

新 制

工

738

京大附図

# 基礎研究のための超冷中性子応用装置

昭和63年2月

川 端 祐 司



# 基礎研究のための超冷中性子応用装置

昭和63年2月

川端祐司



## 目次

1	緒論	
1.1	超冷中性子研究の現状と問題点	1
1.2	本研究の目的と意義	15
1.3	本論文の構成	17
2	時間依存数値計算法による極冷中性子導管の特性解析と実験値との比較	
2.1	緒言	18
2.2	中性子導管の原理と構造	19
2.3	特性解析の方法	24
2.4	特性解析の結果と実験値との比較	26
2.5	結言	30
3	スーパーミラー中性子タービンの超冷中性子発生特性の解析と測定	
3.1	緒言	31
3.2	スーパーミラー中性子タービンの原理と構造	32
3.3	スーパーミラー中性子タービンに関する数値計算	38
3.3.1	装置の配置	38
3.3.2	特性解析の方法	39
3.4	特性解析の結果と実験値との比較	42
3.5	多層膜による超冷中性子単色化の原理と実験	55
3.5.1	単色化の原理	55
3.5.2	単色化に関する解析計算	55
3.5.3	実験の方法と結果	56
3.6	結言	61

4	落差集束式超冷中性子散乱装置の作動原理と特性解析	
4.1	緒言	63
4.2	落差集束原理	65
4.3	落差集束式超冷中性子散乱装置の構造に関する検討	68
4.4	水平型分析装置に関する数値計算	72
4.4.1	特性解析の方法	72
4.4.2	解析計算の結果	74
4.4.3	性能向上に関する検討	80
4.5	鉛直型分光器に関する数値計算	87
4.5.1	特性解析の方法	87
4.5.2	解析計算の結果	89
4.6	反射面の加工精度と製作可能性の検討	92
4.7	結言	97
5	中性子ボトル材料の表面水素に関する実験と解析	
5.1	緒言	100
5.2	表面水素の吸着機構の検討	102
5.3	中性子ボトル材料表面の水素量測定実験	106
5.3.1	測定原理	106
5.3.2	実験配置	110
5.3.3	ニッケル蒸着膜表面の水素	112
5.3.4	ベリリウム板表面の水素	122
5.3.5	水素量減少の試み	125
5.4	中性子ボトルの性能に対する表面水素量の影響	130
5.5	結言	139
6	結論	141
	謝辞	146

引用文献	.....	147
付録－1	中性子導管特性解析の計算方法	..... 154
付録－2	中性子タービンにおける超冷中性子発生過程解析の 具体的手順	..... 164
付録－3	記号表	..... 169
本研究に関連する著者の発表論文及び講演一覧	.....	173





# 1 緒論

## 1. 1 超冷中性子研究の現状と問題点

1932年にChadwickによって発見された直後から、中性子はまずそれ自体の性質についての基礎的な研究や種々の原子核との相互作用の研究に盛んに用いられた。それに続いて、これを利用する基礎及び応用科学の研究のためにも幅広く用いられてきた。現在では中性子が工業的に役立っている分野もある。

運動エネルギーによる中性子の分類と低速中性子の特性を第1-1図に示す。室温程度以下のエネルギーを持つものを低速中性子と呼び、さらにこれは、約1 eV ~ 5 meVの熱中性子、約5 ~ 0.1 meVの冷中性子、約0.1 meV ~ 0.2  $\mu$  eVの極冷中性子、約0.2  $\mu$  eV以下のエネルギーを持つ超冷中性子とに分けられる。図中には中性子の波長と、その程度の大きさを持つ研究対象の例を示した。現在では、高速中性子から超冷中性子までのエネルギー領域にわたり、中性子は広く用いられている。

超冷中性子の波長は数百Åもあり、従来の低速中性子散乱実験で研究対象となってきた結晶構造や分子等の大きさより長い。これは、従来よりも大きな構造を持つ物質を研究対象とする場合に、超冷中性子を用いるのが適していることを意味している。また超冷中性子のエネルギーは、地上の重力場のもとで数m以下の高さのポテンシャルエネルギーに相当する。従って、重力を用いることにより、 $\mu$  eV ~ neVの領域の極めて精密な中性子エネルギー分析を実用化できる可能性がある。また中性子には磁気双極子能率があり、数Tの磁場での磁気ポテンシャルがちょうど超冷中性子のエネルギー領域になる。従って、磁場を用いて超冷中性子を制御することが可能になるものと考えられる。このように超冷中性子は、基礎研究のために役立つ多くの可能性を内蔵している。

中性子が初めて利用できるようになった初期の頃は、放射性同位元素から放出された $\alpha$ 線をベリリウムに当て、( $\alpha$ , n)反応によって中性子を発生させていた。やがて粒子加速器の実用化によって、利用できる中性子強度は著しく増加した。その後、研究用原子炉が利用できるようになると、最高 $10^{15}$  n/cm<sup>2</sup>・s程度にも及ぶ中性子束が実現するまでになった。さらに最近では、高エネルギー陽子

加速器による核破砕反応を用いたスパレーション中性子源が建設されている。これはパルス中性子源として  $10^{16}$  n/cm<sup>2</sup>・s 程度の高いピーク中性子束を実現でき、高中性子束研究用原子炉と共に重要な中性子源となりつつある。従来の低速中性子実験は、主として熱中性子を用いて行われていたが、より高精度で実験を行う必要から、近年さらに低いエネルギーを持つ中性子、すなわち冷中性子から極冷中性子、超冷中性子の需要が大きくなってきた。最近の高中性子束の中性子源では、その中に含まれる冷中性子及びそれ以下のエネルギーの中性子の量は全体の中性子束に比例して大きくなったが、さらに冷中性子とそれ以下のエネルギーの中性子の成分を増大させるため、冷中性子源が設置されるようになってきた。現在では、各種の超冷中性子源が考案され、冷中性子や極冷中性子から超冷中性子を発生させることが試みられている。このような装置が完成すると、利用できる超冷中性子束が増加し、超冷中性子の応用研究は画期的に進歩することであろう。

一方、低速中性子の発生に関する研究ばかりでなく、発生した低速中性子を有効に利用するための装置に関する研究、例えば中性子導管の開発と実用化も進んだ。非常に早い時期に、Fermi は中性子がある条件下において物質表面で全反射することを示した<sup>1)</sup>。Maier-Leibniz らは、ニッケル等の金属中性子鏡によって中性子を反射させつつ、遠方まで導く中性子導管を提唱した<sup>2-4)</sup>。その後、各地の研究用原子炉に中性子導管が実際に設置され、その有効性が実証された<sup>5-7)</sup>。最近では、新しく建設または改造される研究炉には、ほとんどすべて大規模中性子導管群が設置されている<sup>8-11)</sup>。また大型の粒子加速器によるパルス中性子源にも、中性子導管が設置されるようになった<sup>12)</sup>。中性子導管の設置に伴い、その特性がさまざまな条件で解析され<sup>13-17)</sup>、数値計算も行われている<sup>18-28)</sup>。利用する中性子の速度が遅い場合には全反射臨界角が大きくなるため、中性子導管の効率がより高くなる。従って、超冷中性子源に冷中性子や極冷中性子を導くために冷中性子・極冷中性子導管が用いられるほか、発生した超冷中性子を測定装置まで導くための超冷中性子導管としても用いられている。本研究で取り扱う装置もその一例であり、超冷中性子発生装置のスーパーミラー中性子タービンに極冷中性子を供給するために中性子導管を用いている。なお、ここでは超冷中性子発生システムとして、この極冷中性子導管とスーパーミラー中性子タービンの組合せを考える。

代表的な超冷中性子発生装置の種類を第 1 - 1 表に示す。

まず第 1 の超冷中性子コンバータは、i) 古典的コンバータと中性子導管の組合せと、ii) スーパーサーマルコンバータに分かれる。まず、古典的コンバータは、中性子導管内に設置したポリエチレン等による散乱で中性子を減速するものである。通常は原子炉の構造上、炉心と中性子導管の間には隔壁が存在するため、炉心から超冷中性子を直接に取り出すことは困難である。そこで超冷中性子よりエネルギーの高い中性子を導管内においてポリエチレン等で散乱させることにより、隔壁通過時に失われた超冷中性子成分を回復する。こうして再び形成されたマクスウェル分布に近いエネルギー分布の中性子に含まれるごくわずかの超冷中性子成分を中性子導管で取り出そうというのが、この古典的コンバータと中性子導管の組合せによる方法である。研究の始まった頃は、すべてこの方式によって超冷中性子を得ていた。1968 年に、ソ連の Luschnikov ら及び西独の Steyerl らが各々独立に初めて実際に超冷中性子を観測したのもこの方法である<sup>29, 30)</sup>。その後も引き続き研究が行われたが<sup>31, 32)</sup>、これらの実験では、いずれも炉心近くまで延びた中性子導管の先端内部にポリエチレン等の古典的コンバータを設置する方式を用いていた。この古典的コンバータによって得られる超冷中性子束は、例えば Kosvintsev らがディミトロフグラードの原子炉研究所にある SM-2 炉で行った場合では約  $0.3 \text{ UCN/cm}^2 \cdot \text{s}$  である<sup>33)</sup>。当時は、中性子導管を通ってくる時の超冷中性子の動きは希薄ガスと同様であると近似して解析されていた。さらに冷却したポリエチレン等のコンバータを用いて超冷中性子束を少しでも上げる研究が各地で行われた<sup>34, 35)</sup>。これらはいずれも媒質の温度に近いマクスウェル分布の中性子を作り、その中のごくわずかな超冷中性子成分を引き出すというものである。この方法による最近の例として、フランスのグルノーブルにある Laue-Langevin 研究所 (ILL) の高中性子束炉では、Ageron らによって約  $300 \text{ UCN/cm}^2 \cdot \text{s}$  の超冷中性子束が得られている<sup>36)</sup>。

次に、スーパーサーマルコンバータは、中性子が超流動ヘリウムに散乱される時の減速効果を用いるものである。超流動ヘリウムにおける素励起の運動量対エネルギーの関係と中性子のそれが一点で交わることから、波長約  $9 \text{ \AA}$  の中性子を極低温の超流動ヘリウムに当てると、ヘリウム内に素励起をおこし、中性子はほとんど静止する。またヘリウムを約  $0.6 \text{ K}$  以下に保つと生成した超冷中性子の再

加熱効果も無視できる程度となるため、超冷中性子生成装置として優れた特性を持つ。このスーパーサーマルコンバータを用いた例として、ILLの装置<sup>37)</sup>の概要を第1-2図に示す。この装置の欠点は、大量の液体ヘリウムを使用するため、その供給設備が不可欠なことである。

機械的に超冷中性子を発生させる装置には、中性子タービンとドップラーシフターと呼ばれる装置がある。まず、中性子タービンは、超冷中性子を炉心から直接引き出すのではなく、それよりもすこしエネルギーの高い極冷中性子を中性子導管で導きだし、一定速度で動く中性子鏡で反射させることにより、羽根の進行方向に対する相対速度の2倍の減速を機械的に得るものである。中性子タービンの代表的な例として、Steyerlによってミュンヘン工科大学原子炉及びILLに設置された装置の概要を第1-3図に示す<sup>38)</sup>。この装置では、中性子反射羽根として精度よく円弧状にした銅またはニッケルの鏡を用いている。本研究で取り扱ったスーパーミラー中性子タービンはこの方式の改良型に属する装置であり、反射羽根に1組当たり3枚のスーパーミラーを用いている。

中性子タービンを用いる場合は、原子炉等から引き出すのは超冷中性子よりはエネルギーの高い極冷中性子でよい。そのため、中性子を引き出すための損失が飛躍的に少なくなる。そして外部で超冷中性子に変換するため、得られる超冷中性子の量は著しく増える。例えばILLの中性子タービンでは、新型冷中性子源から鉛直型導管で導きだした極冷中性子を用いており、その発生超冷中性子束は約  $1 \times 10^4$  UCN/cm<sup>2</sup>・s となった。これは、中性子密度にすると約 90 UCN/cm<sup>3</sup> である<sup>39)</sup>。前述したように、古典的コンバータによって得られる超冷中性子束が 300 UCN/cm<sup>2</sup>・s 程度であったことと比較すると、この中性子タービンで得られる中性子束は飛躍的に増加している。

次に、ドップラーシフターは、回転する結晶で中性子をブラッグ反射させて減速するものであり、減速原理は中性子タービンと同じである。しかし、全反射を用いるのではなく、動く結晶の結晶格子に入射する中性子の波長がドップラー効果により見かけ上変化したものを利用し、ブラッグ反射により反射させている点で中性子タービンと異なっている。現在利用されている装置の例として、加速器から発生するパルス中性子に同期して結晶を回転させているものがある<sup>40)</sup>。

重力を利用する方法としては、炉心から超冷中性子より少しエネルギーの高い

中性子を鉛直上方に引き出し、重力による減速によって超冷中性子を得るものがある。この方法により、1969年に Steyerl がミュンヘン工科大学原子炉で鉛直型の中性子導管を用いて超冷中性子を観測した<sup>30)</sup>。さらに最近では、冷中性子源と鉛直型導管を組合せることによって、得られる超冷中性子強度を上げている。超冷中性子は、冷中性子源の容器を透過することができないため、冷中性子源からは、超冷中性子より少しエネルギーの高い中性子を取りだし、それを鉛直型導管で減速して上方の出口において超冷中性子を得ている。これは原子炉の中に冷中性子源を設置し、数mの高さを持つ中性子導管を設置しなければならないため、原子炉の大改造が必要になる。その例として、第1-4図にソ連のガチナにあるレニングラード物理学研究所のBBP-M炉の概要を示す<sup>41)</sup>。

磁気減速による方法は、強磁場中で中性子のスピンを反転させることによりその磁気エネルギー分だけ減速させようというものである。スピン反転の方法として、i) 原子核スピンの整列した試料での中性子散乱によるものと、ii) 高周波磁場をかけるものがある。核散乱による反転を用いると比較的大きな減速が期待できると考えられるが、まだ提案されただけである<sup>42)</sup>。一方、高周波磁場による減速は、1回当たりの減速はそれほど大きくはなくとも、多数回繰り返すことにより大きな減速が得られるというものである。これについては、実際に中性子の減速が可能なが実験的に示されている<sup>43-45)</sup>。

超冷中性子源には以上で述べたような種類があるが、本研究では京都大学原子炉実験所の研究炉(KUR)に設置されている中性子タービン方式の超冷中性子発生装置を対象とした。第1-5図にKURに設置されている超冷中性子源設備の配置図を示す。黒鉛設備から極冷中性子導管で極冷中性子を導き、それをスーパーミラー中性子タービンで超冷中性子に減速している。

超冷中性子を応用した研究は、現在のところ大きく分けて物性研究、中性子光学及び基礎物理研究に大別できる。それぞれについて以下に述べる。

まず第1に、物性研究への応用として、従来測定されていた領域よりも遙かに低いエネルギー領域での中性子断面積測定が行われている。Steyerlは、超冷中性子に近い極冷中性子領域でも、多くの場合中性子吸収断面積と非弾性散乱断面積が物質中での中性子速度に反比例することを、金、アルミニウム、銅、ガラス等について調べた<sup>46,47)</sup>。また全断面積を調べることにより、試料内の粒子等の

非均質構造の寸法と形状について情報を得ようという実験も行われている<sup>48)</sup>。

利用できる超冷中性子束が大きくなり、本格的な超冷中性子散乱実験が可能になると、重力を利用した構造解析のための回折装置<sup>49,50)</sup>及び動力学解析のための散乱装置が製作された<sup>51-53)</sup>。これらの装置は超冷中性子を利用しているため、実験精度が従来の散乱装置に比べよりよくなっている。現在開発されている種々の低速中性子散乱装置の遷移エネルギーと遷移運動量に対する測定精度を表した図<sup>54)</sup>に、最近の超冷中性子散乱装置を描き加えたものを第1-6図に示した。従来の高分解能装置は、遷移運動量または遷移エネルギーのどちらか一方だけが高精度の測定であり、他方は通常の精度しか持たなかった。ところが超冷中性子散乱装置は、遷移エネルギーで約  $10^{-7}$  eV、遷移運動量で約  $10^{-3}$  Å<sup>-1</sup>とその両方に対して高い測定精度を持つため、約  $10^3$  Åの大きさのものが  $10^{-8}$  s 程度の時間で  $10^{-8}$  eV 程度のエネルギーの運動をする様子を測定することが可能になる。このような比較的大きな構造のものがゆっくりと運動している状態を調べることは、遷移エネルギーと遷移運動量の両方に対して高い測定精度を持って初めて可能となる。超冷中性子はここに示したようにそれ自身が極めて小さなエネルギーと運動量を持っているため、装置の相対的分解能としてはよくなくても、高精度の測定が容易に可能となる。運動量とエネルギーの両方に対して、同時に高い測定精度を持つことが超冷中性子散乱装置の特長であるといえる。本研究では、このような装置の具体例について特性解析と概念設計を行った。

これ以外の物性物理への応用例として、金属鏡で作った中空の箱の中に超冷中性子を閉じ込める、いわゆる中性子ボトルを表面物理の研究へ応用することが考えられている。従来から中性子の非弾性散乱を用いて表面物性を調べた例<sup>55)</sup>や、また中性子の全反射で水と重水の混合比を測定した例<sup>56)</sup>がある。しかし、これらの測定では中性子は表面とただ1回しか相互作用しないため、微小な効果を測定することには限界があった。超冷中性子を用いて中性子ボトル内に閉じ込めれば、中性子は全反射を繰り返すため、効果は反射回数に応じて大きくなる。従って従来は効果が小さすぎて測定できなかったものが測定できるようになる。しかし、こういった表面の微小効果を測定する実験を行うためには、中性子の反射時に影響を及ぼす他の因子を除去しなければならない。この他の因子の例としては、表面に存在する水素による中性子の吸収や非弾性散乱がある。これにより中性子ボ

トル内の超冷中性子が失われるため、中性子ボトルにおける表面水素の問題は、超冷中性子の応用にとって極めて重要な問題となっている。本研究ではこの中性子ボトルにおける表面水素の問題についての実験と解析を行った。

次に中性子光学への超冷中性子の応用がある。超冷中性子は波長が数百 Å と長く、波動としての性質を観測するのに適している。蒸着膜との相互作用を研究した例として、単層膜との干渉現象の測定<sup>57)</sup>、薄膜との共鳴現象を利用した準束縛状態の中性子の測定の試み<sup>58,59)</sup>、多層膜に対するトンネル効果の測定<sup>60)</sup>が行われた。また、1次元回折格子による回折効果<sup>49,50)</sup>も光学的現象として測定された。その他にも、中性子顕微鏡<sup>61,62)</sup>の開発も進められている。本研究でも、このような中性子光学を応用した超冷中性子単色化装置について解析と特性測定を行った。

最後に、超冷中性子を用いて中性子自身の特性を測定する基礎物理学的研究も重要な分野である。従来の実験では、実験装置に中性子ビームを導き、装置内を通過する間に測定を行うため、磁場や電場との相互作用が極めて短時間に限られていた。そしてこのことが不確定性原理による測定精度の限界となっていた。低速中性子実験を行った場合を考えると、波長 1 Å の熱中性子に対し、長さ 2 m の装置を用いたとしてもその観測時間は約 1 m s にしかない。この場合の不確定性原理による限界は約  $10^{-12}$  eV となる。ところが中性子ボトルを用いて中性子を閉じ込めると、観測時間は数十から数百 s にもなり得る。観測時間、すなわち  $\Delta t$  が 4 ~ 5 桁も大きくなると、それだけエネルギー測定精度 ( $\Delta E$ ) を上げることが可能になる。つまり時間を 10 s と仮定すると  $\Delta E$  は約  $10^{-16}$  eV までよくなる。このことを利用して中性子の電気双極子能率を高い精度で測定する試みが行われている。

初期の頃に Egoroff によって作られた中性子電気双極子能率測定装置<sup>63)</sup>は、金属性の中性子鏡で囲んだ空間に超冷中性子を導き、その中での磁気的な共鳴状態のところへさらに電場をかけて、中性子の電気双極子能率による才差運動のずれの有無を測定するものであった。これによって Altaref は電気双極子能率  $dn = (0.4 \pm 0.75) \times 10^{-24}$  e·cm という値を得ている<sup>64)</sup>。その後、ILL でも超冷中性子を用いた同様の実験が行われ、その値として  $(0.3 \pm 4.8) \times 10^{-25}$  e·cm が得られている<sup>65)</sup>。これらはいずれもまだ電気双極子能率の存在を示し得て

いない。

超冷中性子を閉じ込めることによって、中性子自体の $\beta$ 崩壊の寿命を測定することも重要なテーマとなっている。金属ボトルによる閉じ込めでは、鏡の反射率やボトルの隙間などの不完全性による損失があるため、これを中性子の $\beta$ 崩壊寿命測定に用いることは難しい。そこで現在行われているのは、磁場による閉じ込めである。この方式では、中性子は閉じ込め中に壁と接触しないため、その寿命が正確に測定できると考えられている。この実験は Kügler らによって実際に行われ、中性子の閉じ込め時間 約 20 min、中性子平均寿命が 918 s という値が得られている<sup>66)</sup>。

以上で述べてきたように、超冷中性子の応用研究は非常に進んできている。今後、さらに進められるべき項目と考えられる主なものは次の通りである。

#### 1) 超冷中性子発生システムの開発。

現在、超冷中性子を利用して行われる実験のほとんどは、得られる超冷中性子強度の弱さが実験の制限となっている。超冷中性子強度を上げるためには、発生システム全体にわたり最適となるように設計しなければならない。そのために、超冷中性子発生装置に中性子を供給するための極冷中性子導管の特性研究、さらに超冷中性子発生装置である中性子タービン等の装置の特性研究が必要である。またスーパーサーマルコンバータ等の他の方式を用いた超冷中性子発生装置の研究も、より強い超冷中性子強度を得るために進めなければならない。

#### 2) 超冷中性子散乱装置の開発

超冷中性子の特性を生かし、遷移運動量及び遷移エネルギーの両方に対して高い測定精度を持つ散乱装置の開発が必要である。ここでも超冷中性子強度が弱いため、超冷中性子散乱装置には従来の散乱装置に比べて格段に高い中性子利用効率が求められる。

#### 3) 超冷中性子検出器の開発

超冷中性子研究では、強度を補うために実験効率をよくすることが常に求められる。従って、超冷中性子用比例検出器は既に開発されているが、さらに実験効率を上げるための大面積位置感応型検出器が必要である。このような装置の開発には、エレクトロニクスシステムの発達ばかりでなくさまざまな特殊技術が必要とされる。



#### 4) 金属鏡を用いた中性子ボトルの実用化

金属製の中性子鏡を用いた中性子ボトルは、電気双極子能率測定等に利用することが有望視されている。しかし、中性子鏡表面に存在する水素による中性子の吸収や非弾性散乱のため、中性子ボトル中の超冷中性子閉じ込め寿命が短縮される。このためまず中性子鏡材料の表面に存在する水素の挙動について研究し、その成果を基に水素を排除する方策を探求する必要がある。

#### 5) 磁場による中性子閉じ込め

磁場による中性子閉じ込めを行うと、中性子寿命を精度よく測定できるものと期待されている。そのためには、長時間効率よく超冷中性子を閉じ込める磁気ボトルの開発が必要であり、中性子を安定して閉じ込めるための磁場を作るには高度な技術が必要とされる。

#### 6) 中性子顕微鏡の開発

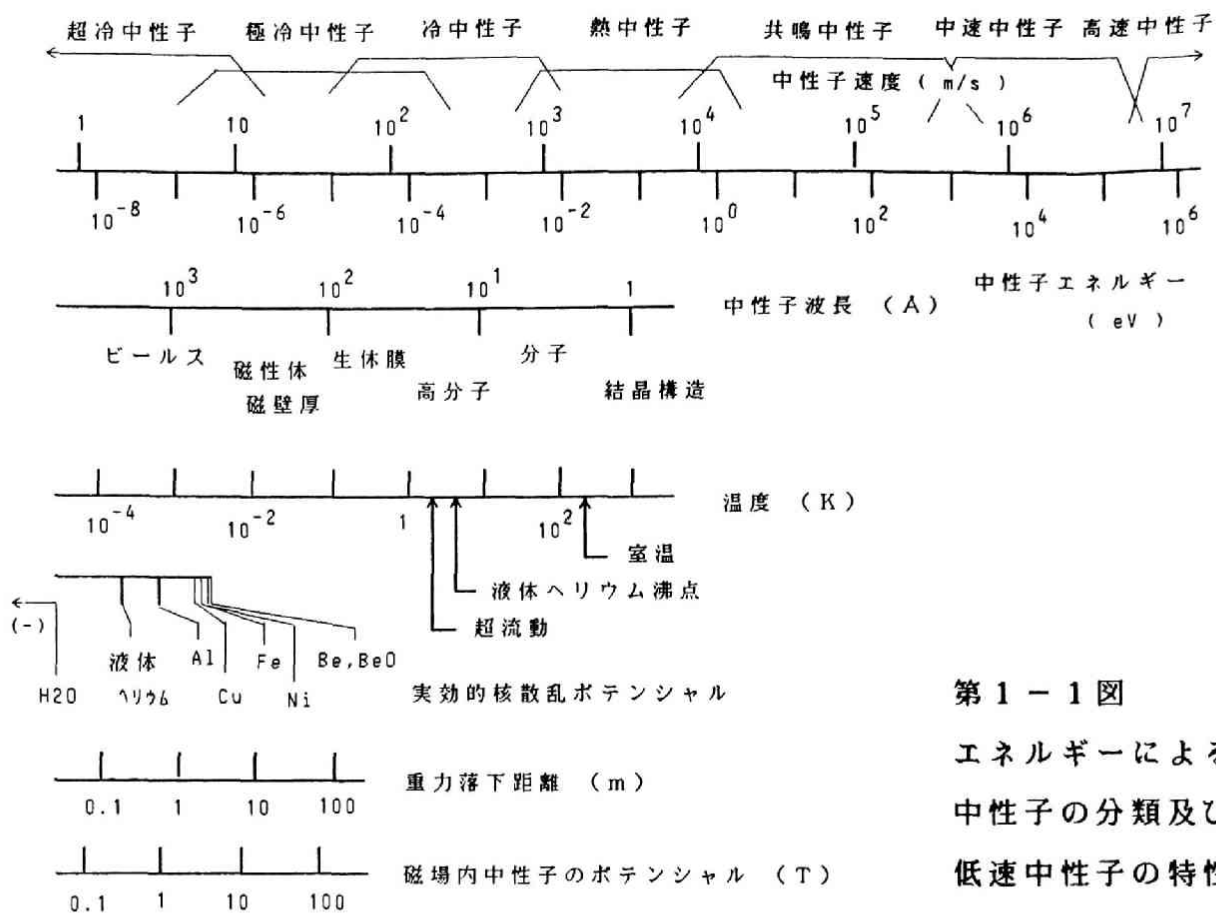
中性子顕微鏡の原型となるものは既に ILL で開発されている。しかし現在最強の超冷中性子源を持つ ILL でもまだ実用化には遠く、そのためには中性子顕微鏡をさらに高倍率、高効率の装置とする必要がある。

第 1 - 1 表 主な超冷中性子発生装置の種類とその減速機構

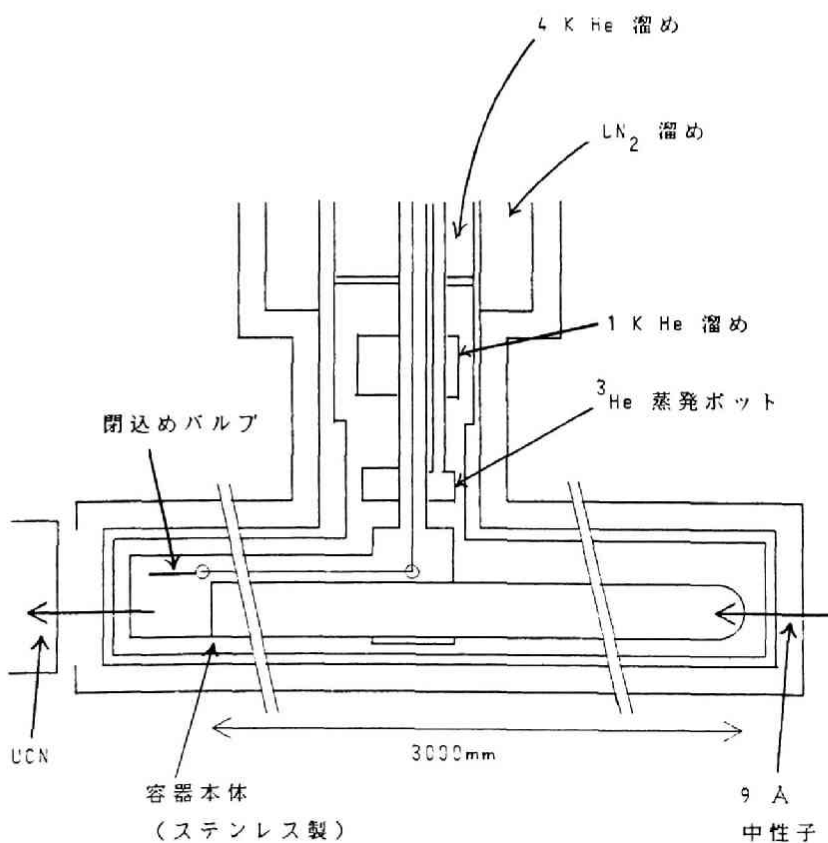
原理	装置	減速機構
散乱	古典的 コンバータ	中性子導管内に設置した ポリエチレン等による散乱
	スーパーサーマル コンバータ	波長約 9 Å の中性子の超流動 $^3\text{He}$ による散乱
機械的 作用	中性子タービン	動いている中性子鏡による反射
	ドップラー シフター	動いている結晶によるブラッグ 反射
重力	冷中性子源 + 鉛直型中性子導管	超冷中性子よりやや速い中性子を 冷中性子源から取り出し重力により減速
磁場	強磁場 + 中性子 スピン反転装置	定常磁場に高周波磁場をかけて 中性子スピンを反転
	整列核強磁性体	スピンの整列した原子核での散乱 による中性子スピン反転

第 1 - 2 表 超冷中性子応用研究の主な分野と興味を持たれる研究課題

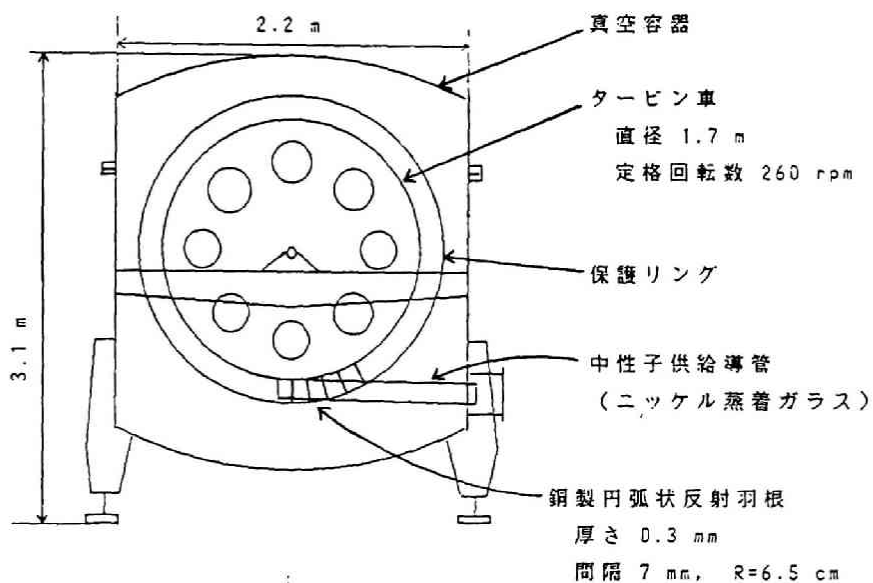
研究分野	興味を持たれる研究課題	これらの研究のための特殊技術
物性研究	<ul style="list-style-type: none"> <li>・ 断面積測定による非均質性構造 金、アルミニウム、銅、ガラス等</li> <li>・ 超冷中性子散乱 超冷中性子回折による凝集体の長距離構造 超冷中性子非弾性散乱による凝集体の動的構造</li> </ul>	<p>大面積超冷中性子検出装置</p> <p>重力式超冷中性子散乱装置</p>
中性子研究光学	<ul style="list-style-type: none"> <li>・ 多層薄膜の実効的核散乱ポテンシャルとの相互作用 共鳴現象の確認</li> <li>・ 1次元回折格子による回折</li> <li>・ 重力場中の中性子集束</li> </ul>	<p>多層膜製造技術</p> <p>中性子顕微鏡</p>
基礎物理学	<ul style="list-style-type: none"> <li>・ 中性子ボトル実験 電気双極子能率の有無の測定 中性子電荷の有無の追求 <math>n - \bar{n}</math>振動測定の可能性 <math>\beta</math>崩壊寿命測定</li> </ul>	<p>金属鏡による中性子ボトル</p> <p>磁気閉じ込め</p>



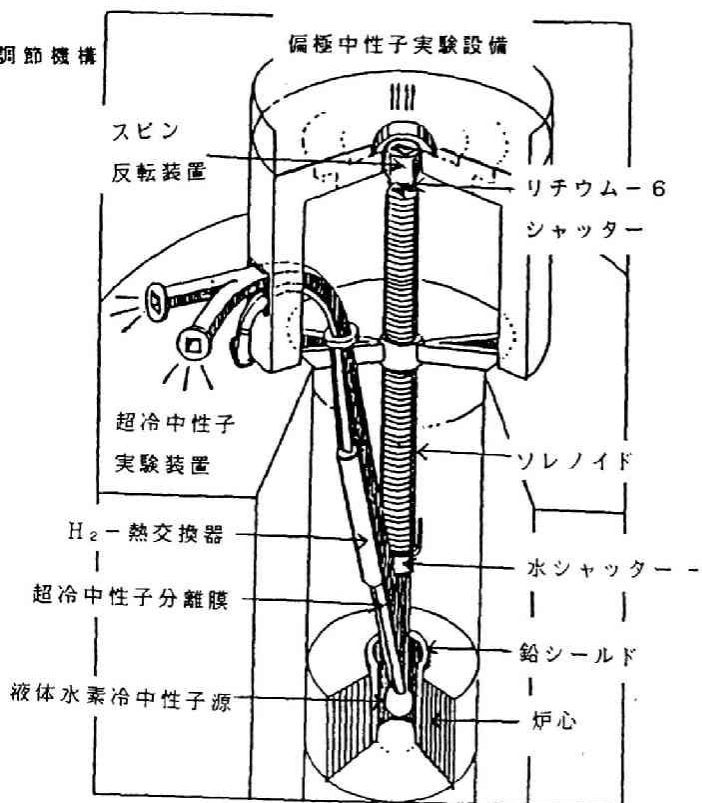
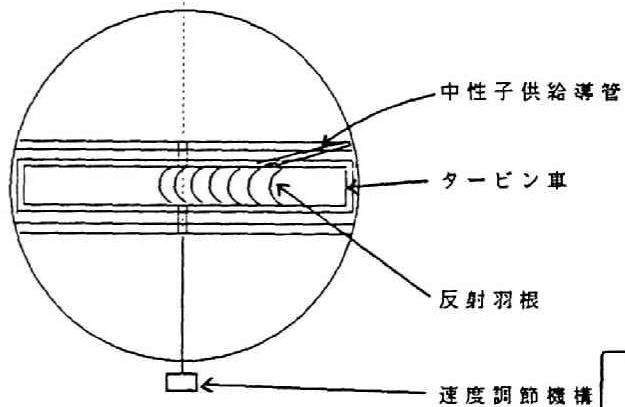
第 1 - 1 図  
エネルギーによる  
中性子の分類及び  
低速中性子の特性



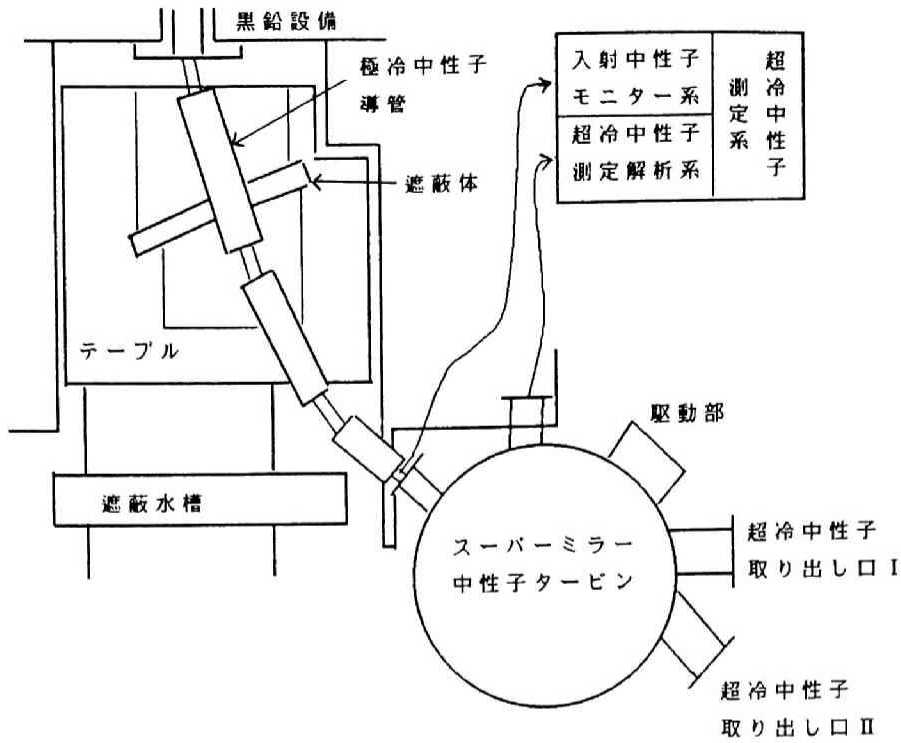
第 1 - 2 図 ILL の  
超冷中性子発生用水平型  
3 mクライオスタットの  
概略図



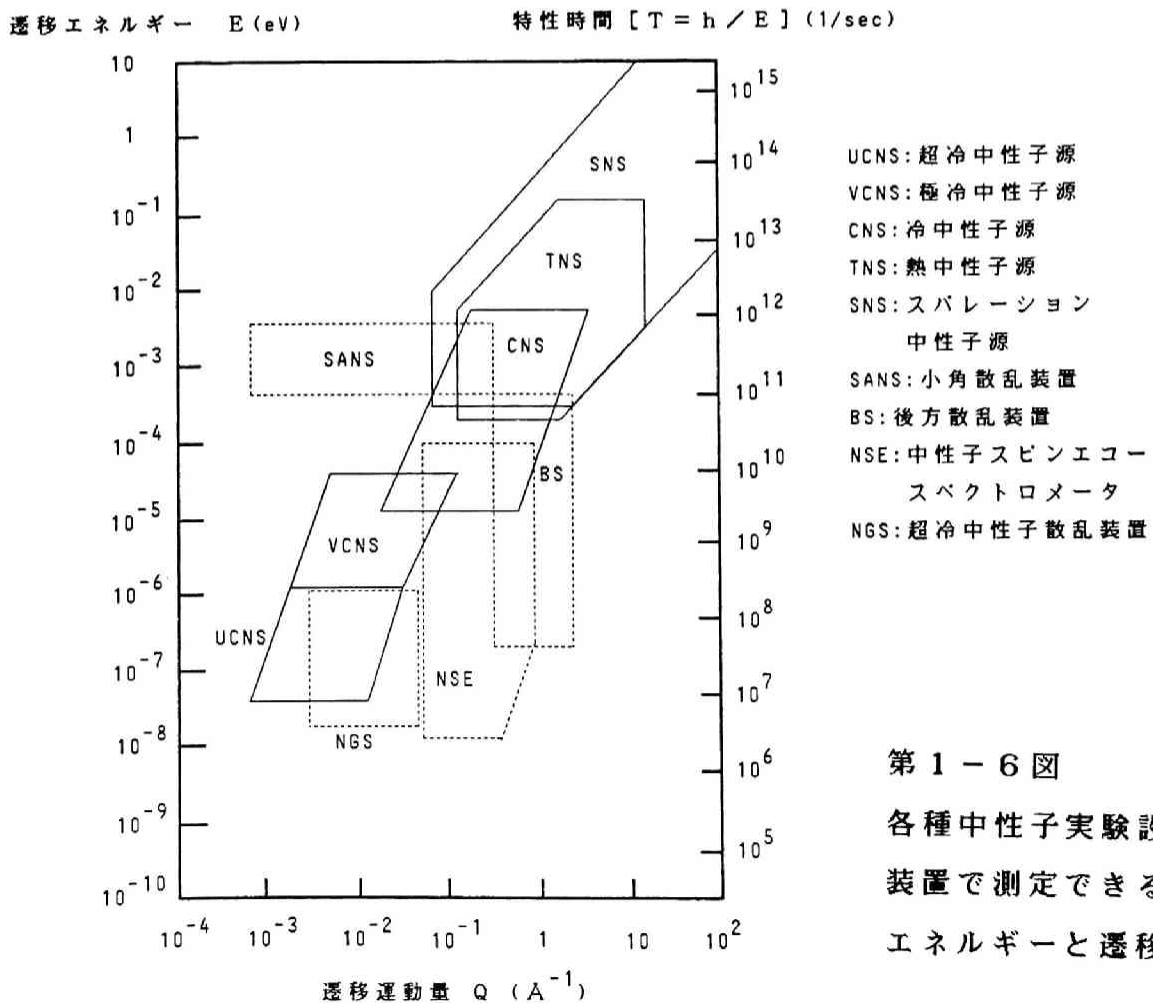
第 1 - 3 図  
ミュンヘン工科大学  
原子炉に設置された  
中性子タービンの  
概略図



第 1 - 4 図  
BBP-M炉の中心部、  
冷中性子源、偏極中性子  
源及び超冷中性子源



第 1 - 5 図  
京大研究炉 KUR に  
設置されたスーパー  
ミラータービン式  
超冷中性子源設備の  
配置図



第 1 - 6 図  
各種中性子実験設備及び  
装置で測定できる遷移  
エネルギーと遷移運動量

## 1. 2 本研究の目的と意義

前節で述べたように、各種の超冷中性子応用研究が提案されているが、それに先だって強力な超冷中性子源を開発するのがまず第一と考えられている段階であり、応用研究は先進的な研究施設、例えばILLやレニングラードのガチナ物理学研究所でもやっと緒についたばかりである。国内では、KURに設置されたスーパーミラー中性子タービンが唯一の超冷中性子発生装置であり、高エネルギー物理学研究所が京大原子炉実験所と共同開発中のスーパーサーマルコンバータはまだ予備実験の段階である。

このような研究の現状を踏まえ、本研究は超冷中性子を基礎物理や物質科学等の研究に応用可能とすることを目的とし、超冷中性子の発生から応用実験装置に関することまで、前節で述べた超冷中性子研究のために進めるべき項目を幅広くとらえ、そのうちのいくつかに実際に取り組んだ。本研究の目的と意義は次のようにまとめられる。

①超冷中性子発生装置の一つについて超冷中性子発生特性の解析を行い、測定結果と比較して、今後の設計指針や改良すべき点等を明らかにすること。

具体的には、極冷中性子を超冷中性子に変換する装置であるスーパーミラー中性子タービンの特性解析を行い、その測定結果と比較した。本研究で扱った超冷中性子発生装置は、スーパーミラーを中性子タービンに用いたものとしては世界で初めての装置である。解析に際しては、中性子の減速過程を時間を追って、動的に求める手法の解析法を新たに提案し、これを実際に用いた。この解析により、スーパーミラー中性子タービンの特性を決定する機構が明らかになり、今後の本格的な超冷中性子発生装置の設計や改造にとって極めて有益な指針となる。

②新しい単色超冷中性子発生装置の可能性の一つの試みとして、超冷中性子用薄膜透過単色化装置を提案し、その可能性を示すこと。

薄膜による超冷中性子単色化は全く新しい原理によるものであり、ここでその可能性を解析と予備実験により示す。従来から用いられてきた速度選別機のような単色化装置は、発散角の大きい超冷中性子には適さない。従って、薄膜透過を利用する本装置が実用化できると、中性子導管と組み合わせることによ

り小型で効率的な装置が簡便に使用できることになる。

- ③スーパーミラー中性子タービンに極冷中性子を供給する極冷中性子用導管の特性を数値計算で明かにすること。

中性子導管内の極冷中性子の挙動を時間依存で追った計算を初めて行った。

本解析では中性子の時間的振舞いが取り入れられるため、中性子飛行時間分析における飛行時間と中性子エネルギーの対応のずれを容易に評価することができる。

- ④超冷中性子の応用に向けて、新しい中性子散乱装置の構造を新たに提案し、その特性解析を行うこと。

既に提案されている超冷中性子の落差集束原理に着目し、これを用いた超冷中性子散乱装置に関する設計研究を新しく行い、特性を解析した。この装置は微少な遷移運動量及び微少な遷移エネルギーの両方に対し、同時に高い実験精度を持つものと期待される。本解析により、原理のみが提唱されていたこの装置が実現可能であることが示される。

- ⑤中性子ボトル製作上の問題点となっている中性子鏡の材料表面の水素量について実験的に解明すること。

本研究では、荷電重元素ビームによる弾性反跳検知法を中性子鏡表面に存在する水素や他の軽元素の分布の測定に初めて応用した。まず、この方法の有効性を明らかにし、次いでこれを実際に応用する。従来、ニッケル蒸着膜上の水素分布測定を求めた例はなく、また中性子鏡表面について水素以外の元素の分布測定の例もなかったため、ここで得られる結果は今後中性子鏡の材料の選定とその処理法などについて寄与するところが大きいものと考えられる。



### 1. 3 本論文の構成

本章ではまず、前2節において超冷中性子研究の現状と本研究の目的及び意義を概説した。

第2章では、超冷中性子発生システムの一部として、スーパーミラー中性子タービンへ極冷中性子を供給するために用いられる極冷中性子導管について、その中での極冷中性子の挙動を解析し、解析計算の結果と実験結果とを比較する。さらに極冷中性子導管の特性を中性子飛行時間法で測定したときの飛行時間と中性子エネルギーの対応のずれを評価する。

第3章では、超冷中性子発生装置の一つであるスーパーミラー中性子タービンの中で、極冷中性子が超冷中性子に減速して検出されるまでを数値計算によって解析し、本中性子タービンの超冷中性子発生特性を求めた。この解析結果を測定結果と比較し、中性子タービンの反射羽根内を減速する中性子の挙動を解明する。解析の方法を説明し、次いで解析の結果から得られた現装置の超冷中性子発生特性、さらに構造の妥当性について述べる。また、単色超冷中性子源の準備のために、薄膜透過を応用した超冷中性子単色化の予備実験を行った。その原理と実験結果について述べる。

第4章では、超冷中性子応用装置の一つとして将来製作が期待されている落差集束式超冷中性子散乱装置についての概念設計と数値計算による特性評価を行った。まず解析の方法を説明し、次いで数種類の可能な構造に対して行った特性解析の結果を述べる。これによって、今後の詳細設計と製作の見通しが立てられることを示す。

第5章では、超冷中性子応用装置として現在実用化されつつある中性子ボトルの最大の問題点である中性子鏡表面に吸着した水素の絶対数及び深さ分布を弾性反跳検知法で測定したことについて述べている。まずその実験方法及び測定結果を紹介し、続いていくつかの表面水素減少の試みを行った結果について述べる。これらの検討の結果、表面水素を格段に減らすことは難しいが、存在する表面水素による中性子ボトル実験への影響はある程度評価し得ることを示す。

