直感的な理解としては原子核を通過中の重陽子の重心速度がどのように変化するかを考慮するとよい。

このＣＤＣＣ法でも、低いエネルギーの実験データを再現することには現在のところ成功していない。現在のＣＤＣＣ法と反対称化では説明出来ない効果を取り入れる必要があろう。
（ｄ、ｐ）反応の実験結果で特徴的な発見として後方角度でのT_{20}のｊ依存性がある。この現象は以下の様にまとめられる。（ｄ、ｐ）反応では入射重陽子の中性子が標的原子核に捉えられて、殻模型の意味での単一中性子状態に落ち着くと考える。この中性子の持つ全角運動量をｊと書くが、テンソル偏極分析能T_{20}の後方角での振幅がこのｊの値により大きく変化する。即ち、中性子の軌道角運動量をℓとすると$J=\ell+1/2$の時は正の値をとり、$J=\ell-1/2$の時にはほぼ０である。$J=\ell+1/2$の時には、振幅はℓが大きくなると大きくなり、$\ell=5$くらいでほぼ、理論的な最大値にまで到達する。

この現象の直感的な説明には角運動量のベクトル模型を用いた。重陽子の内部運動としてのＤ状態の軌道角運動量とスピンの向きと、重陽子の重心の軌道角運動量を考えればよい。理論的には、相互作用距離を有限とした歪曲波ボルン近似を用いて説明する。このときには、上に述べた角運動量が関係するラカー係数の振舞いを調べるとよい。

ＣＤＣＣ法で作られた散乱状態波動関数を用いて（ｄ、ｐ）反応の解析を行った。（ＣＤＣＣ（ｄ、ｐ））。これまでは、重陽子の弾性散乱と（ｄ、ｐ）又は（ｄ、ｎ）反応の解析とは、実験

データを説明する上で両立し難い部分があり、重陽子の光学ポテンシャルと歪曲波をつくるポテンシャルを使い分けるという手法が一般的であったが、この解析ではほぼ両者を両立させることに成功している。この例で見る限りという限定が付くが重陽子関連反応の解析がかなり落ち着いてきたと言う印象を受ける。

（２）クーロン分解過程を取り入れたＣＤＣＣプログラムの開発。

重陽子分解過程を重陽子が誘起する反応に取り入れる手法として、ＣＤＣＣ法がある。ＣＤＣＣ法３）のプログラムは上村達のものがあるが、動作が遅いように思われたので全体を理解する目的を込めて０から書くことにした。現在進行中であるが、原子核から遠く離れた部分の波動関数の振舞いを正しく記述するのが、難しい様である。

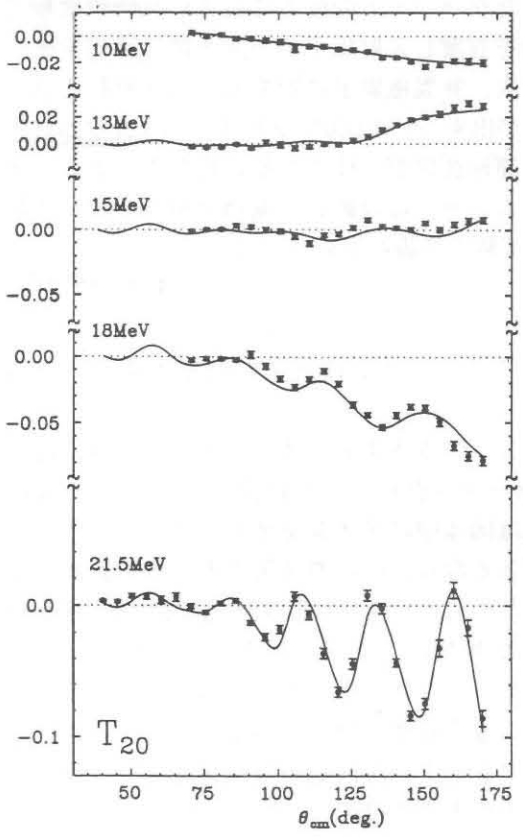


図１）^{208}Pbによる重陽子弾性散乱のＴ$_{20}$角分布のエネルギ依存性と"model independent"な解析結果との比較

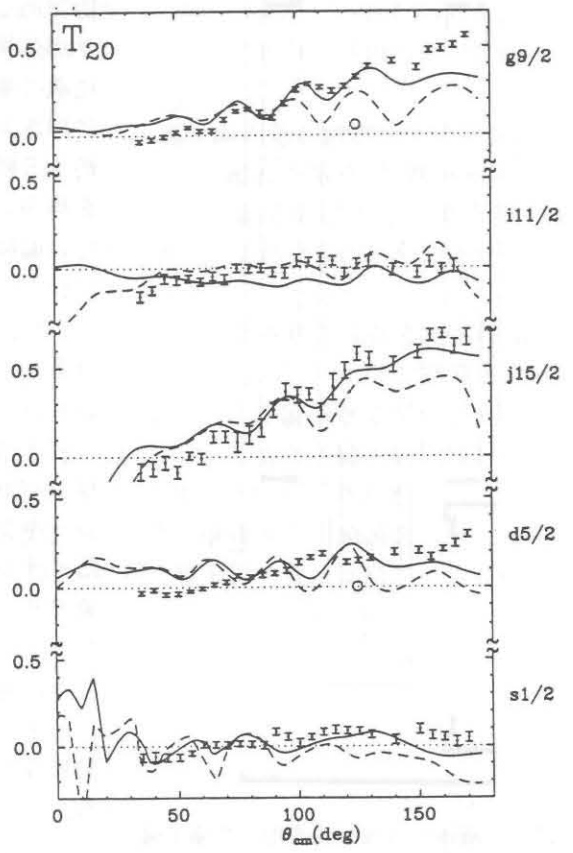


図２）（ｄ、ｐ）反応Ｔ$_{20}$のｊ依存性とＣＤＣＣ（ｄ、ｐ）の手法による解析との比較

参考論文

1) K. Hirota, Y. Aoki, N. Okumura and Y. Tagishi, in Nucl. Phys. A 628(1998) 547-579

2) T. Murayama, Y. Tagishi, T. Sakai, M. Tomizawa, H. Nishikawa and S. Seki, Nucl. Phys. A486(1988) 261.

3) M. Kamimura, M. Yahiro, Y. Iseri, Y. Sakuragi, H. Kameyama and M. Kawai, Progress of Theoretical Physics Supplement No 89 (1986)

（2）二回散乱用陽子偏極ポラリメーターの開発

スピン偏極移行実験専用の反応粒子分析磁気スペクトログラフを備えたビームコースに設置する液体ヘリュームを用いた陽子偏極ポラリメーターを開発してきた。このポラリメーターの特徴は、反応陽子の偏極度測定の精度を上げるために、散乱体として液体ヘリュームを使用している事である。ヘリュームは大気圧中で4.2Kで液化するので、常に外気と断熱する必要があり、ポラリメーター全体が図１に示すようにクライオスッタトになっている。ヘリユーム槽全体は、ベローズで支持されており真空の外から支柱の長さをかえる事によってタゲットの位置を調整することが可能である。またターゲットの後方に長さ5 cmの位置敏感型半導体検出器を設置し入射陽子の方向を常に幾何学的中心に導く事が出来、無偏極陽子に対する左右非対称を1%以下に押さえる事が出来る。１回6リットルのヘリュウム注入で約１５時間の連続測定が可能である。現在このポラリメタを専用のビームコースに設置し、偏極分解能の較正実験を行い偏極移行実験の準備を進めている。

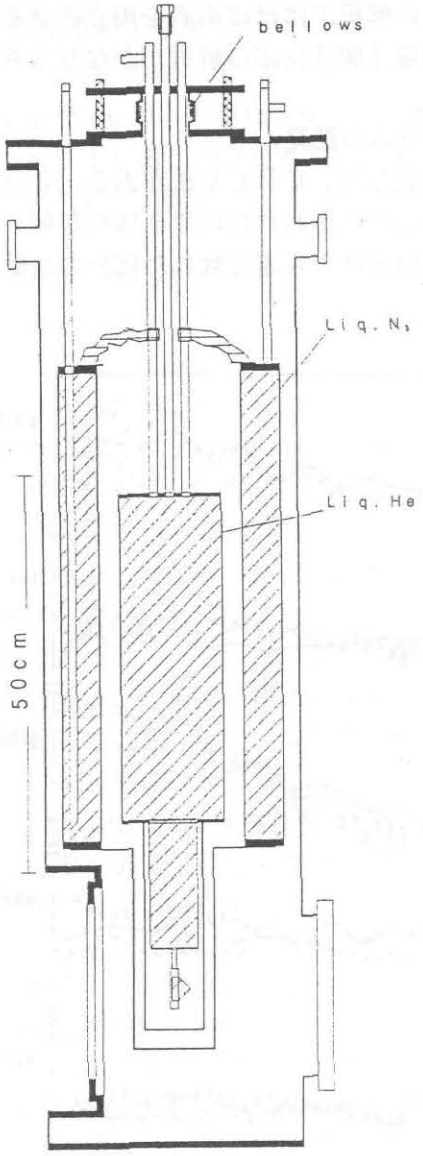


図１　液体ヘリュームを用いた陽子偏極ポラリメータークライオスッタト

（3）シリコン中にイオン注入された重水素のパーコレション

我々はシリコンに重水素をイオン注入したときに起こるリング状フレーキングについて研究してきた。一般にフレーキングとは固体中にイオンを注入したときに注入されたイオンがガスとなり、そのガス圧で表面層を剥離する現象である。その結果、固体表面には数10μm程度の径を持ったクレーターが無数にランダムに形成される。しかし、我々の発見したリング状フレーキングは、これら普通のフレーキングとは違う特徴を持っている。フレーキングの結果形成されるクレーターが同心円のリング状になるのである。しかも、その大きさは0.1～1mmオーダーのサイズである。クレーターとクレーターの間の領域はきれいな結晶表面を保っている。なぜ、マクロな相関を持ったきれいな同心円パターンが形成されるのか、それがこの現象の最大の疑問点であった。

我々は、この現象解明にパーコレーション理論(浸透理論)というものが役立つのではないかと考えた。なぜなら、この現象は、シリコン中の重水素(DまたはD$_2$)の易動度が注入量に強く依存するために起こるのではないか、と考えられたからである。パーコレーション理論とは格子の中のつながりを扱う理論である。ある格子(三角格子とか立方格子とか)が与えられたとき、その格子点に確率pで粒子を置いていく、隣り合っている粒子はつながっているとする。そして、パーコレーション理論は粒子を置く確率pがいくつになったときに無限のつながり(無限大浸透網)が生じるか、を問題とする。無限大浸透網はある決まった閾値p_c以上で出現する。これは、一種の相転移現象であり、p_cの上と下では系は全く違う性質を持つ。

我々は、シリコンに注入された重水素を次のようなパーコレーション問題として考えた。シリコン中に注入された重水素はシリコン結晶内のダングリングボンドと結合する(イオン注入しているためダングリングボンドは大量にあると考えられる)。重水素は重水素の密度が増せば最終的に重水素ガ

スD$_2$になるが、もしD$_2$ができる前にDが隣り合ったつながりができていれば、それを経路として形成後のD$_2$は動けるものではないかと考えた。もし、そのつながりが無限に広がっていれば無限に移動できるということになる。パーコレーション理論によれば無限大浸透網はある閾値以上の重水素の密度で生じることになる。また、重水素の無限大浸透網に属する確率(浸透確率)は注入量とともに急激に増加するはずである。これらを確認するために我々は次のような実験を行った（図１）。

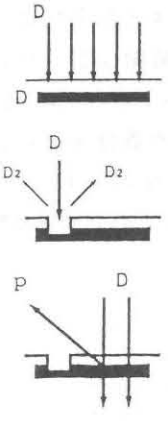


図１　実験手順

ステップ1：イオン注入。4x10mm²の大きさで30keVの重水素イオンをフレーキングを起こさない程度の注入量まで照射する。このとき、ビームは照射面内で振動させ一様にする。

ステップ2：フレーキング。ステップ1で照射した領域内の一ヵ所に小さなビーム(直径 0.5mm)で重水素ビームを当ててやり、その領域でフレーキングを起こさせる。

ステップ3：重水素の量の測定。ステップ2でできたクレーターから離れた場所(実際の実験では5mm以上)で重水素の量を測定する。重水素の量は90keVの重水素ビームによるD(d,p)反応で出てくる陽子数から調べる。

ステップ1で注入量を細かく変えた試料で、上記のプロセスを行った。ステップ１での注入量に対するD(d,p)反応からの陽子数のグラフを図２に示す。図２から分かるように陽子数は最初は直線的に増加するが、突然減少する。直線は注入量が少ない3点から得られたものである。この直線をステップ2でフレーキングを起こす前の陽子数だと仮定すると、この直線から実験値を引いたものはまさしくステップ2でできたクレーターを通じて外部に放出された重水素の数に比例する。直線と実験値の差を図３に示す。

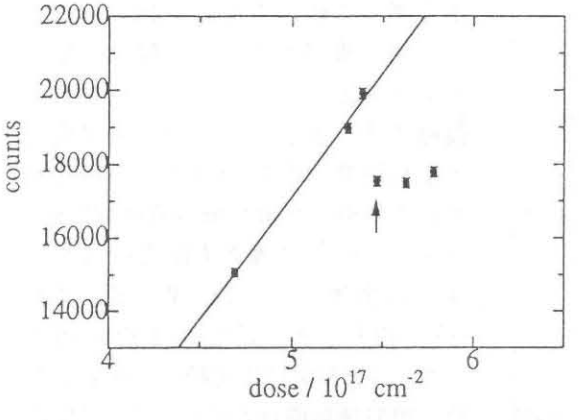


図２　注入量に対するD(d,p)T反応からの陽子数。矢印は、注入量5.5x10^{17}D/cm²のデータ。実線は、注入量が5.5x10^{17}D/cm²より少ない３点から得られた。

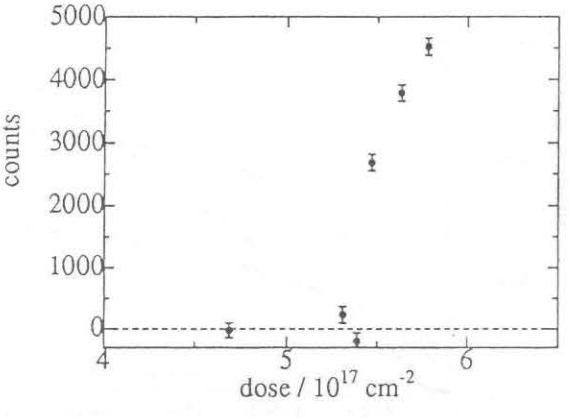


図３　図２の実線と実験データの差。クレーターから逃げた重水素の量に相当する。

前述したように我々は、シリコンに注入された重水素はシリコン内に浸透網を形成し、その浸透網を通じて移動すると推論した。
実際、図３はパーコレーション現象としての次の特徴を持っている。
1. 無限大の移動。クレーターから5㎜離れた場所で、重水素はクレーターを通じて減少している。5㎜という距離はシリコンの格子定数から見れば無限大の距離である。
2. 浸透閾値の存在。重水素は注入量がある閾値を越えたところで無限大の移動を行っている。実験では閾値は5.5×10^{17}D/cm²である。このとき、飛程付近で重水素の密度がどれくらいになっているかというと、TRIMコードの計算によれば3.9×10^{22}D/cm³である。
3. 浸透確率の急激な増加。パーコレーション理論によれば浸透網に含まれる粒子の数は浸透閾値から急激に増加する。浸透網に属している重水素がステップ2のクレーターを通じて全て逃げたとすれば、図4で見ているものはまさしく浸透確率に比例する。実際、実験結果は閾値から急激に増加している。また、パーコレーション理論では浸透確率は$(p-p_c)^{\beta}$に比例し、βという臨界指数のみで表わされる(pは粒子の密度、p_cは閾値)。そして、βは格子の種類には依存せず、格子の次元にのみ依存する。3次元パーコレーションの場合、βは0.4である。図４から増加のべきをもとめたところ0.32という近い値であった。以上のことから、シリコン中に注入した重水素はパーコレーションを起こし、その浸透網を通じて移動していると考えられる。