第6章では本研究で明らかになった結論と今後の研究の課題について述べる。

## 2 時間依存数値計算法による極冷中性子導管の特性解析と実験値との比較

### 2. 1 緒言

原子炉等から取り出された極冷中性子や冷中性子を超冷中性子源まで導くために、通常はそれぞれのエネルギー領域に適した中性子導管が用いられる。例えば、KURでも黒鉛設備からスーパーミラー中性子タービンまで極冷中性子を導くために、極冷中性子導管が設置されている<sup>6,7)</sup>。従来熱中性子導管や冷中性子導管については、特性解析が数多く報告されており、解析のための数値計算プログラムも作成されるとともに、実験値とのよい一致も得られている。しかし、極冷中性子導管の特性を数値計算で詳細に解析した例は未だ報告されていない。そこで本研究では、下記のような点に着目し、極冷中性子導管の特性を解析することを試みた。

- ① 中性子の軌跡を時間に依存して追跡する方法を用いた。これにより、中性子導管透過中のパルス状単色中性子の時間的広がりを求めることが可能になる。
- ② 極冷中性子に対しては、場合によって重力の効果が無視できないことがあるため、重力の効果を計算に取り入れた。
- ③ 中性子導管は、平板状の中性子反射鏡を矩形管形に組み立てて作られたユニットを接続することにより製作される。その各ユニット間の接合誤差が導管の中性子透過特性に及ぼす影響を計算できるようにした。ユニットの数が多い場合には、この効果が無視できなくなる。

以上のような点を考慮した解析計算の結果を、KUR極冷中性子導管の特性に関する実験結果と比較した。上述のように本解析では中性子の時間的振舞いが追跡されているため、中性子導管を用いた実験に中性子飛行時間法を適用した場合の中性子飛行時間と中性子の実際の速度との対応のずれを容易に評価できることが特長である。

## 2. 2 中性子導管の原理と構造

中性子導管は、中性子鏡を用いて低速中性子を全反射させながら遠方まで導く装置である。そして、多くの場合には透過させようとする中性子の速度と対応した曲率半径の円弧を近似した形状に曲げた構造の曲導管とすることにより、バックグラウンドとなる放射線の割合を下げる働きもする。

中性子鏡は、中性子のエネルギーが小さく、波長が鏡物質の原子間距離に比して十分長い場合、多くの物質ではその表面で屈折や反射等の光学的性質が顕著に現れることを利用するものである。すなわち、低速中性子が金属鏡面に対し十分小さな入射角で入射する場合を考えると、中性子の運動量の鏡面に対する垂直方向成分が十分小さくなるため、運動量の垂直成分に対応する波長が、鏡物質の原子間距離に対して十分長くなる。このような条件では、中性子はこの金属鏡を一様な媒質と見なすことができるため、鏡面への中性子入射は磁気的な相互作用の項も含めて、次式のようなステップ状の変化を持つポテンシャルにおける波の伝播の問題と見なすことができる<sup>68)</sup>。

$$U(\mathbf{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m_N} \rho(\mathbf{r}) \pm \mu_N B(\mathbf{r})$$

$U(\mathbf{r})$  : 実効的ポテンシャル

$\rho(\mathbf{r})$  : 核散乱長密度

$$\rho(\mathbf{r}) = N b_{coh} \quad (\text{物質中})$$

$N$  : 原子数密度

$b_{coh}$  : 干渉性散乱長

$$\rho(\mathbf{r}) = 0 \quad (\text{真空中})$$

$m_N$  : 中性子質量

$B(\mathbf{r})$  : 磁気誘導

$\mu_N$  : 中性子の磁気双極子能率

上式での複号は、磁場の向きと中性子のスピンの向きとの相対的な関係、つまり

平行か反平行かに対応している。

このようにして、中性子が鏡面に入射する時、中性子の挙動はこのポテンシャル  $U(\mathbf{r})$  との相互作用として表され、中性子の速度の鏡面に垂直な成分に対応する運動エネルギーがこのポテンシャルの高さより小さい場合には全反射し、大きい場合には屈折する。超冷中性子実験によく用いられる物質の実効的核散乱ポテンシャル（前式の第1項）とこれに対応する中性子の全反射臨界速度を第2-1表に示す。ニッケルやベリリウムは中性子に対し比較的高いポテンシャルを持つため、これをフロートガラスのような平面の平滑度が高いものに真空蒸着することで、性能のよい中性子鏡を作ることができる。

中性子の全反射においては、鏡面での反射に関与する領域の大きさは中性子の波長程度である等のように、中性子の波動としての性質が顕著に現れる。一方では、中性子導管中の反射点から次の反射点までの距離は中性子の波長に比べて十分に大きいため、この間では中性子は重力場中を飛行する粒子と考えることができる。従って本論文では以下の章も含めて、中性子の全反射を取り扱うときには中性子を波動として取り扱い、一方空間を飛行するときには粒子として取り扱う。

円弧状の中性子曲導管に入射した高速中性子や $\gamma$ 線は、中性子鏡でほとんど反射されないため、直線的に鏡物質内に入射して散乱または吸収されるが、低速中性子のうち全反射条件を満たすものは中性子導管を構成する鏡で反射され続けることにより、その大部分が導管出口まで導かれる。こうして中性子導管出口では、低速中性子が主として存在し、高速中性子や $\gamma$ 線等のバックグラウンドが極めて少ない状態で実験を行うことができる。

曲導管を透過し得る中性子の速度に関する特性方程式は、次式で与えられる<sup>13)</sup>。

$$v^* = v_{cr} \times \sqrt{\rho_{GT} / 2 d_{GT}}$$

ここで

$v^*$  : 曲導管の特性速度

$v_{cr}$  : 導管鏡面の全反射臨界速度

$\rho_{GT}$  : 曲導管の曲率半径

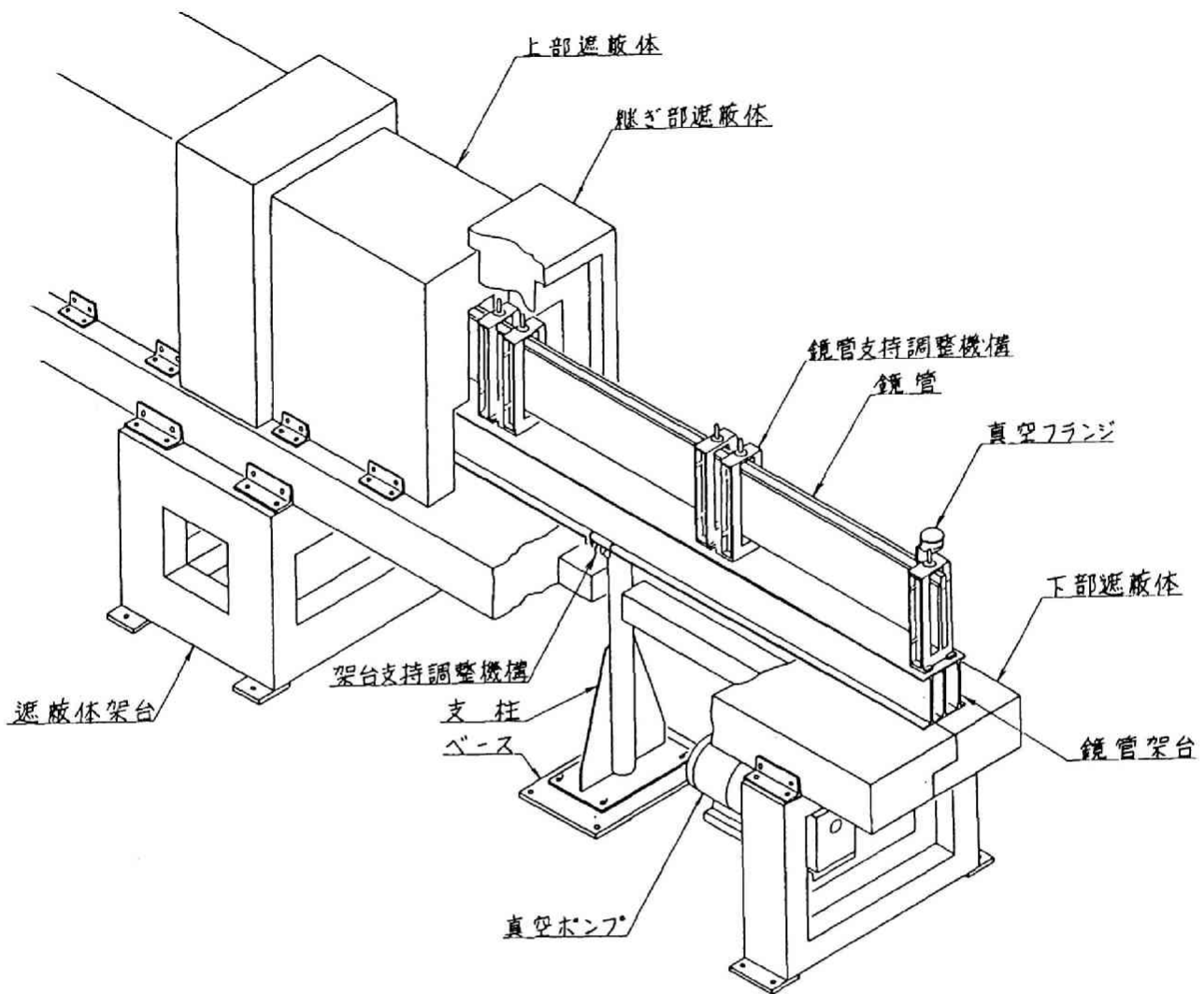
$d_{GT}$  : 曲導管の中性子透過断面の幅

この方程式からわかるように、曲導管の曲率半径及び中性子透過断面の幅を変えることにより、出口まで導かれる中性子の特性速度を変えることができる。従って断面幅を一定にし、曲率半径を小さくすることによって、極冷中性子のみを取り出し、熱中性子等を除去することが可能な極冷中性子用導管を製作することができる。

第2-1図に中性子導管の具体的構造の例を示す。表面の平滑度が高い円弧状の中性子鏡を作るとは極めて難しいため、通常のもは、図に示したように平板鏡を用いて内面を鏡とした断面が矩形の直導管ユニットを作り、円弧を多角形に近似して並べることで作られる。断面が矩形ならば特性速度よりも少し速い中性子でも外周のみで反射しつづけて透過し得るのに対し、断面が三角形のようなものは、その損失が大きくなるため、実際には用いられていない。本研究で対象とする中性子導管も断面が矩形の直導管ユニットを用いて多角形近似を行う形式で作られているため、本解析ではこの直導管ユニットを並べた多角形近似の極冷中性子導管を解析対象とした。

第2-1表 超冷中性子実験によく用いられる物質の実効的核散乱ポテンシャル  
と中性子の全反射臨界速度及び波数

物質名 (密度等)	実効的核散乱 ポテンシャル U ( $10^{-7}$ eV)	中性子の 全反射臨界速度 $v_{cr}$ (m/s)	臨界速度に対 応する中性子 の波数 $k (=2\pi/\lambda)$ ( $\times 10^{-3}$ $\text{\AA}^{-1}$ )
Al	0.541	3.22	5.08
Mg	0.595	3.37	5.32
Cu	1.65	5.6	8.9
C (黒鉛, 密度 $2\text{g/cm}^3$ )	1.75	5.8	9.3
Be	2.5	6.9	11
BeO ( $2.9\text{g/cm}^3$ )	2.5	6.9	11
D <sub>2</sub> O ( $1.105\text{g/cm}^3$ )	1.675	5.63	8.90
Fe	3.50	8.2	13
	0.90	4.15	6.56
Ni	2.7	7.2	11
	2.0	6.2	9.8
Co	1.74	5.76	9.1
	-0.42	--	--
Mn	-0.68	-	--
Ti	-0.50	--	--
H <sub>2</sub> (液体 20K)	-0.081	-	--
H <sub>2</sub> O ( $1.00\text{g/cm}^3$ )	-0.146	--	--
ポリエチレン	-0.07	--	--



第2-1図 中性子導管鳥瞰図

(JRR-3改造炉に設置が予定されている中性子導管の構造)

## 2. 3 特性解析の方法

既に述べたように中性子導管の特性を評価するための数値計算はいくつか行われているが、いずれも熱中性子や冷中性子もしくは超冷中性子を対象としている。超冷中性子が粗さを持つ面で反射する場合には、中性子鏡で反射する際の反射方向に広がりをも仮定し、反射方向が変わる非鏡面反射成分があるとしている<sup>20, 21)</sup>。本論文では、極冷中性子や超冷中性子が極めて平滑度の高い鏡で反射する場合を対象とするため、中性子反射を鏡面反射と仮定し、中性子の軌跡を時間とともに追跡して求めた。

中性子導管の特性測定は中性子飛行時間法により行う場合が多いが、極冷中性子や超冷中性子のように速度が遅くなると、中性子速度の導管中心線方向の成分に対して中心線に垂直な方向成分の割合が無視できないくらいに大きくなる。このため、導管を用いた中性子飛行時間法により測定される中性子速度と中性子の絶対速度との間に有意なずれが生じてくる。この効果が求められる計算を行うこととした。また極冷中性子領域になると、重力による影響が無視できなくなる場合があるため、重力による落下も考慮にいった特性解析を行った。

この数値計算の方法は、以下の通りである。

まず中性子源を有限な大きさを持つ平面と考え、その平面上をいくつかの区域に分割し、各区域の代表点を決めて各点から等方的に中性子が放出されると仮定して計算を行った。なお中性子のエネルギースペクトルはマクスウェル分布 ( $T = 300 \text{ }^\circ\text{C}$ ) であるとした。最初の導管ユニットの入口における中性子の入射位置、速度、進行方向で表される入射条件に関して、各々の条件をメッシュに切り、各メッシュに対して代表値をとった。その入射条件に対し、中性子の軌跡を通過中の各導管ユニットに乗った座標系で求め、ユニットが変わるごとに座標変換しながら中性子導管出口まで求める。飛行中の中性子の軌跡を追跡するため、入射位置もしくは反射位置での位置及び速度を初期条件とし、重力場中の中性子の運動を考えて、次の反射点もしくはそのユニットの出口での位置及び速度を求める。ユニットの出口に来たときには、前の導管ユニットの座標系で次の導管ユニット入口での位置及び速度を求め、次のユニットに入った後は座標系を平行移動及び回転移動させることにより新しいユニットの座標系に変換する。



この計算では、中性子鏡での反射は完全な鏡面反射と考え、表面の不完全性による回折等の非鏡面効果は起こらないものとした。また反射率は全反射臨界速度以下の速度を持つ中性子に対しては実測値を考慮して 0.99 とし、それ以上の速度では 0 とした。この計算で考慮にいった効果は次の通りである。

- ①重力場
- ②途中に置かれたアルミニウム膜を通過する時の吸収
- ③途中に置かれたニッケル蒸着膜及びアルミニウム膜での全反射
- ④導管内にヘリウムを導入した場合は、それによる損失

また中性子飛行時間法で測定した特性を本計算と比較するため、計算でも中性子飛行時間を求めて、中性子飛行時間スペクトルの形でも算出した。

具体的な計算手順は 付録 - 1 に示す。

## 2. 4 特性解析の結果と実験値との比較

この極冷中性子・超冷中性子用中性子導管特性解析法の有効性を実証するため、これを京都大学原子炉実験所の電子線形加速器（KUR-LINAC）に設置された極冷中性子用導管<sup>6,9)</sup>に適用して得られた特性解析の結果をその実験値と比較した。本解析法は時間依存で中性子を追っているため、中性子飛行時間法の測定結果との比較、対応が容易である。

この中性子導管は 12 本のユニットが並べられており、1 ユニットの大きさは、 $40\text{mm}^W \times 51\text{mm}^H \times 150\text{mm}^L$  である。その設計値は次の通りである。

中性子通路の断面	幅	$d_{GT} = 4.0 \text{ cm}$
	高さ	$h_{GT} = 5.0 \text{ cm}$
曲率半径		$\rho_{GT} = 9.0 \text{ m}$
導管全長		$L_{GT} = 1.8 \text{ m}$
特性速度		$v^* = 71 \text{ m/s}$

この中性子導管の特性測定の配置を第 2-2 図に示す。また特性計算結果と測定結果の比較を第 2-3 図と第 2-4 図に示す。中性子導管の中性子透過特性を示すため、計算結果は飛行時間スペクトルではなく計算で直接得られた実際のエネルギーに対するスペクトルとした。これと比較するための測定結果は、中性子飛行時間法で得られた見かけ上のエネルギーに対するスペクトルを示した。計算結果と測定結果の規格化はピークの高さが一致するようにして行った。第 2-3 図は検出器の位置を曲導管の中心線より外周側に設置した場合の結果であり、第 2-4 図は内周側に設置した場合の結果である。これらの結果から、極冷中性子導管は極冷中性子をよく透過し、より速度の大きい熱中性子等をほぼ完全に除去することがわかった。

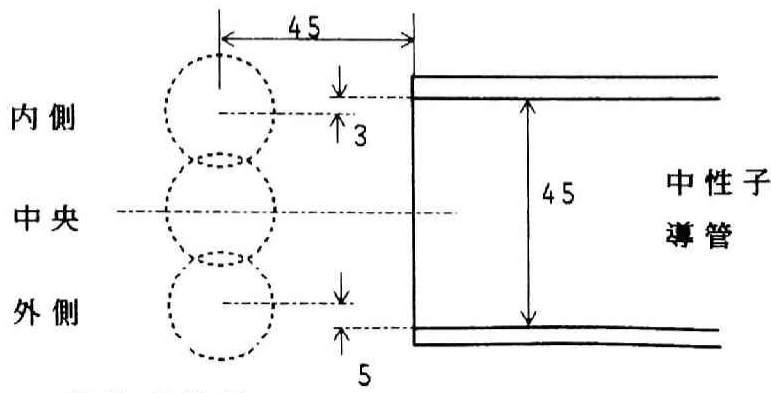
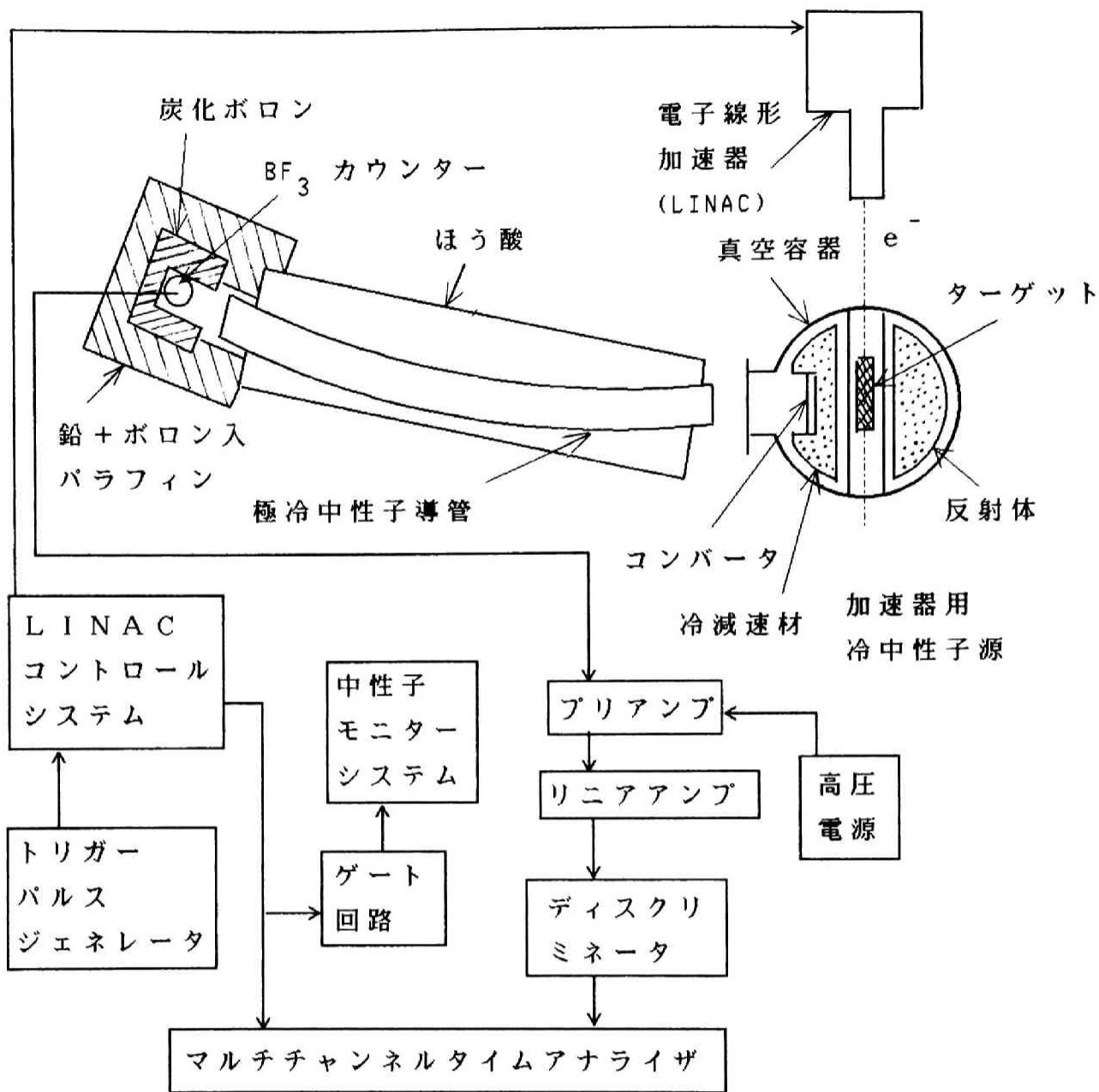
中性子が導管を通過するときには、外周の反射面のみを伝うように反射してくるガーランド成分と内外周両方の面で交互に反射するジグザグ成分とがある。ガーランド成分は反射角が小さいため比較的速い中性子が多い。それに反し、ジグザグ成分は反射角が大きいため比較的遅い中性子が多く、内外周にわたりほぼ一様に分布している。計算結果及び測定結果を見ると、外周側のほうが速い成分の中性子が多くなり、ガーランド成分の分布を示している。このように、中性子導

管出口における位置によって中性子スペクトルが異なるという解析結果が測定結果とよく一致しており、解析結果が妥当であることがわかった。

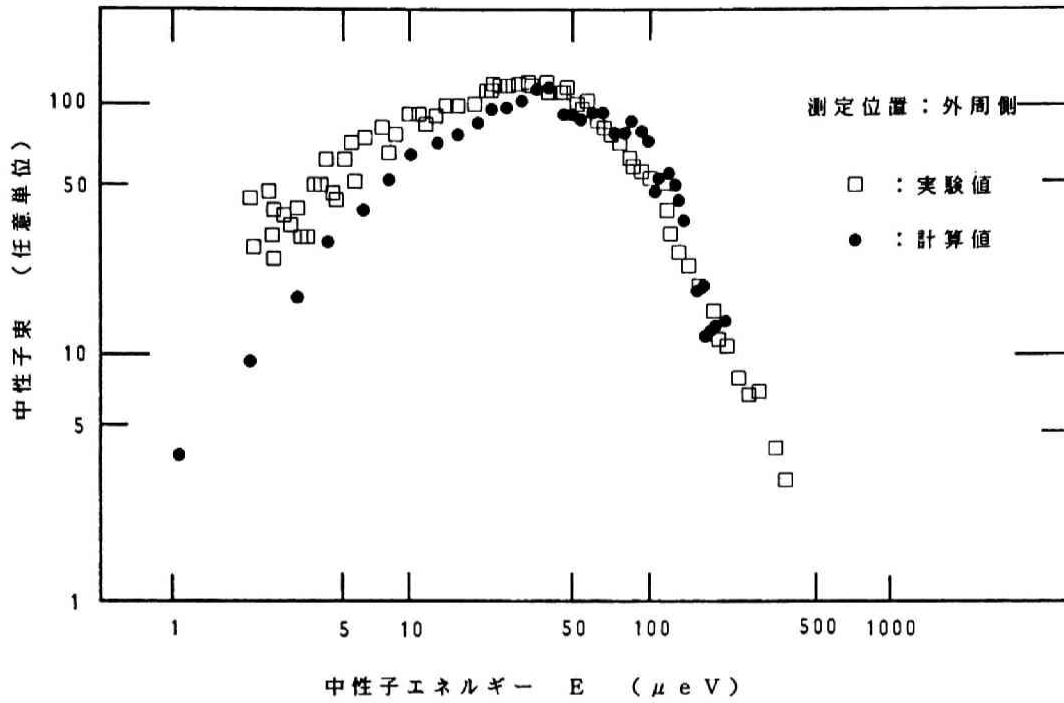
中性子が中性子導管を透過するとき、反射のために導管中の飛行距離は中性子導管の中心線がなす導管の全長とは異なる。特性速度  $V^* = 71 \text{ m/s}$  を持つ中性子がこの中性子導管を透過する場合を考えると、反射による行路差がもたらす時間差は解析によると  $120 \mu\text{s}$  以下である。これによる飛行時間のずれは  $0.5\%$  以下であり、エネルギーにおける対応のずれは  $1\%$  以下であり十分小さい。上記の特性速度はエネルギーにして  $26 \mu\text{eV}$  に対応しており、これよりもエネルギーが高い中性子に対する行路差によるずれはさらに小さくなる。しかし、これよりも低いエネルギーを持つ中性子は全反射臨界角がより大きくなるために行路差によるずれがより大きくなる。例えば  $1 \mu\text{eV}$  のエネルギーの極冷中性子についての最大ずれは、飛行時間で約  $27\%$ 、エネルギーで約  $47\%$  にもなる。第2-3図と第2-4図の低エネルギー側における解析結果と測定結果の差異にはこの効果が含まれていると考えられる。

次に重力の効果については、重力落下による加速で中性子速度の鉛直下方向成分が大きくなり、中性子鏡の全反射臨界速度を越えることによって中性子損失の増大が起こる。この効果による損失割合は、水平に設置された中性子導管に対しては中性子通路断面の高さのみから決まる。本節で取り扱った中性子導管では、中性子のエネルギーが  $1 \sim 100 \mu\text{eV}$  の範囲で重力による中性子損失は  $1.2\%$  以下である。しかし、例えば ILL に設置されたような鉛直型中性子導管では重力による中性子速度の変化が大きくなるため、特性解析には重力の効果を見捨てることはできない。

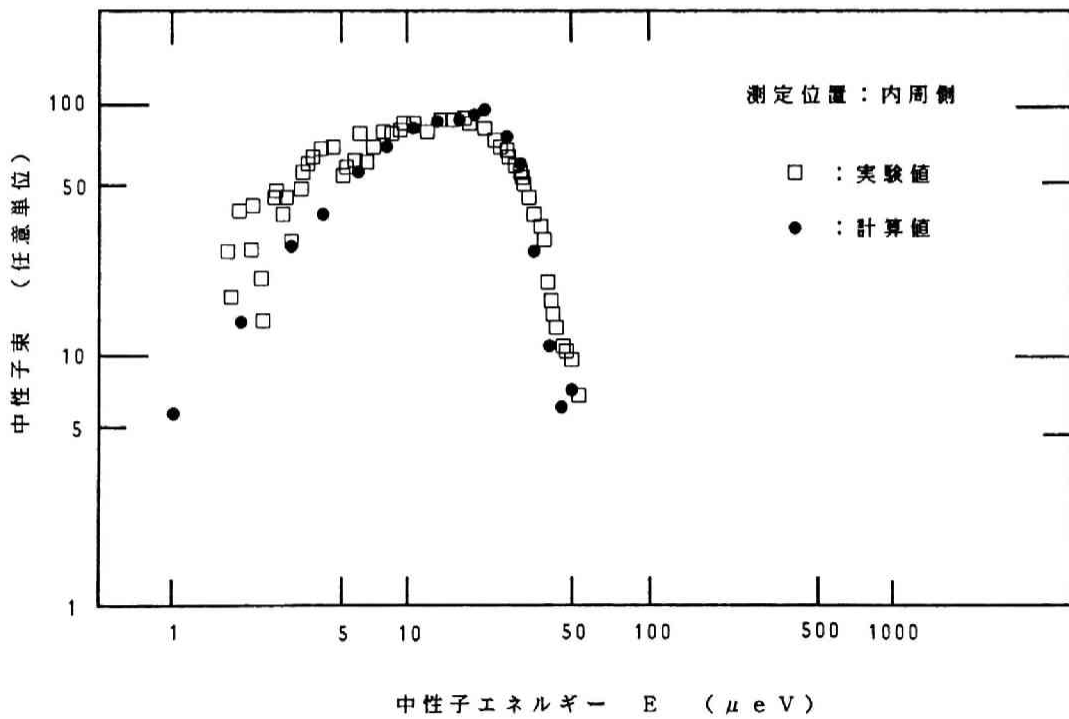
本解析では、各導管ユニット間の接合誤差がなく完全な状態で並んでいると仮定して計算を行った。実際の導管の組み立て精度は  $0.3 \text{ mm}$  以下であるため、全接合部に誤差があると仮定しても、それによる透過率の減少は約  $8\%$  である。従って、この効果によるスペクトルの変化は小さいと考えられる。このように、ここで対象とした極冷中性子導管は十分精度よく組み立てられており、また接合数も少ないために接合誤差の影響は小さい。しかし接合誤差が大きく、また接合数が多い場合には、本解析が有用となろう。



第 2 - 2 図  
 KUR-LINACでの  
 極冷中性子導管特性測定  
 配置図 (単位 mm)



第 2 - 3 図 極冷中性子導管の外周側位置での中性子透過スペクトル



第 2 - 4 図 極冷中性子導管の内周側位置での中性子透過スペクトル

## 2. 5 結言

本章では極冷中性子導管の特性を解析する方法を提案した。この方法は、①中性子の軌跡を各初期速度について時間に依存して追跡するものであり、②中性子に対する重力の影響を考慮にいれ、③接合誤差の影響が求められるようにしている点に特徴がある。この方法をKURの極冷中性子導管の特性解析に適用した。その結果、極冷中性子導管は極冷中性子をよく透過し、熱中性子等のよりエネルギーの高い中性子をよく除去することがわかった。また、得られた計算結果を電子線形加速器を用いて行った中性子飛行時間法による特性測定の結果と比較した。解析結果と測定結果はよい一致を示し、この手法による特性解析の妥当性を立証することができた。

特性速度 71 m/s、全長 1.8 m の中性子導管の中性子透過特性を中性子飛行時間法で測定する場合、反射による行路差がもたらす飛行時間のずれは、特性速度に対応するエネルギー 26  $\mu\text{eV}$  よりも高いエネルギーを持つ中性子に対して 0.5 % 以下である。これはエネルギーにおける対応のずれにして 1 % 以下となり、十分小さい。一方、より低いエネルギーの中性子に対しては行路差によるずれがより大きくなり、1  $\mu\text{eV}$  のエネルギーの極冷中性子におけるずれの最大値は、飛行時間で約 27 %、エネルギーで約 47 % となる。また、重力落下によって鉛直下方向の速度が大きくなり、全反射臨界速度を越えることによる中性子損失は、この中性子導管に対し中性子エネルギー 1 ~ 100  $\mu\text{eV}$  の範囲では 1.2 % 以下である。

本解析方法の今後の応用面として、次のようなものが考えられる。

- ①超冷中性子導管の特性を中性子飛行時間法により解析する際の測定精度が評価できる。
- ②鉛直型中性子導管を製作する場合に、重力を考慮にいれた設計に用いることができる。
- ③中性子導管ユニット間の接合誤差が中性子導管の中性子透過率に及ぼす効果を評価することができる。

### 3 スーパーミラー中性子タービンの超冷中性子発生特性の解析と測定

#### 3.1 緒言

KURでは黒鉛設備から取り出された極冷中性子を極冷中性子導管で導き、それをスーパーミラー中性子タービンで超冷中性子に減速している<sup>70,71)</sup>。前章では、超冷中性子発生システムの一部であり、その前段をなす極冷中性子導管の特性解析を行った結果について述べた。本章では、そのシステムの後段として用いられているスーパーミラー中性子タービンについて、その中で極冷中性子が超冷中性子に減速し、検出されるまでの過程を時間を追って数値計算を行い、超冷中性子発生特性を求める。そしてこの数値計算による解析結果と測定結果を比較し、中性子タービンの反射羽根内で減速する中性子の挙動を解明する。このような中性子タービンの作動特性を明らかにすることによって、現装置の構造の妥当性もしくは改善すべき箇所を示す。さらにそれをもとに今後の同種の本格的な装置の設計の指針を得ることが本章の目的である。現装置の設計時の解析では、円運動をする中性子タービンの反射羽根に対して、これが直進運動をしていると近似し、また入射極冷中性子の入射位置の広がりやを厳密には考慮に入れていなかった。本解析では数値計算を行うことでこれらの効果を厳密に考慮して解析した。

さらに本章では、単色超冷中性子源の準備として超冷中性子の単色化の予備実験を行った結果についても言及する。従来から用いられている中性子単色化の方法として、速度選別器等によるものがあるが、これらは発散角の大きい超冷中性子ビームには適さない。本章では新しい手法として多層膜透過による方法を提案する。これはニッケルとチタンを交互に数層蒸着し、特定波長の中性子のみがこの多層膜との共鳴条件を満たして透過するように層厚を定めたものである。この方法を用いると、中性子速度の蒸着面に対する垂直成分が特定の値をもつ中性子だけが透過し、定常ビームについての単色化が行われる。この装置は、超冷中性子のような長い波長を持った中性子に適用でき、小さな装置で単色化を行うことができるという長所を持っている。

### 3. 2 スーパーミラー中性子タービンの原理と構造

物質の中性子吸収断面積は一般に中性子速度に反比例するため、超冷中性子の中性子吸収断面積は非常に大きい。従って、炉心近傍まで挿入した中性子導管で超冷中性子を実験装置まで導き出そうとすると、途中にあるアルミニウム板のような隔壁によって超冷中性子の著しい損失が起こる。しかし少しでも速度が早いものは、取り出しが格段に容易になる。そこで超冷中性子よりも少し速度の早い極冷中性子を炉心の外まで導き出し、そこで機械的に超冷中性子に変換しようというのが中性子タービン型超冷中性子源である。

前章で述べたように、中性子は全反射を行うときには波動としての特性が顕著になるが、空間を飛行するときには通常は粒子として取り扱うことができる。従って、本節でも中性子鏡での反射条件のみを中性子光学的に取り扱い、その他においては中性子を粒子的に取り扱う。

中性子タービンでは、動いている羽根で中性子を反射させることにより、中性子の運動エネルギーを羽根の方に移し、中性子を減速しようというものである。反射羽根の質量が中性子の質量に比して十分大きいため、中性子の反射を重心系からみると、これは羽根に乗った系に等しいと考えることができる。この重心系での反射を実験室系で見ると中性子の減速が起こることになる。その減速過程を第3-1図に示す。まず反射前の実験室系での動きは第3-1図(1)のように表される。それを反射羽根に乗った座標系に変換すると、見かけ上反射羽根の速度分だけ減速され、第3-1図(2)となる。さらに反射されると、反射羽根に対する垂直成分のみが反転して第3-1図(3)のようになる。さらにそれを実験室系に戻すと第3-1図(4)となり、反射羽根と中性子の相対速度の羽根に対する垂直成分の2倍だけ減速されたことがわかる。この図より、入射中性子の速度の反射羽根の進行方向成分の大きさが、反射羽根の速度の $1/2$ になったとき、反射後の中性子の実験室系での速度は羽根の進行方向成分を持たないため、最も効率よく減速されることになる。この図では、簡単のために羽根の鏡面に垂直な方向に羽根が運動しているとし、かつ反射は1回だけと考えたが、これが垂直でない場合や反射回数が複数回の場合でも、同様の速度ベクトル解析を行うことができる。



本研究では、中性子タービンに供給する極冷中性子の速度は、引出しによる損失量が小さくなるように 50m/s とした。この極冷中性子を K U R の黒鉛設備から中性子タービンまで導くためには、前述した極冷中性子導管を用いた。中性子タービンの反射羽根の速度は、入射中性子の速度の  $1/2$  が望ましいため、25m/s と設定した。反射羽根に用いる中性子鏡の反射できる限界速度が 25m/s であれば、中性子を 1 回反射させるだけで十分減速を起こすことが可能である。しかし、そのように高い限界速度を持つ中性子鏡は実用化されていないため、多数回反射させることで中性子の向きを変えて減速することになる。

このような中性子タービンを最も最初に実用化したのは Steyerl である。彼は先ずミュンヘン工科大学の F R M 炉で実用化した後<sup>37)</sup>、現在この改良型を I L L に設置し、現時点において世界で最も強力な超冷中性子源を実現している<sup>38)</sup>。F R M 炉で用いられた中性子タービンの原理図を第 3 - 2 図に示す。この中性子タービンの羽根は半円筒形によく磨かれた銅製の鏡でできている。これが約 25m/s で後向きに動き、図の上方に示されている中性子導管から供給される極冷中性子がこの羽根で反射される。これが入射位置に近い側の羽根の端に入射し、それが鏡面を伝うように 10 回近く反射することで羽根の進行方向と逆向きに反射される。この時に羽根の速度の 2 倍だけ減速され、超冷中性子となる。この反射羽根では、中性子は十分な減速を受けるために必要な反射回数が多いので、反射率がよくなければならない。従って、この型の銅製反射羽根は非常に精度の高い曲面の鏡としなければならない。

本研究で取扱った中性子タービンでは、スーパーミラーを用いることでこの製作上の困難を回避している。スーパーミラーとは、Mezei が提唱した非等厚多層膜反射鏡であり<sup>72)</sup>、現在では Ebisawa らによってよい性能を持ったものが製作されている<sup>73)</sup>。このスーパーミラーは、フロートガラスの上にニッケルとチタンを交互に真空蒸着したものである。ニッケルが比較的大きな正值の実効的核散乱ポテンシャルを持ち、チタンが負値を持つため、中性子の反射は第 3 - 3 図のような 1 次元周期的矩形ポテンシャルに入射する平面波の問題として取り扱うことができる。その結果、ポテンシャルの周期に対応する波長を持つ平面波がブラッグ反射され、ニッケルの全反射臨界速度以上の速度に対しても高い反射率が得られる。中性子が表面に対して斜めに入射する場合には、その入射速度の面に垂直

な成分に対応する中性子速度で反射される中性子速度が定まる。多層膜の膜厚の構成として、ここでは表面で最も厚く、内部になるほど薄くなるように次の式で表される層厚で多層膜を製作されている。

$$d_j - d_{j+1} = \Delta (200 / d_j)^{-a}$$

ただし

$$d_1 = 200 \text{ \AA}$$

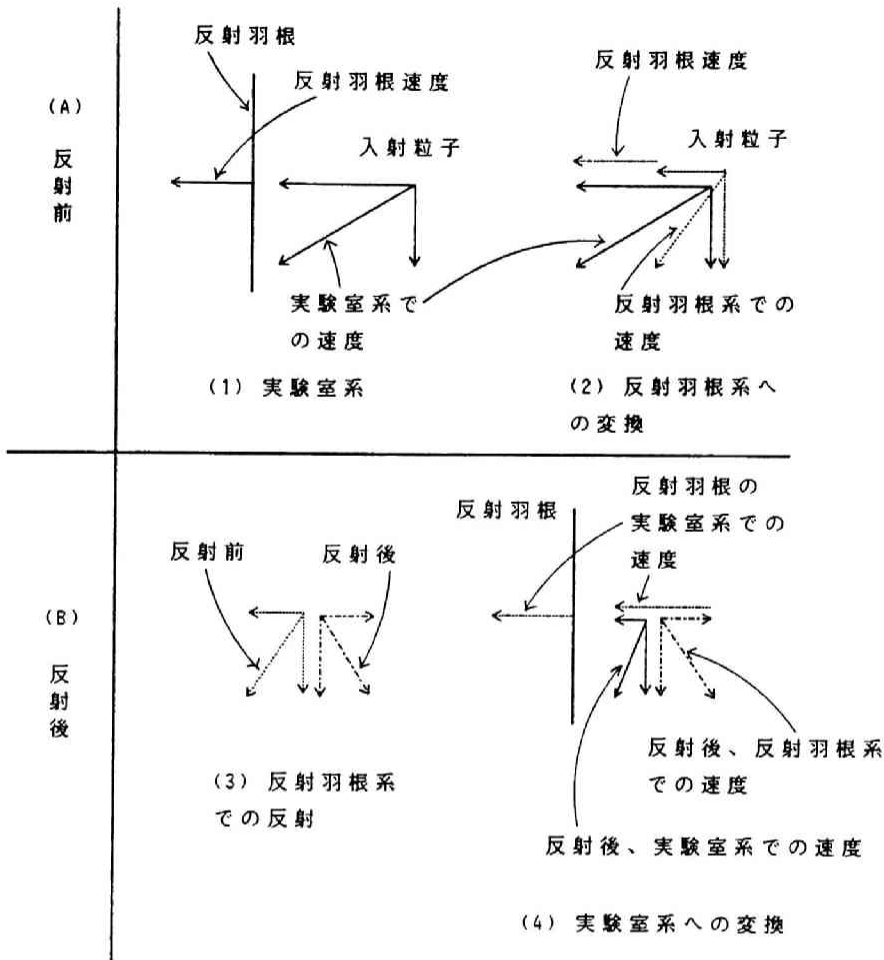
$$\Delta = 20.0 \text{ \AA}$$

$$a = 4.5$$

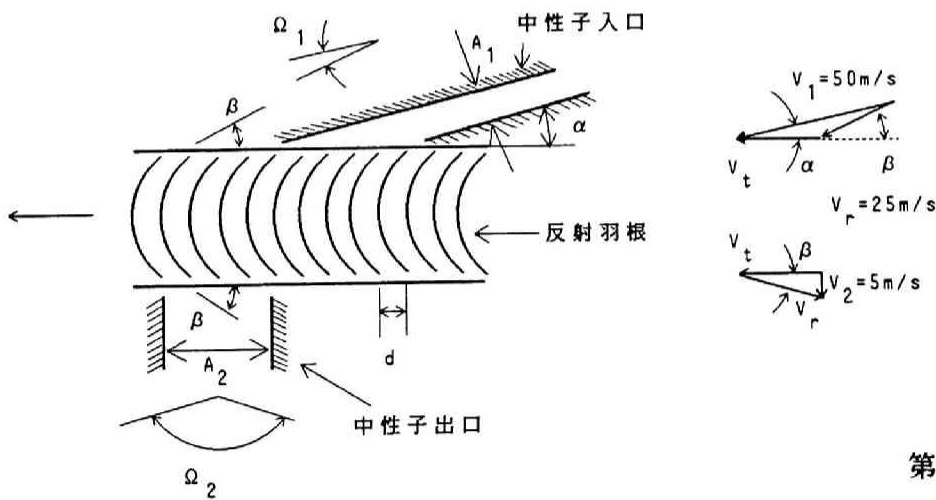
$d_j$ : 入射方向から数えて  $j$  番目の層厚

層数の合計を 170 層程度にすると、スーパーミラーの反射の限界速度は約 15 m/s となり、それ以下の速度に対して、反射率が 0.7 程度以上のものが製作されている。通常に用いられるニッケル鏡の全反射臨界速度が約 6.7 m/s であることと比較すると、約 2.5 倍の速い中性子まで反射されることがわかる。

このスーパーミラーを使用したスーパーミラー中性子タービンの反射羽根の構造を第 3-4 図に示す。ここで用いたスーパーミラーは反射の限界速度が約 15 m/s と大きいいため、反射回数を 3 回までに減らすことができる。従って、反射羽根は平板の 3 枚組になっている。羽根は、直径 100 cm の回転車の円周上に取り付けられ、羽根車が回転することで反射羽根を後方に約 25m/s で動かしている。将来は反射羽根が全周にわたって取り付けられる予定であるが、ここでは中性子飛行時間法で特性を測定するため、反射羽根が 2 組ずつ対称位置にのみ取り付けられ、パルス状に超冷中性子を発生させるようになっている。このスーパーミラー中性子タービンの構造を第 3-5 図に示す。

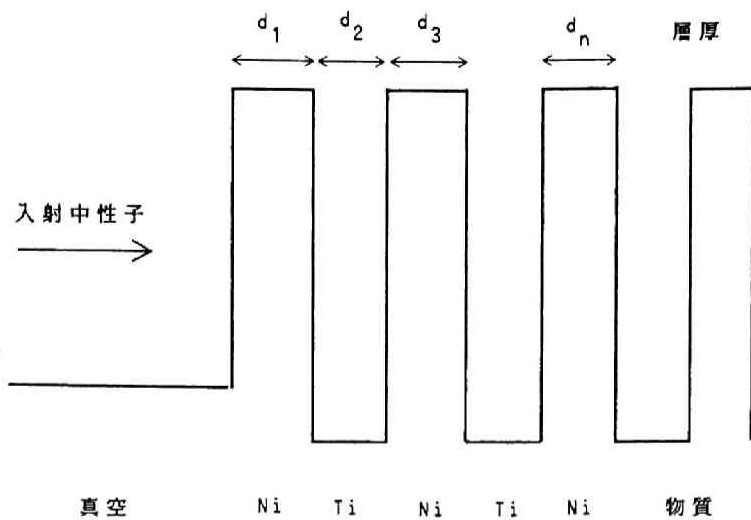


第3-1図  
反射羽根における  
中性子の減速過程

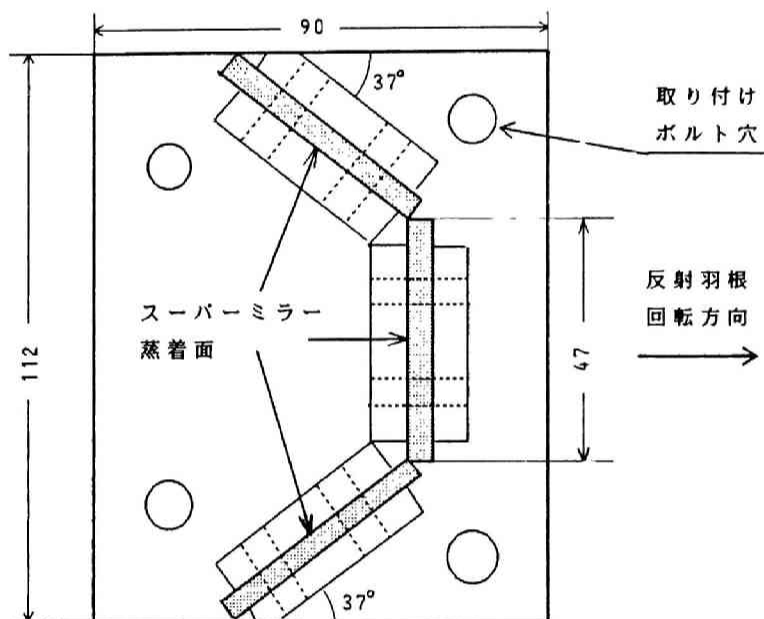


第3-2図  
Steyerlが開発した  
中性子タービンの  
作動原理

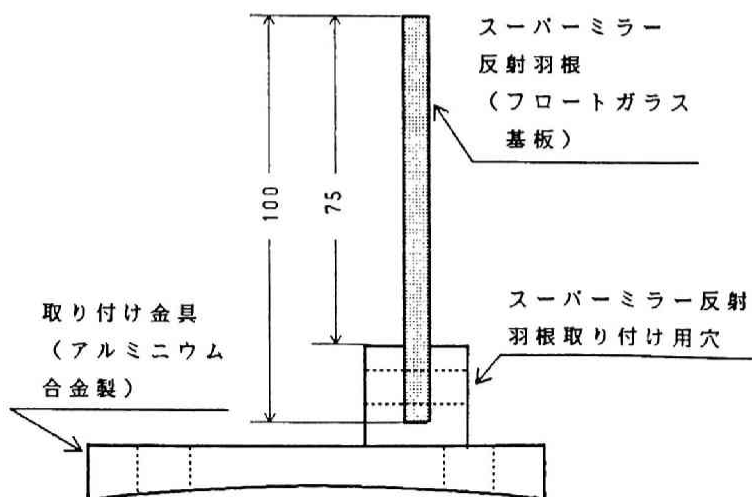
中性子は羽根の中で十回近く全反射する。中性子ビームの断面積が  $A_1$  から  $A_2$  に、発散角が  $\Omega_1$  から  $\Omega_2$  に増加して出ていく。 $\beta$  は反射羽根の端が羽根進行方向となす角度