（４）D(d,p)T反応を利用した注入重陽子の拡散の測定

重陽子融合反応、D(d,p)T反応、を利用し、物質中に注入された重陽子の拡散を調べる新しい方法を開発した。その方法を簡単に述べる。まず標的物質に低エネルギー(～100 keV)の重水素ビームを連続的に照射する。入射重水素ビームは、物質中でそのエネルギーを失いその飛程付近で止り、物質中に拡散してゆく。拡散によって標的表面近くに移動してきた重水素原子は、入射してくる重水素ビームと衝突し重陽子融合反応D(d,p)Tを起こす。低エネルギー領域(～100 keV)では、これらの反応の断面積は、入射重陽子のエネルギーが低くなると急激に減少するので、これらの反応は、主として標的物質の表面近くで起こる。従って反応陽子を計数することによって標的表面近くに現れる重水素原子を感度よく捉える事ができる。一定量の重陽子ビームを照射しながら核反応で生じた陽子の計数率の照射時間依存性を測定する事によって標的表面に拡散してくる重陽子原子数の時間変化が観測できる。また反応の運動学から放出陽子のエネルギーの値から反応を起こした深さを知る事ができる。実験は、筑波大学加速器センターのラムシフト型偏極イオン源からのビームを平成８年度科研費（萌芽的研究）の補助を受けて整備した散乱槽（直径400 ㎜, 深さ200 ㎜）に導き実験を行った。種々の金属（Au, Ta, Mo, Pd)に90 keV, 約3 μA、ビーム径約4 ㎜のD⁻ビームを室温にて連続して照射した時、照射開始直後からのD(d,p)T反応によって放出される陽子数の時間変化を図１に示す。図の横軸は、照射ビーム量の積分値、縦軸は、50μCあたりの反応陽子の計数を示す。 その様子は、図１から分かるように照射

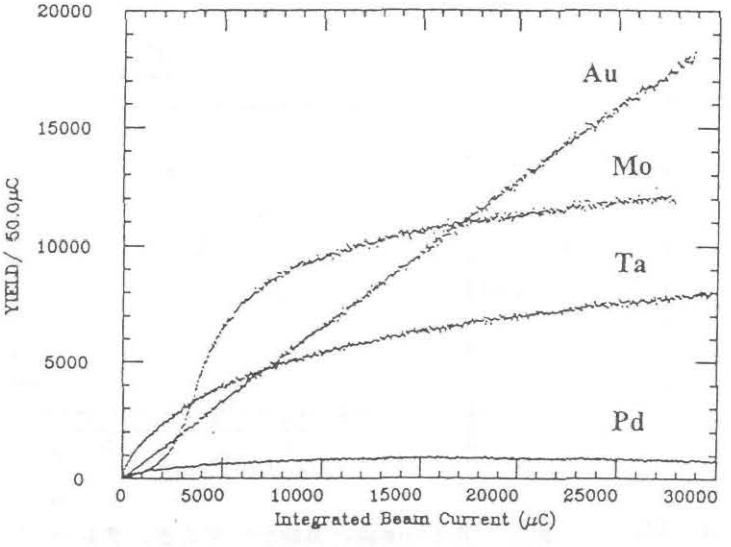


図１．種々の物質に重陽子ビームを連続照射したとき D(d,p)T反応から放出された反応陽子の計数率の時間変化。

物質の種類によって著しく異なる。これはまさにそれぞれの物質中での重陽子の動き易さ即ち拡散の違いを反映しているものと思われる。例えば、よく知られているようにパラジューム中では、重水素原子の拡散が大きい。この事は、図１で示されているように反応陽子の計数率は照射量と共にすばやく立ち上がりすぐに飽和してしまいそのときの計数率が低い。即ち照射領域での重陽子密度が小さい。これとは対照的に、金の場合反応陽子の計数率が照射量と共に直線的に増加している。このことは、注入された重陽子が殆ど動いていないことを示している。図２にステンレスSUS301に種々の温度で照射した場合の例を示す。各温度に対してある一定の照射量に達すると放出陽子の数が平衡値を示す。即ち注入重陽子の深さ方向の分布が平衡に達した事になりその数は、拡散係数に反比例するはずである。また拡散係数は、温度に対して$\exp(-\varepsilon/kT)$と変化するから放出陽子の逆数を縦軸に、その時の試料の絶対温度の逆数を横軸に方対数プロットすると図３のように直線となりその傾きから活性化エネルギーεが求まる。図１に示されたようなまだ熱平衡に達しない場合の注入重陽子分布を拡散方程式を解く事によってコンピューターシュミレションし拡散係数の導出を図るべく努めている。今後さらに定量的な測定を行うことによって今回新しく開発した重陽子融合反応を利用した拡散の測定法を確立しその実用化を図りたい。本研究は、平成９年度学内プロジェクト（助成研究Ｂ）の補助を受けている。

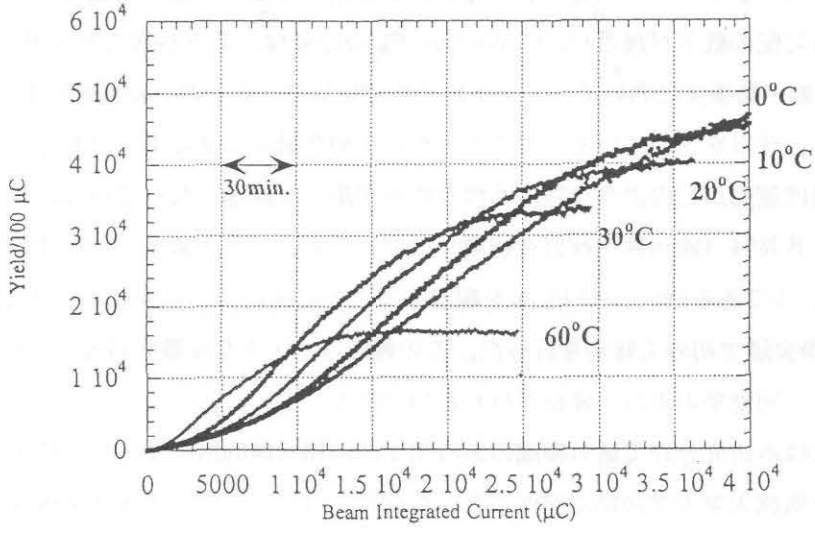


図２　SUS301に種々の温度で重陽子ビームを連続照射したときD(d, p)T反応からの陽子の計数率の時間変化。

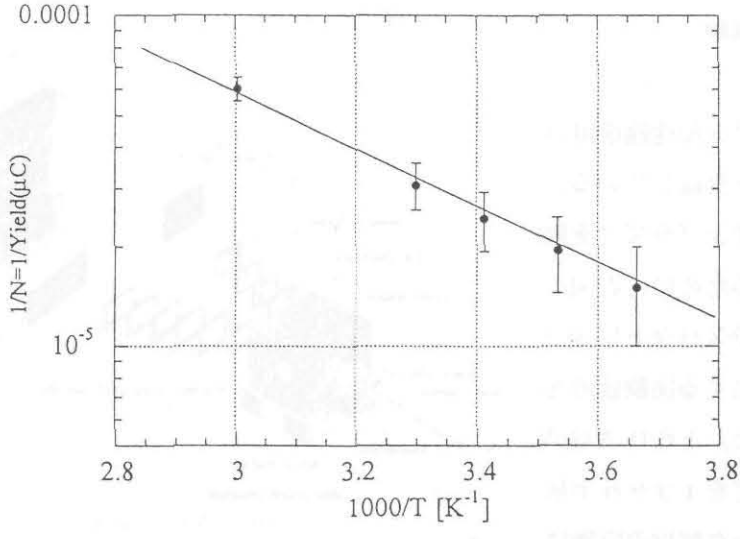


図３　放出陽子計数率の平衡値のアレニウスプロット

【4】高エネルギー原子核実験（八木浩輔、三明康郎、西村俊二、佐甲博之、加藤純雄）

（1）１６０A GeV の鉛・鉛衝突における研究

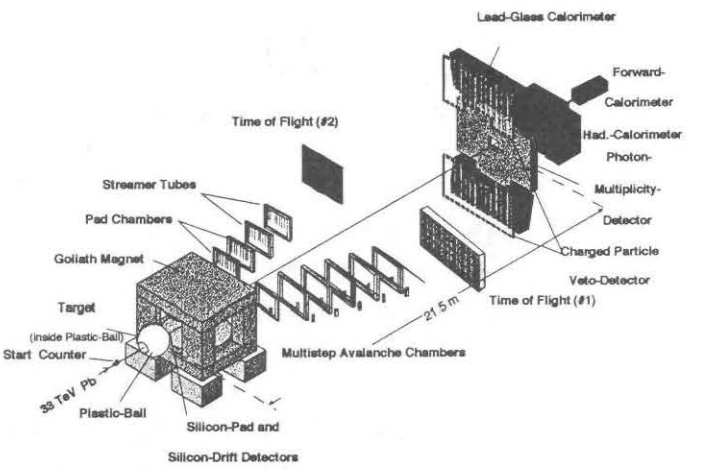
相対論的高エネルギー重イオン衝突は、物質の極限的な高温高密度状態を実験室において作り出す唯一の方法である。我々は、重イオン衝突において発生する様々な粒子の系統的測定を行うことによって、高温高密度物質の性質を探る研究を進めている。なかでも生成粒子の集団的運動の観測は、重イオン衝突で発生した高温高密度状態における状態方程式の情報を得る手がかりになると考えられている。高エネルギー重イオン衝突の反応中心部では生成粒子の平均自由行程は反応領域に比べて十分短く、流体力学的解釈が有効となると期待される。この立場によると、衝突で生成された高密度状態から粒子は圧力勾配最大の方向に放出され、集団的運動(Collective Flow)が生まれるとされる。このような集団運動の観測からは、反応初期に生成された高密度状態の状態方程式に関する情報を得ることが可能となると提唱されている。

特に、クォークグルオンプラズマ（ＱＧＰ）相転移が発生した場合には、相転移に伴う状態方程式の劇的な変化のために圧力勾配の低下が起こり、Collective Flowの強度の低下が起こると予言されている。最近、１６０ＡGeV の鉛・鉛衝突において、Ｊ／Ψ粒子生成に異常な振る舞いが観測され、ＱＧＰ生成による抑制効果ではないかと注目をされている。このことから、現在最高エネルギーである１６０ＡGeV の鉛・鉛衝突における集団運動がどのような強度を持つのかが重要な課題となっている。我々は、他の実験グループに先駆けて、ＣＥＲＮ（欧州原子核研究機構）におけるＷＡ９８実験より、集団的運動の解析からCollective FlowのひとつであるDirected Flowを観測することに成功し、平成９年３月にインドで開催されたICPA-QGP97の国際会議で初めて報告を行った。この報告は、大きな反響を得るところとなり、他の実験グループにおいても、同効果の追試・確認が行われつつある。

平成９年１２月には本研究分野で最も権威のある第１３回相対論的原子核・原子核衝突国際会議（”クォーク物質９７”）を筑波大学大学会館で開催した。従前は、ヨーロッパと米国を開催地として開かれていたが、今回初めてのアジア開催地として筑波が選択された。我々は、集団的運動を初めとする解析結果を報告し高い評価を受けた。

ａ）ＣＥＲＮ－ＷＡ９８実験

我々はＣＥＲＮのＳＰＳ加速器を用いたＷＡ９８国際共同実験を推進している。この実験はクォークグルオンプラズマを観測し、その性質を研究するために、右図に示すような正／負電荷粒子スペクトロメーターと光子測定器を中心とする実験装置を建設し、測定を行ってきた。１６０ＡGeV の鉛・鉛衝突に於ける測定を１９９６年秋までに完了し、現在はデータ解析の段階に入っている。

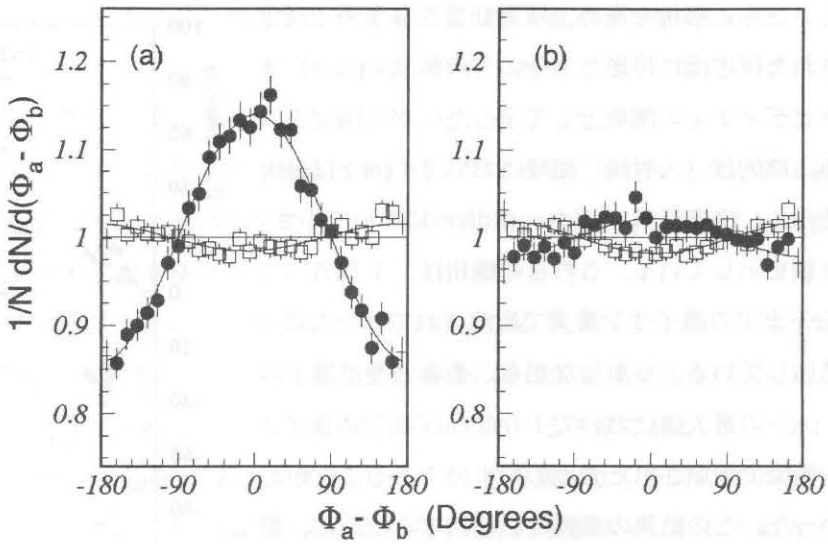


CERN-WA９８実験

筑波大学のグループは、高時間分解能ビームチェレンコフ・カウンター、正電荷粒子スペクトロメーターの高分解能飛行時間測定器・飛跡検出器などの建設を分担した。解析段階ではOrigin2000を中心とする計算機群を駆使して、粒子識別、飛跡解析を担当し、物理解析においては、１粒子包括測定、集団運動解析、デルタ粒子解析において中心的役割を果たしている。

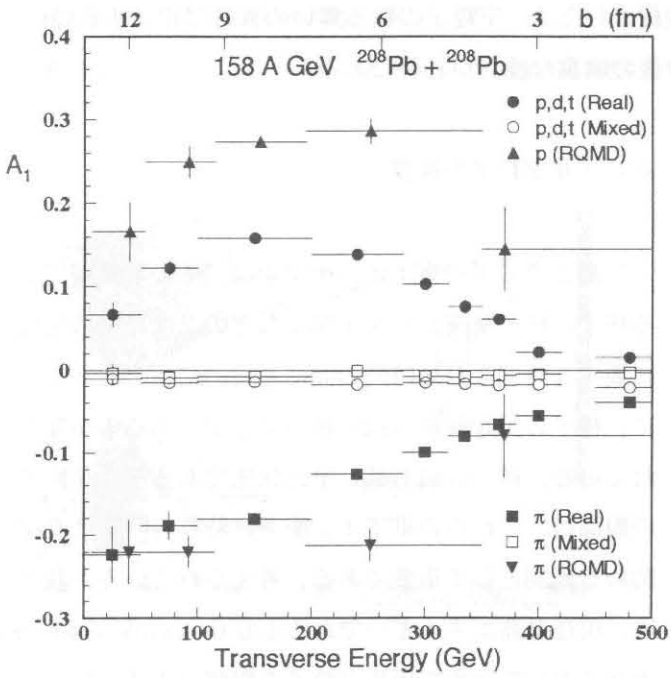
b）Directed Flow 解析

２ A GeVの高エネルギー重イオン衝突において初めて集団的運動が観測されて以来、数十 A MeV から数 A GeV 領域まで広いエネルギー領域で測定され、観測方法、解析方法についても整備されてきた。通常、横運動量成分に注目して、方位角（ϕ）分布を求めフーリエ解析から、Collective Flowの分類が行われる。フーリエ展開した第１次成分（$\propto \cos\phi$）を Directed Flow と呼ぶ。また、Directed Flow の方位角から、衝突の反応面が各事象において決定される。