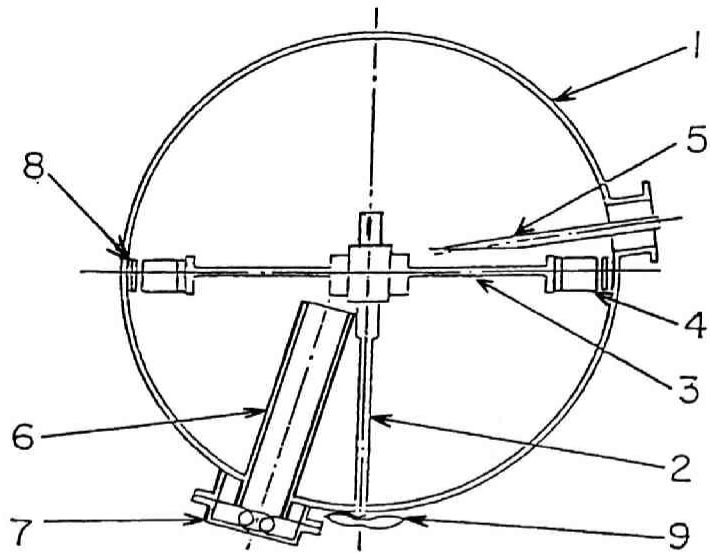
第3-3図  
スーパーミラーに  
おけるポテンシャル  
の例



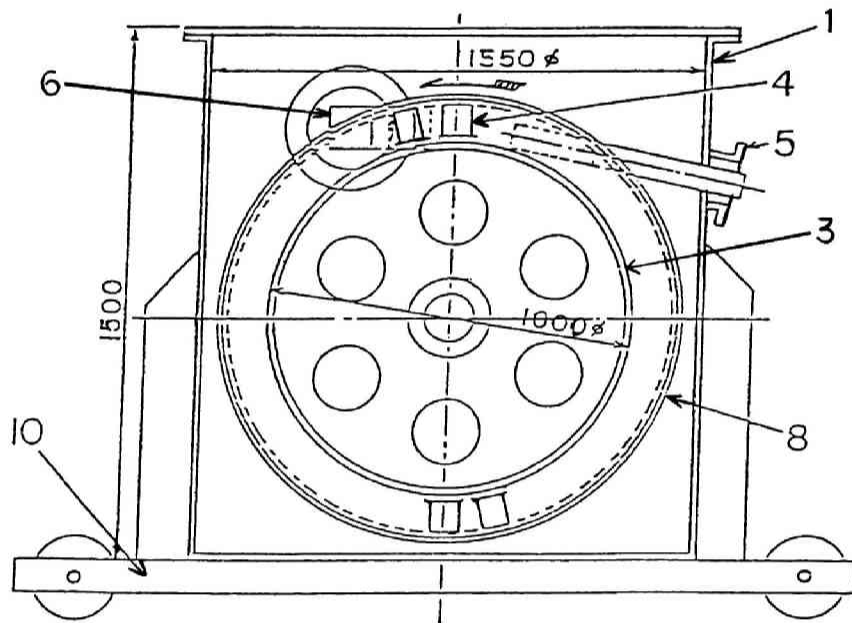
第3-4図  
スーパーミラー  
中性子タービン  
反射羽根の寸法  
(単位 mm)



平面図



立面図



- 1 ; 真空容器、 2 ; 駆動シャフト、 3 ; 回転車、  
4 ; スーパーミラー反射羽根、 5 ; 極冷中性子導管、  
6 ; 超冷中性子導管、 7 ; 超冷中性子検出器、  
8 ; ガードリング、 9 ; 磁気結合駆動装置、 10 ; 架台

第3-5図 スーパーミラー中性子タービンの構造

### 3.3 スーパーミラー中性子タービンに関する数値計算

#### 3.3.1 装置の配置

KURの黒鉛設備に特性速度が約 68 m/s の極冷中性子導管を設置した。その特性は既に測定されており<sup>67)</sup>、その後の改良によって 45 m/s ~ 55 m/s の範囲の中性子数は約 30 n/cm<sup>2</sup>・s が得られている。この極冷中性子導管の出口に接して中性子タービンを設置した。第3-6図に示したように、極冷中性子導管の先に、極冷中性子を反射羽根に入射させるための先端部分を取り付け、幅約 25 cm にわたって、約 50 m/s の極冷中性子を反射羽根進行方向に向かって入射させた。2組が対になった反射羽根が入射極冷中性子の速度の約半分の速度でこの入射口の前を通過するとき、超冷中性子をパルス状に発生させる。この超冷中性子を発散させずに超冷中性子検出器まで導くために、入射ビームの中心位置より適当な距離だけ下流に矩形断面の超冷中性子導管を設置した。この超冷中性子導管はニッケル蒸着フロートガラスを用いており、長さ 10 cm である。超冷中性子検出器には Steyerl によって開発された <sup>3</sup>He 検出器を用いた。これは通常の熱中性子用のものに比べ、検出器のアルミニウム窓が極度に薄く、また <sup>3</sup>He の濃度も低くなっている。超冷中性子導管とこの検出器の間に超冷中性子フィルター用及び多層膜単色化実験用のサンプルチェンジャーを設置した。

第3-7図に示すように、タービン軸に鉄片つきのアルミニウム円盤を取り付け、2組ある反射羽根の後方組の端が超冷中性子導管の正面に来た時に、マグネティック・ピックアップからトリガ信号が発生するように設定した。そしてこの信号から中性子検出器の中性子検出信号までの時間長さ、すなわち超冷中性子飛行時間に対応するものをこの実験用に開発した中性子飛行時間解析装置で測定した。

特性測定では、中性子飛行距離を反射羽根が超冷中性子導管正面に来た時の羽根の終端から検出器までの中心距離、すなわち超冷中性子導管中心線にそって測った距離で、14 cm として飛行時間法を用いたため、中性子速度の導管軸方向成分について測定したことになる。

サンプルチェンジャーには 17 μm のアルミニウム箔の上にニッケルを約 2000

A蒸着した反射膜を取り付け、中性子速度の導管軸方向成分がニッケルの全反射臨界速度以下の成分を除去した場合としなかった場合とを比較した。

### 3. 3. 2 特性解析の方法

中性子タービンに入射する極冷中性子には速度分布及び空間分布があり、また反射羽根から検出器までの配置が複雑であるため、中性子タービンの特性を知るには測定状態における中性子の飛行過程を明かにすることが必要である。ここでは、前節で述べた体系について入射した極冷中性子が減速されて、検出されるまでの解析を数値計算で行った手法について述べる。

極冷中性子の入射条件、すなわち入射中性子の位置、速度及び進行方向を設定することにより、それに対する反射時の反射羽根位置が決まるため、各条件をメッシュに切り、代表点を決定し、その後の軌跡を追うことで解析した。反射鏡がその区間内では単一の平面と見なせるように空間を領域に分割する。こうすると各領域を中性子が通過するとき、平面の反射鏡及びその裏側に付けた吸収板との衝突について計算すればよく、反射鏡が何枚あっても単一領域の計算を繰り返すだけでよい。

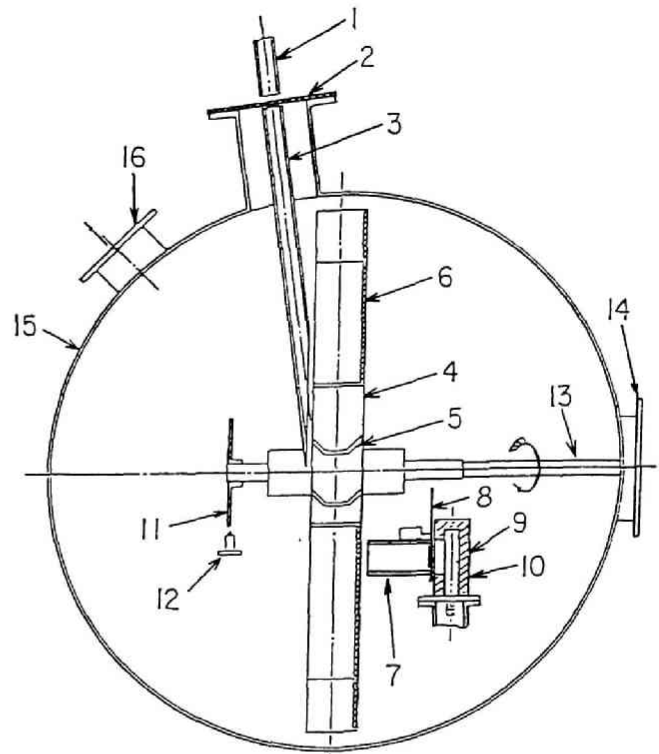
まず入射中性子と反射羽根の位置、速度の変化を実験室系で時間ステップで求める。さらにその時の中性子の位置、速度を反射羽根に乗った座標系に変換した。そして反射したか、吸収されたか、あるいはその中性子が今入っている領域から出たかどうかを判定する。反射した場合、反射羽根系で速度を反転した後、実験室系に変換し、次のステップへ進む。領域から飛び出した場合、その境界上での位置、速度を求め、次の領域へ移る。最終領域の出口から出た場合に、その中性子は中性子タービンの羽根から出たものとみなす。この計算ではいずれかの領域で羽根の上下方向に飛び出した中性子は失われたものとみなす。反射羽根がスーパーミラーでできているため、その反射の限界速度を 15 m/s とし、それより遅い中性子に対しての反射率を一律に 0.8 とした。

さらに反射羽根で発生した超冷中性子が超冷中性子導管を透過し、超冷中性子検出器に入射するまでを計算し、中性子飛行時間スペクトルを求めた。この計

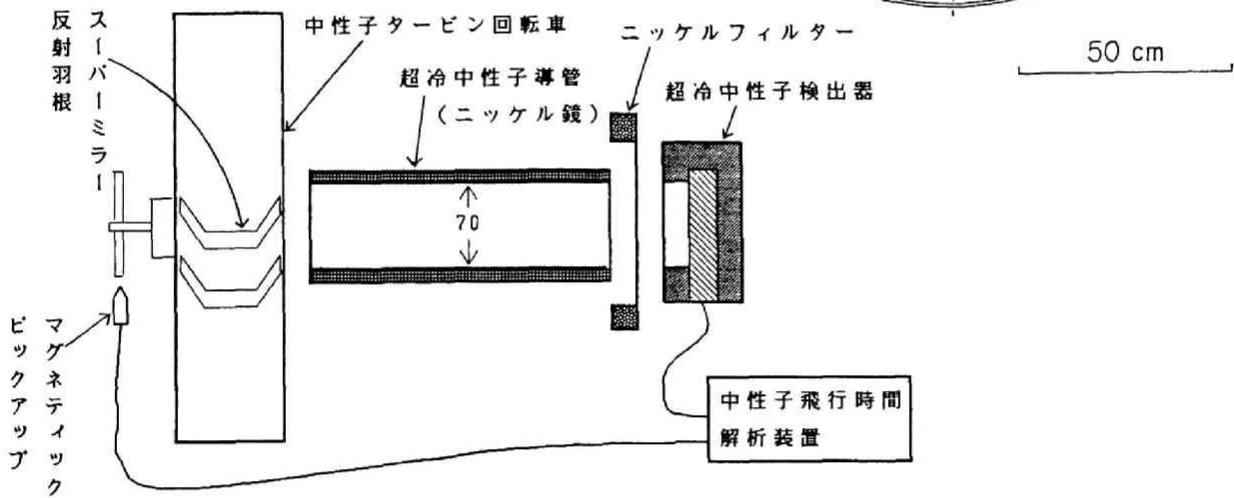
算の具体的方法及びフローチャートを 付録 - 2 に示す。この数値計算では特性測定実験を正確に再現するため、飛行時間法のトリガパルスの発生する時間を、2組ある反射羽根の後方組の羽根の端が超冷中性子用導管の中心線上に来た時とした。



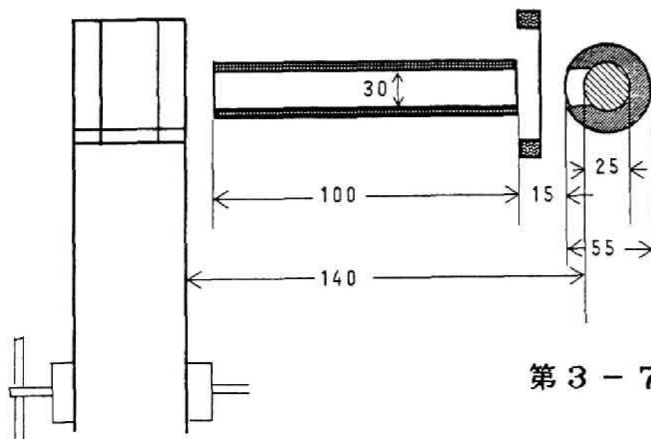
- 1; KUR黒鉛設備からの極冷中性子導管、  
 2; アルミニウム窓、3; 極冷中性子供給  
 用導管、4; 回転車、5; スーパーミラー  
 反射羽根、6; カドミウム板、7; 超冷中  
 性子導管、8; サンプルチェンジャー  
 9; 超冷中性子検出器、10; 遮蔽(B.C)、  
 11; 鉄片付き回転板、12; マグネティク  
 ピックアップ、13; 駆動シャフト、  
 14; 磁気結合駆動装置、15; 真空容器、  
 16; 真空引き口



第3-6図 実験配置図



平面図



立面図

第3-7図 測定配置図(単位 mm)

### 3. 4 特性解析の結果と実験値との比較

まず特性測定で得られたタービンの回転数と発生した超冷中性子数との比較を第3-8図に示す。これは、反射羽根が超冷中性子導管の中心線上に来たときに発生するトリガパルスから10 ms 後～35 ms 後の間の<sup>3</sup>He 検出器での検出パルス数を示したものである。図において誤差棒は中性子計数値の統計誤差を示す。反射羽根の超冷中性子導管側の端から検出器入口までの飛行中心距離は140 mm であるため、ここでは中性子速度の超冷中性子導管中心線に平行な成分が4～15 m/s の中性子を計測したことになる。以下この平行成分を中性子速度の超冷中性子導管軸方向成分 ( $V_{ax}$ ) と呼ぶことにする。この内の超冷中性子成分を明らかにするため、6.7m/s 以下の速度の中性子を反射するニッケルフィルターを取り付けた。その結果、フィルターの有無の差として約  $1 \times 10^{-2}$  UCN/s の超冷中性子が得られた。ただし将来この中性子タービンの回転車の全周に反射羽根を取り付け、連続して超冷中性子を発生するようにしたときを想定し、発生量を計算する時間としては、トリガパルス後の非測定時間を含まない10～35 ms の間だけをとった。さらにその後極冷中性子強度の改善もあり、最終的には1 UCN/s の強度が得られた<sup>74)</sup>。これは超冷中性子を応用する実験に用いるには小さいが、以下の特性解析の結果と比較するには十分な値である。また中性子タービン全周に反射羽根を取り付けた場合、この強度で超冷中性子を発生しつづける。この強度は、出力5 MWの軽水減速型研究炉であるKURの黒鉛設備を利用した値としては妥当なものである。

設計では中性子タービンの回転数が毎秒7回転(以下では毎秒回転数を rps と記す。)で最適となるようにされているが、実測では6 rps で最も強い超冷中性子強度が得られている。これは反射羽根に用いたスーパーミラーが、設計時に期待した通りの性能を持っていないことにより、反射羽根の反射の限界速度がやや小さくなり、設計値より遅い極冷中性子を主として減速することになったために、回転速度が設計値よりやや小さくなった時に最適条件になったものと考えられる。従って、特性解析では実験値と比較するため、回転数は6 rps として行った。

前述した配置及び条件における中性子飛行時間スペクトルの解析結果と測定結

果を各々第3-9図及び第3-10図に示す。図中には、ニッケルフィルターがある場合とない場合を比較して示した。中性子検出器の窓はアルミニウムでできており、その全反射臨界速度は 3.2 m/s である。またニッケルの全反射臨界速度は 6.7 m/s であるため、フィルターの有無の差は中性子速度のフィルターへの垂直成分が 3.2 ~ 6.7 m/s の範囲に入る中性子である。それぞれのスペクトルにおけるフィルターの効果は概ね予測通りであるが、測定結果を見ると、超冷中性子ビームの発散角の広がりやフィルターの表面粗さによる中性子の入射角のばらつき、及び超冷中性子が2組の羽根から発生することによるスタート時間の広がり等によって、飛行時間スペクトルに現れた全反射臨界速度での超冷中性子除去はなだらかに起こっている。

解析によると2つのピークがあり、約 15m/s より速い成分と 5m/s 程度の遅い成分が存在することがわかる。測定でもこのことが現れている。図示はしていないが、計算の内容を分析することにより、反射羽根で設計通りに3回反射したものが 5m/s 程度の速さになり、ニッケルのフィルターでほとんど除去されるような遅い成分になっていることがわかる。また反射羽根で2回しか反射しなかったものが 15m/s より速い成分となっており、2組の羽根からそれぞれ発生しているため、2つのピークができています。この2つのピークは羽根が異なるためにスタート時間が異なるのであって、検出される時間は異なっても中性子速度は本質的には同じである。2回しか反射しない比較的速い成分は、現装置の設計時には予測されていなかったものである。これは主として、設計時に反射羽根が水平に直線運動をしていると仮定したためであり、正確に計算を行った本解析ではその成分が比較的正しく評価されている。

第3-9図の 5 m/s 程度の位置のピークを見ると、2組の反射羽根から発生しているにもかかわらず、速い速度成分のように2つには分かれていない。従って、反射羽根間距離は、速い速度のものに対しては長すぎるが、目的とする速度に対しては長すぎるわけではないことがわかる。また超冷中性子が発生している時間は、この特性計算上約 10 ms となっている。これは2組の反射羽根が超冷中性子導管の前を通過する時間にほぼ等しいことから、反射羽根間距離が短すぎることはないと言える。このようにして、この反射羽根間距離が適正であることがわかった。

第3-11図と第3-12図にそれぞれ超冷中性子導管を設置しなかった場合と反射の限界速度 15 m/s のスーパーミラーで超冷中性子導管を作った場合の中性子飛行時間スペクトルの計算結果を示す。中性子導管がない場合には約 5 m/s の成分はほとんど検出できないが、スーパーミラー導管を用いるとその値が多くなることから、発生した超冷中性子の速度方向が必ずしもタービンの軸方向を向いたもののみでないことがわかる。このことから超冷中性子のように発散角が大きく数の少ない中性子を利用するときには中性子導管が非常に有効であることがわかる。またスーパーミラー導管で中性子を導いた時にも反射羽根での3回反射による 5 m/s 程度の成分と、2回反射による 15 m/s 以上の成分は明確に区別され、フィルターを用いるとそれらが分離できることがわかった。

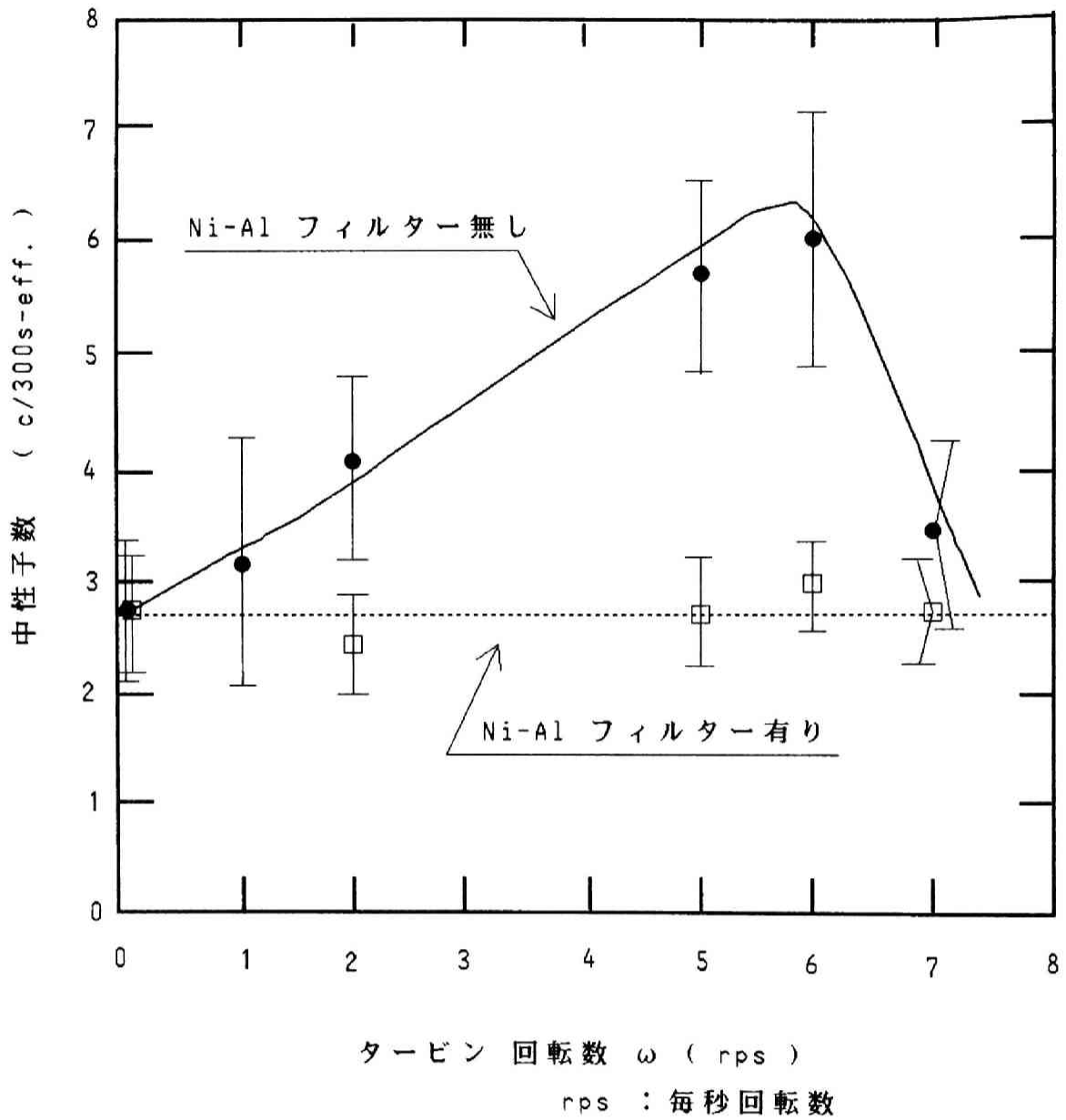
第3-13図から第3-17図にはタービン反射羽根からの超冷中性子発生位置と発生数についての解析結果を示す。位置は超冷中性子導管側から見たもので、発生数は速度範囲ごとに示している。理解を助けるため、各図には超冷中性子強度のおおよその等高線を示した。いずれの速度も超冷中性子導管の所に発生ピークがあることから、極冷中性子供給用導管の位置が適切であったことがわかる。しかし、発生位置が高さ方向についてはやや反射羽根中央よりもやや下に偏っていることから、極冷中性子導管の向きが下を向きすぎていることがわかった。

また発生範囲は幅約 20 cm の広範囲に広がっており、複数の中性子導管を用いて超冷中性子を外部に導くことで同時にいくつかの実験を並行して行うことが可能であることがわかった。発生分布は極冷中性子供給用導管の大きさとも密接に結び付いているが、これらの図では、速度の絶対値が 6.7 m/s 以下の超冷中性子の分布は、それ以上の速度の分布よりも狭い範囲でしか発生していない。このことからもし極冷中性子導管及び反射羽根をもう少し大きくすることができれば、超冷中性子の発生分布がより改善される可能性があることがわかる。発生分布の解析結果から、反射羽根の大きさが有限であるために、その上下から減速中に相当数の中性子が失われていることがわかる。

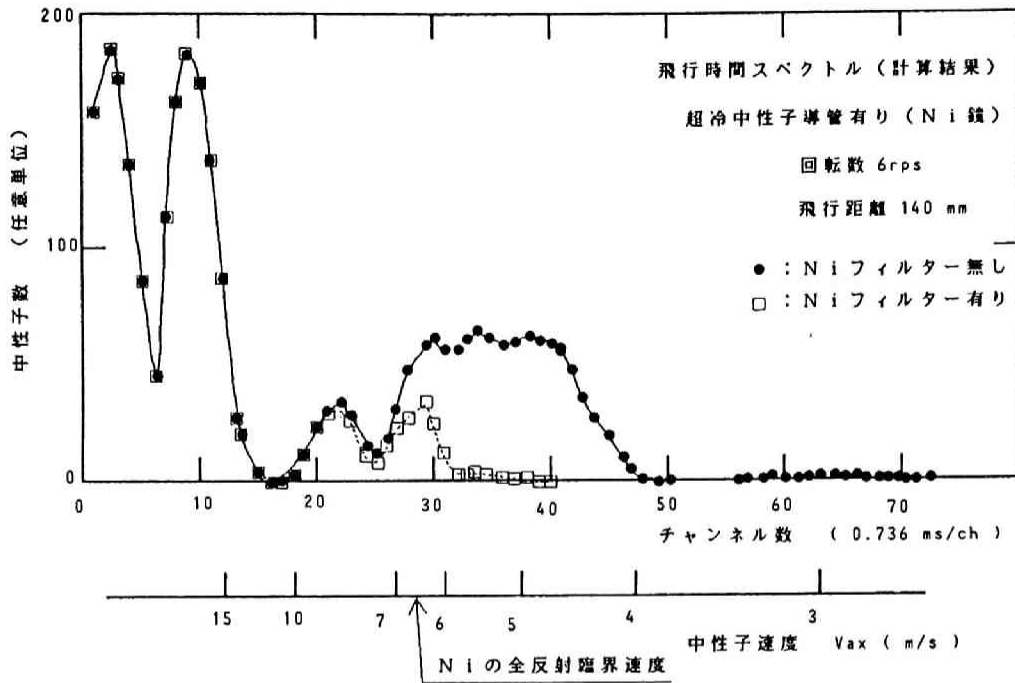
そこでこのような成分による中性子の損失を改善するため、ニッケル単層膜を蒸着した反射面を外周側の保護リング内側と回転車上表面に付けて、反射羽根間を通過中に羽根の上下に逃げる中性子を減らすように装置を改善した。改善後の測定結果の例を第3-18図に示す。反射面を取り付けると中性子強度は、取り

付けなかった場合の約3倍になった。第3-18図の反射面を取り付けた場合と第3-9図の取り付けなかった場合とでは明かにスペクトルが変わっている。その主な原因は上下に逃げる中性子数の改善効果が中性子速度によって差があるため、検出器に到達した超冷中性子のスペクトルが若干変わったためである。しかしこの2つの場合のスペクトルを比較すると、約5 m/s と約20 m/s に2つのピークが存在するという特徴は変わっていない。

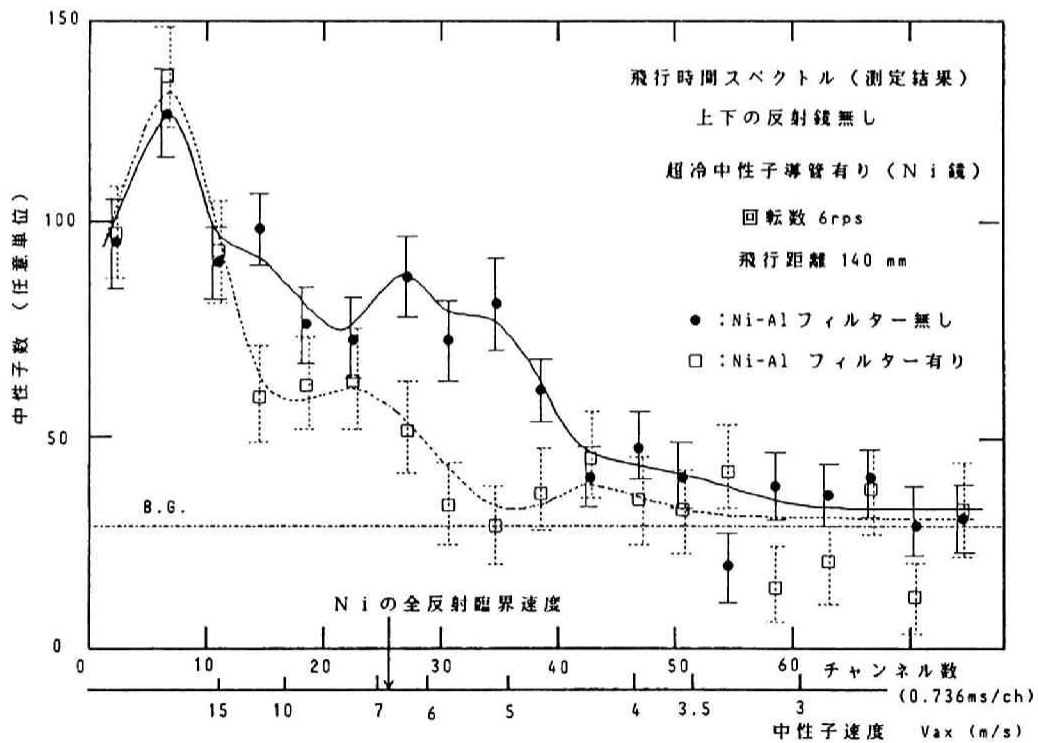
なお現在の中性子の発生数を見ると、15m/s 以上の中性子はピーク値を比較しても超冷中性子より10倍も発生している。従って、このスーパーミラー中性子タービンは5 m/s 程度の超冷中性子発生装置としてばかりでなく、20 m/s 程度の遅い極冷中性子を発生させる装置としても有効であるといえる。



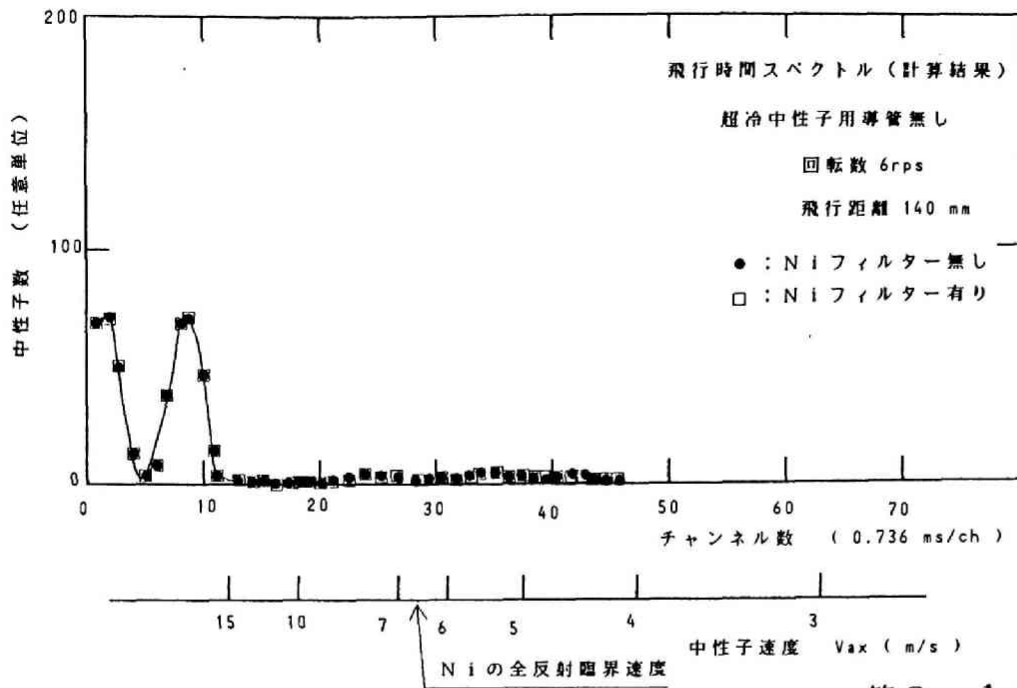
第 3 - 8 図 中性子タービンの回転数による超冷中性子発生数変化の測定結果



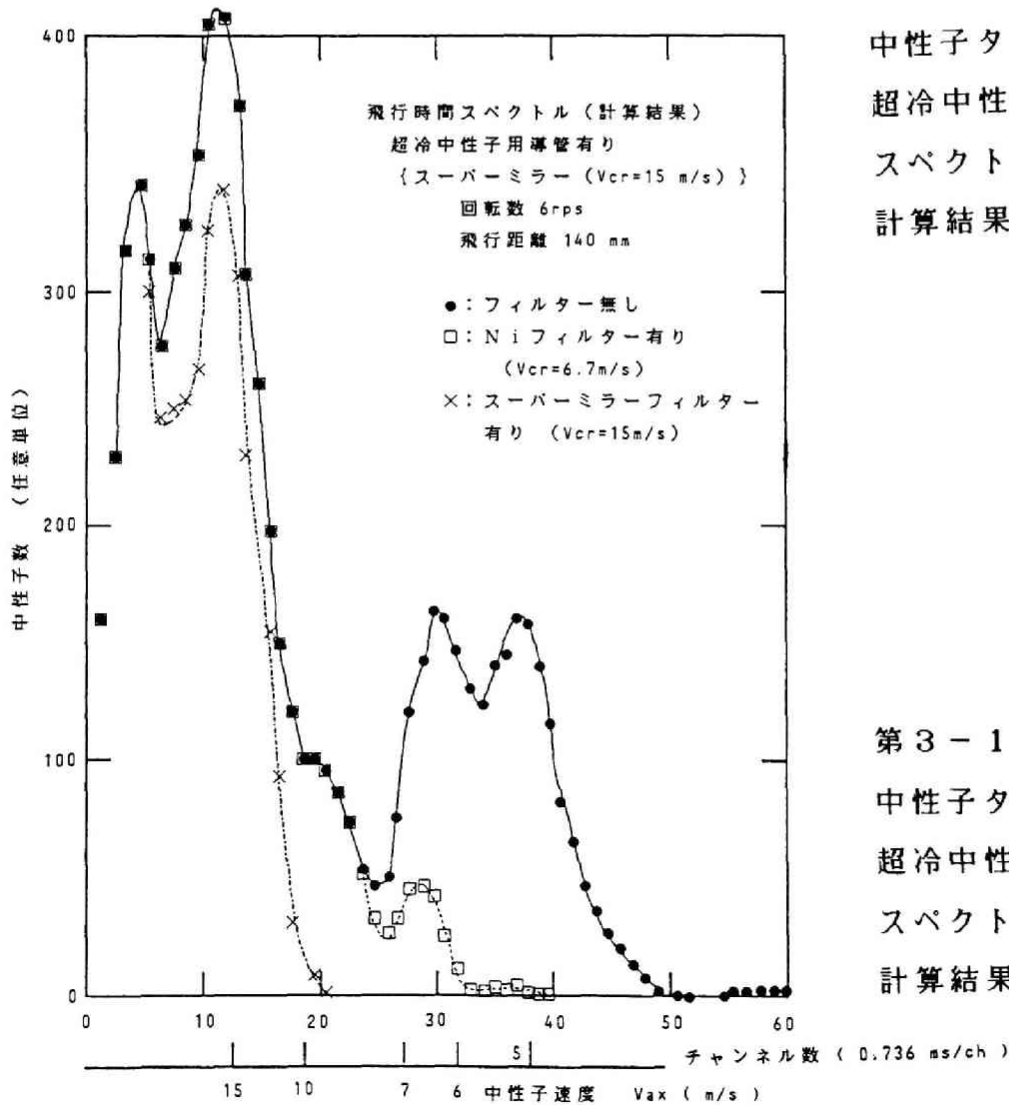
第 3 - 9 図 中性子タービンからの超冷中性子飛行時間スペクトル  
 計算結果 (I)



第 3 - 10 図 中性子タービンからの超冷中性子飛行時間スペクトル  
 測定結果 (I)



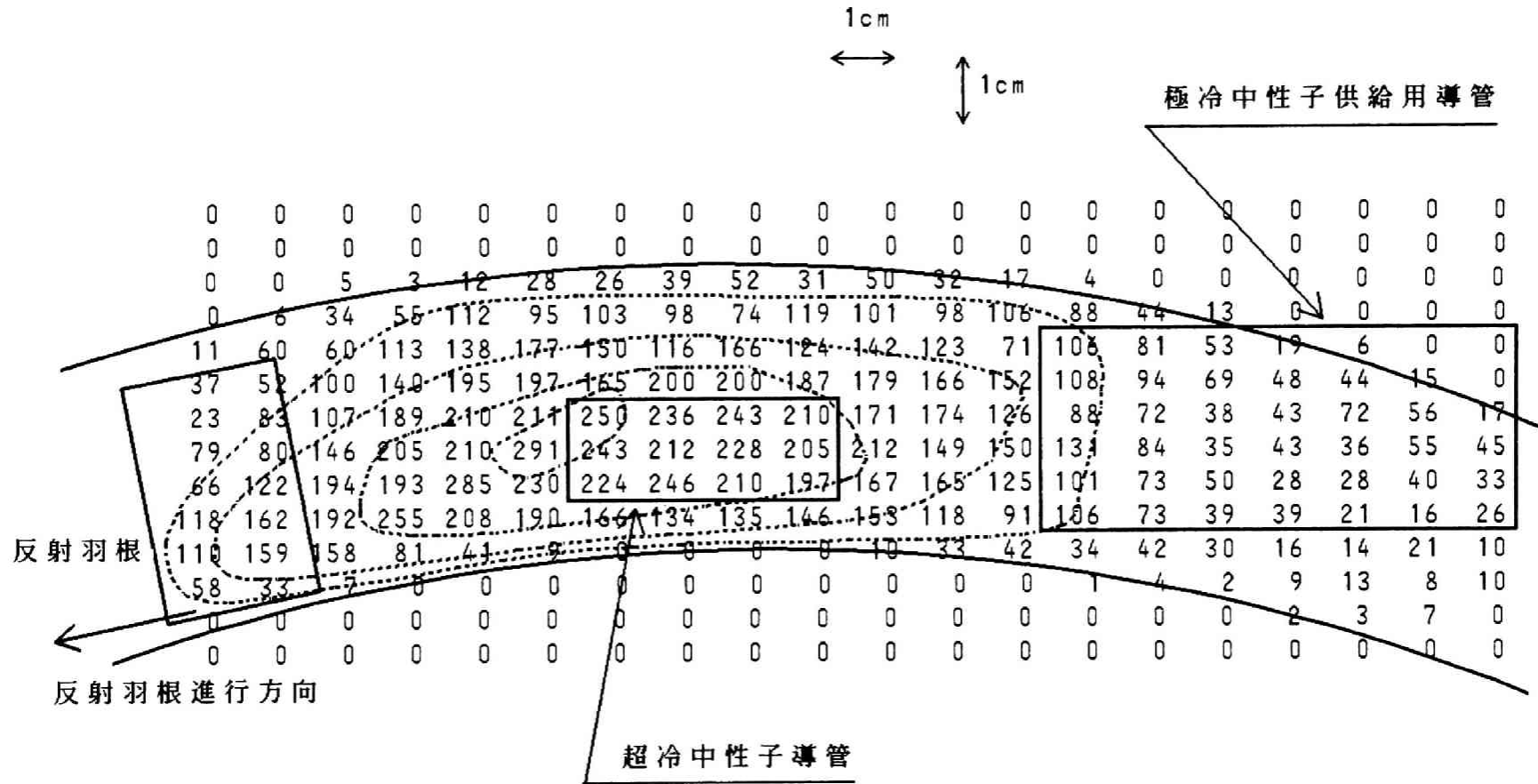
第3-11図  
 中性子タービンからの  
 超冷中性子飛行時間  
 スペクトル  
 計算結果 (II)



第3-12図  
 中性子タービンからの  
 超冷中性子飛行時間  
 スペクトル  
 計算結果 (III)



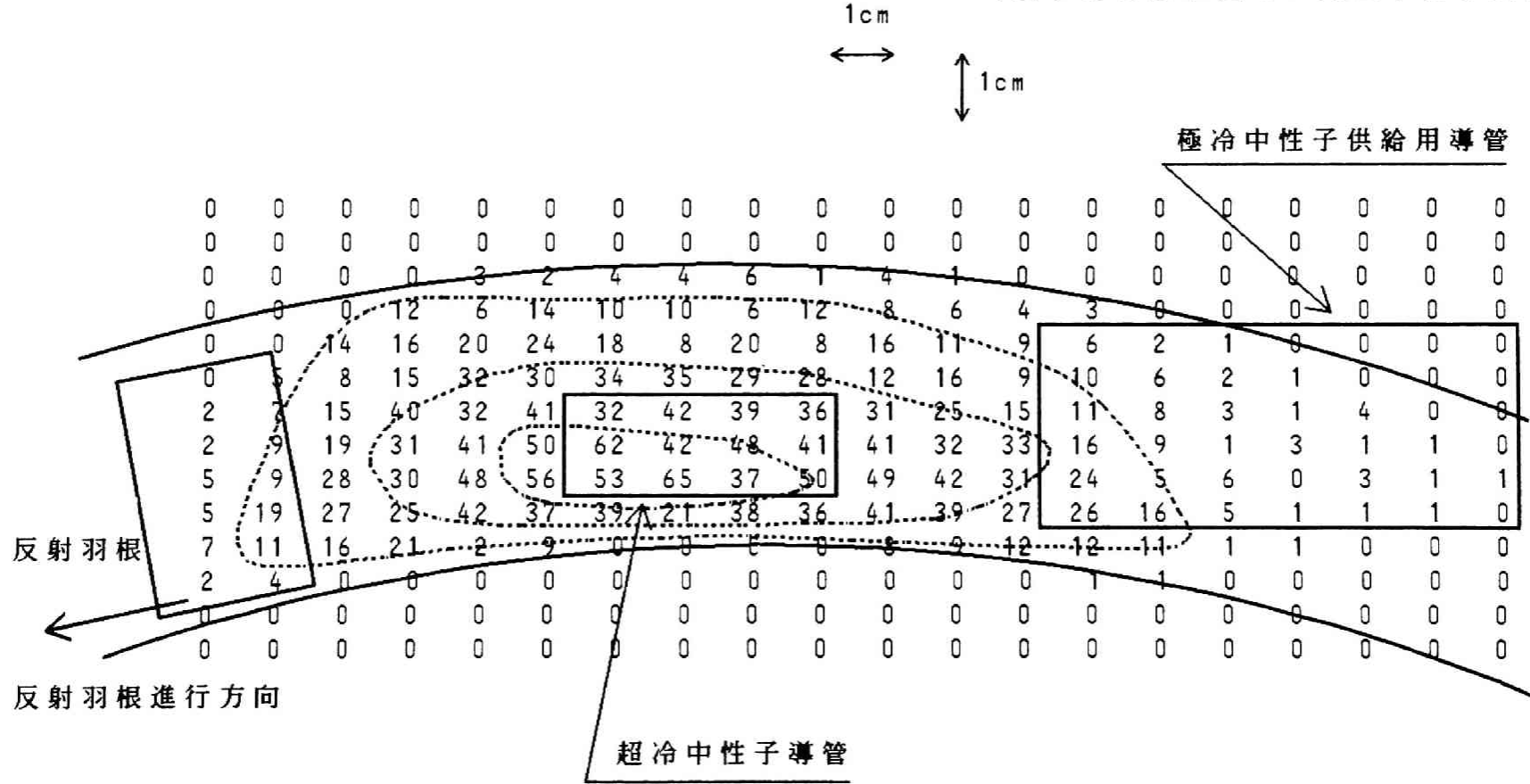
反射羽根領域から流出する中性子の超冷中性子導管側での空間分布  
 (数字は任意単位での発生中性子数)



発生中性子速度の超冷中性子導管軸方向成分  
 $V_{ax} < 6.7 \text{ m/s}$  の場合

反射羽根領域から流出する中性子の超冷中性子導管側での空間分布

(数字は任意単位での発生中性子数)



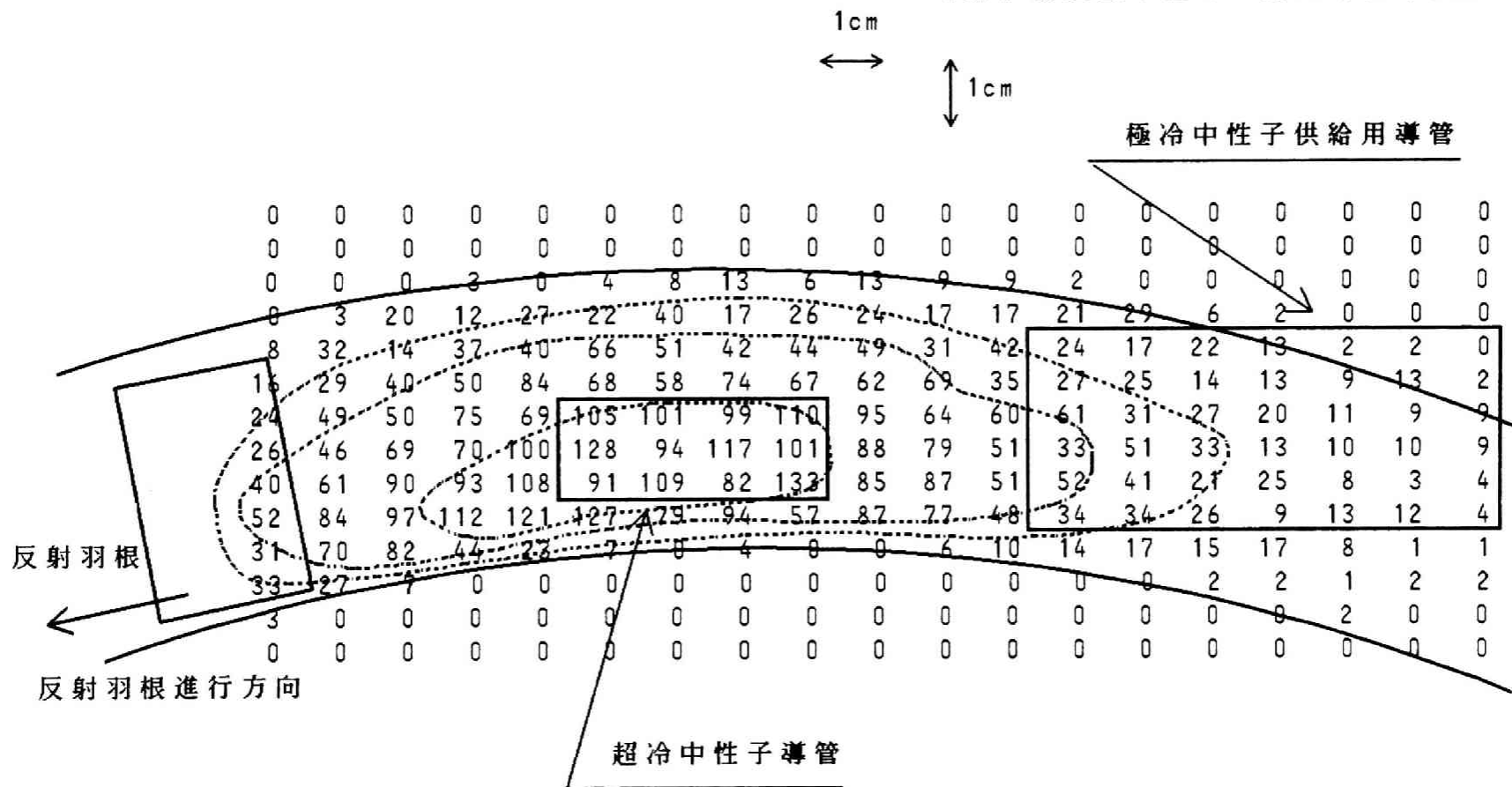
発生中性子速度の絶対値

$V_{ab} < 6.7 \text{ m/s}$  の場合

第3-14図 中性子タービンから発生する超冷中性子の空間分布 (II)

反射羽根領域から流出する中性子の超冷中性子導管側での空間分布

(数字は任意単位での発生中性子数)

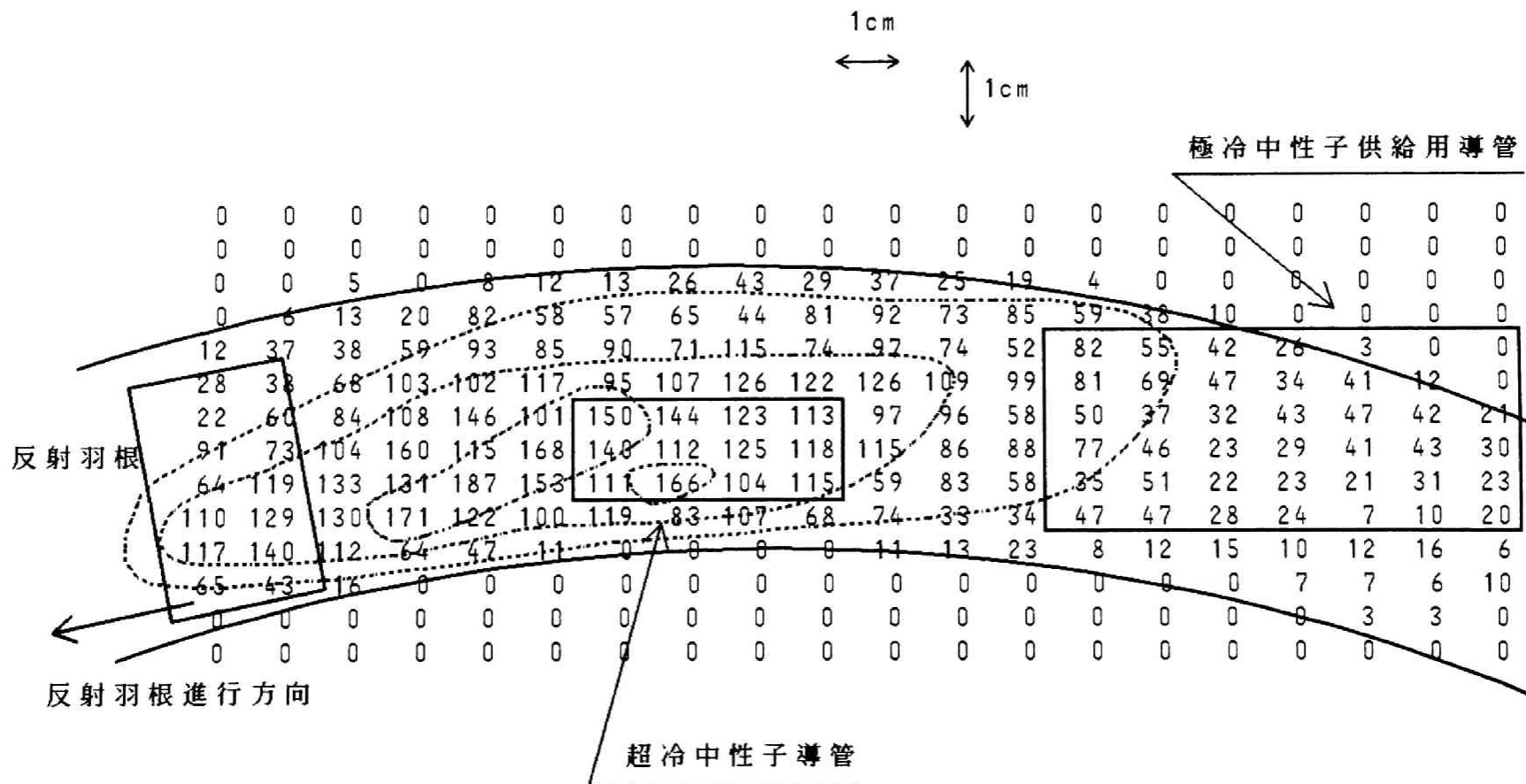


発生中性子速度の絶対値

6.7 m/s < V<sub>ab</sub> < 10 m/s の場合

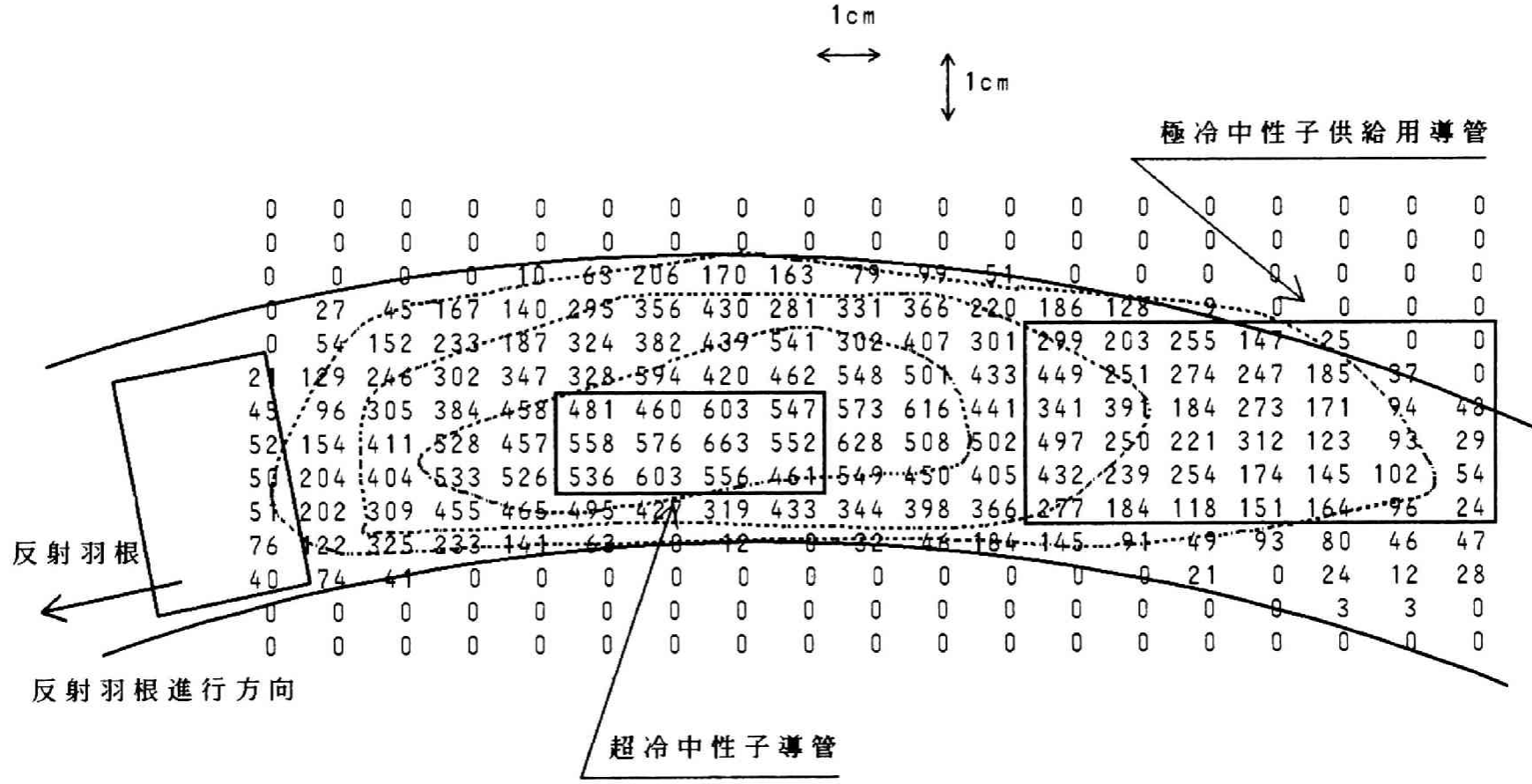
第3-15図 中性子タービンからの超冷中性子発生分布(II)

反射羽根領域から流出する中性子の超冷中性子導管側での空間分布  
 (数字は任意単位での発生中性子数)

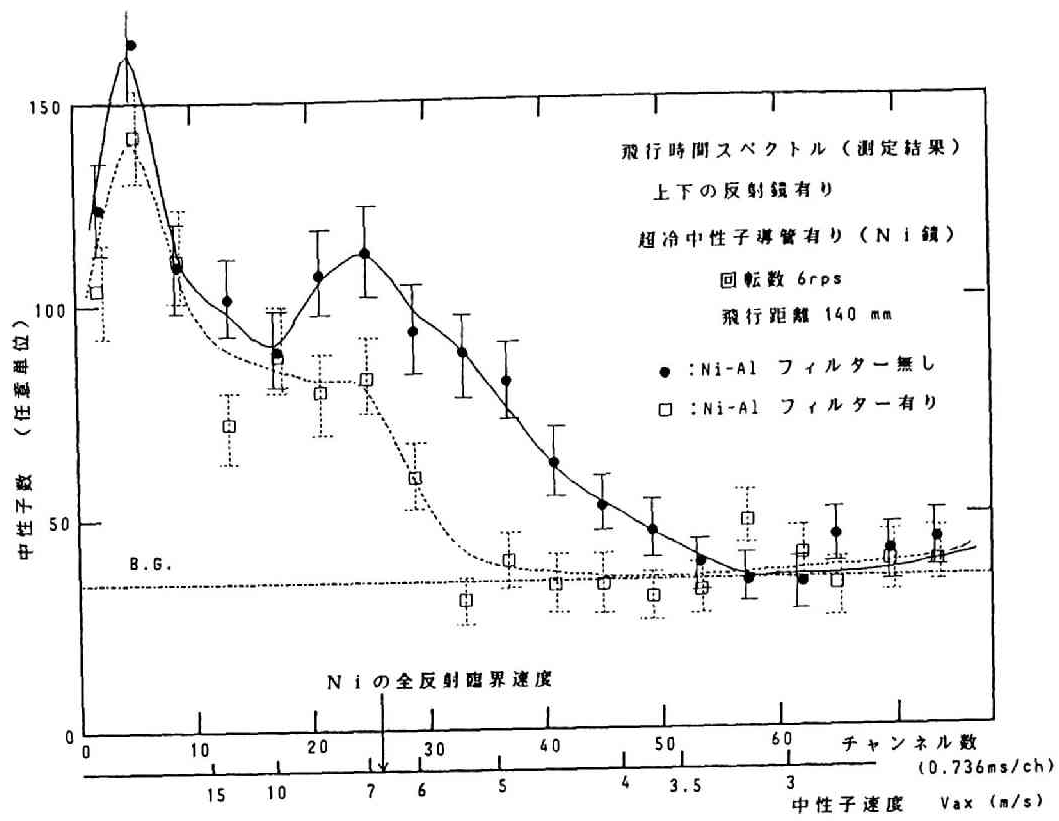


発生中性子速度の絶対値  
 $10 \text{ m/s} < V_{ab} < 15 \text{ m/s}$  の場合

反射羽根領域から流出する中性子の超冷中性子導管側での空間分布  
 (数字は任意単位での発生中性子数)



発生中性子速度の絶対値  
 15 m/s < V<sub>ab</sub> の場合



第3-18図 中性子タービンからの超冷中性子飛行時間スペクトル  
 測定結果 (II)

### 3. 5 多層膜による超冷中性子単色化の原理と実験

#### 3. 5. 1 単色化の原理

量子力学の問題で、1次元の矩形ポテンシャルに入射する平面波の反射と透過を考えると、ポテンシャルの形が周期的ならばその周期に対応する特定の波長を持つものだけが共鳴現象を起こし、透過率や反射率が大きくなる状態がある。平滑度の高い平面に実効的核散乱ポテンシャルのわかった異種物質を順次層状に真空蒸着することにより、長波長の中性子に対し任意の形の1次元矩形ポテンシャルを形成することができる。従って、目的とする中性子波長を決めてそれのみを透過するような形を持ったポテンシャルを設計し、作成することが可能であると考えられる。

これを応用すれば、特定の波長を持つ中性子のみを透過する多層膜を用いた単色化装置を実現することが可能である。速度の速い中性子は波長が短いため、それに対応する層厚が薄くなり多層膜の製作が困難だが、超冷中性子では必要な層厚が数十Å以上となるため、適切な多層膜の製作は十分可能である。

#### 3. 5. 2 単色化に関する解析計算

超冷中性子の多層膜に対する透過率計算を、1次元の矩形ポテンシャルに入射した粒子に対する量子力学的な計算として行った。まず単一の矩形ポテンシャルを透過する波動関数に対し、Schrödinger方程式の一般解を求める。次に各層ごとの境界条件を適用する。つまりポテンシャルの境界ごとに波動関数とその微分値が連続でなければならない。これらの各境界ごとの連立方程式の係数行列を作り、それを解くことによって透過率が求められている<sup>75)</sup>。これを用いて数値解析を行った。

真空蒸着する材料はスーパーミラーと同様にニッケルとチタンとした。基板は中性子の透過率をよくするために、ポテンシャルの比較的低いアルミニウムとガラスとし、できるだけ薄いものを用いた。ニッケルとチタンの膜厚をパラメータ

として透過率計算を行い、実験上都合のよい2つの条件を選んだ。

試料①：約 4 m/s に単色ピークがあるもの。

層厚 表面から Al 100 Å , Ni 100 Å , Ti 230 Å , Ni 100 Å ,  
Ti 230 Å , Ni 100 Å , Al 17 μm (基板)

試料②：約 5 m/s ~ 7 m/s にピークがあるもの。

層厚 表面から Al 100 Å , Ni 100 Å , Ti 120 Å , Ni 160 Å ,  
Ti 120 Å , Ni 100 Å , ガラス 80 μm (基板)

これらのポテンシャルの形を第3-19図に示す。

### 3. 5. 3 実験の方法と結果

実験配置は中性子タービンの特性測定を行ったときとまったく同じであり、特性測定の際のニッケルフィルターの代わりに前節で述べた2つの試料を順次設置した。つまり超冷中性子検出器の前に設置したサンプルチェンジャーにこの多層膜単色化装置を取り付け、試料の有無によるそれぞれのスペクトルの比を透過率とした。試料①と②に対する測定結果及び計算結果をそれぞれ第3-20図と第3-21図に示す。

それぞれの実験結果と透過率計算結果とを比較すると、計算結果で見られるピーク的位置に実験結果でも小さなピークがある。このことからまだ不十分ではあるが、この多層膜単色化装置により中性子エネルギーの単色化が原理的に作用しており、多層膜による単色化の作動原理を確認することができた。超冷中性子強度が弱いため、測定時間が長時間にわたった。そのために、バックグラウンドが若干変動し、透過率が見かけ上1以上や0以下として現れている。

この装置も他の多くの単色化装置と同様に、多層膜の面に垂直な方向に対してのみ有効な装置である。熱中性子や冷中性子ではビームの発散角が小さいため、単色化作用がこのように1次元であっても実際の中性子速度と目的とした速度との差は無視できるほど小さいが、超冷中性子では利用する角度範囲が大きくなるためその差は無視できないことに注意する必要がある。しかし、多層膜と超冷中性子の干渉現象を測定するような中性子光学の実験等では、多くの場合測定を

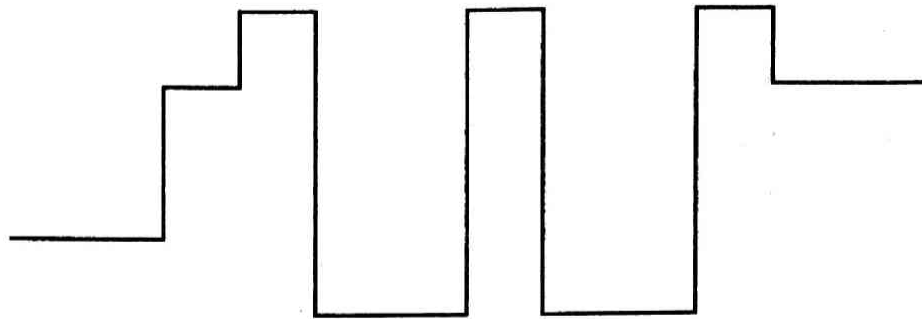


1次元的な原理を利用して行うため、このような装置は有効である。またコリメータにより発散角を制限することで、通常の絶対速度についての単色化装置として用いることもできる。

これらの解析と測定から、実際にこの方法による単色化装置を今後実用化するに際しては、次のような改善を加える必要のあることがわかる。

- ①膜の透過率を上げるため、鏡面度の高い基盤に多層膜を蒸着すること。
- ② 7 m/s 程度以上の速い中性子は、多層膜の構造には関わりなく透過するため、そのような速い中性子をなんらかの方法で除去すること。
- ③膜の特性をより正確に求めるため、測定時間を長くして統計精度を上げること。
- ④単色化する速度ごとに異なる多層膜を用いなければならないため、取り替えを容易にすること。

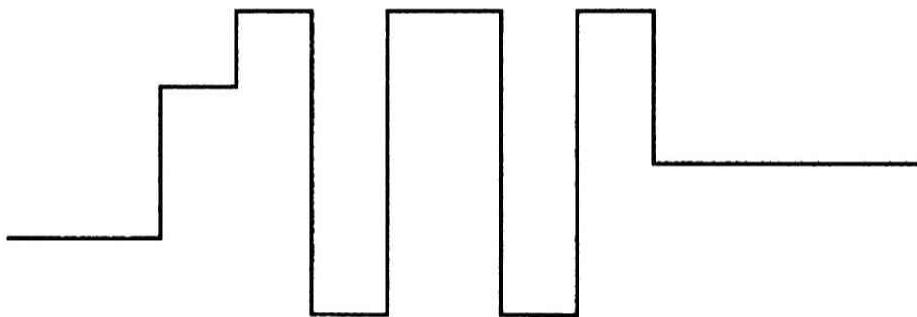
試料① 約 4 m/s に透過率のピークがあるもの



物質： 真空 Al Ni Ti Ni Ti Ni Al 基板

層厚： 100 100 230 100 230 100 Å 17 μm

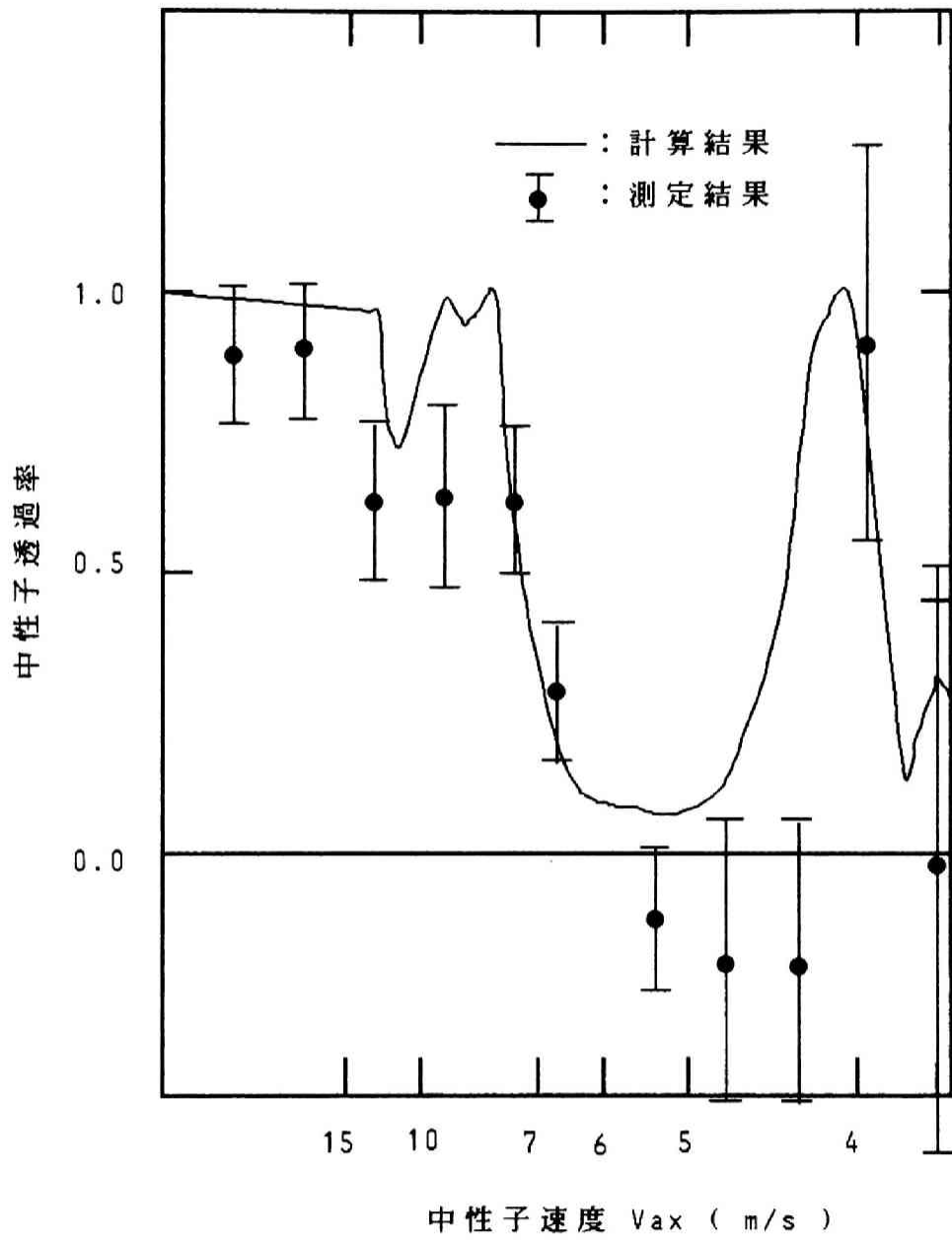
試料② 約 5 m/s ~ 7 m/s に透過率のピークがあるもの



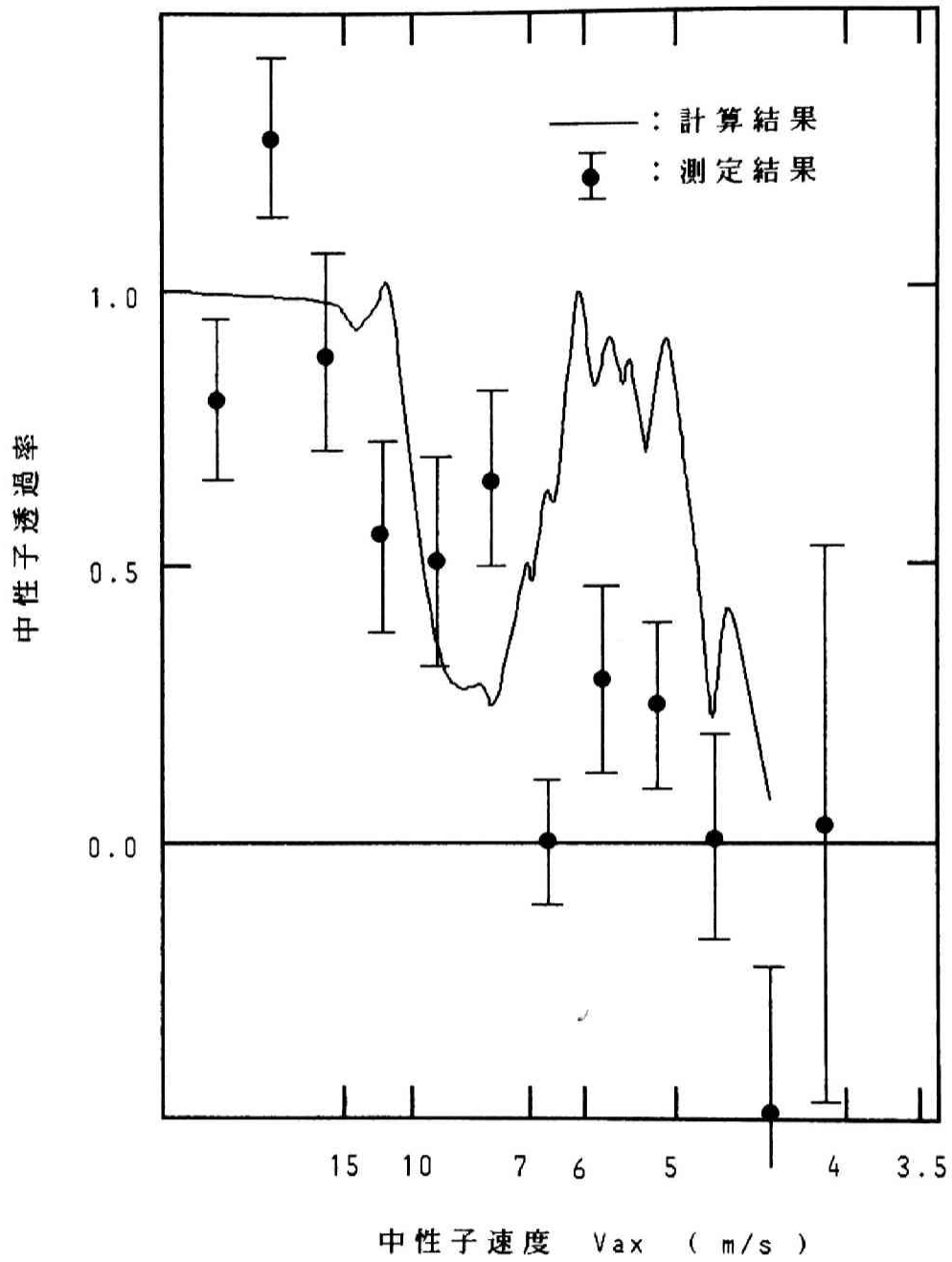
物質： 真空 Al Ni Ti Ni Ti Ni ガラス基板

層厚： 100 100 120 160 120 100 Å 80 μm

第 3 - 1 9 図 超冷中性子単色化装置のポテンシャルの模式図



第 3 - 2 0 図 多層膜の中性子透過率  
 試料①の場合



第 3 - 2 1 図 多層膜の中性子透過率  
 試料②の場合

### 3.6 結言

KURのスーパーミラータービン式超冷中性子発生装置における複雑な中性子減速過程を数値計算によって求め、スーパーミラー中性子タービンの特性解析を行った。その結果、タービンの羽根内における中性子の反射回数と絶対速度の分布との関係及び超冷中性子の発生部における空間分布などが示された。この解析によって以下のようなことが明らかになった。

①発生中性子は、絶対速度約 5 m/s のグループとより速い約 20 m/s 程度のグループからなる。

②前者は反射羽根で3回反射して減速した中性子であり、後者は2回しか反射しなかったものである。

③発生した超冷中性子パルスの幅が設計通りであり、反射羽根間の距離は、現設計で適当である。

④超冷中性子は、反射羽根出口において約 20 cm の広い幅にわたり発生している。

⑤羽根出口における空間分布の解析から、入射極冷中性子導管及び反射羽根の高さをさらに大きくすることによって性能が改善される可能性がある。

⑥解析により、反射羽根の上下からの流出により中性子の損失が起きていることがわかった。それに対する改善策として、反射羽根の上下にニッケル蒸着反射板を取り付けることの有用性が実測により示された。

このように超冷中性子源としてのスーパーミラー中性子タービンの特性解析計算を行い、特性測定結果と比較することにより、この装置の設計がほぼ妥当であったこと及び今後の本格的な装置の設計に必要ないくつかの改良点を示すことができた。

さらにまた発生した超冷中性子を単色化する新しい方法として、多層膜透過法についての数値解析と特性測定を行った。実験結果を計算結果と比較すると、両者において対応する速度の中性子に対して透過率のピークが得られた。このことから、多層膜単色化装置により中性子エネルギーの単色化が実際に行われ得ることを確認し、実用化の可能性を示すことができた。この単色化装置は、中性子速度の多層膜の表面に対して垂直な成分のみを単色化するものであり、例えば多層

膜と超冷中性子の干渉実験のような1次元的な現象についての測定を行う実験に対して有効である。あるいはコリメータで発散角を制限すれば、通常の絶対速度についての単色化装置として用いることもできる。

本研究をもとにして、今後次のような方向への発展が期待できる。

- ① スーパーミラー中性子タービンの特性解析手法を確立することができたため、冷中性子源と組み合わせた本格的な超冷中性子源を、最適な条件で設計、製作することができる。
- ② 多層膜透過を用いた中性子単色化装置の実現に向けて研究を進めることができる。

## 4 落差集束式超冷中性子散乱装置の作動原理と特性解析<sup>76)</sup>

### 4. 1 緒言

低速中性子散乱装置の改良が進むにつれ、中性子散乱実験における測定精度が著しく向上してきた。小さな遷移運動量まで高精度で測定できると、試料内の数十ないし数百 Å 程度の比較的大きな構造がわかる。また小さな遷移エネルギーまで測定できると、試料の動的構造のうちゆっくりとした動きを知ることができるようになる。エネルギー分解能の優れた（高エネルギー分解能）装置としては後方散乱装置（BS）<sup>77)</sup> や中性子スピンエコー分光器（NSE）<sup>78)</sup> が特に優れた性能を示し、そのエネルギー分解能は 200  $\mu\text{eV}$  から 50 neV にも達している。また運動量分解能が優れた（高運動量分解能）装置としては、中性子小角散乱装置（SANS）があり、運動量分解能は  $10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$  程度になっている。これらが開発されることにより、低速中性子散乱で研究される対象範囲が以前より大幅に広がった。低速中性子散乱の研究分野は、当初金属などを研究する固体物理から始まったが、現在では生物学や化学、高分子化学といった分野にまで広がっている。しかしながら、これらの高エネルギー分解能装置は運動量に対しては従来の散乱装置程度の分解能しか持たず、また一方高運動量分解能装置も従来の装置程度のエネルギー分解能しか持っていない。

既に述べたように、超冷中性子は極めて小さなエネルギーと運動量を持っている。それらはエネルギーが約  $10^{-7} \text{ eV}$  程度であり、運動量は約  $10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$  程度である。このため超冷中性子はエネルギーと運動量の両方に対し測定精度を上げるのに有利な特性を持っていることになる。すなわち相対的な分解能としてはあまり高くない場合でも、エネルギーや運動量の絶対値が小さいため、結果として高精度の測定が可能となる。従って超冷中性子散乱装置は、微少な遷移運動量と微少な遷移エネルギーの両方を高精度で測定するのに適している。

現在、唯一の超冷中性子散乱装置が既にミュンヘン工科大学の Steyerl によって製作されている。この装置は重力による効果を利用しているが、中性子の飛程によってそのエネルギーを測定する方式を採用し、そこに飛程集束原理を用いている。飛程集束原理というのは、粒子を放出した際の飛程は放出角が  $45^\circ$  の場合

に最も長くなり、この極値において飛程の集束が起こるといえるものである。この装置は極めて高い測定精度を持っており、遷移エネルギー測定精度は約 17 neV であり、現在の中性子散乱装置では最もよい値を示している。また遷移運動量に対しても  $3 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$  というよい精度を持っている。ただ飛程によってエネルギーを測定するため、利用できる超冷中性子の散乱角範囲は  $45^\circ$  周辺の約  $10^\circ$  幅だけであり、測定できる散乱角が限られたものになっている。

本章では、超冷中性子散乱装置の一つとしてやはり優れた測定精度が注目されている落差集束式超冷中性子散乱装置を取り上げ、その特性について研究した結果について述べる。この装置も重力を利用するものだが、Steyerl のものとは異なり、落差集束原理を応用したものである。この落差集束原理とは中性子が飛行中に落下する距離で中性子エネルギー分析を行うものである。この際にエネルギーごとに各々異なった落差位置に集束させ、中性子の散乱される方向によらず同じエネルギーを持つ中性子が同じ落下距離を持つようにした特殊な形状の中性子鏡を用いる。この落差集束原理は既に提唱されているが、これを実際に応用した落差集束式超冷中性子散乱装置は未だ製作されていない。そこで、本研究ではまず考えられる数種の構造に対して概念設計と数値計算による特性評価を行った。これによって、今後の詳細設計と製作の見通しを立てることにした。

この落差集束式超冷中性子散乱装置は、水平型分析装置と鉛直型分光器に分けられる。水平型分析装置は、単色超冷中性子が試料に入射し、散乱された際の遷移運動量と遷移エネルギーの両方を測定することができる装置である。この装置は、超冷中性子を用いているため、従来の高分解能散乱装置とは異なり、散乱時の微少な遷移運動量及び微少な遷移エネルギーの両方に対して同時に高い測定精度を持ち得る。一方鉛直型分光器は、白色超冷中性子の単色化を行って試料に入射させるとともに、試料における散乱時の遷移エネルギーを測定することができる装置である。これらの落差集束式超冷中性子散乱装置は超冷中性子を用いるため、入射中性子束が微弱であることを考慮し、中性子の利用効率を上げるような工夫を施す。さらに、この装置において最も重要となる中性子反射面の製作は、現在既に確立された技術で十分可能であることを示す。

なお、本章でも前 2 章と同様に、中性子の全反射を取り扱うときには中性子光学的に考え、空間を飛行する場合には中性子を粒子として取り扱う。



## 4. 2 落差集束原理

本章で解析を行う超冷中性子散乱装置は、落差集束原理を応用している<sup>79,80)</sup>。光のように重力と実質上相互作用をしない場合には、完全な回転楕円面の鏡の一つの焦点から放出した放射線は、どの方向へ放出しようとも反射後は必ずもう一方の焦点に集まる。しかし中性子のように重力の影響を受け、これによって落下するものは、一つの焦点から放出しても重力の影響によって他方の焦点のいくらか下の位置に到達する。そして速度が遅くなるほど重力の効果が大きくなり、落下距離が大きくなる。ここで問題となるのは、中性子の放出方向により反射点の高さが異なり、その結果、重力による効果が異なってくることである。すなわち、反射面を完全な単一回転楕円面とすると、最初に放出される方向によって、他方の焦点の下に到達したときの落下距離が異なることになる。特に速度が遅くなり、重力の影響が顕著になるとこの影響が大きくなる。そこである特性速度を決めて、その速度の中性子が反射位置に関わらず集束するように反射面を高さに応じて少しずつ変形させる。上方の反射面で反射する時と下方の反射面のときとで反射する時の重力の効果による反射方向のずれが異なる。この差異は、反射面の変形によって相殺されてほぼ同じ位置まで落下するようになる。さらに特性速度以外の中性子に対してもこの変形は最適条件ではないが、集束させる傾向に効果を及ぼすため、中性子の速度によって落下位置を事実上区別することができる。すなわち、この落差を知ることにより中性子のエネルギー解析が可能となる。これが落差集束原理に基づくエネルギー解析である。

このように落差集束を実現するための反射面は、一定の焦点間距離を持つ回転楕円面をわずかに変形させた面を用い、その上にこの二つの焦点と同一の焦点を持つ回転楕円面の小片を並べたものである。その様子を第4-1図に示す。この小さな鏡を並べる落差集束面は次の式で表される<sup>79,80)</sup>。

$$L_1 L_2^* + L_2^{*2} = A^*$$

ここで

$$L_2^* = \{ (1 - \varepsilon) / (1 - 2\varepsilon) \} L_2$$

$$A^* = (1 - \varepsilon) A$$

$$\varepsilon = g Z_R / v_c^2$$

$L_1, L_2$  : 各焦点から反射点までの距離

$g$  : 重力加速度

$v_c$  : 落差集束面の特性速度

$Z_R$  : 焦点間の中点から反射点までの高さ

$A$  : 回転楕円面の大きさを決める任意定数

この条件下で小さな回転楕円面の反射面を並べると、一方の焦点から放出された同じ速度の中性子は、他の焦点の下でほぼ同じ位置に集束する。その落差集束位置は次の式で表される。

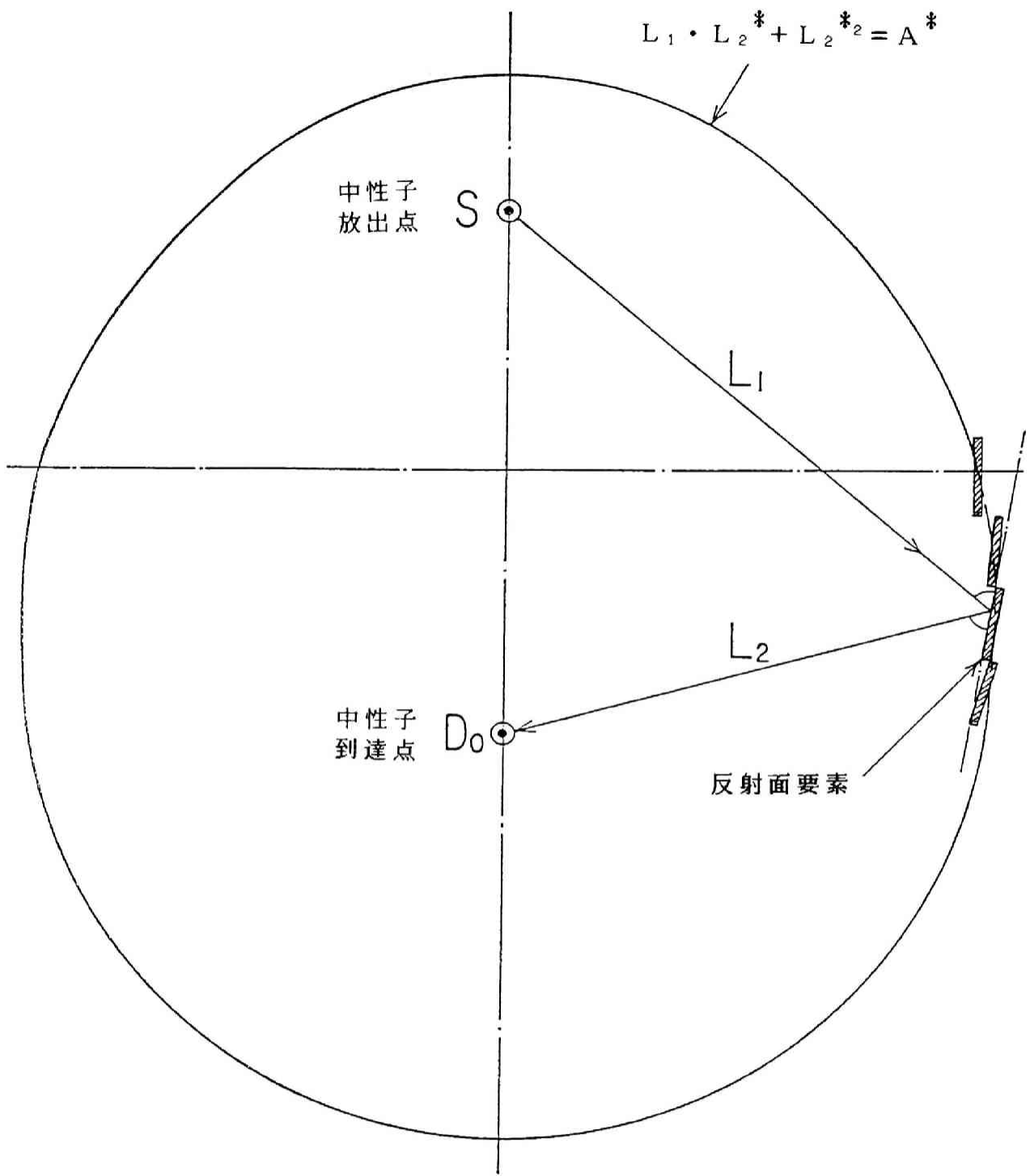
$$Z_f = g A / 2 v^2$$

ここで

$Z_f$  : 集束する側の焦点から落差集束する位置までの距離

$v$  : ここで測定されるべき散乱後の中性子の初期速度

重力は  $1.07 \times 10^{-7}$  eV/m の効果を持つため、例えば 1 m 程度の大きさの装置で重力によるエネルギー分析を行うには  $10^{-7}$  eV 程度のエネルギーを持つ中性子を利用しなければならない。これは速度で言うと 15m/s 以下の中性子ということになる。この速度は、京都大学原子炉実験所で開発されたスーパーミラーの中性子の反射の限界速度であり、これ以下の速度の中性子は、入射角によらず鏡面で反射させることができる。このような高い限界速度を持つスーパーミラーが既に開発されていることから、この値を実用可能な中性子速度の値として以下の解析で用いることにする。



第4-1図 落差集束のための中性子反射面配列の例

#### 4. 3 落差集束式超冷中性子散乱装置の構造に関する検討

落差集束原理を用いた具体的な超冷中性子散乱装置として、焦点を鉛直に配置した鉛直型分光器と水平に配置した水平型分析装置の2つの型の概念設計を行う。

まず、鉛直型分光器の構造を第4-2図に示す。この装置では、上の焦点の位置に試料を置く。入射超冷中性子を供給するための超冷中性子導管を、下の焦点（ $D_1$ の最上端の位置）のさらに下方に設置する。その位置は特性速度の中性子が試料から放出された時の落差集束位置とする。こうすると、超冷中性子導管から出てくる種々のエネルギーを持つ中性子のうち、特性速度のエネルギーに上の焦点からこの導管位置までの重力ポテンシャル分を加えたエネルギーを持つ中性子だけが上の焦点に集まる。それより速い中性子は、上の焦点よりもさらに上方に到達する。またそれより遅い中性子は、上の焦点の位置よりも下の位置に来る。従って、上の焦点に試料を置き、その周辺に中性子吸収体を配置することにより、ある特性速度の中性子のみを試料にあてることが可能な高分解能中性子単色化装置が構成される。

試料で散乱された中性子は、再び同じ反射面で反射されて下の焦点の下方で落差集束を起こす。その位置はそこに設置した位置感応型検出器で検出され、その位置によってエネルギーが求められる。試料で弾性散乱された中性子の場合、落差集束によって集まる位置が、入射してきた中性子導管の位置であるため、そこに位置感応型検出器を設置することはできない。従って、弾性散乱された中性子を測定するために、鏡の一部に焦点間距離を変えた部分を作る。その面の上方の焦点を試料の位置としておくと、試料で弾性散乱し、この反射面Aで反射された中性子はこの面の焦点位置（ $D_2$ の最上端の位置）の下に設置した別の位置感応型検出器で検出される。

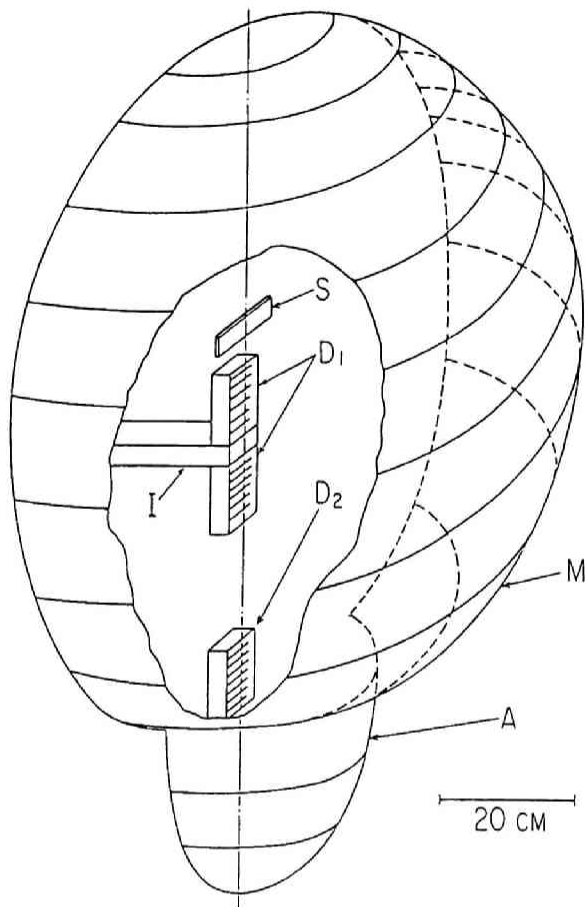
この鉛直型分光器は、散乱された同一速度の中性子を散乱角にかかわらずすべて一個所に集めて測定するため、散乱時の遷移運動量については測定できない。しかし 15m/s 以上の速度の中性子は反射されないため、中性子の運動量の上限が決定でき、その値は通常の低速中性子散乱装置で測定される遷移運動量に比べて極めて小さい。従ってこの分光器はこの程度の遷移運動量をすべて  $Q=0$  と見なすような測定に有用である。この装置は、同じ反射面を単色化装置とエネルギー分

析装置に用いる。このため両方に対し殆ど同じ分解能が得られるという測定上望ましい条件が得られる。しかし試料で前方散乱した中性子と透過した中性子の区別がつかないため、利用できるのは後方に散乱した中性子に限られる。すなわち、利用可能な立体角は $2\pi$ 以下となる。しかしこれでも従来の散乱実験装置と比べると十分大きな値である。

次に、水平型分析装置の構造図を第4-3図に示す。これはエネルギーと運動量の両方に対して、同時に高い測定精度を示す分析装置である。例示したものは、この反射面は大きく3つに分かれており、各々が異なる焦点間距離を持つ落差集束用中性子反射面から成っている。一方の焦点はサンプル位置 S で一致している。他方の焦点は鏡 M1, M2, M3 に対してそれぞれ F1', F2', F3' 位置となっている。散乱実験で必要となる単色化された入射超冷中性子は、下方から中性子導管 I によって導かれる。このとき重力によって減速されるため、中性子利用上有利な配置となる。鉛直方向に上がってきた中性子の方向を変えるため鏡 R が設けられ、ここで水平方向に反射されて試料 S で散乱を起こす。散乱せずに透過した中性子は、ビームキャッチャー Cap で吸収され、バックグラウンドになるのを防ぐ。試料で散乱された中性子は、散乱方向によって反射面 M1, M2, M3 の何れかで反射され、各々の焦点の下で、落差集束を起こす。散乱方向によって中性子が集束する焦点が異なるため、焦点の下に設置した2次元位置検出器 D のどの部分で検出されたかにより、散乱角の範囲がわかる。さらに落差集束を起こしているため、鉛直方向位置によってエネルギーが求められる。このようにして、散乱時の中性子の遷移運動量と遷移エネルギーの両方を同時に高い精度で知ることができる。図に示された B は、中央に仕切り板状に配置された中性子吸収体の薄板である。これがないと、散乱された中性子のうち検出器位置に来なかったものが、中性子ボトルの中に捕えられたように、装置の中で反射を続け、測定バックグラウンドとなる可能性があるためである。この仕切り板をつけると、一度鏡で反射したものは、検出器に入らない限り必ずこの吸収板に当たり、吸収される。ここで用いた位置感応型検出器は2次元検出器であり、水平方向には約 20 mm, 鉛直方向には約 2 mm の分解能を持てばよいことが、次の節の計算で示される。