Collective Flow 解析に於ける方位角度分布。

このDirected Flow が最も顕著に現れると期待される標的核領域において、観測された陽子を無作為抽出により２つのグループに分類し、それぞれのグループに於ける陽子の横運動量和を求めた。そして、それぞれの横運動量ベクトルの方位角の差を図示したものが上図である。原子核・原子核衝突の衝突係数を測定するために、本実験では衝突で発生するパイ中間子の生成総量をカロリメーターによって、同時計測を行っており、その解析からａ）は非中心衝突、ｂ）は中心衝突における結果を示す。なお、検出器の影響を評価し、真の相関を見るために異なる衝突事象を用いた較正点を白抜きの四角点で示している。明らかに、非中心衝突では真の強い相関が見られ、陽子は同一の方位角方向に放出される傾向が明らかである。さらに、中心衝突では効果が消失する傾向が観測された。

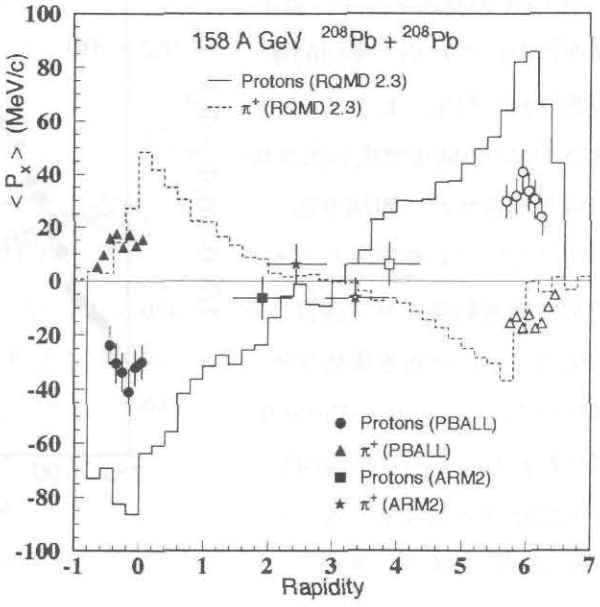


Directed Flow 強度の衝突係数依存性。

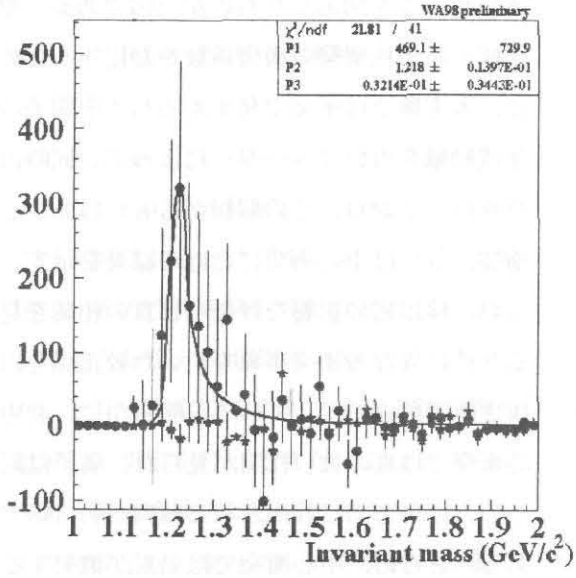
この強度を衝突係数の関数として示したものが前ページ下図である。中心衝突から衝突係数が大きくなると共に、Directed Flowの強度が増加し、衝突係数が９ｆｍ付近で最大を示し、周辺衝突では再び消失するという実験結果が得られた。これらの振る舞いは、流体力学的予測と一致している。

同様の解析を陽子群とパイ中間子群との間で行ったところ、パイ中間子は陽子と反対の方向に放出される傾向が観測された。そして、周辺衝突では、その傾向が増すことがわかった。この傾向は標的核破砕片によるパイ中間子の吸収模型による計算と定量的にもほぼ一致する。

衝突係数が９ｆｍ付近の非中心衝突について、さらに解析を進め、横運動量を各事象で決定された反応面に投影し、その平均値（< px >）をラピディティの関数として示したのが右図である。標的核（入射核）領域において< px >は最大を示し、中央領域（Mid-rapidity)において小さな値を示している。これらの様相は、１０ＡGeVまでの重イオン衝突で観測されていたものと酷似している。しかしながら、その強度は陽子の< px >の最大値において１０A GeVまでの重イオン衝突で観測された強度の約半分であることがわかった。この結果の重要性を検討するために、重イオン衝突模型として、現在最も信頼されているＲＱＭＤ(Relativistic QUantum Molecular Dynamics)模型を用いて両データの比較検討を行っている。ＲＱＭＤ模型による計算では１０AGeVの結果を良く再現するが、同一条件の計算では１６０ＡGeV の鉛・鉛衝突の観測結果より大きな値を示すことがわかった。この効果が、鉛・鉛衝突で観測されたＪ／Ψ粒子の振る舞いの異常に相当するＱＧＰ生成による圧力勾配の低下によるものかどうか、今後の慎重な検討が必要である。



Directed Flow 強度のラピディティ依存性。



パイ中間子と陽子の不変質量分布。

c）デルタ粒子の観測

高エネルギー重イオン衝突では、その素過程である核子・核子衝突がパイ中間子などの２次粒子の生成に要する時間より短時間の間に連続的に起こるために、核子の励起状態の取り扱いが必須である事が知られている。核子の最も低い励起状態であるデルタ粒子の観測は、これらの重イオン衝突に特有の問題に直接関わる観測として重要であると考えられている。我々は、現在最高エネルギーである１６０ＡGeV の鉛・鉛衝突において初めてデルタ粒子の観測に成功した。パイ中間子と陽子の同時測定により不変質量分布を求

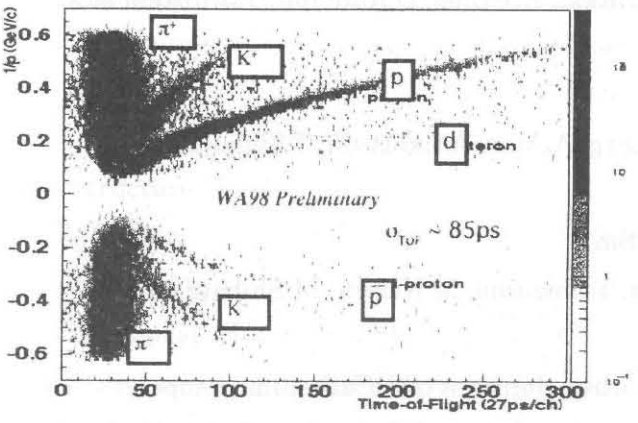
め、デルタ粒子起源以外の成分を差し引くことによってデルタ粒子に相当するピークが観測された。収量の決定のための解析が進められている。