先に述べた鉛直型分光器の反射面は回転対称になっているのに対し、この水

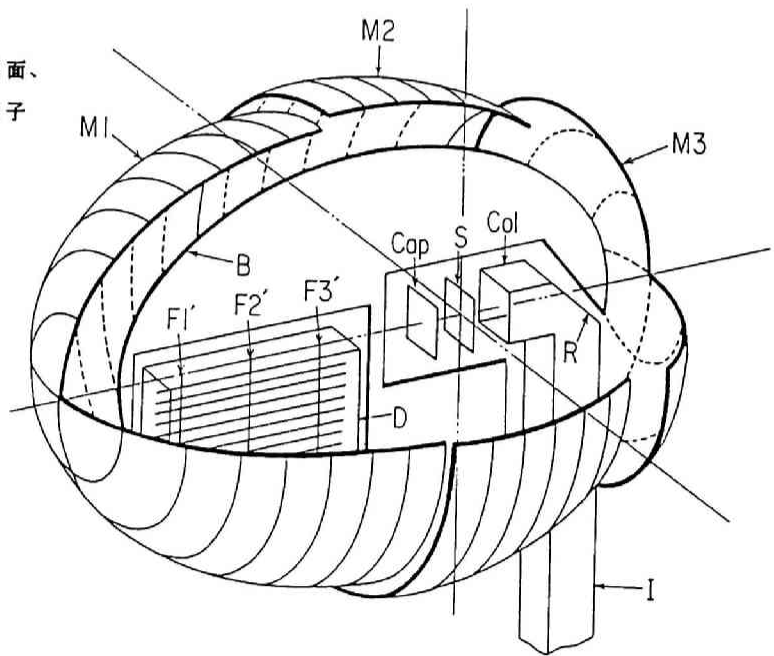
平型分析装置の反射面は、水平方向にも鉛直方向にも歪んでおり、複雑な形をしている。またこの水平型分析装置を用いるには、この分析装置と同じ程度の分解能を持つ単色化装置が必要である。そのようなものとしては先に述べた鉛直型の落差集束面の鏡を単色化装置として用いることが考えられる。



M ; 非弾性散乱分析用中性子反射面、  
 A ; 弾性散乱分析用中性子反射面、  
 S ; 試料、 I ; 超冷中性子供給用導管、  
 D<sub>1</sub>、 D<sub>2</sub> ; 位置感応型超冷中性子検出器、

第 4 - 2 図  
 鉛直型落差集束  
 重力分光器の構造図

M<sub>1</sub>、 M<sub>2</sub>、 M<sub>3</sub> ; 落差集束用中性子反射面、  
 F<sub>1</sub>'、 F<sub>2</sub>'、 F<sub>3</sub>' ; 落差集束用中性子  
 反射面の各々に対する第 2 焦点、  
 D ; 位置感応型超冷中性子検出器、  
 B ; 中性子吸収板、  
 S ; 試料 (反射面の第 1 焦点の位置)、  
 I ; 超冷中性子供給用導管、  
 R ; 超冷中性子反射板  
 C o l ; 超冷中性子コリメータ、  
 C a p ; ビームキャッチャー



第 4 - 3 図  
 水平型落差集束  
 重力分析装置の  
 構造図

## 4. 4 水平型分析装置に関する数値計算

### 4. 4. 1 特性解析の方法

落差集束面は、中性子の散乱方向による重力の影響の差を相殺するために回転楕円面から変形している。またその面上に配置する反射面要素は、落差集束面の二つの焦点を焦点とする正確な回転楕円面の一部となっている。つまり実際の反射面とそれを包絡する落差集束面とは反射点において異なる傾きを持っている。各反射面要素は、焦点は同じでも焦点からの距離が異なるため、隣あった要素はつながっていない。従って、ここではこの落差集束面により達成し得るエネルギー分析性能を調べるため、微少な寸法の鏡が落差集束面の上に並んでいると仮定して計算を行った。

本解析では落差集束面の特性速度として 5 m/s を選択した。この特性速度は、遅いほど重力の影響が大きく現れるため分析精度上は遅いことが望ましいが、一方余り遅くなると中性子は中性子検出器の窓の実効的核散乱ポテンシャルを越えられなくなり、検出できなくなる。通常の超冷中性子検出器の窓はアルミニウムを用いており、この全反射臨界速度は 3.2 m/s である。従って中性子の速度がこの速度に近くなり、4 m/s 程度にまでなると入射角によってはアルミニウムの窓で反射される中性子が多くなって来る。一方、この装置における中性子速度の検出上限は、散乱装置の中性子反射鏡の反射限界から決まる。一般に反射限界速度の高い鏡が望ましく、この目的で開発されたものにスーパーミラーがある。現在、高い性能を持つものが京大原子炉実験所で開発されており、その反射限界速度は約 15 m/s であるため、これを本解析における検出上限とした。

具体的な解析計算の方法を次に述べる。

1) 試料位置から  $4\pi$  方向に中性子を放出し、重力場の中で自然落下させる。鉛直方向に  $z$  軸をとり、2焦点を結ぶ方向に  $y$  軸、それらに垂直に  $x$  軸をとる 3次元直交座標において、時刻  $t$  での中性子の座標は次の式にしたがう。

$$\begin{aligned}x &= x_0 + v_{x0} t \\y &= y_0 + v_{y0} t \\z &= z_0 + v_{z0} t - g t^2 / 2\end{aligned}$$



ここで

$(x, y, z)$  : 時間  $t$  における存在位置

$(x_0, y_0, z_0)$  : サンプル位置

$(v_{x0}, v_{y0}, v_{z0})$  : 初期速度

計算は時間を順次追うタイムステップ法によって進めた。この理由は落差集束面の方程式が正しい解のみでなく、そのなほ外側に虚の解を持つことがあり、中性子の反射点を解析的に求めると誤った解を得る可能性があるためである。

2) タイムステップ法により中性子の軌道を追ってゆき、それが  $L_1 L_2^* + L_2^{*2} = A^*$  で表される落差集束面と交差する時間については、さらに内挿して取れんさせることにより交点を正確に求められるようにした。

3) 反射点における鏡の傾きを、その反射点の位置と二つの焦点から求める。その反射面の法線ベクトルは回転楕円面の性質から次のとおりとなる。

$$\left[ \frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}}, \frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha^2}} \cdot \frac{y}{\sqrt{y^2+z^2}}, \frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha^2}} \cdot \frac{z}{\sqrt{y^2+z^2}} \right]$$

ここで

$$\alpha = \frac{a^2}{b^2} \cdot \frac{y}{x}$$

$a$  : 回転楕円面の長半径

$b$  : 回転楕円面の短半径

4) 鏡によって反射された後の中性子の速度は、入射速度及び反射位置での鏡の傾きから決まり、次のようになる。

$$\mathbf{v}_r = \mathbf{v}_i - 2(\mathbf{v}_i \cdot \mathbf{e}) \cdot \mathbf{e}$$

$\mathbf{v}_r$  : 反射後の速度

$\mathbf{v}_i$  : 鏡への入射速度

$\mathbf{e}$  : 反射面の法線ベクトル

5) 反射点における条件を初期値として再び中性子の軌道を追い、中性子検出

器位置での中性子到達点を求める。

#### 4. 4. 2 解析計算の結果

解析計算において、中性子鏡は試料における中性子放出角の極角について3等分されている。また中性子鏡の短半径はすべて 500 mm だが、焦点間距離はそれぞれ 50, 70, 90 mm とした。計算条件としては、まず中性子速度が 4, 5, 6, 7, 10, 13 m/s に対して計算を行い、放出角の角度メッシュは  $100 \times 100$ 、すなわち極角に対しては  $\pi/50$  rad、方位角に対しては  $\pi/100$  rad ステップとした。検出器における位置の測定精度は  $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$  とし、結果を2次元的に表した。試料の大きさとしては、点源と線源について解析した。

これらの計算結果を第4-4図から第4-7図に示す。これらの図において分布の高さは、種々の速度の中性子が試料から等方的に放出されたときの2次元検出器に到達した中性子数を表す。ここで水平軸は、この分析装置の焦点及び試料を結ぶ線であり、鉛直方向は落差を示している。F 1' ~ F 3' は第4-3図に示したように、3分割された反射面に対応した第二焦点の位置である。そしてこの焦点は中性子放出角の極角としてそれぞれ  $0 \sim \pi/3$ ,  $\pi/3 \sim 2\pi/3$ ,  $2\pi/3 \sim \pi$  の範囲を受け持つ鏡に対応している。

第4-4図に、試料が点状源の場合の計算結果を示した。この図より散乱方向が  $0 \sim \pi/3$  及び  $2\pi/3 \sim \pi$  方向に対して 5 m/s の中性子は高さにして 4 mm の広がりがあるため、エネルギー測定精度としては約 5.2 neV となることがわかる。同様に散乱方向が  $2\pi/3 \sim \pi$  方向では高さが 8 mm であり、これに伴いエネルギー測定精度は約 11 neV となった。またこの図より明らかなように、約 5 m/s 以上の中性子速度に対し、各焦点の下に落差集束した中性子は散乱角の違い及び 1 m/s の速度の違いをそれぞれよく分離している。従って、このように3等分することは、この速度領域の中性子において運動量分離が可能な分割であることがわかる。このときの遷移運動量測定精度は約  $7.9 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$  である。この遷移運動量の測定精度は、焦点間距離を広げ、かつ反射面の分割数を多くすることによってさらに改善され得る。

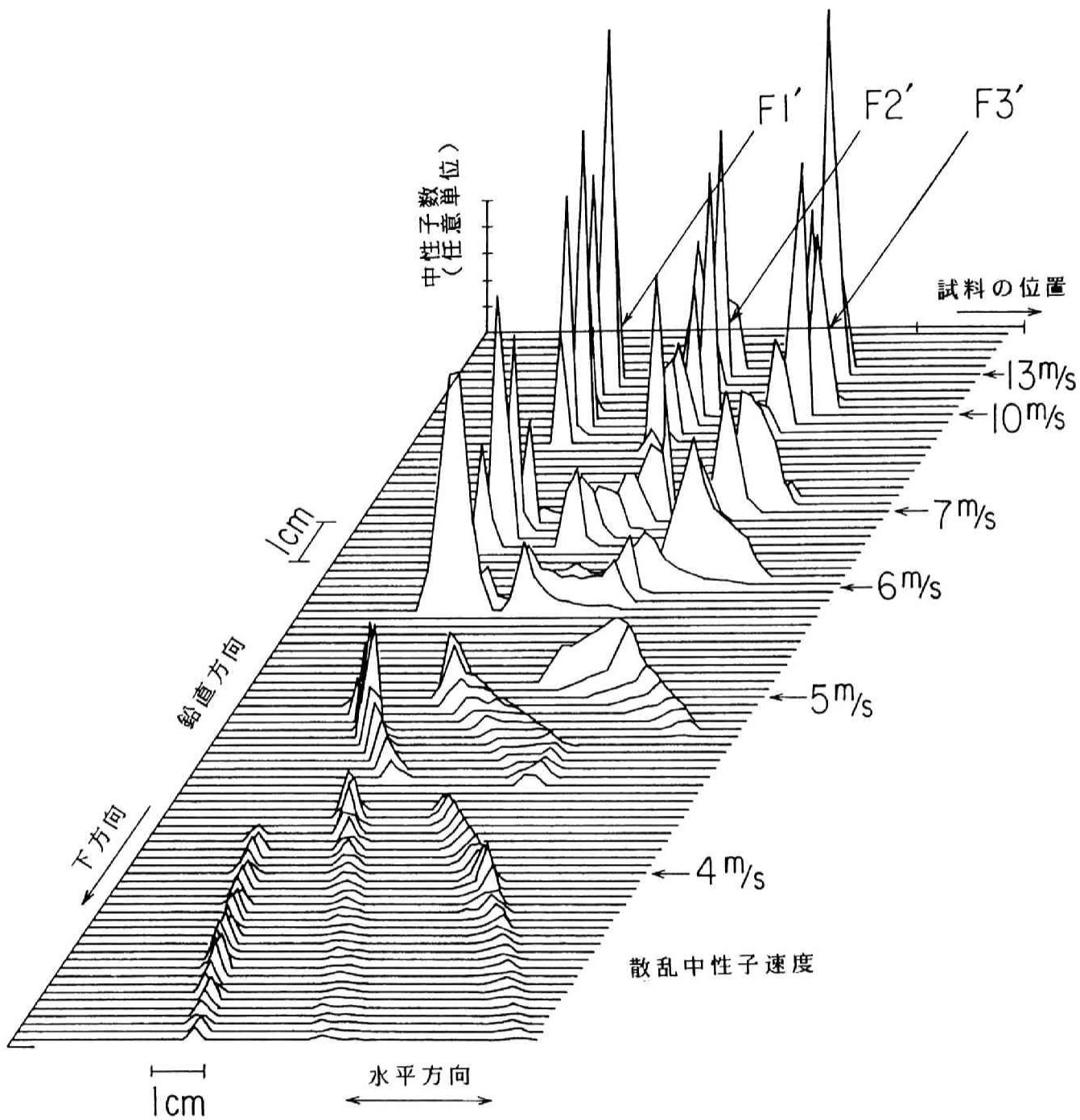
次に試料の形状が測定精度に与える効果を第4-5図から第4-7図に示した。第4-5図には試料が焦点とその試料を結ぶ線に垂直な水平線上に乗った幅 10 mm の線状源の場合の結果を示した。ここでも散乱角度ごとのグループはよく分離されてはいるが、中性子の分布のピーク値は小さくなっている。この方向に試料の長さが伸びた場合には、水平、鉛直の両方向に対して検出位置の集束が少しずつ悪くなる傾向を示している。

第4-6図に、試料が鉛直方向に伸びた高さ 10 mm の線状源の場合を示した。この場合鉛直方向にはほぼ試料の大きさだけ位置分解能が悪くなっているが、運動量測定精度はほとんど影響されていない。鉛直方向に 20 mm 伸びた試料の場合の計算では、そのエネルギー測定精度は約 27 neV となった。

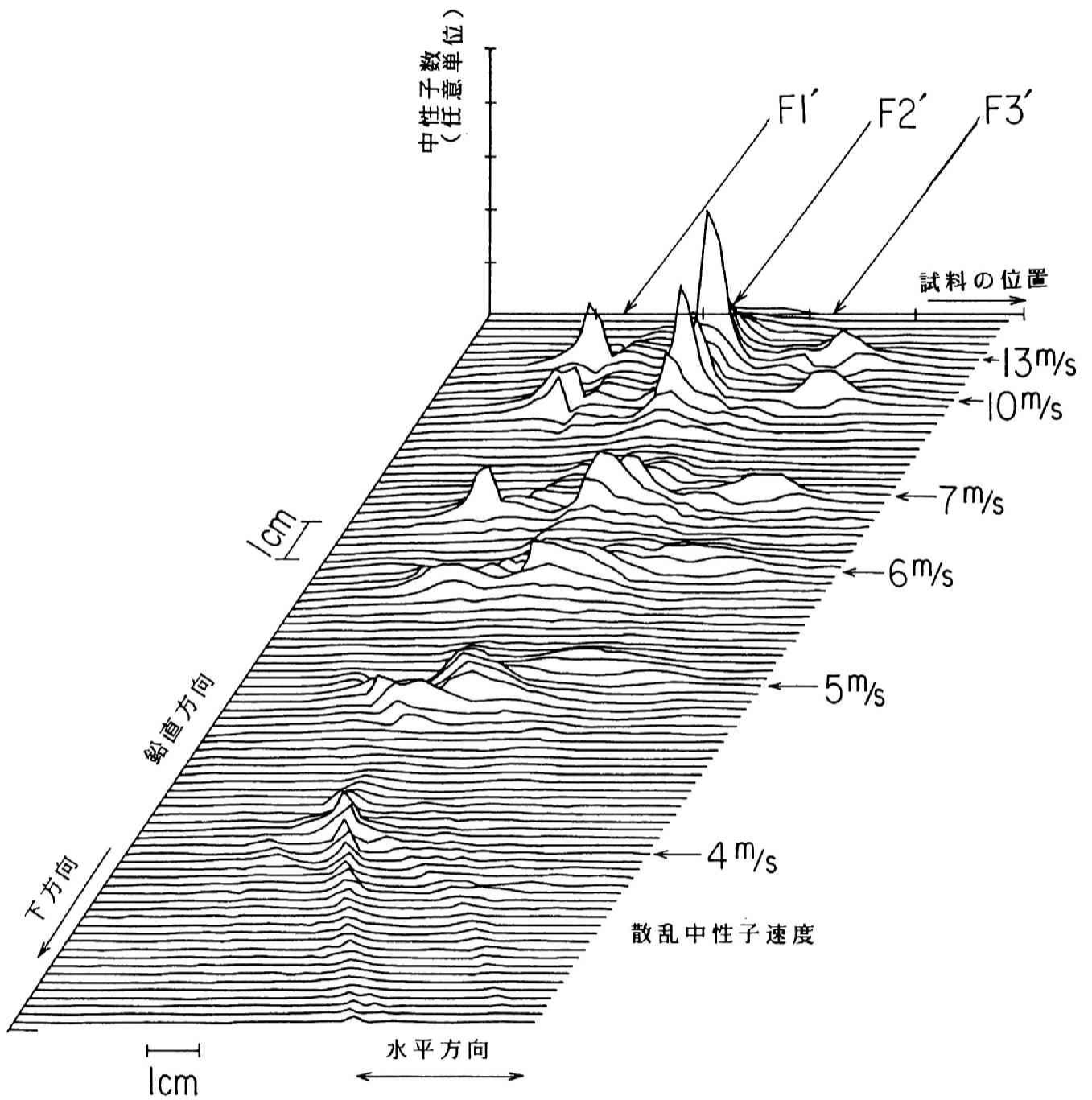
第4-7図に、試料が、焦点間を結ぶ方向に長さ 10 mm に伸びた場合の影響を示した。この時中性子検出位置の水平方向に影響が出ているが、鉛直方向にはほとんど影響は出ていない。

また、第4-4図等の各々のピークの形状には微小な構造がみられることが多い。反射面の特性からは本質的にこのような微小構造が現れることは考えられないので、計算におけるメッシュ数や有効桁数などの影響であろうと思われる。

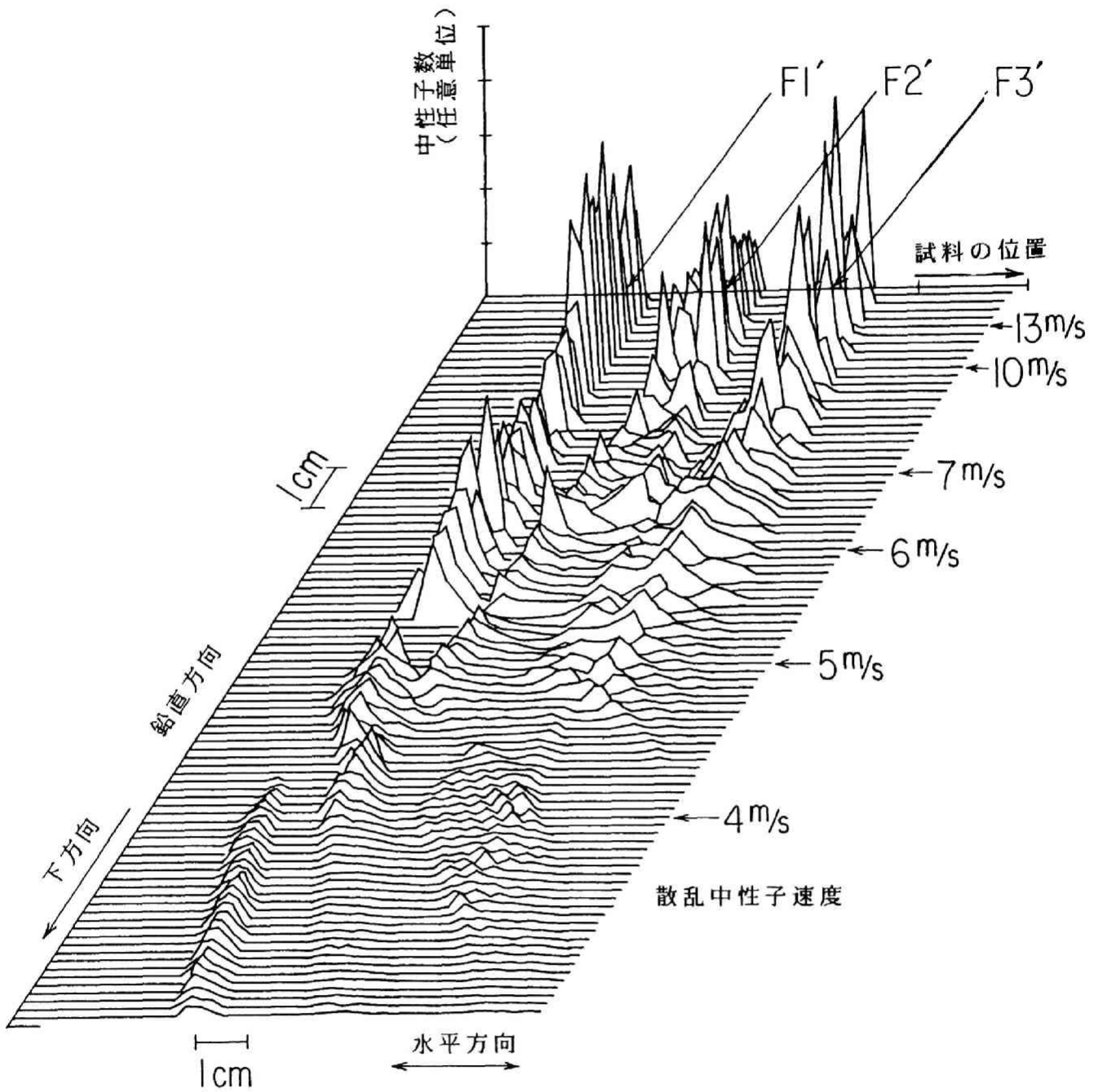
以上で試料の形状が測定精度に及ぼす影響を述べた。結果的にはこのように試料の形状は測定精度にかなり複雑な影響を及ぼす。従って、この装置を十分に活用するためには、まず最初に中性子検出位置に及ぼす散乱中性子のエネルギーや試料形状の影響についての特性を十分正確に測定しておき、試料についての実験結果のデコンボリューションを行う必要があると考えられる。



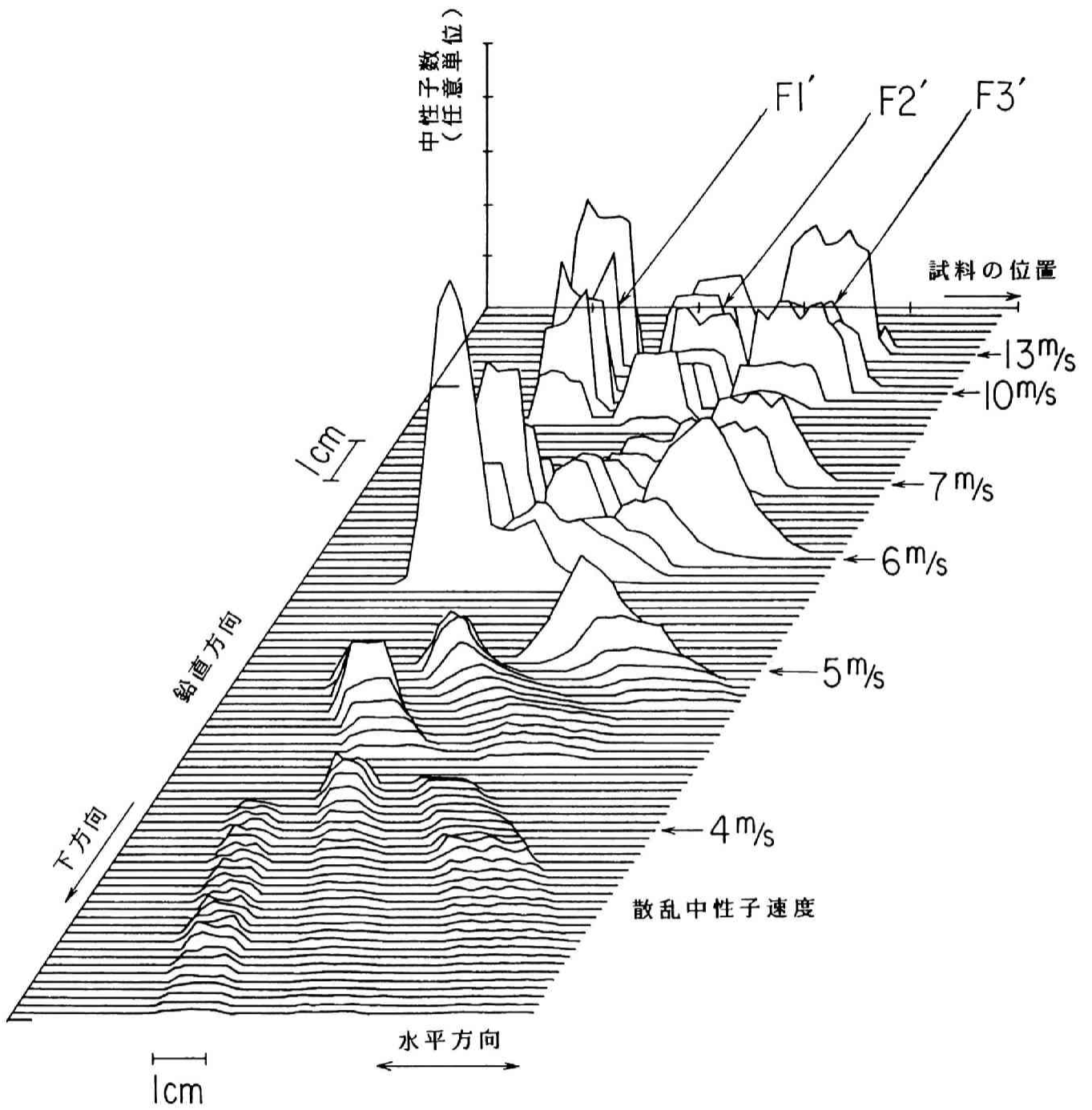
第4-4図 水平型落差集束分析装置における検出中性子の分布(1)  
 (試料位置に点状源を置いた場合)



第4-5図 水平型落差集束分析装置における検出中性子の分布(2)  
 (試料位置に幅1cmの線状源を置いた場合)



第4-6図 水平型落差集束分析装置における検出中性子の分布(3)  
 (試料位置に高さ1 cmの線状源を置いた場合)



第4-7図 水平型落差集束分析装置における検出中性子の分布(4)  
 (試料位置に長さ1cmの線状源を置いた場合)

#### 4. 4. 3 性能向上に関する検討

前節で水平型分析装置の性能に対する数値解析計算の結果を示した。ここでは、さらにその性能を向上させる可能性を探るために、

- (1) 中性子の反射位置と検出位置の相関
- (2) 分析装置のスケール効果
- (3) 中性子を鉛直に入射した場合の特性

について解析を行った。

##### (1) 反射位置と検出位置の相関

中性子放出方向に応じて反射位置が変わるため、この反射位置と中性子検出位置の相関を調べた。その結果を第4-8図に示す。これは試料を点状とした上で、各速度の中性子に対し放出方向の代表点ごとにどの位置で検出されるかを示したものである。反射面が放出角の極角に対し3等分されているため、この計算では各々の面に対し鏡の幅の中心方向と鏡の両端から各々10%内側との計3点、すなわち3本×3群の総計9種類の放出方向をとっている。上方から下方までの角度 $\pi$ に対し偏角としては合計9点を取り、図上ではこのように極角が共通で偏角が異なる9点を1つの記号で表した。図示した計算結果では、この9点の偏角について、反射点が上から下へ変わると検出位置は右から左へ一列に並ぶ結果となった。

図中で点の密度の高い所が、検出中性子数の多い位置であり、前節の検出数を示すグラフの形と対応している。最も特徴的なことは、この反射面の特性速度である5 m/sを境として、図中に描いた点の並び方が、速い中性子に対しては右上がり、遅い中性子に対しては右下がりとなり反対になっていることである。つまり速い中性子は上方の反射面で反射されたものが上方で検出されるのに対し、遅い中性子は上方の反射面で反射されるほど下方で検出される傾向を持つ。

集束性能をさらに改善するために、反射面の方向を微調整することが考えられるが、上述のように反転する特性を持つため、鉛直方向の偏角に対しては中性子の集束を一様に改善させることは不可能である。すなわち、特性波長より速い中性子の収束をよくするために上方の鏡をより下方にむけると遅い中性子の集束が



一層悪くなる。また逆に遅い中性子を集束させる方向に鏡を傾けると、速い中性子の集束が一層悪化する。従って、特性波長を境にしてどちらか一方のみについて集束をよくし、測定精度を上げることは比較的容易であるが、全速度範囲にわたって集束をよくすることは困難である。しかし、水平方向の極角に対しては全速度範囲にわたり、一様な傾向を持つため、微調整によって集束を高めることは可能であると考えられる。

従って、例えば特性速度よりも速い中性子のみに限って考え、鏡の方向を微調整することによってエネルギーと運動量の両方に対して測定精度をさらに上げることが考えられる。

## (2) スケール効果

原理的には、試料から反射面までの距離を大きくすると、重力による効果が大きくなり、測定精度が上がる方向に向かう。半径が2倍になった場合と5倍になった場合の放出方向-検出位置相関図をそれぞれ第4-9図と第4-10図に示す。半径が大きくなるにしたがって、速い中性子の測定位置が速度ごとによく分離することがわかる。しかし落下距離の変化は遅い中性子の方が大きいため、遅い中性子は検出器位置よりもさらに下まで落下し、検出できなくなる。従って、反射面の半径が大きくなるということは、着目する速度領域が変わることに対応する。測定範囲の上限は反射鏡に用いる予定のスーパーミラーの限界速度で決まるため、下限を犠牲にし、測定可能範囲を狭めることによって、速い中性子領域のエネルギー測定精度をより改善することになる。

このように装置の目的を限定すれば、反射面半径を大きくする方が有利な場合もあるが、できるだけ広い測定範囲を確保しながら高精度を保つためには、第4-8図で示したような直径が約1 m程度の大きさが適当である。

## (3) 中性子を鉛直入射した場合の特性

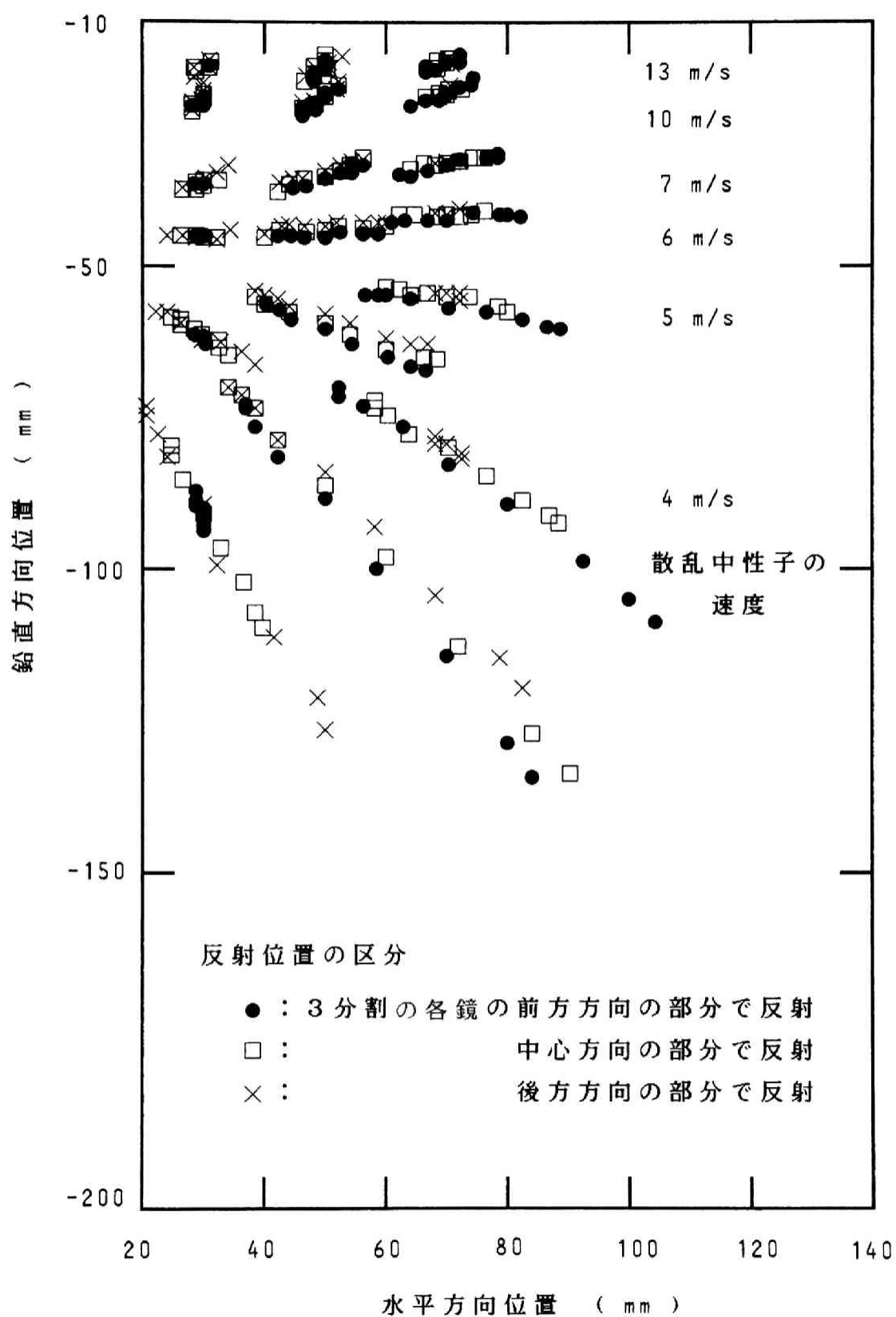
ここで取り扱った装置では、中性子の入射を水平方向とし、焦点を結ぶ線を極座標軸とした。そのため遷移運動量の解析を行うには、反射面をいくつかに分割し、それぞれの焦点間距離を変える必要があった。しかし第4-8図からわかるように、同一の反射面でも反射位置が異なると中性子検出器での検出位置が異な

ってくる。これは反射高さが異なると、反射までの重力の効果に差ができるためである。そこで、反射面の分割を行わずに検出器位置から散乱角を知ることの可能性を調べるため、鉛直方向から試料に中性子を入射させた場合の計算を行い、その測定精度を検討した。

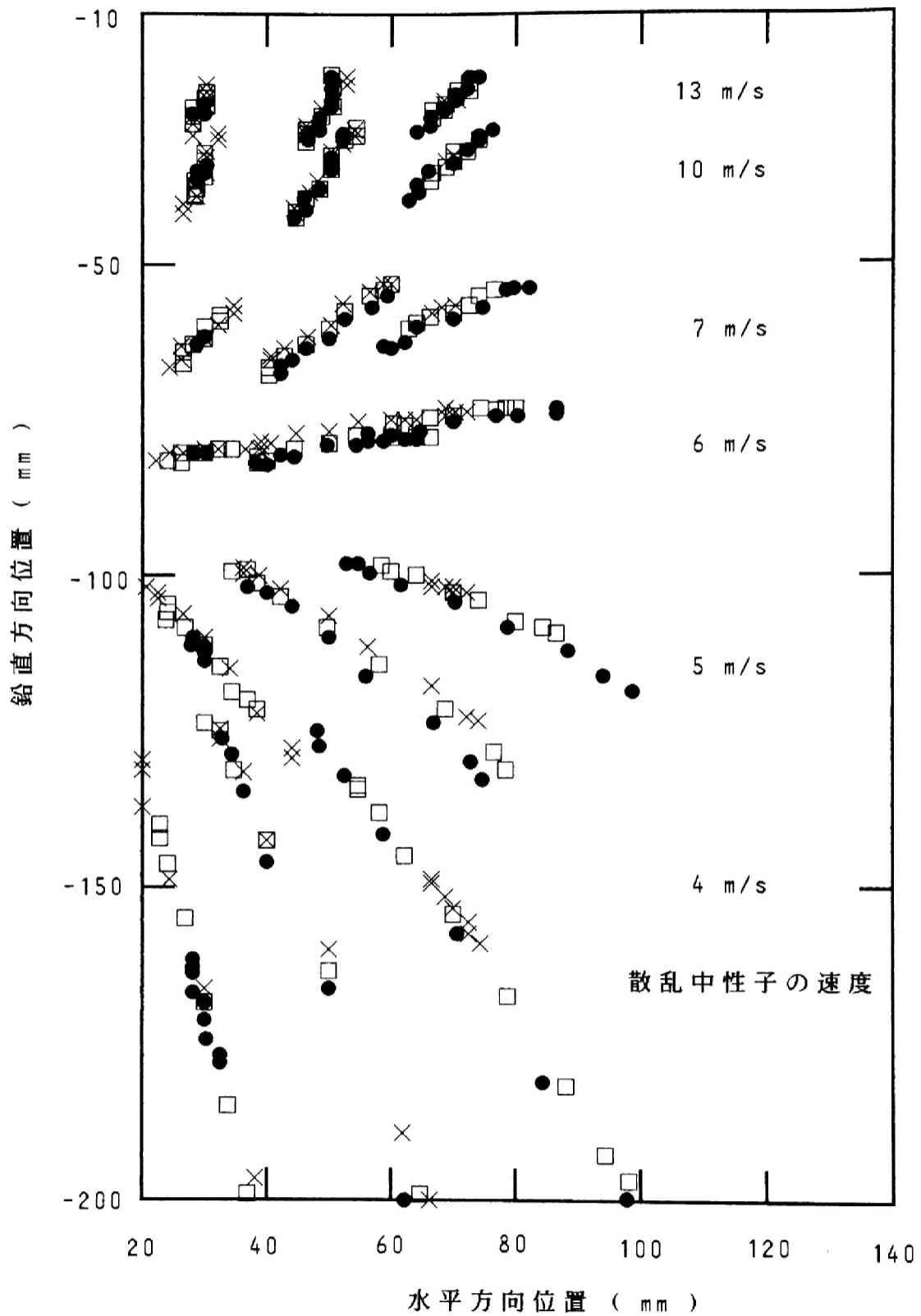
第4-11図に試料の下方から中性子を入射した場合の散乱角と検出位置の相関を示した。散乱角を3等分した水平入射と比較するために直上方向を極角  $0^\circ$  とし、 $\pi/6$  (上方)、 $\pi/2$  (水平) 及び  $5\pi/6$  (下方) の3つの角度に散乱された場合の位置を示した。また参考のため  $\pi/3$  及び  $2\pi/3$  方向に放出されたものも3等分した領域の境界として図中に示した。

図からわかるように、上方に散乱された中性子ほど試料から遠方で検出される傾向を持つため、この方法でも遷移運動量の解析が可能である。しかし先に示したように、3等分した水平方向入射と同程度以上の分解能を持つためには、放出された3方向が分離して検出されなければならない。中性子検出器の位置分解能を2 mm と仮定すると、この3点が分離されるためには速度が7 m/s 程度以下のものとなり、それより速い中性子は近くに集中して分離することが困難になる。水平入射方式では速い中性子ほど分離がよくなるのに対し、この方式では遅いものほど高精度で測定することが容易になる。従って、速度約6 m/s ~ 15 m/s の速度範囲における超冷中性子非弾性散乱実験には第4-8図のような3分割型水平入射式分析装置が有利であり、一方速度約4 m/s ~ 7 m/s の範囲における超冷中性子準弾性散乱実験には第4-11図のような非分割型鉛直入射式分析装置が有利であると結論できる。

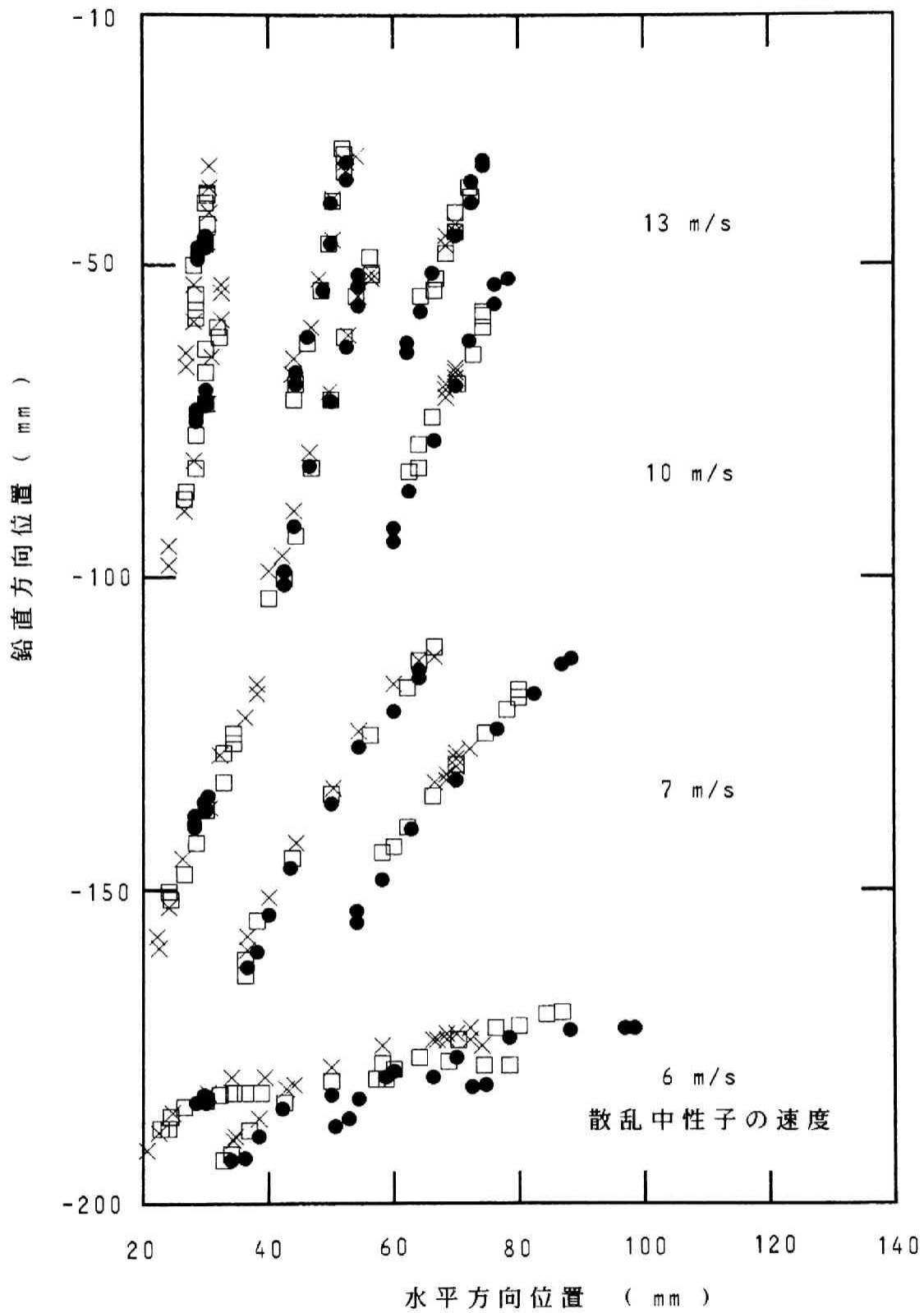
以上の結果からして、鉛直方向からの中性子入射方式は、反射面を分割する必要がないという利点があり、速度が7 m/s 程度以下の中性子に対しては分解能が上がり有利であるが、エネルギー測定の上限である13 m/s 程度になるとほとんど遷移運動量の測定ができなくなることがわかった。



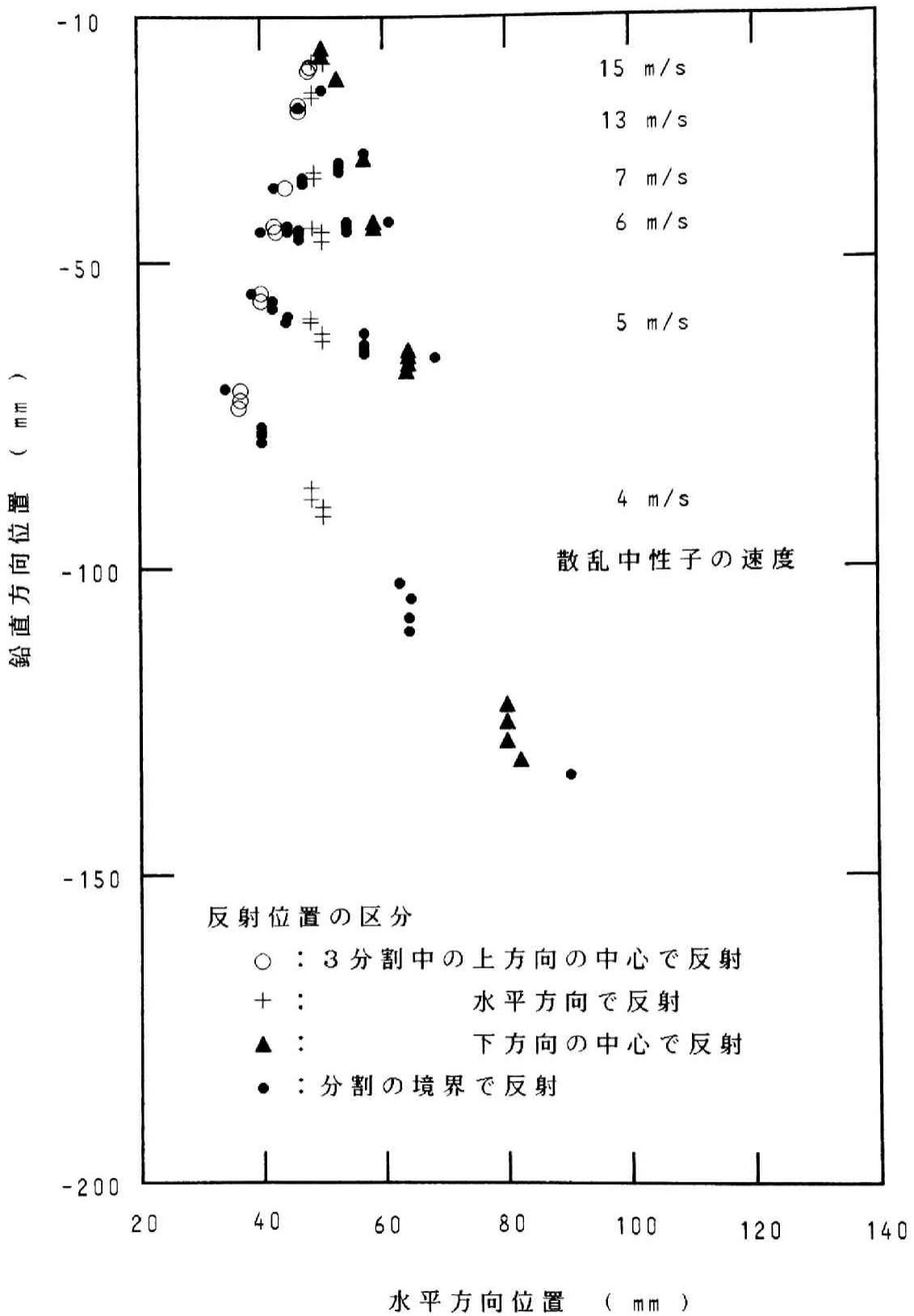
第4-8図 中性子の散乱方向と検出位置との相関(1)



第 4 - 9 図 中性子の散乱方向と検出位置との相関 ( 2 )  
( 分析装置 : 2 倍 スケール )



第 4 - 1 0 図 中性子の散乱方向と検出位置との相関 ( 3 )  
 ( 分析装置 : 5 倍 スケール )



第4-11図 中性子の散乱方向と検出位置との相関(4)  
(試料下方から鉛直上方に中性子を入射した場合)

## 4.5 鉛直型分光器に関する数値計算

### 4.5.1 特性解析の方法

構造に関する検討で述べたように、鉛直型分光器の反射面は、軸対称になっている。従って、ここで行う解析では、鉛直平面上での2次元計算とし、鉛直方向にz軸、これに垂直にx軸をとる。下部に取り付けることになっている弾性散乱用の反射面も同様の解析が可能であり、非弾性散乱用と同程度の分解能が得られると考えられるので、ここでは計算を省略する。反射面としては非弾性散乱用の主反射面が立体角で $2\pi$ をおおっていると仮定して計算を行った。鉛直型の反射面でも反射面の傾きは落差集束面の傾きと一致していないため、微小な鏡が反射面をおおっていると仮定して計算した。落差集束の特性速度は水平型分析装置についての計算条件と同じく5 m/sとした。また計算方法、計算条件は水平型とほぼ同様である。

具体的な解析計算の方法を次に述べる。

1) 単色化装置として計算する時は、下方の焦点から $\{gA/(2v^2)\}$ だけ下がった位置に設定した超冷中性子供給用導管から中性子が放出される。またエネルギー分析装置として解析する時は、上の焦点位置に試料を設置するため、ここから中性子が放出されるとする。

2) 計算は、水平型と同様に重力場における自然落下をタイムステップ法により追跡した。このときの中性子の軌跡は次の通りである。

$$\begin{aligned}x &= v_x t \\z &= z_0 + v_z t - g t^2 / 2\end{aligned}$$

また反射面は次の式で得られる面上に微小な回轉楕円面の小片が並んでいるとした。

$$L_1 L_2^* + L_2^{*2} = A^*$$

3) 中性子の軌跡と反射面との交点をタイムステップ法で求めた後、交点を求める計算を取れんさせることで正確な反射位置を求めた。

4) 反射点での微小反射面の傾きを、反射点位置及び二つの焦点位置から求め

る。

5) 放出から反射点まで飛行するのにかかった時間から、中性子が反射面に入射する方向を重力の効果も含めて正確に求める。

6) 反射位置での反射面の法線ベクトルは回転楕円面の性質から次の式により、求められる。

$$\mathbf{e} = \left[ \frac{1}{\sqrt{1+\alpha}}, \frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha}} \right]$$

ここで

$$\alpha = \frac{a^2}{b^2} \cdot \frac{z}{x}$$

a : 回転楕円面の長半径

b : 回転楕円面の短半径

7) 反射後の速度を次の式から求める。

$$\mathbf{v}_r = \mathbf{v}_i - 2(\mathbf{v}_i \cdot \mathbf{e}) \mathbf{e}$$

$\mathbf{v}_r$  : 反射後の速度

$\mathbf{v}_i$  : 鏡への入射速度

$\mathbf{e}$  : 反射面の法線ベクトル

8) 鏡の表面荒さを考慮する。

中性子波長に比べてマクロな鏡表面の荒さを評価するために、鏡の表面で反射するときの反射角を完全な鏡面反射の方向からずらしてみた。ここでは、まず完全な鏡面反射による速度を計算し、その後次の式で表される回転を与えた。

$$v_{Rx}' = v_{Rx} \cos \phi_R - v_{Rz} \sin \phi_R$$

$$v_{Rz}' = v_{Rx} \sin \phi_R + v_{Rz} \cos \phi_R$$

ここで

$(v_{Rx}, v_{Rz})$  : 鏡面反射したときの反射後の速度

$(v_{Rx}', v_{Rz}')$  : ずれた時の速度

$\phi_R$  : 鏡面反射からのずれ角度



#### 4. 5. 2 解析計算の結果

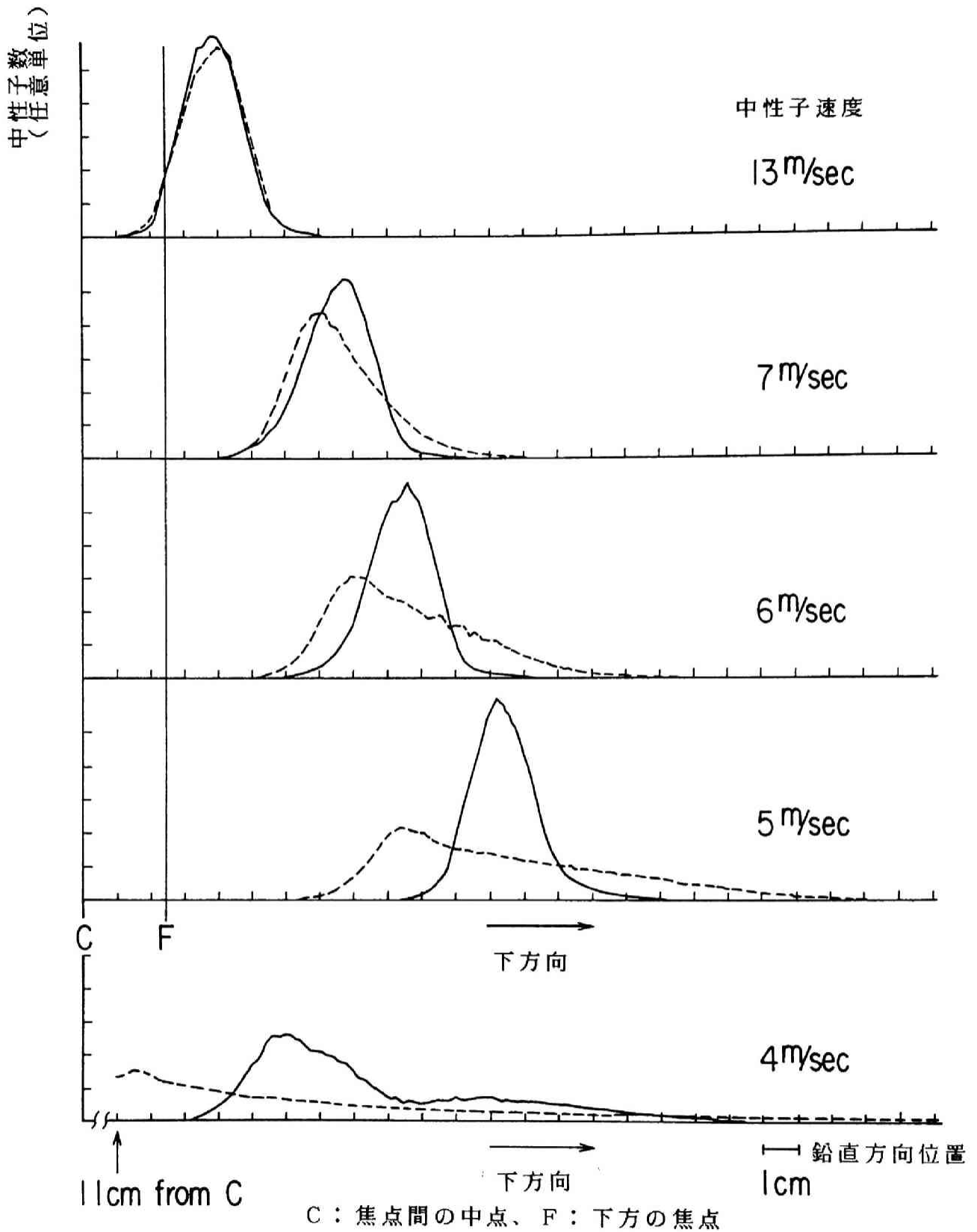
鉛直型分光器の性能に関する解析の例として、そのエネルギー分析装置及び単色化装置としての計算結果をそれぞれ第4-12図及び第4-13図に示した。比較のために落差集束面を考える基となった単純な回転楕円面の場合の性能を示した。落差集束面を用いると比較的遅い速度まで発散することがなく、速度間の分離のよいことが示されている。

この計算では、落差集束面の特性速度を 5 m/s とした。また鏡の半径は 500 mm , 焦点間距離は 50 mm である。中性子速度は、4, 5, 6, 7, 10, 13 m/s について計算した。放出角は極角について 100 メッシュ ( $\pi/100$  rad ステップ) をとり、検出器位置での位置分解能は 2 mm とした。中性子放出幅は 20 mm とした。これは単色化装置では中性子導管の幅、エネルギー分析装置では試料の大きさに対応している。

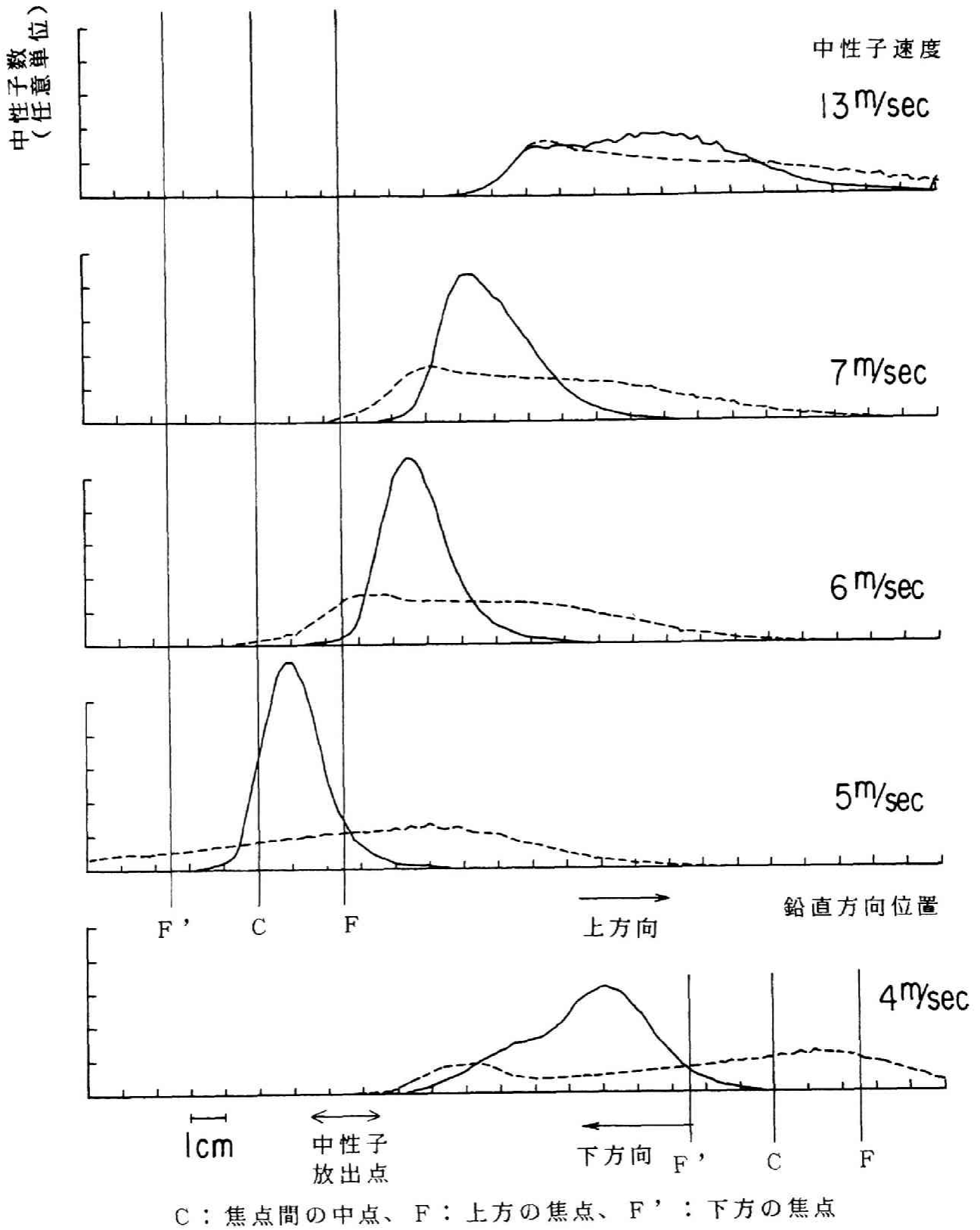
第4-12図から見て、速い中性子の広がりほとんど中性子放出幅と同じ 20 mm となっているが、遅い中性子は単純な回転楕円面では広がってしまい、落差集束面のように速度ごとの分離ができない。速度 5 m/s の中性子に対し、エネルギー測定精度は落差集束面で約 30 neV , 単純な回転楕円面では約 80 neV となっている。

次に第4-13図の場合には、このときの中性子放出点は焦点ではなく、5 m/s の中性子が上の焦点で落差集束を起こすような点であり、そこは下の焦点より若干下方になっている。従って 5 m/s より速い中性子は上の焦点よりなお上に到達し 5 m/s の中性子と同じところに集束することはない。この計算でも回転楕円面はほとんどの速度の中性子に対して効果的な集束を示さないのに対し、この落差集束面では、5 m/s の中性子に対してエネルギー分析装置とほとんど同じ測定精度が得られる。

以上の結果に示されたように、この分光器は測定可能なエネルギー範囲が  $0.084 \mu\text{eV}$  ( 4 m/s ) から  $1.2 \mu\text{eV}$  ( 15 m/s ) までであり、エネルギー測定精度としては特性速度である 5 m/s に対して約 30 neV となっている。遷移運動量については、15 m/s 以下の速度の中性子しか測定しないことから、その上限値が  $4.8 \times 10^{-2} \text{ \AA}^{-1}$  となっている。



第4-12図 鉛直型分析装置の集束性能に関する計算結果  
 (実線：落差集束型の場合、破線：回転楕円面の場合)



第4-13図 鉛直型単色化装置の集束性能に関する計算結果  
(実線：落差集束型の場合、破線：回転楕円面の場合)

#### 4. 6 反射面の加工精度と製作可能性の検討

本節では、落差集束式超冷中性子散乱装置を製作するために必要な回転楕円面ユニットについて、その最適寸法及び表面加工精度を求める。解析は、単一の回転楕円面反射鏡に関して数値計算を行う。さらにまたこのような寸法と性能の回転楕円面基板ユニットの製作可能性とその際の技術的課題を明らかにするため、反射面基板の試作を行った。

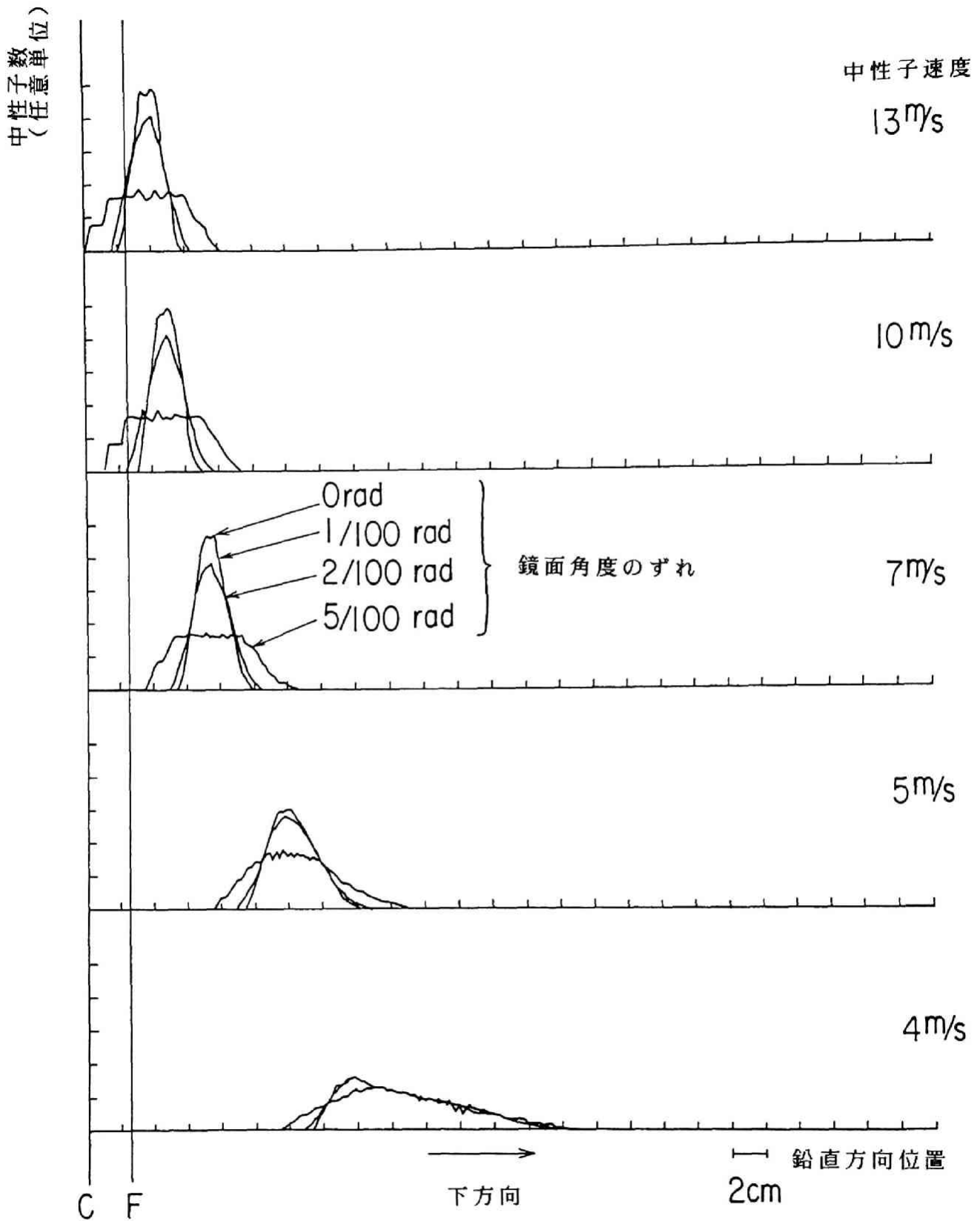
まず反射鏡表面に存在する中性子波長程度のミクロな粗さに関しては、表面で中性子が反射されるときに有意な回折効果が起こらないような平滑度が必要である。この条件に関しては、反射望遠鏡の反射鏡の製作精度と全く同じ関係が成立する。反射望遠鏡に対しては既に多くの研究がなされており、表面粗さに対する条件として $\lambda/4$ 以下であることが明かになっている<sup>81)</sup>。従ってこの条件を中性子鏡が満たす時、光と同様に表面での中性子の回折は無視できる。

そこでまず数値計算により、鏡表面のうねり及び鏡配置のずれの効果を調べた。これらの効果は鏡の向きを正しい落差集束の鏡面角度からわずかにずらすことで評価した。第4-14図にその結果を示す。この結果に示されたように、鏡面のマクロな傾きとして $1/100$  rad 以下のときにはほとんど影響がないが、 $2/100$  rad 程度までになると中性子の集束が悪くなることが示された。

次に、実際に超冷中性子散乱装置を製作するにあたり、どの程度の大きさの鏡ユニットを作るのが最も能率的かを検討するため、単一回転楕円面の大きさが中性子の集束の広がり及びぼやけ効果を数値計算により調べた。その結果を第4-15図に示す。中性子速度の代表値 $5$  m/s について言えば、幅が $40$  cm 以上になったときに広がりだすことがわかる。つまりこの大きさまではピークの中性子数が増える方向に働くが、これ以上の大きさにしても集束がぼやけて広がるだけでピークの中性子数としては増えないことが示された。この図はエネルギー分析装置について示したもののだが、単色化装置に対してもほとんど同様な結果が得られた。

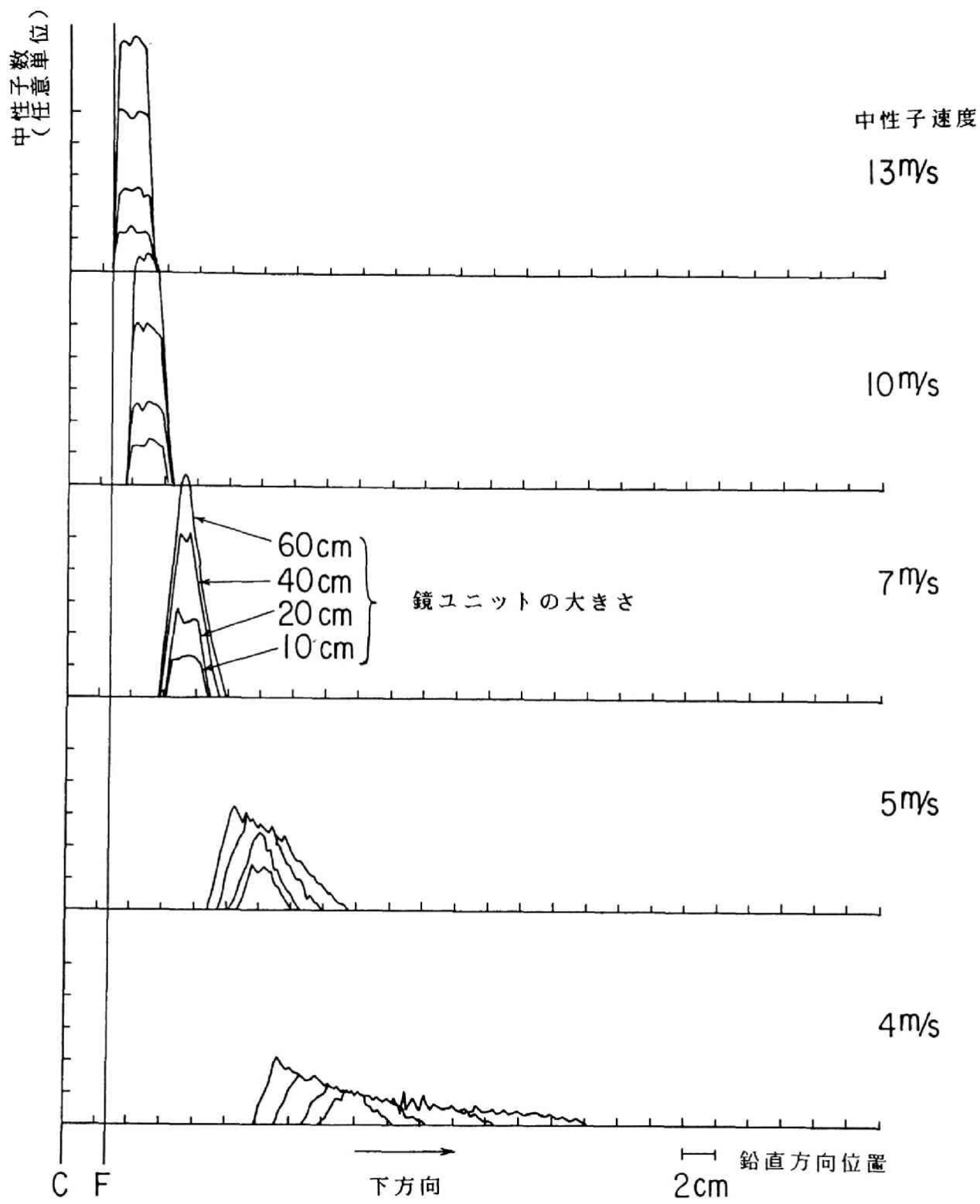
以上の解析結果により、落差集束式超冷中性子散乱装置の中性子反射鏡として許容できる表面粗さとうねりの程度及び鏡配置の精度並びに適切な鏡ユニットの寸法等のいくつかの条件が明かになった。そこで実際に超冷中性子散乱装置を製

作することの可能性とその際の問題点を明らかにする目的で、単一の反射面ユニットのためのガラス基板を製作した。半径約 40 cm の回転楕円面の一部を、天体望遠鏡の反射面を製作する方法で磨いた。この方法では、ガラス基板をダイヤモンド刃の研削装置で整形後、酸化セリウム ( $\text{CeO}_2$ ) 粉末等を研磨材として研磨する。仕上がり精度はフーコーテスト、ゾーンテスト等を用いて検査した。その結果、この方法を用いるとガラスは 100 Å 以下の粗さの平滑度で磨かれることが確認された。またうねりについても  $1/100$  rad という値はこの製作方法によれば極めて容易に達成できる値であることが明らかになった。第 4-16 図にその製作過程の一つである研磨工程の様子を示した写真を示す。また第 4-17 図に回転楕円面ユニットにおけるうねりの検査に用いるフーコーテストの結果の一例を示す。このフーコーテストの結果からは、うねりは  $1/100$  rad よりもはるかに小さいことが示されている。



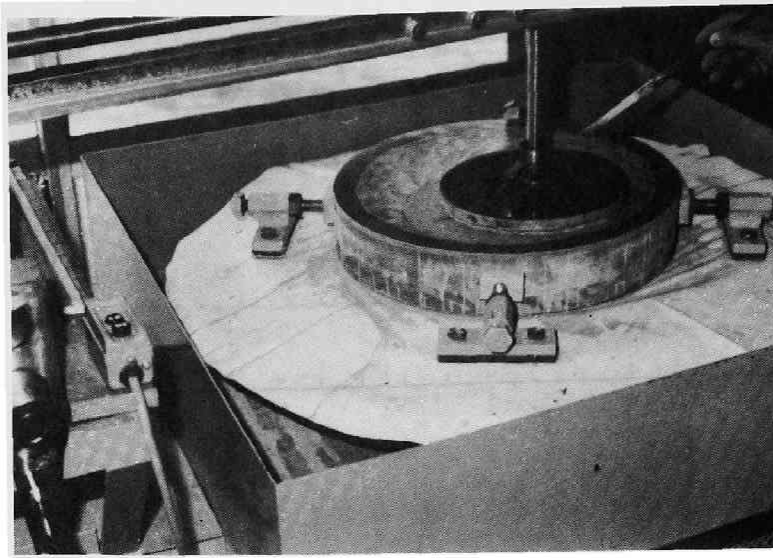
C：焦点間の中点、F：下方の焦点

第4-14図 反射鏡ユニットにおける鏡面精度の  
集束性能への影響に関する計算結果



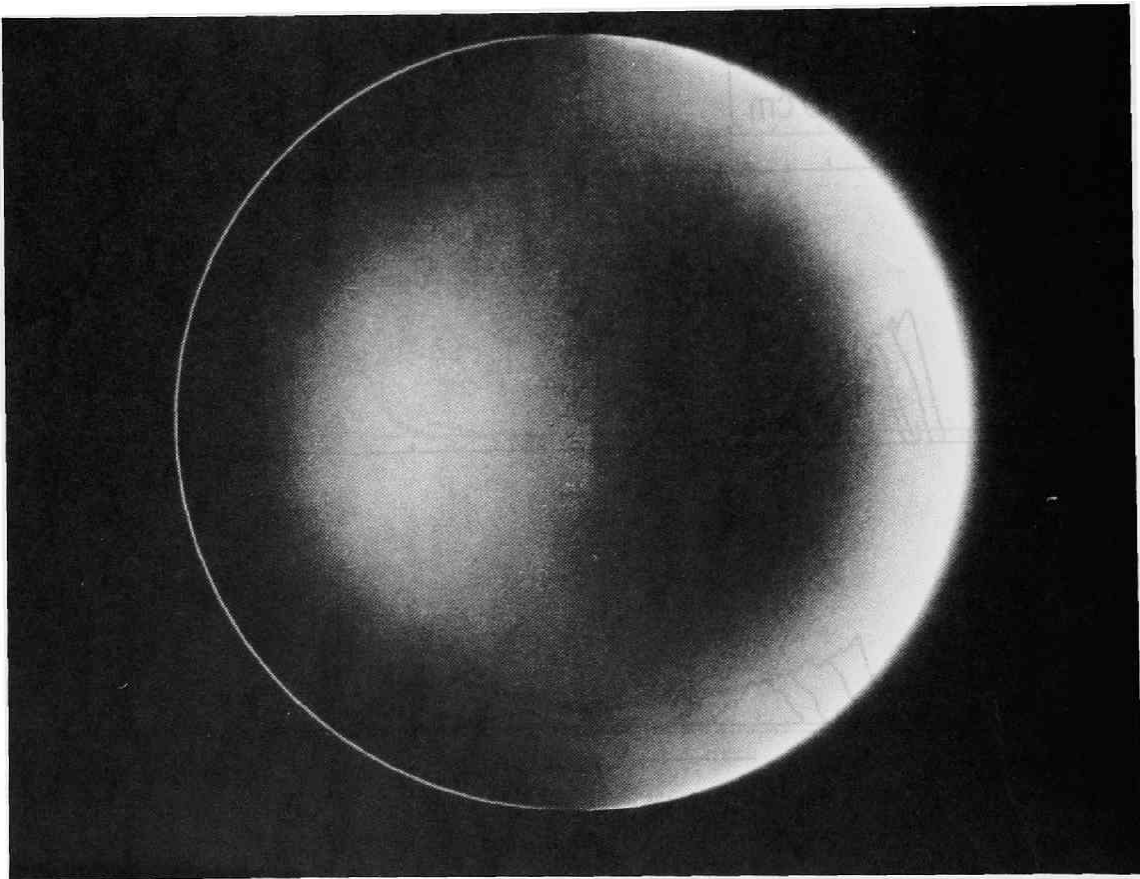
C：焦点間の中点、F：下方の焦点

第4-15図 反射鏡ユニットにおける鏡面寸法の集束性能への影響に関する計算結果



第4-16図 回転楕円面製作の様子（研磨工程）

（最終的にはフォーコーテスト、ゾーンテスト、ハットマンテスト等により、収差、面精度等を調べた。）



第4-17図 試作回転楕円面反射鏡ユニットの検査に用いるフォーコーテストの結果の例（回転放物面鏡の場合）



#### 4. 7 結言

落差集束式超冷中性子散乱装置の具体的な構造について、各種の特性解析を行った結果、以下のようなことが明らかになった。

- ①この方式の超冷中性子散乱装置は、エネルギーと運動量の両方に対して同時に高い測定精度を持っている。

設計例より得られた本装置の測定精度と、他の高分解能低速中性子散乱装置の精度との比較を第4-1表に示す。

- ②従来の中性子散乱装置と比較すると、広い立体角で散乱中性子を利用できるという意味で、散乱装置としての中性子利用効率が非常に高い。

利用できる最大立体角は、水平型で $4\pi$ 、鉛直型で $2\pi$ に近い値にできる。

- ③装置が非常にコンパクトにできる。

設計例では、直径がほぼ1mの球状である。類似の重力分光器であるミュンヘン工科大学の飛程集束式重力分光器NESSIEが長さ6.70m、高さ4.85mといった大きな寸法を持つのと比べ、本装置は遙かに小型で同程度の測定精度が得られる。

- ④具体的な落差集束式超冷中性子散乱装置の構造として、分割反射鏡型水平入射式と非分割反射鏡型鉛直入射式の2種類の水平型分析装置及び角度積分式である鉛直型分光器を提案する。それぞれの特長を生かした用途として、例えば中性子速度約6m/s～15m/sの範囲における角度依存非弾性散乱実験には3分割型水平入射式分析装置が有利であり、一方、速度約4m/s～7m/sの範囲における準弾性散乱実験には非分割型鉛直入射式分析装置が有利である。また鉛直型分光器は速度4～15m/sの範囲における角度積分非弾性散乱実験に有効である。

以上のように、落差集束式超冷中性子散乱装置は従来の中性子散乱装置よりも格段に高い中性子利用効率と高い測定精度を有する等、数多くの特長を持つことが明らかになった。また、この分光器で必要となる微妙な曲面を有する反射鏡用のガラス基板の製作には、天体望遠鏡の反射鏡を製作する方法、すなわち研磨材粉末を用いた鏡面研磨法が適しており、またその仕上がり精度についてはフーコー

テスト、ゾーンテスト等の方法を用いることができる。基板上にスーパーミラー反射面を着ける方法は、中性子タービンの反射羽根の製作等と同様の真空蒸着法で作成できる。これらの技術は既に確立されていて直ちにこの製作に応用が可能である。

本装置のようなエネルギーと運動量の両方に対し高い測定精度を持つ低速中性子散乱装置は開発途上であり、これを用いた応用報告例はまだ極めて少ない。しかし本章の研究によって落差集束式超冷中性子散乱装置の測定精度が明かになったことから、このような装置を用いることにより可能となる基礎研究分野の例を挙げれば以下のようなになる。

1) 高分子の側鎖の動きについては従来の散乱装置の分解能で研究が可能であるが、高分子の主鎖の構造とその緩やかな運動は、本章で示したような高い測定精度を持つ装置で初めて研究が可能になる<sup>82)</sup>。また高分子の鎖同士の相互作用のような効果は、遷移運動量の極めて小さいところで高いエネルギー測定精度が必要とされている。このような課題の研究にはこの装置が最も適している。

2) 超冷中性子は、通常の凝集体に対しては表面の極めて浅い部分としか相互作用しない。このことを利用して、表面の動力学を調べることが可能である。

3) スピン波による散乱断面積のエネルギー依存性は、入射中性子のエネルギーに対して極めて微少なしきい値を持っており、その値の中性子エネルギーで断面積が急激に変わる。このエネルギーは、磁性体の種類によっては超冷中性子領域の可能性もある。この値を求めるためには、エネルギーばかりでなく、運動量に対しても小さな値まで正確に測定する必要がある<sup>83)</sup>。このような現象は本章で研究したような装置を用いれば検出可能になろう。

第4-1表 高分解能中性子散乱装置の測定精度の比較

装置名		エネルギー 測定精度	運動量 測定精度	測定エネルギー (速度) 範囲	
中性子スピネコー スペクトロメータ 後方散乱装置 中性子小角散乱装置  飛程集束超冷中性子 分光器		50neV ~ 0.2meV 0.3 ~ 8 μeV エネルギー 解析せず 約 17neV	$10^{-2} \sim 3 \text{ \AA}^{-1}$  $10^{-1} \sim 5 \text{ \AA}^{-1}$  $\sim 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$  約 $3 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$	< 5 meV  < 20 meV  < 20 meV  落差集束式装置 とほぼ同等	
散乱装置 (本研究)	3分割水平型 分析装置	中性子源 (点)  (20mm)	(括弧内は落差) 約 5.2neV(4mm) 約 11 neV(8mm) 約 27 neV (20mm)	約 $8 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$	0.084 μeV ( 4 m/s )
	鉛直型 分光器	中性子源 (20mm)	約 30 neV (参考：回転 楕円面の場合 約 80 neV)	< $5 \times 10^{-2} \text{ \AA}^{-1}$	~ 1.2 μeV ( 15m/s )

## 5 中性子ボトル材料の表面水素に関する実験と解析<sup>84)</sup>

### 5.1 緒言

超冷中性子は、そのエネルギーが極めて小さいため、金属等の核散乱ポテンシャルを利用した中性子鏡によってこれを一定空間内に閉じ込める、いわゆる中性子ボトルの実験が可能になる。しかしこれまで金属等でできた中性子鏡を用いて行われた中性子ボトル実験<sup>85-88)</sup>では、超冷中性子の閉じ込め状態における寿命がいずれも純粋な材料で製作した清浄な内面の中性子ボトルから理論的に予測される値より遙かに短い。そして超冷中性子がボトル壁で反射する時の損失確率が中性子ボトルの材料によらず  $10^{-3} \sim 10^{-4}$  でほぼ一定であること等から、超冷中性子損失の原因は中性子鏡表面に存在する水素であろうと推測されている<sup>89-92)</sup>。

これまでも  $^{15}\text{N}$  等と水素との共鳴反応を利用して、いくつかの中性子ボトルに対して材料表面の水素量を測定した報告があり<sup>89)</sup>、その結果では  $10^{15} \sim 10^{16}$  H-atoms/cm<sup>2</sup> の水素が存在していることが確認されている。また重水素置換等による表面水素減少の試みも行われている<sup>92)</sup>。しかしながら、それらの測定では水素量のみを測定しているため、他の元素量との相関はわからない。

本章では、重い荷電粒子のビームによる弾性反跳検知法<sup>93)</sup>を用いることによって、中性子ボトル用材料の表面に存在する水素の量と位置を求めた結果について述べる。この方法は、既にシリコン等の表面層に存在する軽元素の分布を測定する方法として確立されているが、本章ではこの方法を中性子ボトルの材料、特にニッケル蒸着膜の表面水素分析に応用した。すなわち、約 50 MeV の  $^{40}\text{Ar}$  ビームを用いて中性子鏡表面水素等の弾性反跳検知法を試みる。得られた表面水素量を、既に報告されている他の中性子ボトル材料の表面水素量とも比較する。この方法による表面水素量測定の下限界は、試料表面の平滑度によっても大きく変化する。本研究で用いたサンプルに対してビーム電流が数十 nA で約 30 分間の測定を行ったときには、その測定下限界は約  $10^{13}$  H-atoms/cm<sup>2</sup> である。

また本研究では、重水素置換の試みに対して水素以外に重水素等の元素も併せて測定し、それらの量と表面水素量との関係等も調べた。さらに中性子鏡を真空

蒸着によって製作した時の製作条件と表面水素量の関係について実験的に検討し、その結果から蒸着膜上の水素の由来を調べた。他にも、表面水素を減少させるための試みとして比較的低温の加熱法を高真空中で行い、これによって水素量がいかに変化するかについても実験的に調べた。

実験的に得られた表面水素量から、それによる中性子ボトル中での超冷中性子閉じ込め寿命を評価し、中性子ボトル実験に与える表面水素の影響を検討した。

## 5. 2 表面水素の吸着機構の検討

中性子ボトル材料表面に存在する水素を問題とする時、まず考えられるのが、吸着によるものである。この節では、金属表面への水素の吸着機構について検討する。

中性子ボトルに用いる中性子鏡の表面は、異種の原子や分子が吸着していない清浄表面であることが望ましいのは言うまでもないが、実際の中性子実験を行っている間中そのような表面を保つのは多くの場合困難である。従って、中性子ボトル実験で用いる中性子鏡は厳密には吸着によってかなり汚れた表面となっている。吸着量は鏡面の状態によって大きく異なるため、吸着量の測定は最終的に利用する状態で行う必要がある。

本章では、真空蒸着で得られたニッケル鏡表面と、機械加工で削られたベリリウム表面等について調べる。真空蒸着法で作られた膜は、蒸着直後は清浄であっても、 $10^{-6}$  Torr 程度の真空では数秒間で単分子吸着層を形成することが知られている<sup>94)</sup>。従って、吸着を避けるためには鏡面をいわゆる超高真空内に保たなければならない。また真空蒸着膜は特別な方法を用いない限り表面が多結晶状態になり、その表面状態が吸着量に複雑に影響する。機械加工した面もやはり複雑な表面になっているが、このような複雑な構造を持つ面に対して理論的に正確な吸着量を求めることは容易でない。また表面水素は炭化水素の形でも吸着され得るので、その化学形も正確に知ることは困難である。これらの不明な点があるため、例として単結晶上の水素吸着機構について検討を行い、本章における表面水素量測定の参考とする。

固体表面への気体の吸着は、物理吸着と化学吸着に大別される。物理吸着は、ファン・デル・ワールス力によるもので、固体表面原子から比較的遠いところに浅いポテンシャルで吸着される。それに対し、水素原子等に解離し、表面原子と非常に強く結合したものが化学結合である。第5-1図に、典型的な化学吸着ポテンシャル、及び Lennard-Jones によって提唱された物理吸着ポテンシャルの形を示す<sup>94)</sup>。物理吸着のポテンシャルと化学吸着のポテンシャルを重ね合わせるときに、物理吸着から化学吸着への移行を阻害するポテンシャルの山がある。化学吸着とは、物理吸着をした分子が解離し、表面原子と共有結合や金属結合をする

ことである。すなわちこの移行時の活性障壁の高さが実際に化学吸着への反応速度を支配することになる。

金属表面への水素の吸着の場合について、このような現象を議論するためには吸着分子のほうの電子軌道と表面金属の電子軌道との適合条件、広がり、相対的エネルギーについての情報が必要である。これらを求めるため、水素吸着のモデルをたてて計算した報告がある<sup>95)</sup>。これでは分子軸を表面と平行にして、水素分子が種々の金属表面に接近するときの各水素原子に働く力を求めている。この計算に用いたクラスター模型を第5-2図に示す。この結果、ニッケルでは表面に垂直な方向からニッケル原子に衝突するように水素分子が接近する場合、活性障壁なしで容易に解離吸着することや、電子のd軌道が重要な働きをしており、その多様な方向性と適当な広がりが解離吸着過程で重要であることがわかっている<sup>96)</sup>。また各クラスター模型のうち(a)に示されるようなブリッジサイトの形の場合には大きな活性障壁が現れる。これは水素間距離に比べ金属間距離が長いため、各水素原子がそれぞれ金属原子と相互作用できるまで水素分子における原子間距離を引き伸ばすためのエネルギーが必要となるからである。

ニッケル表面に水素が吸着する場合の具体例として、ニッケル単結晶の(110)面への吸着について調べる。報告された実験例<sup>97)</sup>では、Ni(110)面の清浄表面を水素ガスに触れさせたときの吸着位置を低エネルギー電子回折法(LEED)で調べた場合、清浄表面を水素ガス中に入れておくと、表面の金属原子配列が再構成され、 $(h, k+1/2)$ 位置にもニッケルが存在するようになる。最構成されたニッケルの量は、水素ガスに $4.5 \times 10^{-6}$  Torr·s 触れさせた時に既にほぼ定常値となり、表面は定常状態になった。このときの吸着水素量は、 $640 \times 10^{14}$  H-molecules/cm<sup>2</sup> と報告されている。また十分長い時間水素を吸着させた後、表面を加熱し、離脱させることによって、水素原子が1.6 ~ 2.2 単原子層覆っていることが示された。

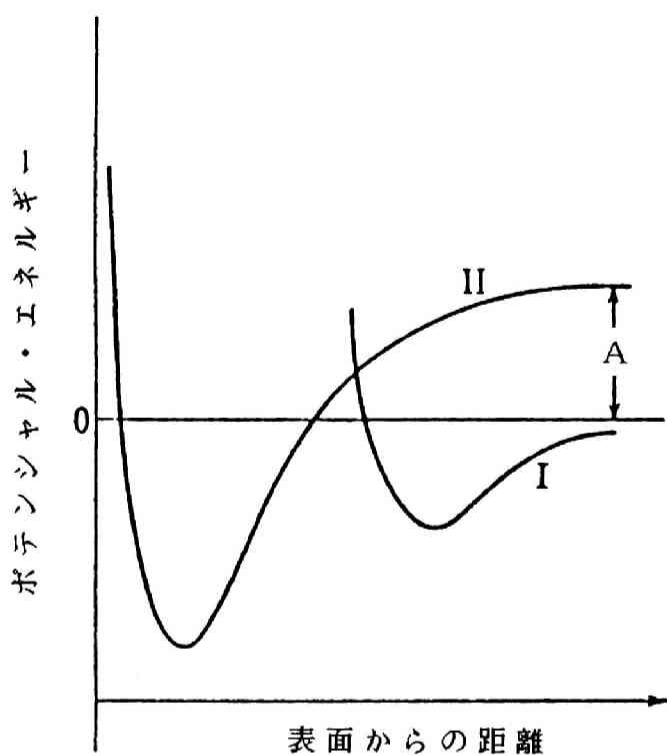
金属表面への水素の吸着形態はさまざまであり、多くの場合表面の状態がわずかでも変化すると吸着する水素量が変化する。ニッケル蒸着膜に水素ガスを吸着させたときには、化学吸着はなくて純粹に物理吸着をすること、またニッケル表面温度が100℃まで物理吸着による水素吸着が認められること等が確認されているが<sup>98)</sup>、この報告でも化学形が水素吸着量に及ぼす影響については研究されて

いない。以上述べたように、単結晶上の水素でも必ずしも表面を単層だけ覆っているわけでないし、ニッケル粉末を 300 °C まで加熱して活性化したときに約 2 原子層の水素が吸着することも調べられている<sup>98)</sup>。従って、現状では理論的に吸着している水素量を正確に予測することは困難であり、具体的な使用条件のもとでの測定が必要である。

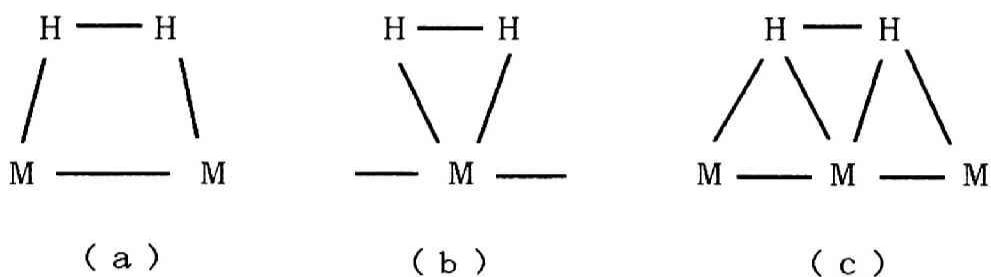
蒸着膜になると、表面は約 30 ~ 60 Å の大きさのクラスターが並んでいる多結晶状態であると考えられるため、表面状態はさらに複雑になる。その上、深さ約 50 Å 程度までの表面層に、水素原子は水素分子としてばかりでなく、水分子、炭化水素等の形で多重に吸着され得るものと考えられる。しかし以上に述べたことより、水素は表面の金属原子と結びついて吸着しているので、表面に存在している金属原子の数と吸着水素原子の数は同程度と考えられ、表面水素の量は多い場合で  $10^{15} \sim 10^{16}$  H-atoms/cm<sup>2</sup> 程度になるであろうと推定される。

また吸着機構の具体的な構造もさまざまな形が考えられることから、表面金属と結びつく強さも変わる。結合の強度が吸着や脱離に要する時間の長さに影響する場合もあると考えられるため、表面の種類や吸着分子等の種類によって速やかに空気中の水素と置換が行われる弱い結合の成分と、過程が遅くしか起こらない強く結合した成分があり得ると考えられる。もし中性子鏡の表面に吸着した水素に、この強く結合した成分が多いのであれば、これを重水素によって置換することにより、表面水素量を減少させ得ると期待できる。その場合には中性子鏡としての性能を改善できる可能性がある。本章の実験ではこのようなことにも関連し、重水素置換を試みた際の水素と重水素の吸着割合についても調べてみる。





第5-1図 化学吸着と物理吸着  
 I：物理吸着のポテンシャル  
 II：化学吸着のポテンシャル  
 A：分子の解離エネルギー



H：水素原子、 M：金属原子

第5-2図 金属表面上の水素分子吸着のクラスター模型<sup>96)</sup>  
 a)ブリッジサイト、b), c)オントップサイト  
 M-M間の距離は対応する結晶での距離に等しい