（2）相対論的重イオン衝突型加速器におけるＰＨＥＮＩＸ実験

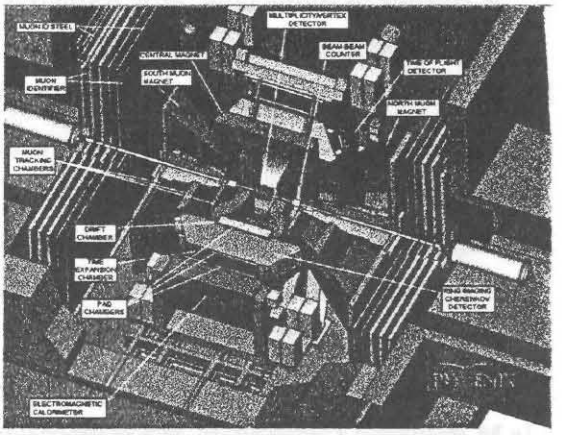
米国ブルックヘブン国立研究所（ＢＮＬ）において、相対論的重イオン衝突型加速器（ＲＨＩＣ）の建設が進められており、平成１１年から、その運転が開始される。この実験の中心目標の一つは、ＱＧＰを作り出し、その性質を調べることである。ＱＧＰ生成の証拠とするには高エネルギー重イオン衝突の反応の正確な知識が必要となるが、これらの衝突で考えられる反応は非常に複雑で現在の知識では、正確に予測することが難しい。種々の高エネルギー重イオン反応模型や導入パラメーター値に依存しないで、QGP生成の直接的実験証拠を得るためにはビームエネルギーに関して相転移臨界前後の大きな変化を捉えるなどの系統的測定が有効である。そこで、我々は反応中心部において生成されるパイ中間子、Ｋ中間子、陽子など実験的に明確に粒子識別されたハドロンの系統的測定を様々なエネルギー、（i）核子あたり１１ＧｅＶ、（ii）核子あたり１６０ＧｅＶ、（iii）衝突型加速器における１００ＧｅＶ＋１００ＧｅＶ、の３つのビームエネルギーにおいて系統的に収集し、QGP生成を理解するために必要な反応機構の基礎的知見を得る目的のもとに測定を進めてきた。平成１１年度から開始される（iii）の測定により、完結する予定である。

ＣＥＲＮ－ＷＡ９８実験における１６０ＡGeV の鉛・鉛衝突は、ＲＨＩＣ実験よりも衝突のエネルギーは低いが、静止標的を用いた実験であるために、相対論的効果により発生粒子は実験室系において前方の狭い角度範囲に集中して放出される。このため、実験室系においては、より高エネルギーの衝突型加速器ＲＨＩＣとほぼ同程度の粒子密度となっている。高粒子密度下において飛行時間測定器が設計通りの８５ピコ秒以下の時間分解能が得られ、下図に示すようにハドロンの粒子識別に十分な性能を発揮することが実証することができた。

当初計画通りに、本飛行時間測定器を米国ブルックヘブン国立研究所のＰＨＥＮＩＸ実験に搬入し、設置作業を進めている。大学院生２名と助手１名がＢＮＬに常駐し、設置作業を進めている。平成１０年度中に設置作業を完了し、レーザー等を用いた試験を段階的に開始する。



ＣＥＲＮ-ＷＡ９８実験における粒子識別。



ＰＨＥＮＩＸ実験のセットアップ

〈論文〉

1. Lifetime of charge stripping foils and transmission of heavy ions in 12UD-pelletron tandem accelerator,
   K.Shima, S.Ishii, T.Takahashi, I.Sugai, M.Oyaizu and T.Ishihara:
   5th Europ. Conf. on Accelerators in Applied Research and Technology (Eindhoven, 1997).
2. Deuteron elastic scattering and (d,p) reactions on ^{208}Pb at Ed=22 MeV and j-dependence of T_{20} in (d,p) reaction,
   K.Hirota, Y.Aoki, N.Okumura and Y.Tagishi, Nucl. Phys. A628 (1998) 547-579.
3. Analyzing powers for ^{2}H(d,p)^{3}H and ^{2}H(d,n)^{3}He reactions at very low energies,
   Y.Tagishi, T.Katabuchi, K.Mizukoshi, N.Yamada, M.Yamaguchi, N.Kawachi and Y.Aoki:
   Nucl. Instr. Methods A 402 (1998) 436-440.
4. High spin states of ^{132}Cs,
   T.Hayakawa, J.Lu, K.Furuno, K.Furutaka, T.Komatsubara, T.Shizuma, N.Hashimoto, T.Saitoh, M.Kidera, Y.Hatsukawa and M.Oshima: Z. Phys. A357 (1997) 349-350.
5. Beta decays of ^{128}Ce and ^{128}La,
   T.Hayakawa, T.Komatsubara, J.Lu, J.Mukai and K.Furuno: Z. Phys. A358 (1997) 15-24.
6. High spin states of ^{62,64} Zn,
   K.Furutaka, T.Hayakawa, H.Nakada, Y.Hatsukawa, M.Kidera, M.Oshima, S.Mitarai, H.Kusakari, T.Komatsubara, M.Matsuda and K.Furuno: Z. Phys. A358(1997) 279-280.
7. In-beam gamma-ray spectroscopy of ^{116}Te,
   C.B.Moon, T.Komatsubara, T.Shizuma, K.Uchiyama, N.Hashimoto, M.Katoh, K.Matsuura, M. Murasaki, Y.Sasaki, H.Takahashi, Y.Tokita and K.Furuno:
   Z. Phys. A358(1997) 373-374.
8. High spin states in ^{61}Cu,
   Y.Hatsukawa, T.Hayakawa, K.Furutaka, H.Nakada, T.Ishii, M.Matsuda, M.Oshima, S.Mitarai, M.Sugawara, H.Kusakari, T.Komatsubara and K.Furuno:
   Z. Phys. A359(1997) 3-4.
9. Rotational bands in ^{77}Rb: spectroscopy near the Z=38 deformed shell gap,
   A.Harder, A.Jungclaus, M.K.Kabadiyski, D.Kast, K.P.Lieb, D.Rudolph, T.Shizuma et al.
   Phys. Rev. C55 (1997) 1680-1696.
10. Spectroscopy of T_z=1 nuclei close to ^{100}Sn,
    M.Gorska, M.Lipoglavsek, H.Grawe, J.Nyberg, A.Atac, A.Axelsson, T.Shizuma et al.
    Acta Phys. Pol. B28 (1997) 303.
11. High spin isomer and level structure of ^{145}Sm,
    A.Odahara, Y.Gono, S.Mitarai, T.Morikawa, T.Shizuma, M.Kidera, M.Shibata etal.
    Nucl. Phys. A620 (1997) 363-384.
12. In beam gamma-ray spectroscopy of very neutron deficient odd-Cadmium isotopes,
    M.Palacz, J.Cederkaell, M.Lipoglavsek, J.Persson, A.Atac, J.Blomqvist, T.Shizuma et al.

Acta Phys. Pol. B28 (1997) 309.

13. Spectroscopy of neutron deficient ^{65}Ge,
D.Soler, Zs.Dombradi, S.Brant, J.Cederkaell, M.Lipoglavsek, M.Palacz, T.Shizuma et al.
Z. Phys. A357 (1997) 239-240.

14. Tilted rotation and backbending in an odd-proton nucleus,
C.D.Pearson, P.M.Walker, C.S.Purry, G.D.Dracoulis, S.Bayer, A.P.Nyrne, T.Shizuma et al.
Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 605-608.

15. Present status and future aspects of nuclear structure close to ^{100}Sn,
H.Grawe, M.Gorska, M.Lipoglavsek, R.Schubart, A.Atac, A.Axelsson, T.Shizuma et al.
Z. Phys. A358 (1997) 185-190.

16. In-beam gamma-ray spectroscopy of ^{103}Cd,
M.Palacz, J.Cederkaell, M.Lipoglavsek, J.Persson, A.Atac, J.Blomqvist, T.Shizuma et al.
Nucl. Phys. A624 (1997) 210-224.

17. New spectroscopic information on ^{98}Pd,
J.Cederkaell, G.Perez, M.Lipoglavsek, M.Palacz, J.Persson, A.Atac, T.Shizuma et al.
Z. Phys. A359 (1997) 227-228.

18. In-beam gamma-ray spectroscopy of ^{102}Cd,
J.Persson, J.Cederkaell, M.Lipoglavsek, M.Palacz, A.Atac, J.Blomqvist, T.Shizuma et al.
Nucl. Phys. A627 (1997) 101-118.

19. High-spin studies of the neutron deficient nuclei ^{103}In, ^{105}In, ^{107}In and ^{109}In,
J.Kownacki, M.Lipoglavsek, L.-O.Norlin, J.Nyberg, D.Seweryniak, T.Shizuma et al.
Nucl. Phys. A627 (1997) 239-258.

20. $^{98}_{48}Cd_{50}$: The two-proton-hole spectrum in $^{100}_{50}Sn_{50}$
M.Gorska, M.Lipoglavsek, H.Grawe, J.Nyberg, A.Atac, A.Axelsson, T.Shizuma et al.
Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 2415-2418.

21. New isomer states in the stable nucleus ^{185}Re,
T.Shizuma, G.Sletten, R.A.Bark, N.L.Gjorup, H.J.Jensen, S.Mitarai, M.Piiparinen and J.Wrzesinski : Z. Phys. A359 (1997) 229-230.

22. Multi-quasiparticle states and K-forbiddenness in ^{177}W,
T.Shizuma, G.Sletten, R.A.Bark, I.G. Bearden, S.Leoni, M.Mattiuzzi,S. Mitarai,
S.W. Odegard, S.Skoda, K.Strahle, J.Wrzesinski and Y.R.Shimizu
Nucl. Phys. A626 (1997) 760-798.

23. Structure of ^{68}As,
D.Sohler, Zs.Dombradi, S.Brant, J.Cederkaell, M.Lipoglavsek, M.Palacs, T.Shizuma et al.
Proc. of 9th Intern. Sympo. on Capture Gamma-ray Spectroscopy and Related topics,
Budapest, Hungary (1997) Vol.1. p.19.

24. Structure of neutron deficient ^{65,67}Ga and ^{65,67}Ge nuclei
D.Sohler, Zs.Dombradi, S.Brant, J.Cederkael, M.Lipoglavsek, M.Palacs, T.Shizuma et al.

ibid. p.262.

25. Maximum spin aligned states in $^{98}_{47}Pd_{51}$,
J.Cederkael, M.Lipoglavsek, M.Palacz, J.Persson, J.Blomqvist, A.Atac, T.Shizuma et al.
Eur. Phys. J. A1 (1998) 7-9.

26. High-spin isomers in ^{183}Os,
T.Shizuma, K.Furuno, K.Hata, H.Ishiyama, T.Jumatsu, M.Kato, T.Komatsubara,
K.Matsuura, Y.Sasaki, K.Uchiyama and T.Hayakawa
Eur. Phys. J. A1 (1998) 245-246.

27. Baryon emission at target rapidities in Si+Al, Cu, Au collisions at 14.6 A GeV/c and Au+Au collisions at 11.7 A GeV/c
L.Ahle, Y.Akiba, D.Beavis, P.Beery, H.C.Britt, K.Kurita, Y.Miake, K.Yagi et al.
Phys. Rev. C55 (1997) 2604-2614.

28. Two-particle rapidity correlations from the Bose-Einstein effect in central Si-28+Au collisions at 14.6 A GeV/c and intermittency,
Y.Akiba, D.Beavis, P.Beery, H.C.Britt, B.Budick, C.Chasman, K.Kurita, Y.Miake et al.
Phys. Rev. C56 (1997) 1544-1552.

29. Particle producton at high baryon density in central Au+Au reactions at 11.6 A GeV/c
L.Ahle, Y.Akiba, K.Ashktorab, D.Beavis, H.C.Britt, K.Kurita, Y.Miake, K.Yagi et al.
Phys. Rev. C57 (1997) R466-R470.

30. Proton, deuteron, and triton emission at target rapidity in Au+Au collisions at 10.20 A GeV : Spectra and directed flow,
L.Ahle, Y.Akiba, D.Beavis, P.Beery,H.C.Britt, B.Budick, K.Kurita, Y.Miake, K.Yagi et al.
Phys. Rev. C57 (1997) 1416-1420.

31. Search for disoriented chiral condensates in 158-GeV/A Pb+Pb collisions
M.M.Aggarwal, A.Agnihotri, Z.Ahammed, A.L.S.Angelis, V.Antonenko, V.Arefev,
V.Astakhov, V.Avdeichikov, T.C.Awes, K.Enosawa, R.Higuchi, S.Kato, K.Kurita, Y.Miake,
Y.Miyamoto, S.Nishimura, H.Sako, S.Sato, K.Yagi, Y.Yokota et al.
Phys. Lett. B (1998) in press.

32. Collective expansion in high energy heavy ion collisions
I.G.Bearden, H.Boggild, J.Boissevain, S.Ezumi, M.kaneta, N.Maeda, S.Nishimura et al.
Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 2080-2083.

33. Multiplicity dependence of the pion source in S+A collisions at the CERN SPS
K.Kaimi, H.Boggild, J.Boissevain, S.Ezumi, T.Kobayashi, N.Maeda, S.Nishimura et al.
Z. Phys. C (1997) 619-625.

34. Distribution of mass and averaged internal energy of fullerenes produced in arc-discharge ion source
S.Tomita, S.M.Lee, T.Miura, T.Mizota and D.X.Jiang
Z.Phys. D Atoms, Molecules and Clusters D41 (1997) 63-67.

35. Atomic nuclei and cluster
S.M.Lee
Bull. Cluster Science and Technology 1 (2) (1998) 5-8.

36. Angular momentum dependence of the prescission time of medium mass hot nuclei,
K. Yuasa-Nakagawa, T. Nakagawa, K. Furutaka, K. Matsuda, Y. Futami, K. Yoshida, J. Kasagi, S.M. Lee, T. Suomujarvi, W.Q. Shen, T. Wada, S. Yamaji and Y. Abe,
Physics Letters, B420 (1998) 25-30

〈学位論文（博士論文）〉

1．広田克也　Deuteron Elastic Scattering and (d,p) Reactions on ^{208}Pb at Ed=22 MeV and j-dependence of T_{20} in (d,p) Reaction

〈学位論文（修士論文）〉

1. 山口充孝　液体ヘリウムを用いた偏極陽子ポラリメーターの開発
2. 河地有木　D (d,p)T 反応を用いた注入重陽子測定
3. 加藤雅規　^{64}Zn をプローブとした Transient Magnetic Field の測定
4. 村崎麻美　ガンマ線測定による水素分析法の開発
5. 高橋英美　^{126}La の β^+ 崩壊に伴うγ線の測定
6. 徳井英次　Reflectron TOF Mass Spectrometer の開発
7. 米谷公昭　二次元位置検出型マイクロチャンネルプレート検出器の開発
8. 清道明男　PHENIX 実験におけるハドロン測定のためのコンピューター・シミュレーション
9. 浦沢幸子　ＰＨＥＮＩＸ実験の飛行時間測定器のための時間較正システムの開発。
10. 横田幸郎　核子あたり１５８ＧｅＶ鉛・鉛衝突におけるφ中間子生成。
11. 三浦大輔　高多重度環境下におけるＰＨＥＮＩＸ実験飛行時間測定器の性能評価。
12. 石橋達平　高エネルギー重イオン衝突におけるハドロンの横運動量分布。
（Fire Ball 重ね合わせ模型との比較）
13. 持箸　晃　KEK-PF における光学的方法を用いた個別バンチ運動検出器の開発

〈国際会議講演〉（下線は講演者）

1．S.M.Lee, T.Miura, T.Kurita, S.Tomita, K.Uchida, H.Sasaki and T.Nishimura
"Norrmal and inverse kinematical fullerene collisions at a few keV"
AIP Conf. Proc. 416, Similarities and Differences between Atomic Nuclei and Clusters (Tsukuba, 1997) p.165-176.

2. S.Nishimura, M.M.Aggarwal, A.Agnihotri, Z.Ahammed, A.L.S.Angelis, V.Antonenko, V.Arefev, V.Astakhov, V.Avdeichikov, T.C.Awes, K.Enosawa, R.Higuchi, S.Kato, M.Kurata, K.Kurita, Y.Miake, Y.Miyamoto, H.Sako, S.Sato, K.Yagi, Y.Yokota et al.
"Direct flow analysis in Pb+Pb collisions at 158 GeV per nucleon"

Proc. 3rd Intern. Conf. on Physics and Astrophysics of Quark-Gluon Plasma, ICPAQGP'97 (Jaipur, India, 1997).

3. M.Kurata
"Evidence of directed flow at CERN-SPS energy from WA98 experiment"
ibid.

4. Y.Miake
"Particle production and flow at AGS and SPS"
YITP Intern. Workshop, (Kyoto, June 9-11, 1997).

5. S.Nishimura
"Collective flow in 158 A GeV Pb+Pb collisions"
13th Intern. Conf. on Ultra-relativistic Nucleus-Nucleus Collisions; QM97,
(December 1-5, 1997 Tsukuba, Japan).