## 5. 3 中性子ボトル材料表面の水素量測定実験

### 5. 3. 1 測定原理

中性子ボトル材料表面における水素等の軽元素を測定するため、本研究では加速された荷電重元素ビームによる弾性反跳検知法 (ERDA) を用いた。これは通常のラザフォード後方散乱法では大きくとる散乱角を逆に小さく取り、前方で測定するものである。この方法による軽元素量測定の基本的な考え方は次の通りである<sup>99)</sup>。なお入射粒子としては約 50 MeV に加速された  $^{40}\text{Ar}$  を選んだ。 $^{40}\text{Ar}$  をニッケル等の表面に入射し、第5-3図に示すような配置で表面からの反跳水素を検出するとき、検出器で検出される水素の量は次の通りである。

$$A_H = N_H \times \phi_{Ar} \times \sigma_H \times \Omega$$

$A_H$  : 水素計数値

$N_H$  : ニッケル中の水素の原子数密度

$\phi_{Ar}$  :  $^{40}\text{Ar}$  ビームの線束密度

$\sigma_H$  : 水素による  $^{40}\text{Ar}$  の断面積

$\Omega$  : 測定時の検出立体角

ここで  $\sigma_H$  はラザフォード散乱の断面積として計算できる。ほかに  $\phi_{Ar} \times \Omega$  も実験条件から算出することは可能であるが、ここでは測定試料であるニッケル等の母材原子による散乱を計測することによりこの項を消去する。すなわち水素と同様に母材原子についても次の式が成り立つ。

$$A_{Ni} = N_{Ni} \times \phi_{Ar} \times \sigma_{Ni} \times \Omega$$

この二つの式より

$$N_H = N_{Ni} \times (A_H \times \sigma_{Ni}) / (A_{Ni} \times \sigma_H)$$

従って、水素とニッケル母材原子の測定量から母材原子との比として水素量を求めることができる。

ラザフォード散乱断面積は重心系で次のように書ける<sup>100)</sup>。

$$\begin{aligned}
 (d\sigma / d\Omega) = & 1.296 \times (Z_1 \times Z_2 / E)^2 \\
 & \times \{ (M_1 + M_2) / M_2 \}^2 \\
 & / \sin^4(\theta_1 / 2) \\
 & \qquad \qquad \qquad [mb / sr]
 \end{aligned}$$

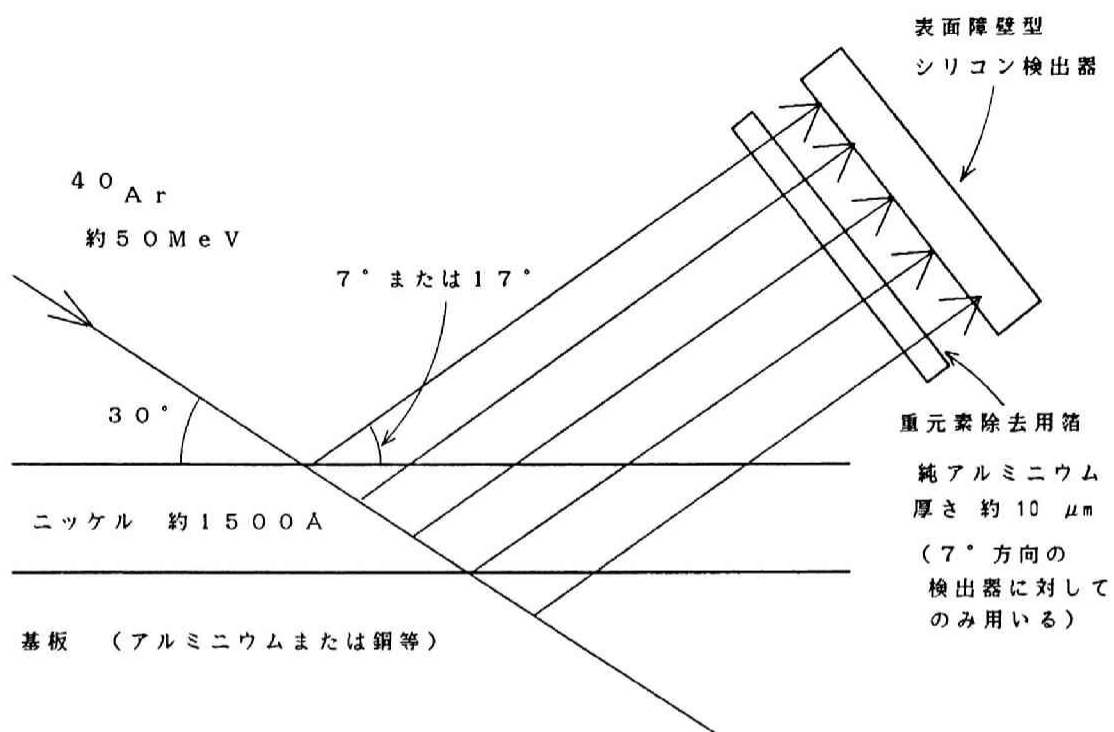
- $Z_1, M_1$  : 入射粒子の原子番号と質量  
 $Z_2, M_2$  : 反跳原子の原子番号と質量  
 $E$  : 入射粒子の実験室系におけるエネルギー  
[MeV]  
 $\theta_1$  : 入射粒子の実験室系における散乱角度

これを立体角を考慮して座標系の変換を行うと実験室系での反応断面積が得られる。この計算の方法は、水素以外の元素にも適用できるため、目的とするあらゆる元素に対してその存在量が計算できることになる。

この方法による測定原理を第5-3図に示す。適当な入射角で試料表面に入射したビームは減速しながら進入していく。その減速能はよく知られているため<sup>101)</sup>、薄い層を重ねたものと仮定して、各層ごとの減速を計算していくことで、それぞれの深さ位置でのエネルギーを知ることができる。また入射粒子のエネルギーを弾性散乱しか起こらないような領域に設定すると、試料内のある深さでそこに存在する原子とラザフォード散乱を起こす。散乱位置での入射粒子のエネルギーが計算されていることから、散乱断面積は上に述べた式で求めることができる。入射方向と検出器方向が決まっているため、散乱粒子と反跳粒子の種類を決めればラザフォード散乱の式から検出器方向に放出された粒子のエネルギーが決まる。そしてその粒子が再び試料表面に出るまでの減速は、また薄い層内の減速を重ね

たものとして計算できるため、検出器位置に到達する粒子のエネルギーを計算することができる。

以上により、色々な種類の粒子と深さに対して、検出器位置にくる粒子のエネルギーを求めた。計算結果をあらかじめ用意しておくことによって、実際に測られた反跳検知スペクトルを直ちに深さごとの各元素の存在量分布に変換することができるというのが、この弾性反跳検知法である。



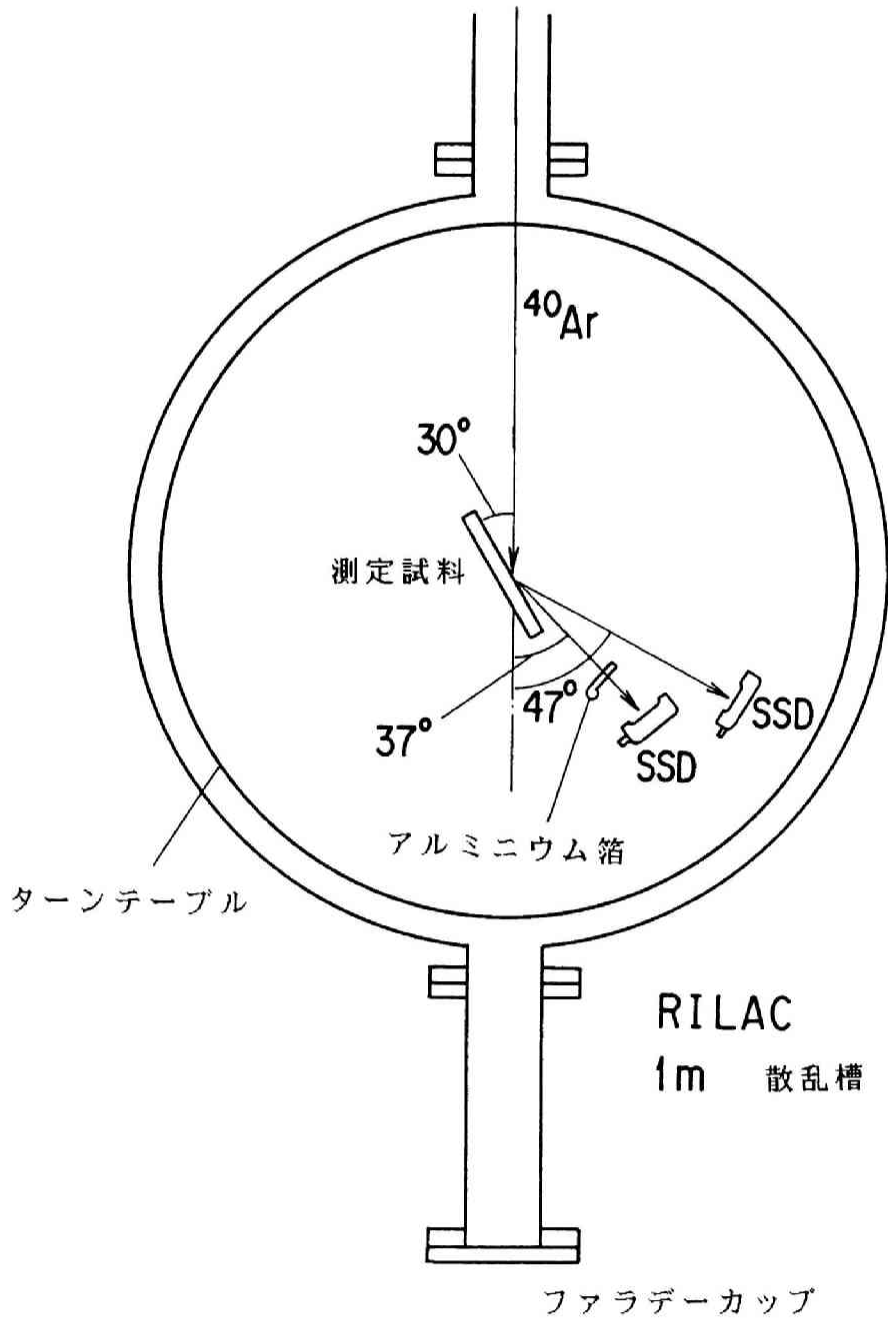
第5-3図 弾性反跳検知法による表面不純物測定の原理図  
(ニッケル蒸着鏡の場合について例示)

### 5. 3. 2 実験配置

実験は理化学研究所の重イオンライナック (R I L A C) を用いて行った。実験配置を第 5 - 4 図に示す。入射ビームは約 50 MeV に加速した<sup>40</sup>Ar を用い、表面への入射角を 30° にとった。反跳もしくは散乱された粒子は 37° と 47° に設置した 2 個の表面障壁型シリコン検出器 (S S D) で計測した。37° 位置の S S D は、試料表面に対して 7° しか離れていない。従ってこの検出器に到達した粒子は試料内を通過する距離が長いために減速も大きくなり、深さの分解能がよくなる。以下の実験では深さ方向分解能は数百 Å である。47° 位置の S S D は規格化を行うときのためにモニターとして用いている。

特に軽元素のみを優れた S / N 比で見たいときは、37° の S S D の前に重元素を取り除くためのアルミニウムフィルターを置いた。軽元素は減速能が小さいため、この薄いアルミニウム箔ではほとんど影響されないが、重元素は減速能が大きいため、ほとんどこの箔で止められてしまう。従って軽元素のみのスペクトルが得られる。

絶対量は次のようにして求めた。まず計算によって一定の深さにおいて反跳された不純物原子の検出エネルギーと、同じく反跳母材原子の検出エネルギーを求める。次に S S D で検出されたそれぞれのエネルギー領域の計測数の比が、断面積と存在原子数の積の比になっていることから、それぞれの断面積をラザフォード散乱断面積の式から計算で求めることによって不純物原子の数が母材原子数との比として求められる。これによって不純物原子の絶対数が求められた。



第5-4図 重イオンライナックを用いた弾性反跳検知法実験配置図

### 5. 3. 3 ニッケル蒸着膜表面の水素

高い実効的核散乱ポテンシャルを持ち、表面が安定かつ強固で、ガラスに蒸着することで精度の高い鏡面が得られることから、中性子鏡にはニッケルが最もよく用いられている。ベリリウムはより高い実効的核散乱ポテンシャルを持つが、毒性を持っていることと加工性が悪いことから現在のところ多くは利用されていない。

従って、ここではまずフロートガラスにニッケルを真空蒸着した中性子鏡について調べた。さらにその表面水素を減少させるための試みを行った。

#### (1) ニッケル蒸着膜表面及び界面の水素量の確定方法

この実験で得られた散乱及び反跳粒子のスペクトルを第5-5図に示す。図には第5.3.1節で示した方法で計算された検出エネルギーを相対値で示している。検出エネルギーの較正は、表面のニッケルで散乱されて最も高いエネルギーを持ってSSDに到達する $^{40}\text{Ar}$ のエネルギーと特徴的な形の水素ピークの位置とを用いて行った。SSDで得られるスペクトルは、SSDからのパルス波高が優れたエネルギー比例性を有しているため、上記2点を用いてエネルギー軸全体の較正を行うことができる。このうち、ニッケルで散乱された $^{40}\text{Ar}$ が持つ最もエネルギーの高い部分の計測数と水素ピークの計測数とを比較することで水素原子数をニッケル原子数との比として求めることができる。しかし図から明らかなように、水素ピークは大きなバックグラウンドの上に乗っているため、この方法ではS/Nがあまりよくない。そこで、この $37^\circ$ 方向のSSDの前に重元素を除去するためのアルミニウムフィルターを置いた。この場合のスペクトルを第5-6図に示す。この方法ではバックグラウンドが少なくなるため、より正確に水素原子数を求めることができる。この水素原子数とニッケル原子数との比は、他のSSD( $47^\circ$ 方向)の出力のパルス波高分布における一定チャンネル幅のカウント数で規格化して求めることができる。

第5-6図では、水素は2つのピークを持っている。これはエネルギーの高い側のピークがニッケル表面で反跳された水素であり、もう一つのエネルギーの低い側が蒸着膜と基板との間の界面に存在する水素である。このように、水素は表



面と界面とにほとんどすべて集中していることが示された。

第5-5図及び第5-6図の47°方向のSSDのスペクトルには2つのピークがみられる。エネルギーの高い方のピーク位置は、Arによって反跳されたNiのエネルギーに対応しており、その幅はちょうどNi蒸着膜の厚さに対応している。またエネルギーの低い方の位置は、アルミニウム表面からの反跳酸素原子のエネルギーに対応しているため、これはアルミニウム表面の酸化層の寄与を示している。37°方向のSSDにそれが見られないのは、散乱角が小さいため、このような幅の広いピークはさらに広がって目だたなくなるからである。

銅の基板の上にニッケルを真空蒸着した時のスペクトルを第5-7図に示した。銅の場合には酸化層のでき方がアルミニウムと異なり広い深さ範囲にわたってできると考えられるため、幅の広いピークとして得られている。また第5-8図にアルミニウムフィルターを置いた場合のスペクトルを示したが、第5-6図と同様に2つピークがあるスペクトルが得られている。このようにこの方法により、表面ばかりでなく界面でも水素量を正確に測ることができた。

これらの結果から、アルミニウムにニッケルを真空蒸着した試料では、表面と界面の水素量がそれぞれ  $1.7 \times 10^{16}$  H-atoms/cm<sup>2</sup> と  $1.2 \times 10^{16}$  H-atoms/cm<sup>2</sup> であることがわかった。銅にニッケルを真空蒸着したものは、表面と界面に水素がそれぞれ  $1.5 \times 10^{16}$  H-atoms/cm<sup>2</sup> と  $2.9 \times 10^{16}$  H-atoms/cm<sup>2</sup> 存在していることがわかった。これらの値は共鳴反応法で測定された他の実験結果とよい一致を見ている（後掲の第5-13図参照）。また同じ試料を共鳴反応法で測定した結果もこの方法による結果とよく一致した<sup>102)</sup>。

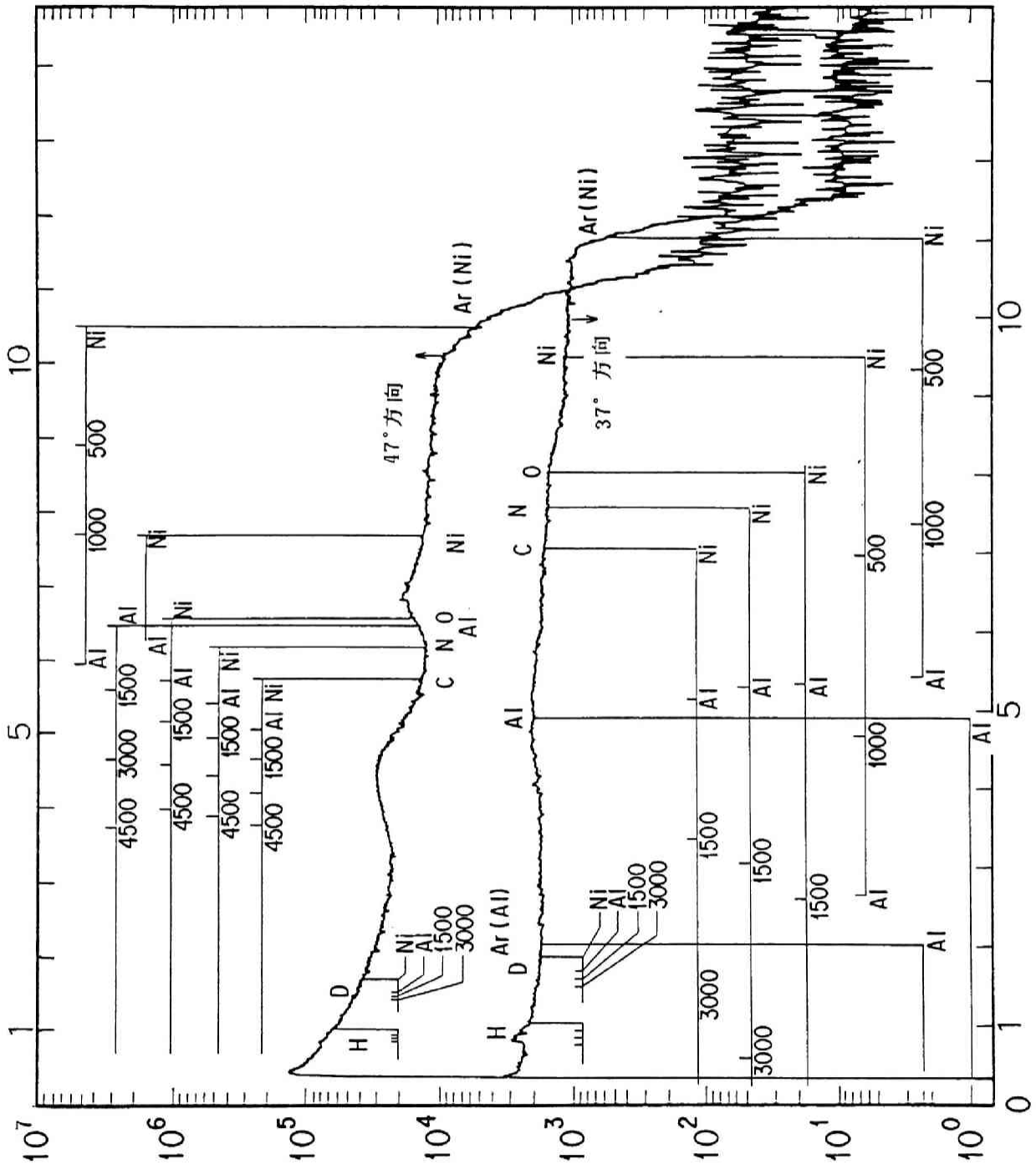
アルミニウムは表面が酸化しているため、酸化層にも水素が含まれ、これがニッケル層の水素量に影響していることが考えられる。そこで水素に対して特異な性質を持つ物質であるパラジウム層を基板とニッケル層の間に真空蒸着したが、その測定結果ではニッケルの表面水素量にほとんど影響がなかった。また水素が吸着しにくいといわれている石英ガラスを基板に用い、ニッケルを2000 Å真空蒸着した場合もニッケル表面には同程度の水素量が認められた。

## (2) 蒸着真空度の影響

表面水素の由来として考えられるものに、真空蒸着後の空気中からの水素の吸着と、蒸着時の雰囲気からの残留ガスの巻き込みがある。ここではこのうち真空蒸着時の真空度が蒸着膜内の水素量に及ぼす影響を調べた。

この影響を調べるために、真空蒸着時の真空度を変えた試料を作り、この表面水素量を測定した。試料の基板は水素の吸着が少ない石英ガラスとした。第5-9図にその結果を示す。ここで丸印で示したサンプルは蒸着膜の厚さが約2000 Åであるため、表面と界面の水素が分離して検出できているもので、四角の印で示したものは蒸着膜の厚さが約600 Åしかなく、分離して検出できていないものである。蒸着膜の膜厚にかかわらず真空蒸着時の真空度が水素量に影響するのは、真空度が $10^{-6}$  Torr程度より悪くなったときであることがこの図からわかる。十分真空度がよいと思われる $10^{-11}$  Torrで真空蒸着した試料の水素量は $7.9 \times 10^{15}$  H-atoms/cm<sup>2</sup>であり、 $10^{-6}$  Torrで真空蒸着した試料とほとんど変わらない。従って $10^{-6}$  Torrよりよい真空度で真空蒸着した試料に対しては、その表面水素はほとんどすべて蒸着後に大気中の水素を吸着したものと考えられる。

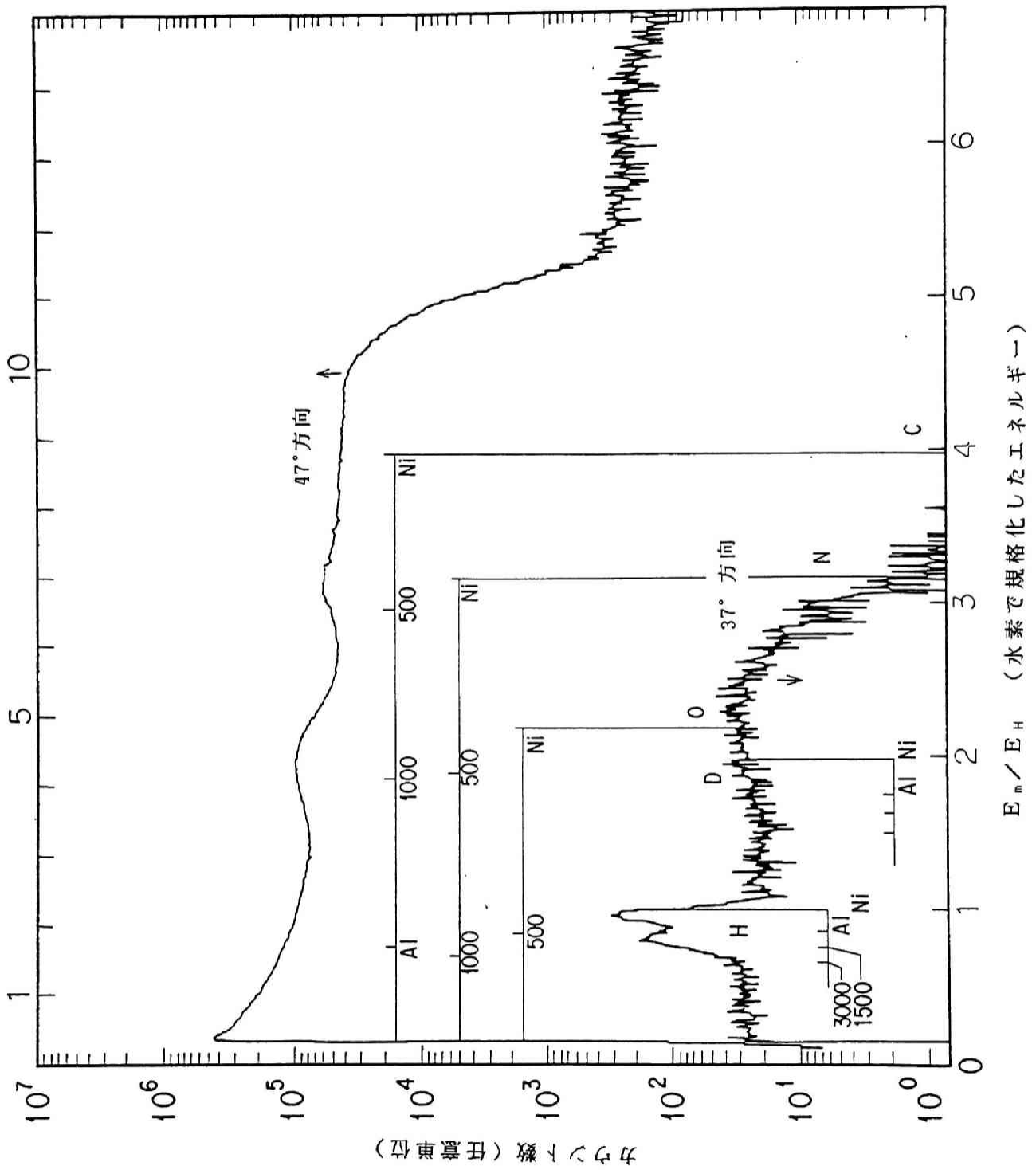
第5-10図及び第5-11図に真空蒸着時の真空度を変えた試料から得られる弾性反跳検知法のスペクトルの例を示す。これらの図から明かなように、真空蒸着時の真空度が悪くなったときは、表面位置のピークが大きくなるのではなく、界面のピークとの間の谷がなくなってゆくように水素が増えている。従って真空度が $10^{-6}$  Torrより悪い時は、真空蒸着時に水素を巻き込んだものであり、このためにその水素が蒸着膜の広い範囲に渡って存在していることがわかる。 $10^{-11}$  Torrのような高真空度で真空蒸着した時と遥かに悪い真空度で蒸着した時のスペクトルを比較すると、水素ピークにおけるもっともエネルギーの高いところの立ち上がりは完全に一致している。これは表面水素の分布に関してはどの試料でもほとんど同じであることを示している。従って高真空度の時は真空蒸着時の巻き込みによる効果は無視でき、表面に吸着した水素がほとんどであることがわかった。



$E_m / E_H$  (水素で規格化したエネルギー)

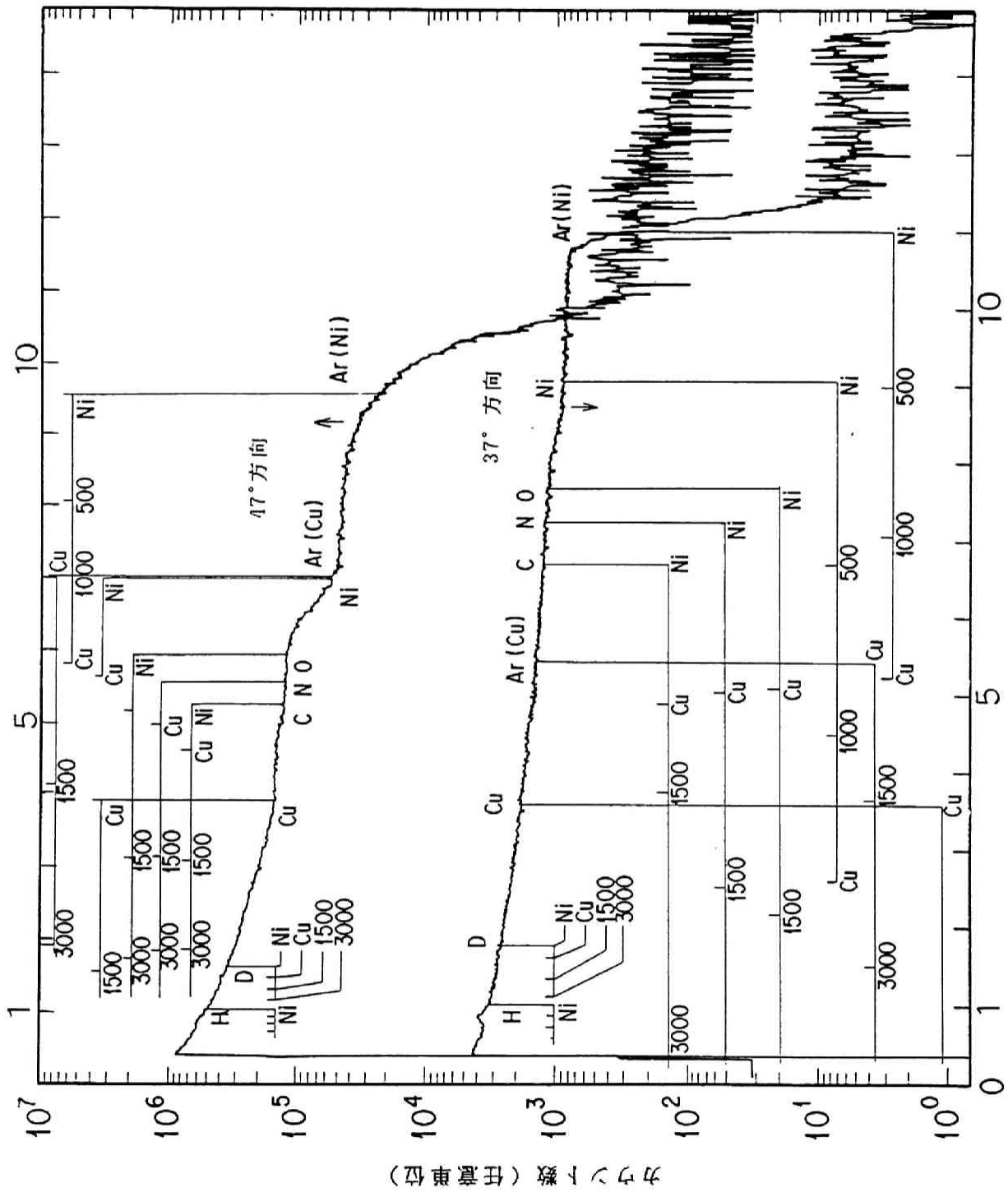
(イサ東島) 藤下くわん

第5-5図 弾性反跳検知法で得られたスペクトル  
 (試料: ニッケル蒸着アルミニウム試料、蒸着膜厚 約 1500 Å)



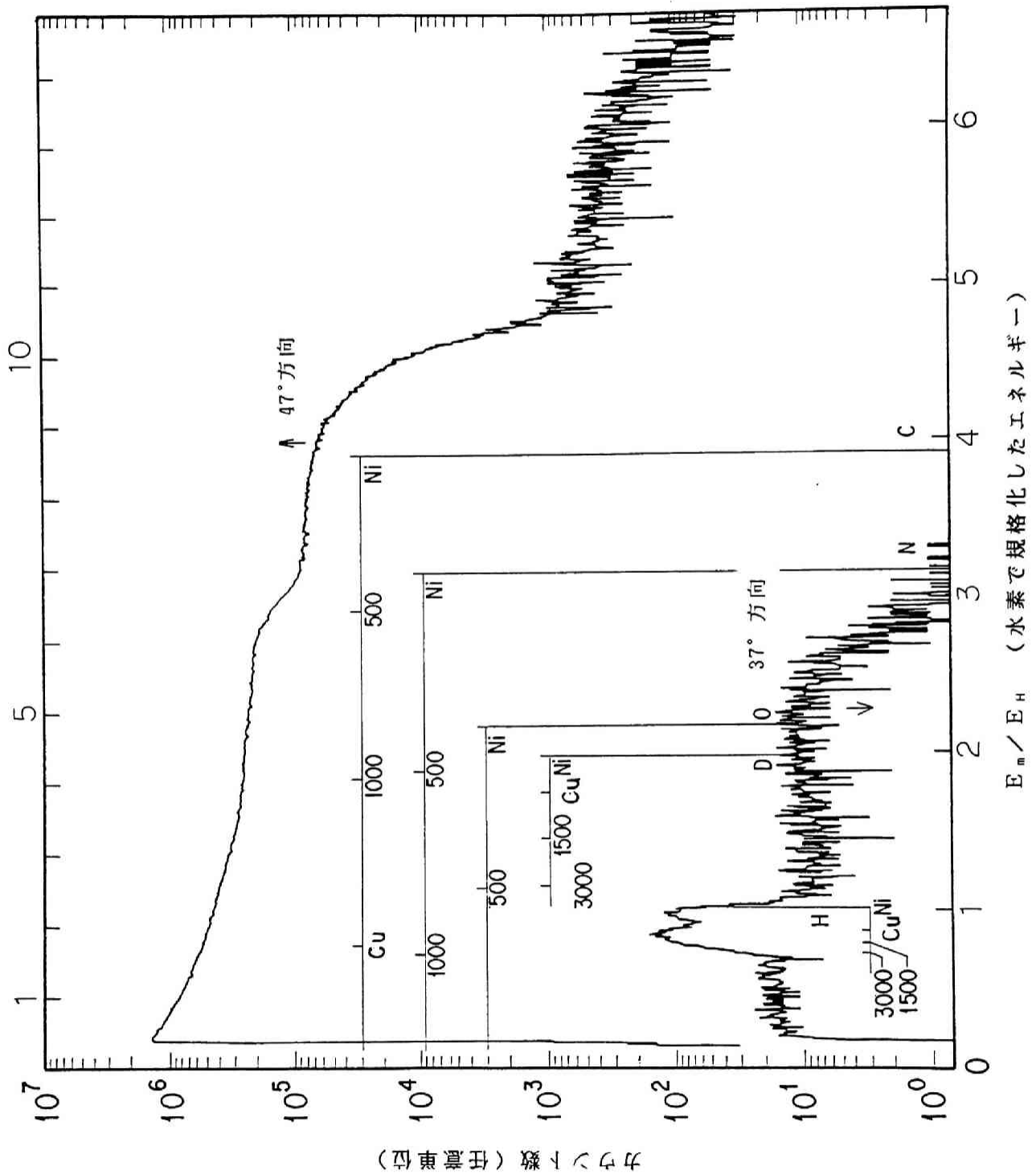
第5-6図 弾性反跳検知法で得られたスペクトル

(試料：ニッケル蒸着アルミニウム試料、蒸着膜厚 約 1500 Å  
 37° 方向SSDの前にアルミニウムフィルターを置いた場合)



第5-7図 弾性反跳検知法で得られたスペクトル

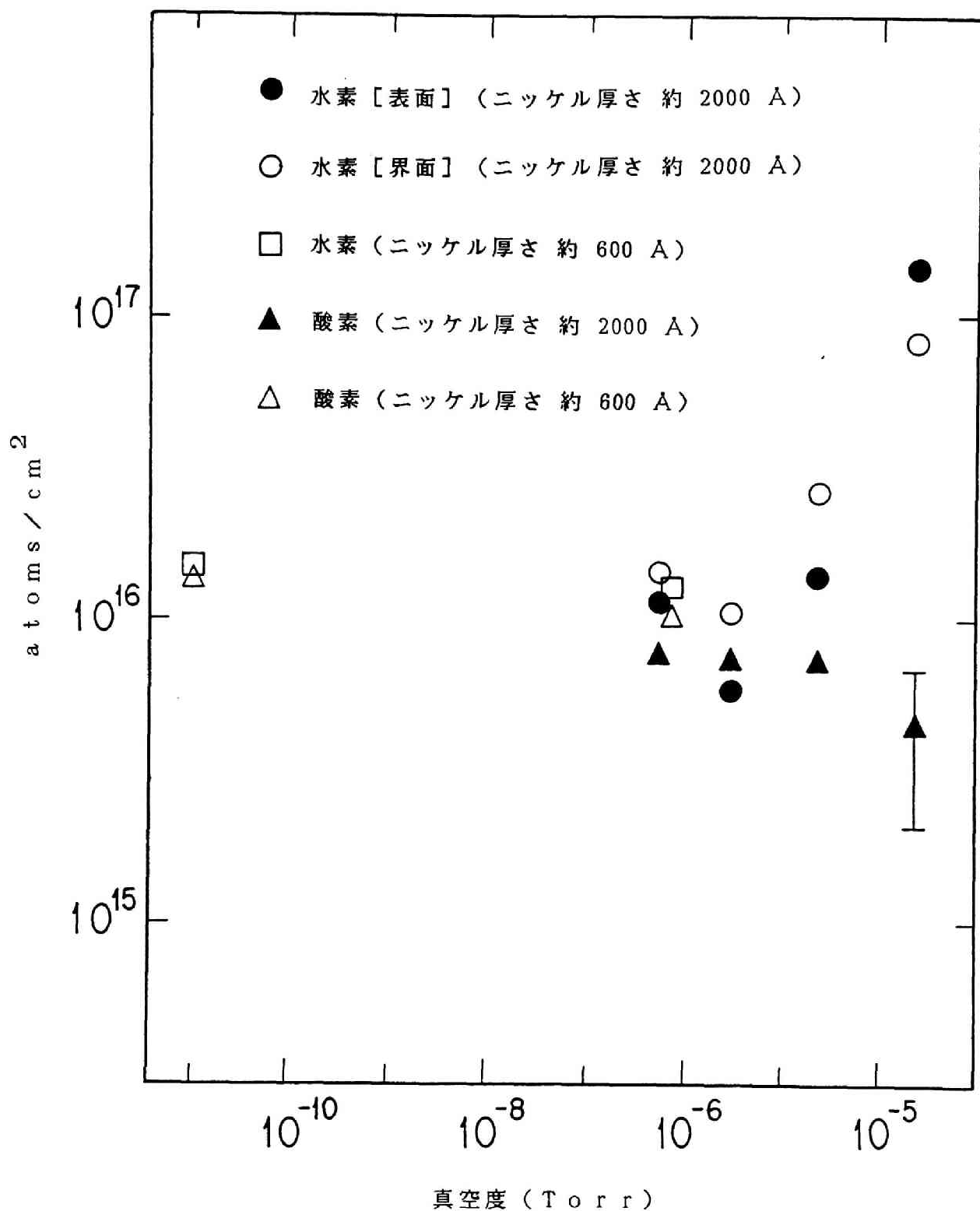
(試料：ニッケル蒸着銅試料、蒸着膜厚 約 1500 Å)



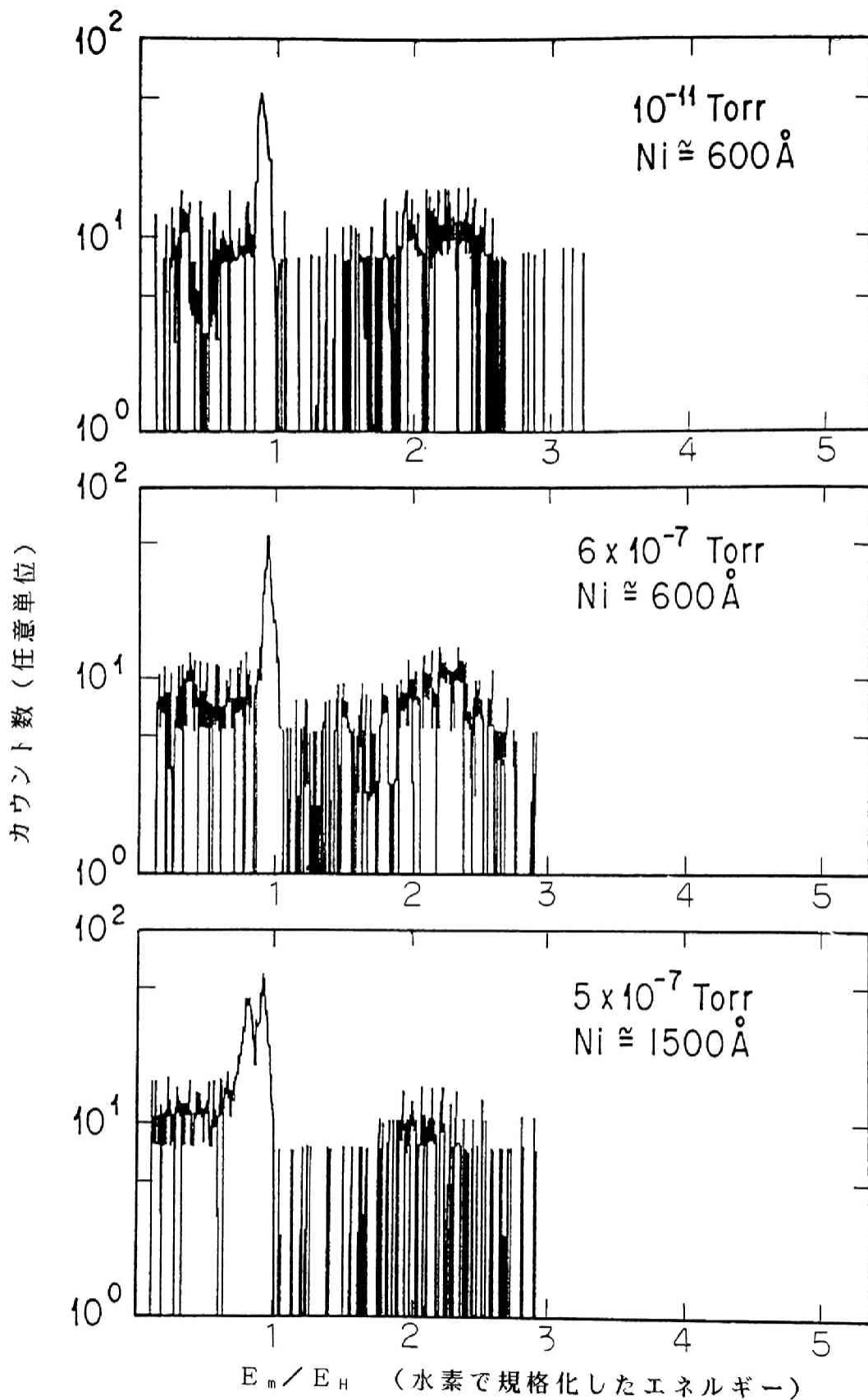
第5-8図 弾性反跳検知法で得られたスペクトル

(試料: ニッケル蒸着銅試料、蒸着膜厚 約 1500 Å)

37° 方向SSDの前にアルミニウムフィルターを置いた場合)



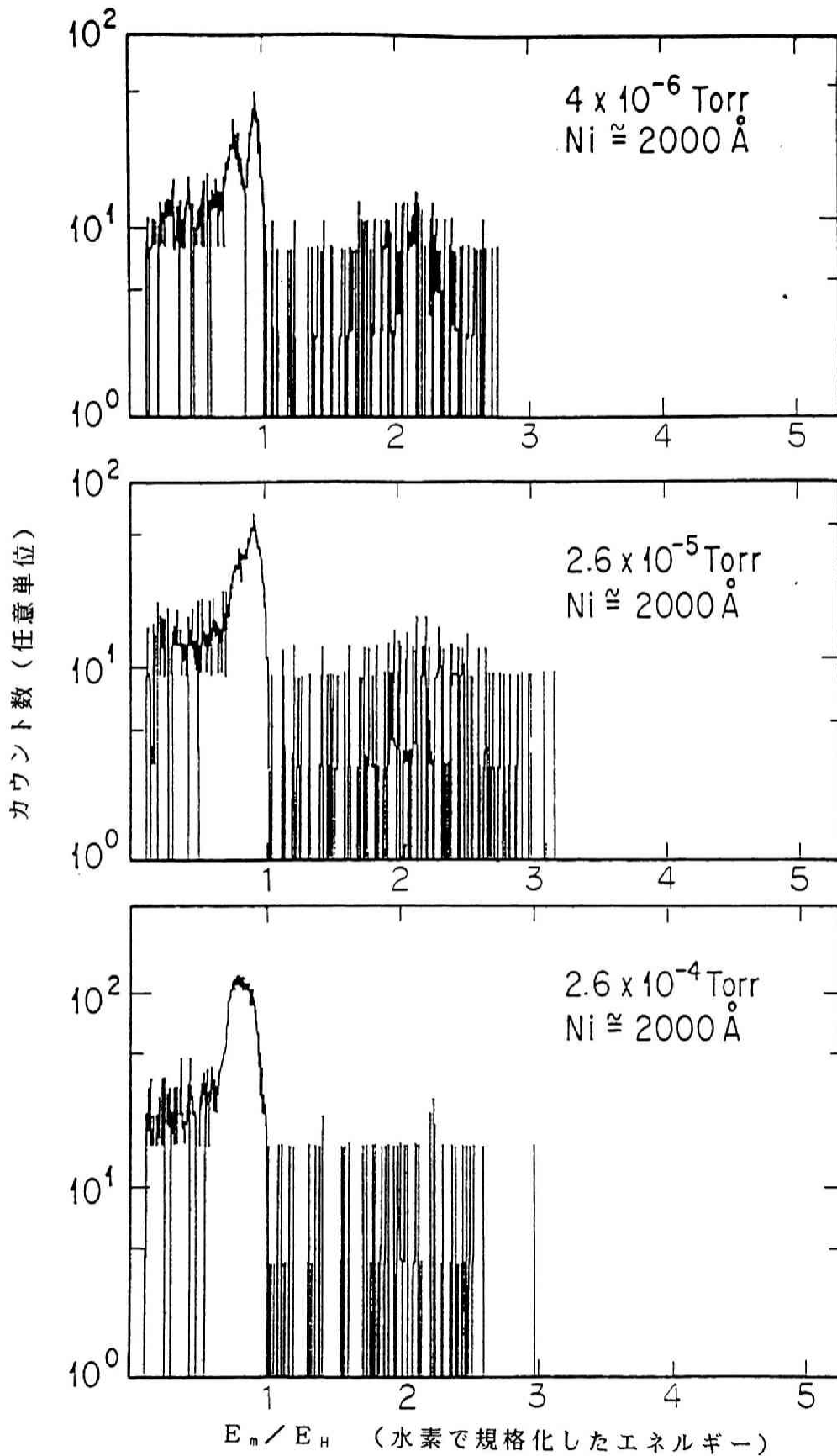
第 5 - 9 図 蒸着真空度が表面及び界面不純物量に及ぼす影響



第5-10図 弾性反跳検知法で得られたスペクトル

(蒸着真空度  $10^{-11} \sim 10^{-7}$  Torr, ニッケル膜厚 600 ~ 1500 Å  
37° 方向SSDの前にアルミニウムフィルターを置いた場合)