6. H.Sako
Centrality and collision system dependence of antiproton production from p+A to Au+Au collisions at AGS energies
ibid.

7. Y. Tagishi
Deuteron fusion reaction at very low energies
4-th International Symposium "DUBUNA DEUTERON-97",
(July 2-5, 1997 Dubuna, Russia)

〈日本物理学会講演〉（下線は講演者）

1. 片渕竜也，河地有木，山田直樹，田岸義宏：
「シリコンへの重水素イオン注入効果」
日本物理学会秋の分科会　1997年9月　東京都立大学

2. 広田克也，奥村紀浩，田岸義宏，青木保夫：
「(d,p)反応の後方散乱における T_{20} の j-dependence」
日本物理学会秋の分科会　1997年9月　東京都立大学

3. 静間俊行，古野興平，畑　健治，石山博紀，十松忠士，加藤雅規，小松原哲郎，松浦勝之，佐々木康行，内山浩志，早川岳人：「^{183}Os の高スピン状態」
日本物理学会秋の分科会　1997年9月　東京都立大学

4. 絵野沢和彦，中條達也，樋口理子，加藤純雄，佐藤進，倉田美月，栗田和好，三明康郎，宮本祐子，西村俊二，八木浩輔，他
「Testing of the front-end electronics with analogue pipeline readout for PHENIX time-of-flight counters.」
日本物理学会秋の分科会　1997年9月　東京都立大学

5. 中條達也，林祥子，加藤純雄，熊谷荒太，栗田和好，三明康郎，佐甲博之，八木浩輔，他
「ＡＧＳエネルギー領域に於けるハドロン生成のビームエネルギー依存性」

日本物理学会秋の分科会　1997年9月　東京都立大学

6. 静間俊行，松浦勝之，古野興平，畑　健治，石山博紀，十松忠士，加藤雅規，小松原哲郎，佐々木康行，内山浩志，早川岳人：「^{184}Os の核構造」
日本物理学会第53回年会　1998年3月　東邦大学

7. 大島真澄，早川岳人，初川雄一，古高和禎，片倉純一，松田　誠，飯村秀紀，草刈英栄，菅原昌彦，静間俊行：「^{155}Gd の高スピン状態」
日本物理学会第53回年会　1998年3月　東邦大学

8. 冨田成夫，内田一也，三浦崇，藤田留美子，李相茂：
「希ガスイオンとC60の散乱におけるフラグメントパターンの入射粒子依存性」
日本物理学会第53回年会　1998年3月　東邦大学

9. 三浦　崇，冨田成夫，内田一也，藤田留美子，李相茂：
「数keV領域におけるフラーレン内原子・原子散乱」
日本物理学会第53回年会　1998年3月　東邦大学

10. 米谷公昭，嶋山稔英，中村　崇，冨田成夫，鄭　春均，李　相茂：
「グリッド型二次元位置検出マイクロチャンネルプレート検出器の開発」
日本物理学会第53回年会　1998年3月　東邦大学

11. 村本哲也，山村泰道，三浦崇，李相茂：「イオンに対するC_{60}の微分断面積の計算」
日本物理学会第53回年会　1998年3月　東邦大学

12. 志賀圭一郎，丸山豊，大野かおる，川添良幸，三浦崇，李相茂：
「C_{60}とAr原子の高エネルギー衝突過程の第一原理分子動力学」
日本物理学会第53回年会　1998年3月　東邦大学

13. 石橋達平，稲葉基，浦沢幸子，絵野沢和彦，加藤純雄，清道明男，倉田美月，栗田和好，佐甲博之，佐藤進，島田知弘，中條達也，西村俊二，林　寛，樋口理子，平野太一，三明康郎，三浦大輔，宮本祐子，八木浩輔，横田幸郎：
「PHENIX飛行時間測定器較正レーザーシステムの開発」
日本物理学会第53回年会　1998年3月　東邦大学

14. 倉田美月，絵野沢和彦，加藤純雄，栗田和好，佐甲博之，佐藤進，中條達也，西村俊二，三明康郎，三浦大輔，宮本祐子，八木浩輔，横田幸郎，他：
「Observation of Directed and Elliptic Flow at CERN-WA98 in 158 A GeV Pb + Pb Collisions (I)」
日本物理学会第53回年会　1998年3月　東邦大学

15. 西村俊二，絵野沢和彦，加藤純雄，倉田美月，栗田和好，佐甲博之，佐藤進，中條達也，三明康郎，三浦大輔，宮本祐子，八木浩輔，横田幸郎，他：
「Observation of Directed and Elliptic Flow at CERN-WA98 in 158 A GeV Pb + Pb Collisions (II)」
日本物理学会第53回年会　1998年3月　東邦大学

16. 佐藤進，絵野沢和彦，加藤純雄，倉田美月，栗田和好，佐甲博之，中條達也，西村俊二，三明康郎，三浦大輔，宮本祐子，八木浩輔，横田幸郎，他：

「Measurement of Delta++ at CERN-WA98 in 158 A GeV Pb + Pb Collisions」
日本物理学会第 53 回年会　1998 年 3 月　東邦大学

17. 絵野沢和彦，加藤純雄，倉田美月，栗田和好，佐甲博之，佐藤進，中條達也，西村俊二，三明康郎，三浦大輔，宮本祐子，八木浩輔，横田幸郎，他
「Measurement of phi -> K+K- in 158 A GeV Pb + Pb collisions from CERN-SPS-WA98 experiment.」
日本物理学会第 53 回年会　1998 年 3 月　東邦大学

〈原子力学会講演〉（下線は講演者）

1．河地有木，片渕竜也，山田直樹，山口充孝，土屋良起，田岸義宏：
「D (d,p)T 反応を用いた注入重陽子測定」
日本原子力学会　1997 年秋の大会　1997 年 10 月　沖縄コンベンションセンター

〈国内研究会講演〉（下線は講演者）

1．石原豊之，大島弘行，石井　聡，高橋　努，田島義一，大和良広，木村博美，皆倉輝志，小松原哲郎，島　邦博，古野興平：「発生中性子，ガンマ線量率のターゲット物質依存性」
日本保健物理学会　第３２回研究発表会　1997 年 5 月　奈良県新公会堂

2．石原豊之，大島弘行，石井　聡，高橋　努，田島義一，大和良広，木村博美，皆倉輝志，小松原哲郎，島　邦博，古野興平：「筑波大タンデムの現状」
第１０回タンデム加速器及びその周辺技術の研究会　1997 年 7 月　国立環境研究所

3．静間俊行
「Hf-W-Os 領域原子核の核異性体について」：
重イオン・フォトン・RI ビームによるガンマ線核分光研究会　1997 年 7 月　原子力研究所

4．栗田哲郎，冨田成夫，西村俊秀，李相茂：
「Collision induced dissociation of carbon 60 at a few keV」
超微粒子とクラスター懇談会第 1 回研究会　1997 年 4 月

5．三浦　崇，内田一也，佐々木玄，冨田成夫，李相茂：「数 keV 原子とフラーレンの散乱」
超微粒子とクラスター懇談会第 1 回研究会　1997 年 4 月

6．栗田哲郎，冨田成夫，西村俊秀，李相茂：「数 KeV 領域における原子フラーレン散乱」
1997 年度質量分析連合討論会　1997 年 5 月　奈良女子大学

7．三浦　崇：「Collisions between Noble Gas Ions and C60 at a few keV」
京都大学基礎物理学研究所研究会　Physics of Cluster　1997 年 7 月

8．李　相茂：「クラスター分裂」
平成 9 年度科研重点領域「多自由度としての原子集団及び原子トンネル現象」
公開シンポジウム　1997 年 12 月　賢島研修センター

9．李　相茂：「クラスターと電子散乱」
数 MeV から数 GeV までの電子散乱　1998 年 3 月　東北大学核理研