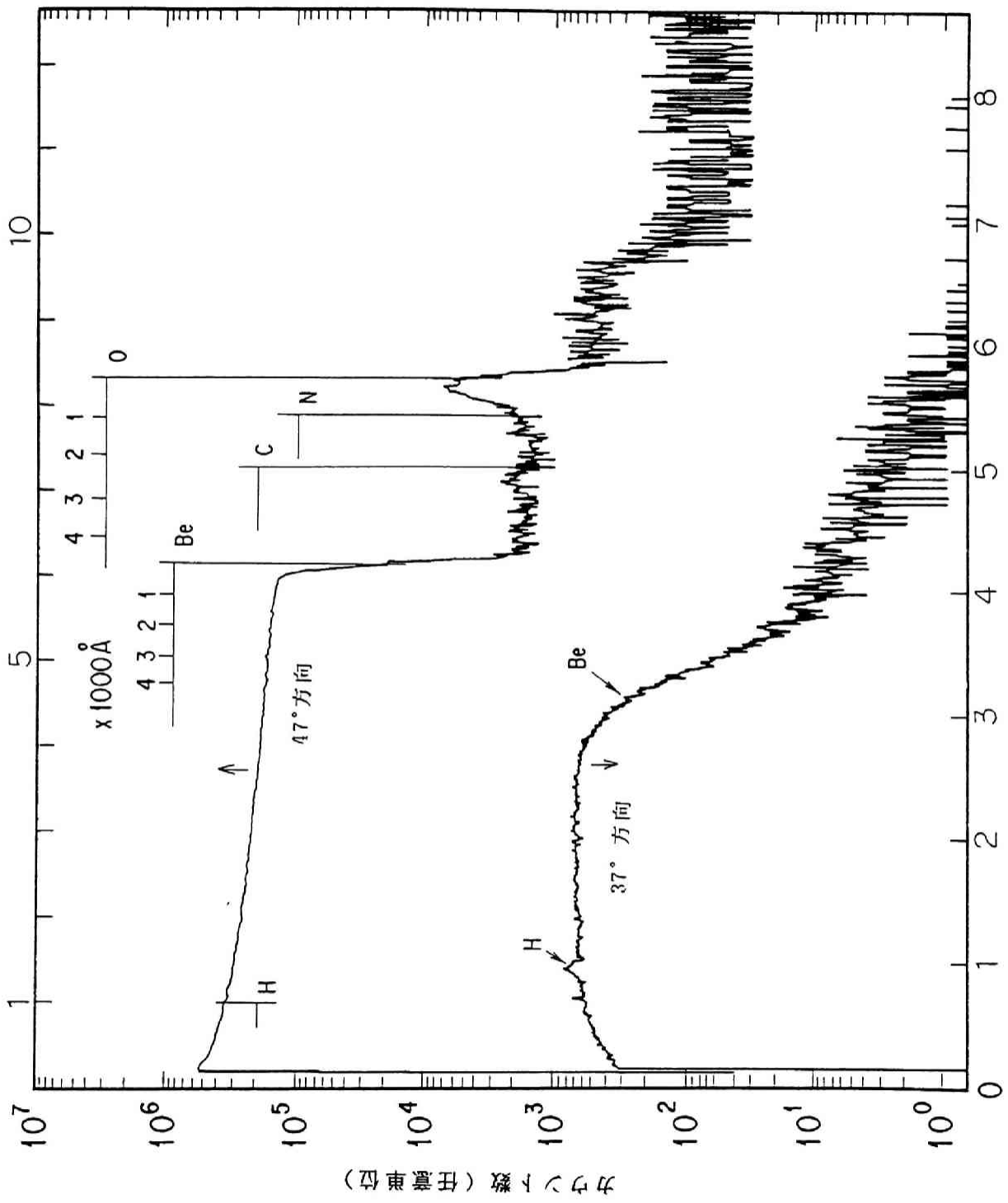


第5-11図 弾性反跳検知法で得られたスペクトル  
 (蒸着真空度  $10^{-6} \sim 10^{-4}$  Torr, ニッケル膜厚 約 2000 Å  
 37° 方向SSDの前にアルミニウムフィルターを置いた場合)

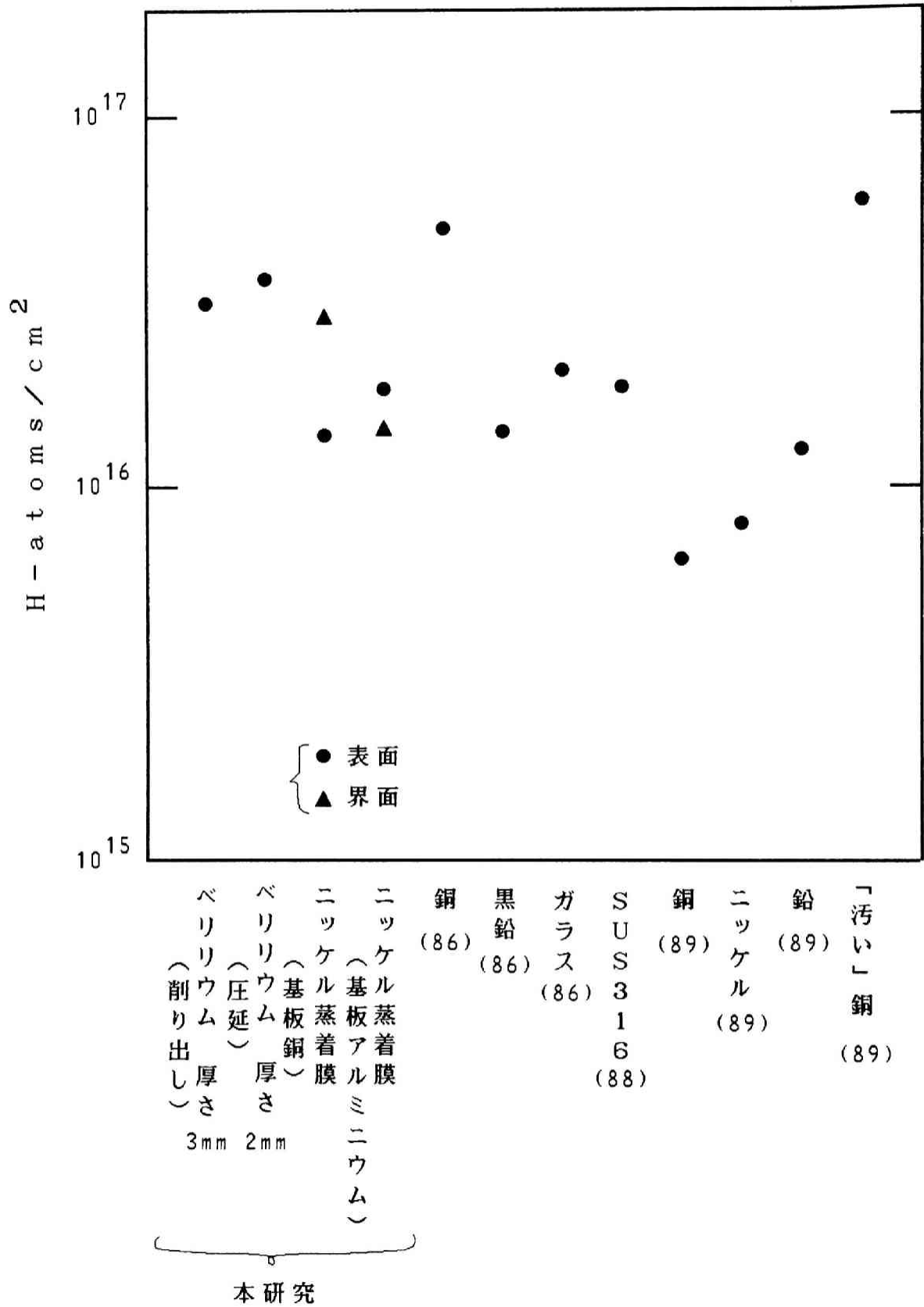
#### 5. 3. 4 ベリリウム板表面の水素

中性子ボトルの材料としてベリリウムも有力なもののひとつである<sup>85)</sup>。これはベリリウムが中性子に対し高い実効的核散乱ポテンシャルを持つため中性子の反射性能がよいからである。しかし毒性を持つことや加工性が悪いことから今まではほとんど用いられなかった。中性子ボトルは、単なる箱形や円筒形でも性能上はかまわず、加工の必要性があまりないことから、将来はベリリウムが中性子ボトル材料として用いられるようになると考えられるので、この表面水素量の測定を試みた。

弾性反跳検知法によってベリリウムから得られたスペクトルを第5-12図に示す。この試料は測定前にアセトン中で超音波洗浄を行い、空気中で乾燥させたものである。47°方向のスペクトルを見るとベリリウム表面の酸素が反跳された時に持つエネルギーのところにピークがある。これはベリリウム表面に酸化層が存在することを示している。測定は厚さ2 mmに圧延加工したものと、厚さ3 mmに削り出し加工したものの2つの試料について行った。それらの水素量はそれぞれ  $3.6 \times 10^{16}$  H-atoms/cm<sup>2</sup> 及び  $3.1 \times 10^{16}$  H-atoms/cm<sup>2</sup> となり、前述のニッケルについての測定と大差のない値を示した。第5-13図に、いろいろな中性子ボトル材料の表面水素量の測定値について本研究の結果を他で行われた実験結果と比較したものを示す。他の物質における水素量測定結果とも大差のない値を示した。従って中性子ボトルをベリリウムで製作しても、他の材質と同様に表面水素の問題は避けて通れないことが明らかになった。



第5-12図 弾性反跳検知法で得られたスペクトル  
(試料：ベリリウム板)



第5-13図 固体金属等の表面における水素量の比較

### 5. 3. 5 水素量減少の試み

表面水素の影響を減少させるため、これを重水素に置換する試みが既に行われているが<sup>90)</sup>、その実験ではまだ水素を有意に減らすことはできていない。しかもその場合水素の量だけを共鳴反応法で測定していたため、重水素置換を行ったときの重水素の存在量については測定されていない。そこで、ここでは表面水素量に及ぼす重水素の役割について調べるために本研究でも重水素置換の試みを行い、弾性反跳検知法によって重水素の存在位置及び量を測定した。

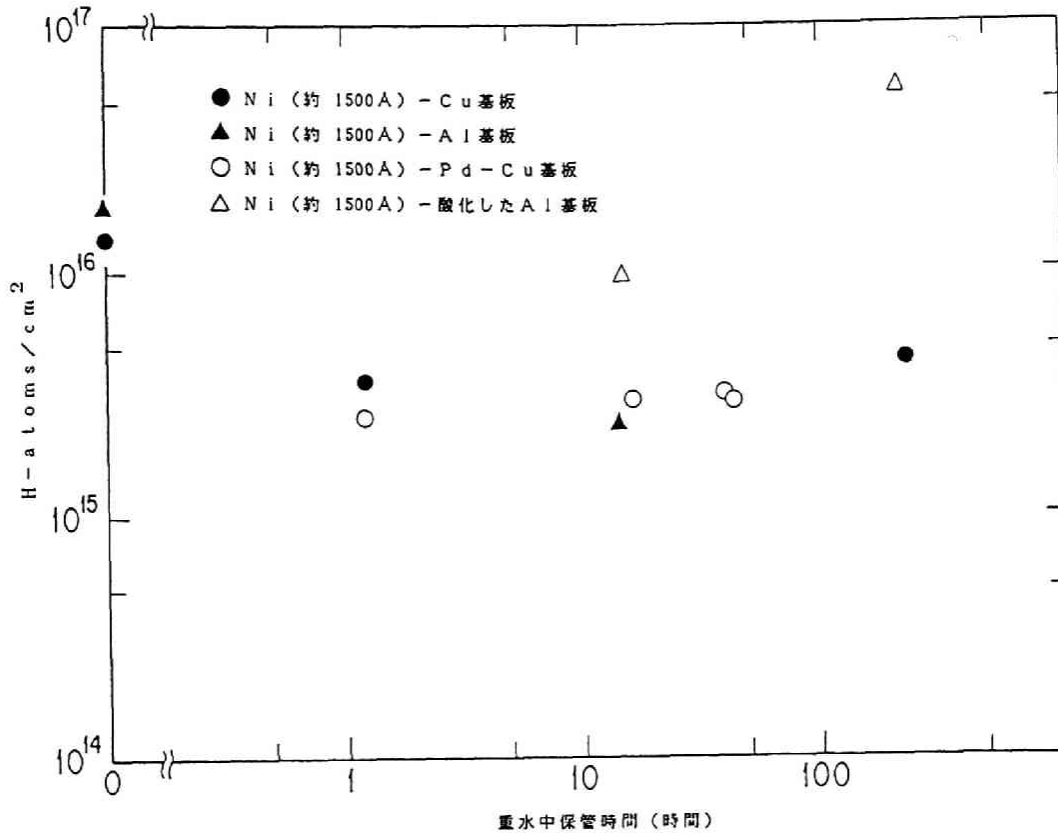
ニッケル蒸着の基板としては、水素に対する吸着性が異なるものとして、アルミニウム、銅のほか、パラジウムを真空蒸着した銅及び表面が酸化したアルミニウムを用い、表面にニッケルを約 2000 Å の厚さに真空蒸着した。それらを重水素に浸し、適当な時間経過後取り出して表面及び界面の水素量と重水素量を測定した。その結果を第 5-14 図から第 5-17 図に示した。第 5-14 図より表面水素量を見ると、重水中で 1 ~ 100 時間保存すると、時間にかかわらずほぼ一定である。重水に浸さなかった試料の水素量に比べ、やや少ないようにも見えるが格段に減少した様子は見えない。また 100 時間以上も重水中に入れておいた試料において表面水素量が増えているのは、表面に酸化層ができ、水素が吸着しやすくなったためであると考えられる。このように種々の試料に共通して、表面水素量に有意な変化が認められないという結果は他の実験の結果とも一致している。次に界面の水素量の結果を第 5-15 図に示す。ここでも重水につけておいた効果は表面の場合と同様にあまり顕著ではない。表面が酸化したアルミニウムの基板を用いた試料は酸化層の影響で水素量が多くなっている。第 5-16 図に重水中保管時間と表面の重水素量の関係を示した。この図から時間と共に重水素量が増えていく傾向にあることがわかる。重水中の保管時間と界面の重水素量との関係の結果を第 5-17 図に示したが、傾向としては表面の重水素とほぼ同じである。

次に重水素ガス中に保存した場合の効果を調べた。第 5-18 図に、重水素ガス中、空気中、及びロータリーポンプで引いた真空中に保存した場合の水素量の変化を調べた。保存の方法によらず水素量はほとんど一定である。このように重水素が存在する雰囲気内で保存すると時間と共に重水素量は増えていくが水素量

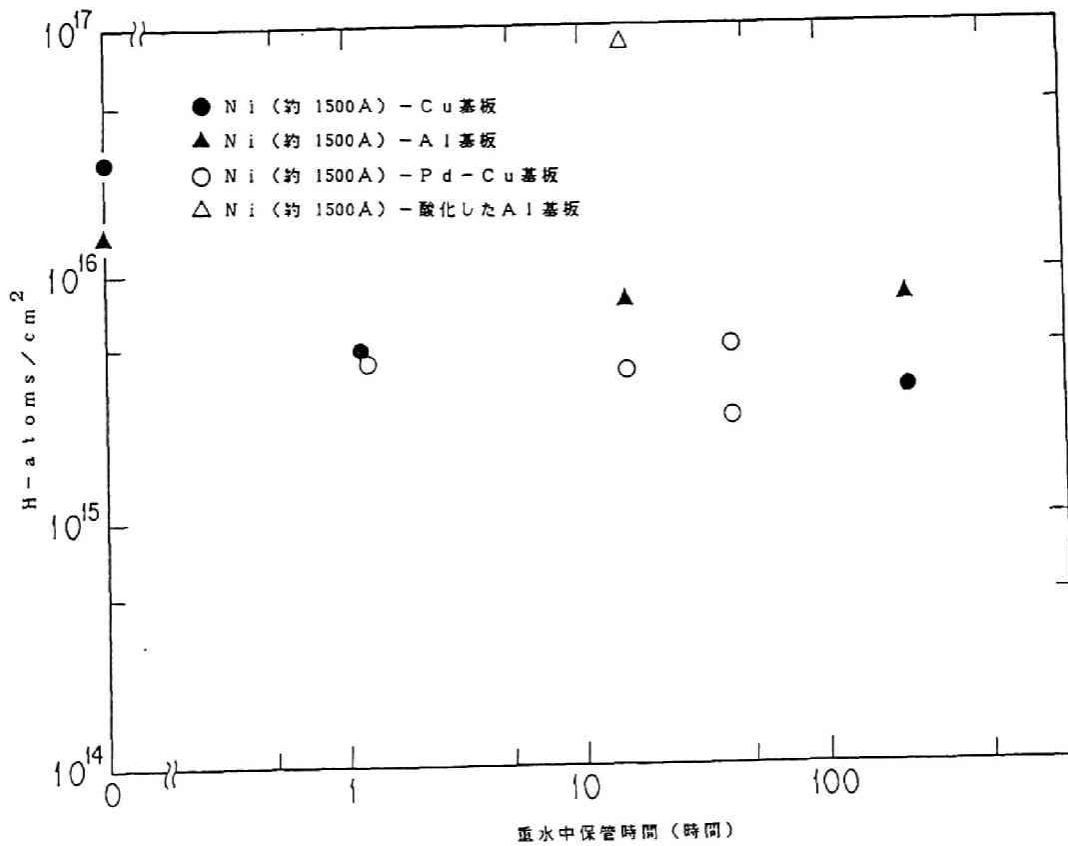
はほとんど変化しない。重水素量は水素量よりほぼ1桁少ない。重水中に100時間以上保管した結果から重水素量増加の実効的な時定数は数百時間以上であると考えられる。通常金属表面に水素が吸着するのに必要な時間は $10^{-6}$  Torrの真空中で数秒と言われていることから、そのような現象による速い置換と重水素が増える効果をもたらした遅い置換が存在すると考えられる。重水素量から、全体の1割程度が遅い置換と考えられるが、全体のほとんどすべてが極めて速く再置換されるため、水素量測定前に空気に触れさせたときに再び水素が吸着され、どのサンプルに対しても水素量がほとんど同じ程度になったものと考えられる。重水中に浸しておくことで遅い成分により重水素の量が時間と共に増えていくが、この量は全体の量に比べて小さく、また表面状態の差による試料ごとの水素量の変化に比べて小さいために重水素は表面の水素量にほとんど影響しないといえる。

試料を超高真空中で数百度までベーキングすることで表面水素を減らすことが可能であると予想される。しかし実際にベーキングを行ってから中性子ボトル実験を終えるまで、装置全体を超高真空の中に保持して実験することは容易ではない。また中性子検出器等にアルミニウムが使われることから、機械的強度を維持するために100℃程度以下に保ちたい。従って装置をそれ以上の高温でベーキングすることも避けたいところである。そこで本研究では $10^{-6}$  Torr程度の真空中での100℃程度の低温の加熱を行ってその効果を調べた。

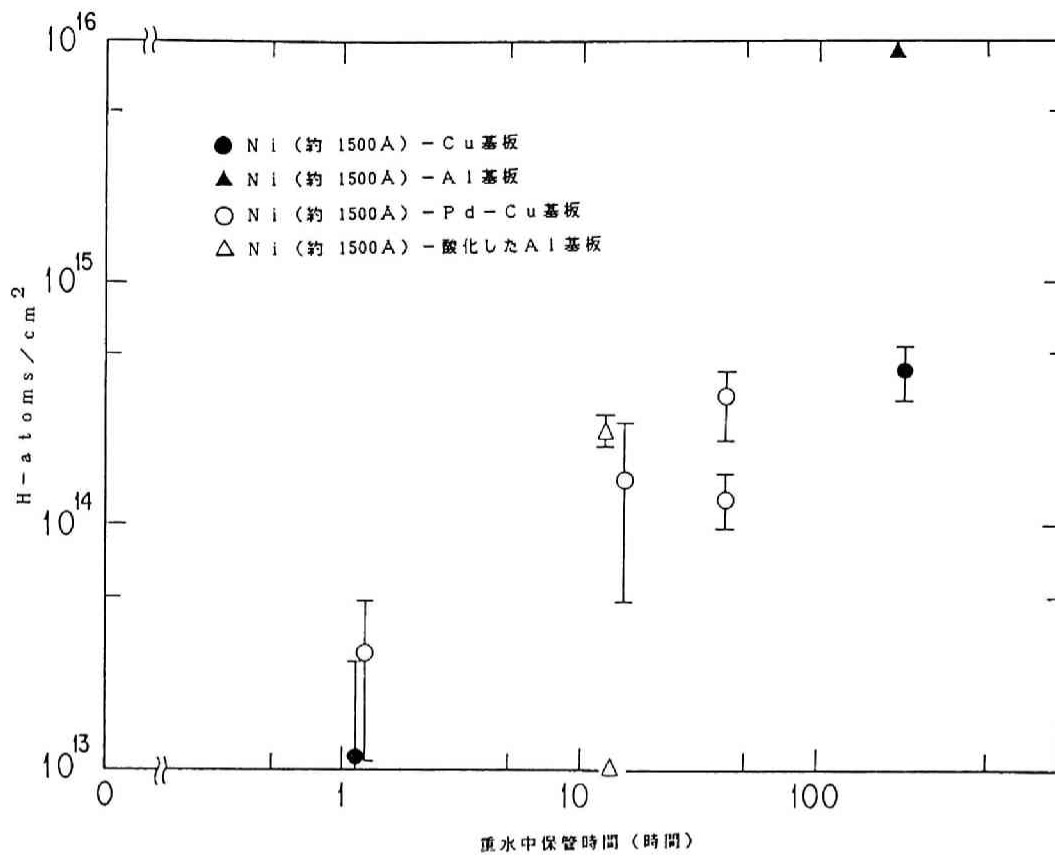
試料としては厚さ1mmで表面をダイヤモンドカッティングによって鏡面としたアルミニウム板及び圧延で製作した厚さ2mmのベリリウム板を耐熱煉瓦で支え、測定のためのアルゴンビームの照射により加熱した。温度測定は試料にビームが当たる位置の裏にクロメル-アルメル熱電対を取り付けて測定した。アルミニウムは約1時間135～150℃に保ち、その間の平均表面水素量は $0.8 \sim 1.6 \times 10^{16}$  H-atoms/cm<sup>2</sup>であった。ベリリウムは約1時間かけて室温から約80℃まで加熱し、平均水素量は $3.4 \times 10^{16}$  H-atoms/cm<sup>2</sup>であった。その後、約4時間80～90℃に保ったが、その間の水素量は $1.5 \sim 2.0 \times 10^{16}$  H-atoms/cm<sup>2</sup>であった。またベリリウムの酸素量はこの間 $5.1 \sim 5.3 \times 10^{16}$  O-atoms/cm<sup>2</sup>であり、ほとんど一定であった。これらの測定では水素量はほとんど変化しなかったため、加熱で表面水素量を減らすためには、もっと高真空中で高温まで加熱する必要があることがわかった。



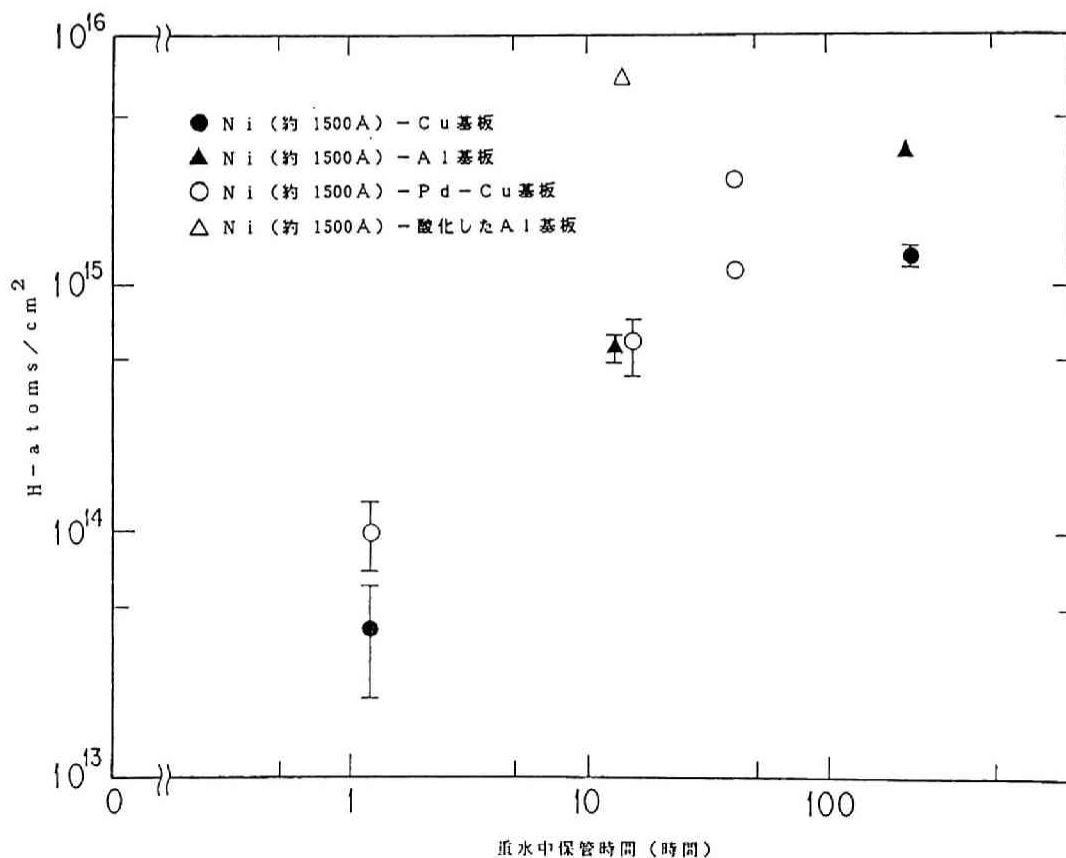
第5-14図 重水中に浸した試料の表面水素量



第5-15図 重水中に浸した試料の界面水素量

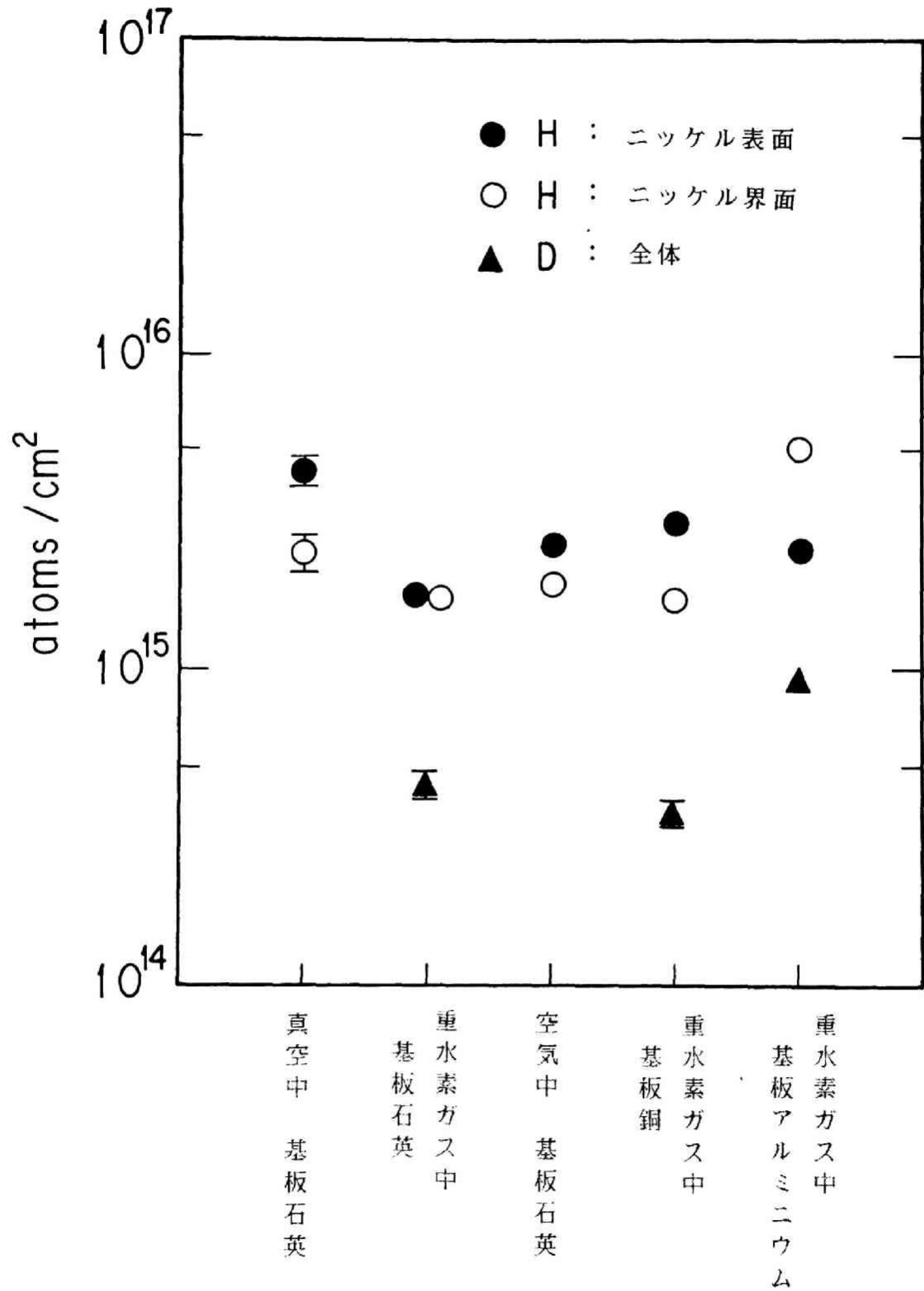


第 5 - 1 6 図 重水中に浸した試料の表面重水素量



第 5 - 1 7 図 重水中に浸した試料の界面重水素量





第5-18図 重水素ガス等に保管した試料の水素及び重水素量

#### 5. 4 中性子ボトルの性能に対する表面水素量の影響

以上の研究から、中性子ボトルに用いられるいくつかの材料において測定された表面水素量の主な由来は、空気中からの吸着であることが明らかになった。またそれを除去しようとして、重水素置換や低温加熱法を行ったが、何れの場合でも水素量は  $10^{15} \sim 10^{16}$  H-atom/cm<sup>2</sup> 程度存在し、表面水素は簡単には除去できないことがわかった。従って、今後中性子ボトルの実験を行うにあたって、このような金属材料の表面水素を除去するためには相当大がかりな超高真空装置とベーキングの装置が不可欠と考えられる。

なおこれらの実験で得られたニッケル蒸着膜やベリリウム上の水素量の値は、第5. 2節で述べたニッケル単結晶の(110)面上に吸着し得る水素量とほぼ同程度であり、それぞれの結果に矛盾はない。

このように特別な処理をしない限り、中性子ボトル材質の表面には  $10^{15} \sim 10^{16}$  H-atoms/cm<sup>2</sup> 程度の水素が存在することが示されたことから、表面に水素が存在することによる中性子の吸収や非弾性散乱による超冷中性子の損失が問題になる。また中性子の吸収や非弾性散乱があれば、ボトルを利用した実験を行うときの実験誤差となる場合もある。従って本節ではそれらがどの程度の影響を及ぼすかを評価する。

すでに述べたように、中性子鏡による超冷中性子の反射は中性子と中性子鏡のポテンシャルとの相互作用として記述されることが中性子光学で示されている。このポテンシャルは散乱長と結び付いており、上に述べられたような吸収や非弾性散乱による超冷中性子の損失も取り入れた表現として、次のような複素ポテンシャルの方法を用いることができる<sup>103)</sup>。

$$\begin{aligned}U &= U_r + i U_i \\U_r &= 2 \pi \hbar^2 N b_r / m \\U_i &= 2 \pi \hbar^2 N (b_i)_{\text{eff}} / m \\&= \hbar^2 N k (\sigma_o + \sigma_{ie}) / 2 m\end{aligned}$$

ここで

$b_r$  : 散乱長の実数部分

$b_i$  : 散乱長の虚数部分

$\sigma_o$  : 吸収断面積

$\sigma_{i_o}$  : 非弾性散乱断面積

中性子鏡表面の水素は、このポテンシャルの実数、虚数の両方の部分に影響するため、ここではそれぞれが中性子反射率に対して及ぼす影響を評価する。

まず水素の負の干渉性散乱長の寄与としてポテンシャルの実数部分に対する影響の評価を行い、次に表面水素等による吸収及び非弾性散乱の影響をポテンシャルの虚数部として定量的に考慮し、評価する。

ポテンシャルの実数部分に対する影響は、水素がニッケル表面に吸着することにより、中性子鏡の表面のポテンシャルの形が変わることである。その模式図を第5-19図に示す。水素の干渉性散乱長が負であることから、水素が含まれるとポテンシャルの実数部分は減少する。

その影響を計算すると次のようになる。真空領域Ⅰから中性子が入射し、表面の水素が存在する領域Ⅱとニッケルの領域Ⅲによる反射を計算する。領域Ⅱと領域Ⅲのポテンシャルをそれぞれ  $U_2$ 、 $U_3$  とおき、その中での中性子の波数を  $k_1$ 、 $k_2$  とおくと、それぞれの領域内での波動関数は次のように書ける。

$$(I) \quad u_1 = A_1 \exp(i k_1 x) + B_1 \exp(-i k_1 x)$$

$$(II) \quad u_2 = A_2 \exp(i k_2 x) + B_2 \exp(-i k_2 x)$$

$$(III) \quad u_3 = A_3 \exp(i k_3 x)$$

ここで

$$k_2 = \sqrt{2m(E_n - U_2)} / \hbar$$

$$k_3 = \sqrt{2m(E_n - U_3)} / \hbar$$

$E_n$  : 中性子の人射エネルギー

$x = 0$  及び  $x = a$  で  $u$  及び  $du/dx$  が連続であるため

$$x = 0$$

$$A_1 + B_1 = A_2 + B_2$$

$$k_1 (A_1 - B_1) = k_2 (A_2 - B_2)$$

$$x = a$$

$$A_2 \exp(i k_2 a) + B_2 \exp(-i k_2 a) = A_3 \exp(i k_3 a)$$

$$k_2 \{A_2 \exp(i k_2 a) - B_2 \exp(-i k_2 a)\} = k_3 A_3 \exp(i k_3 a)$$

が成り立つ。

上の式を解くと、反射率  $R_m$  は次のようになる

$$R_m = |B_1 / A_1|^2$$

ここで  $B_1 / A_1 = \alpha / \beta$  とおくと

$$\alpha = k_1 (k_2 + k_3) - k_2 (k_2 + k_3) + (k_1 + k_2) (k_2 - k_3) \exp(2 i k_2 a)$$

$$\beta = k_1 (k_2 + k_3) + k_2 (k_2 + k_3) + (k_1 - k_2) (k_2 - k_3) \exp(2 i k_2 a)$$

これらの式により反射率が計算される。さらに反射当りの損失確率  $\bar{\mu}$  は次の式で定義される。

$$\bar{\mu} = 1 - R_m$$

上式により、表面に水素が存在する場合の超冷中性子に対する影響を定量的に評価する。

ポテンシャルの形による効果を解析するに当たって、表面構造として次の2通りを考える。

a. ニッケル中の表面領域にある場合。

表面の 50 Å 中にニッケル原子数は不変で、その 30% の原子密度で水素が加わった場合、

$$a = 50 \text{ \AA}$$

$$U_{2r} = 1.46 \times 10^{-7} \text{ eV}$$

$$U_{3r} = 2.4 \times 10^{-7} \text{ eV}$$

b. ニッケルの表層に5原子層の水素がニッケルと同じ原子密度で存在した場合、

$$a = 10 \text{ \AA}$$

$$U_{2r} = -0.87 \times 10^{-7} \text{ eV}$$

$$U_{3r} = 2.4 \times 10^{-7} \text{ eV}$$

これらのいずれの場合でも超冷中性子の損失確率  $\bar{\mu}$  は  $1 \times 10^{-4}$  以下である。この効果による反射時の損失は、次に述べる吸収及び非弾性散乱による効果に比べて小さい。従って、超冷中性子の損失はポテンシャルの形が主原因でないといえる。

次にポテンシャルの虚数部分による影響を評価する。この場合には簡単のため、ポテンシャルは単一の複素関数として近似する。そしてその虚数項は、吸収断面積と非弾性散乱断面積によって評価され、反射時の損失確率  $\bar{\mu}$  は次のように表される<sup>68)</sup>。

$$\bar{\mu} = (2 \eta / y^2) (\sin^{-1} y - y \sqrt{1 - y^2})$$

ここで

$$\eta = U_i / U_r$$

$$= N_H \{ k_A \sigma_{Hc}(k_A) + k_B \sigma_{Hie}(k_B) \} / (4 \pi N_{Ni} b_{Ni})$$

$$y^2 = v_i^2 / v_{cr}^2$$

$\sigma_{Hc}(k_A)$  : 中性子の波数が  $k_A$  の時の水素の吸収断面積

$\sigma_{Hie}(k_B)$  : 中性子の波数が  $k_B$  の時の水素の非弾性散乱断面積

$N_H$  : 水素の原子数

$N_{Ni}$  : ニッケルの原子数

$b_{Ni}$  : ニッケルの散乱長

$v_i$  : 中性子の鏡への入射速度

$v_{cr}$  : 鏡の全反射臨界速度

水素の吸収断面積は、波長 1.08 Å の中性子に対して 0.19 b とし、超冷中性子に対する値を  $1/v$  則が成り立つとして求めることができる。

水素による非弾性散乱の効果の評価としては、ニッケルに吸着した水素の振動モードを調べた中性子の非弾性散乱測定の結果<sup>55)</sup>を用いることにする。この測定では非弾性散乱微分断面積が散乱角  $30^\circ$ 、 $45^\circ$  及び  $60^\circ$  に対して求められている。この結果ではニッケルによる弾性散乱はほとんど等方散乱になっているが、水素による非弾性散乱は、遷移エネルギー 10 ~ 40 meV が支配的であり、前方に偏っている。したがって、ここでは水素による非弾性散乱積分断面積を、 $30^\circ$  方向の微分断面積が全立体角の  $1/4$  に対して成り立つと仮定して求めた。その

結果ニッケルに吸着された水素の非弾性散乱積分断面積は約 0.5 b ( $\lambda = 2.56$  Å) という値を得た。また、超冷中性子に対する値は、非弾性散乱の  $1/v$  則が成り立つとして求める。

超冷中性子が中性子鏡の表面と相互作用する範囲は、反射時に中性子が鏡の中に侵入する深さであり、次のように表される<sup>68)</sup>。

$$\delta = (1/k_{cr}) (1 - x^2)^{-1/2}$$

$$x = (v_i \cos \theta_i) / v_{cr}$$

$v_i$  : 鏡への入射速度

$v_{cr}$  : 全反射臨界速度

$k_{cr}$  : 全反射臨界速度の中性子の波数

$\theta_i$  : 入射角

5 m/s の中性子がニッケルに垂直に入射した時を考えると、

$$x = 5/6.7$$

$$k_{cr} = 1.06 \times 10^{-2} \text{ \AA}^{-1}$$

となり、これを代入することにより  $\delta = 63 \text{ \AA}$  が得られる。従って、ニッケル鏡表層の 63 Å について考える。

以上の条件の下に、代表的な速度として 5m/s の中性子がニッケルに垂直に入射した場合の反射率を求める。このときの計算定数は次の通りである。

$$\sigma_{Hc} = 0.19 \times 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (\text{中性子波長 } 1.08 \text{ \AA} \text{ において})$$

$$\sigma_{Hie} = 0.5 \times 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (\text{中性子波長 } 2.56 \text{ \AA} \text{ において})$$

$$b_{Ni} = 1.03 \times 10^{-12} \text{ cm}$$

$$y = (5/6.7)^2 = 0.56$$

従って

$$\eta = U_i / U_r$$

$$= \bar{N}_H \{ k_A \sigma_{Hc} (k_A) + k_B \sigma_{Hie} (k_B) \} / (4 \pi \bar{N}_{Ni} b_{Ni})$$

$$= 1.8 \times 10^{-5} \times (\bar{N}_H / \bar{N}_{Ni})$$

ここで

$\bar{N}_H$  : 鏡面表層における平均水素原子数密度

$\bar{N}_{Ni}$  : 鏡面表層における平均ニッケル原子数密度

$$\bar{\mu} = (2 \eta / y^2) (\sin^{-1} y - y \sqrt{1 - y^2})$$

$$= 3.9 \times 10^{-3} \times (\bar{N}_H / \bar{N}_{Ni})$$

$$\bar{N}_{Ni} = 6.02 \times 10^{23} \times 8.85 / 58.7 \text{ cm}^{-3}$$

ここで本研究によって得られた水素量には幅があるため、その代表値として  $\bar{N}_H = 1 \times 10^{16} / (63 \times 10^{-8}) \text{ cm}^{-3}$  を代入する。

以上のようにして得られた各数値を用いることにより、表面水素による吸収及び非弾性散乱による損失確率が定量的に求められる。その結果は、

$$\bar{\mu} = 3 \times 10^{-4}$$

となる。さきに求めたニッケル表面におけるポテンシャルの実数部の減少による反射率の損失はこの値より小さいため、表面に吸着した水素による超冷中性子の損失機構として吸収と非弾性散乱の効果が支配的であることがわかる。

中性子ボトル内の超冷中性子寿命は次の式で表わされる<sup>68)</sup>。

$$1/T = v_b \bar{\mu} / \bar{Q} + 1/\tau$$

ただし、

$$v_b = 5 \text{ m/s}$$

$$\bar{\mu} = 3 \times 10^{-4}$$

$$\bar{Q} = 4 V_b / S_b$$

$$\tau \sim 1000 \text{ s}$$

T : ボトル内の中性子閉じ込め寿命

$v_b$  : 中性子速度

$\bar{Q}$  : ボトル内中性子の壁との衝突の平均自由行程

$V_b$  : ボトル体積

$S_b$  : ボトル表面積

$\tau$  : 中性子の $\beta$ 崩壊の寿命

これを Egorov らが行った中性子ボトル実験<sup>31)</sup>の条件に適用すると次のようになる。この実験では、中性子ボトルの材質はニッケルであり、ボトルの大きさは直径 7 cm、長さ 1.2 m の円筒形をしている。したがって、

$$V_b = 4.6 \times 10^{-3} \text{ m}^3$$

$$S_b = 2.7 \times 10^{-1} \text{ m}^2$$

これを上式に代入すると、予想される閉じ込め寿命は、

$$T = 43 \text{ s}$$

となる。一方このニッケルボトルによる超冷中性子閉じ込め寿命の実験値は  $15 \pm 1 \text{ s}$  である。中性子の  $\beta$  崩壊の寿命が約  $1000 \text{ s}$  であり、本解析で用いた水素量  $1 \times 10^{16} \text{ H-atoms/cm}^2$  の場合、水素による効果によってこれが約  $43 \text{ s}$  まで短縮されているという予測に対し、実験値はさらに小さく  $15 \text{ s}$  になっている。この相違については、上の計算は比較的 ideal 化されたボトルでの評価値であり、実際の実験条件では他にもいろいろな超冷中性子損失の原因が存在したためと考えられる。閉じ込め寿命を短縮する原因として考えられるものは、①ボトル表面の水素量が上記の評価よりも多いこと。②実験で測定された超冷中性子の平均速度がここで評価した  $5 \text{ m/s}$  よりも大きく、ニッケルの全反射臨界速度である  $6.7 \text{ m/s}$  に近くて反射率が悪いこと。③鏡の材質自体による中性子吸収と非弾性散乱、④中性子ボトルへの出入口での接続ギャップ、⑤水素以外の不純物による効果等が考えられる。これらの原因があるため、上で得られた比較的 ideal 条件で評価された中性子寿命と実験値とに差異が生じたものと考えられる。従って、ボトル内へ閉じ込めた超冷中性子の閉じ込め寿命の短縮の主原因の一つは、表面水素による吸収と非弾性散乱であると考えられる。

中性子閉じ込め寿命に対する表面水素の影響の重要性を裏付けるものとして、いろいろな実験が報告されている。例えば、中性子閉じ込め寿命から表面水素の効果を評価するため、中性子ボトルの温度が閉じ込め寿命に及ぼす影響を評価した実験が行われている<sup>85)</sup>。この場合中性子ボトルの材質はベリリウムであり、温度範囲は  $6.5 \sim 300 \text{ K}$  である。閉じ込め寿命は低温のほうが長くなり、常温で  $107 \pm 4 \text{ s}$  であったものが  $6.5 \text{ K}$  では  $246 \pm 7 \text{ s}$  までになっている。この結果、 $6.7 \text{ K}$  の時の超冷中性子損失原因の約半分が水素によるものと評価された。他の原因の主なものとして、中性子の  $\beta$  崩壊、中性子ボトルの構造的な隙間及びベリリウムによる吸収が挙げられている。

またグロー放電で表面水素の量を減らして中性子閉じ込め寿命を延ばそうという実験が行われている<sup>86)</sup>。これではステンレス製のボトル内で  $165 \text{ s}$ 、ベリリウム中で  $140 \text{ s}$ 、アルミニウム中で  $146 \text{ s}$ 、石英中で  $290 \text{ s}$  の寿命が得られている。しかしこの時でも表面水素がなくなったわけではなく、 $10^{15} \text{ H-atoms/cm}^2$  程度の水素がなお吸着していたものと推定される。



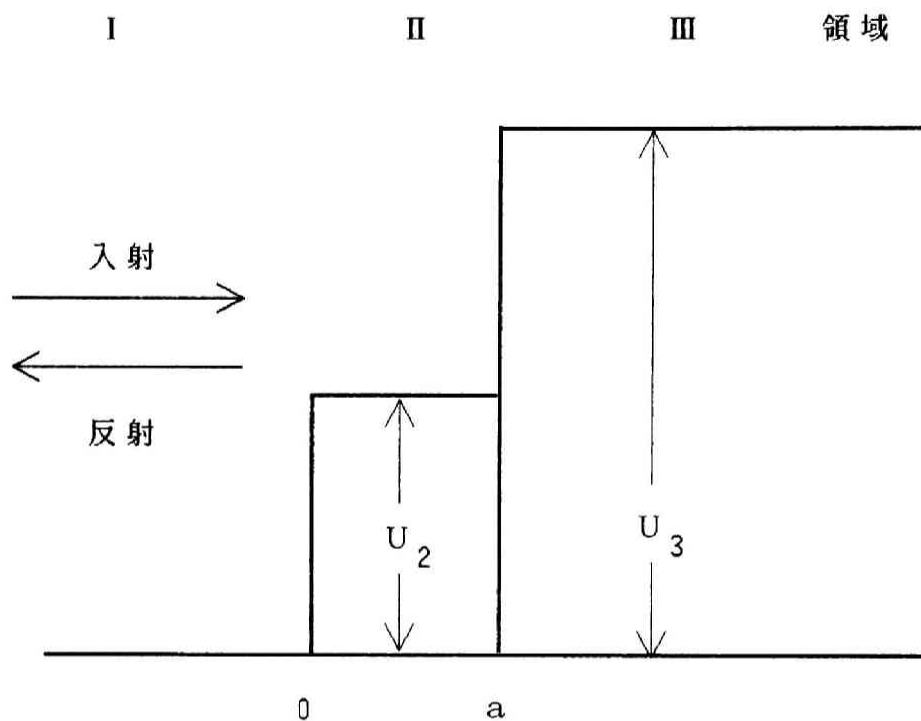
以上の検討により、中性子ボトル実験を行った時の閉じ込め寿命の短縮の主原因の一つが表面に吸着された水素によるものと評価された。従って、中性子ボトル材料表面から水素を除去できると、閉じ込め寿命が飛躍的に延びることが期待される。例えば、前述した Egorov らが実験した中性子ボトルの場合を考え、損失原因を表面水素と中性子の  $\beta$  崩壊だけと仮定すると、表面水素量と寿命の関係は次のようになる。

表面水素量 (H-atoms/cm <sup>2</sup> )	寿命 ( s )
$1 \times 10^{16}$	43
$1 \times 10^{15}$	312
$1 \times 10^{14}$	819
$1 \times 10^{13}$	978

中性子の電気双極子能率測定を行うためには、できるだけ長い寿命を持つことが望ましい。しかし  $1 \times 10^{16}$  H-atoms/cm<sup>2</sup> の水素量でも従来の中性子ビーム実験に比べて装置内の滞在時間が遙かに長くなる。従って、仮に表面水素量を減らすことができず、現状の水素量が存在したとしても、中性子ボトルはこのような実験にとっては有効な装置である。

次に、中性子ボトルを表面物理実験に応用する場合には、表面に存在する水素の効果が測定対象の効果より小さいことが望ましい。水素の非干渉性散乱断面積は、他の元素の数倍から数十倍程度であるため、水素量を対象とする元素の 1/100 程度にすればよいことがわかる。従ってこの目的からは  $10^{14}$  H-atoms/cm<sup>2</sup> 以下であることが望ましい。

第3に、中性子ボトルを中性子  $\beta$  崩壊寿命の測定に用いることが有利であるためには、表面水素による寿命の短縮が現在得られている測定値間の相違よりも小さくなる必要がある。現在得られている  $\beta$  崩壊寿命の値の主なものは、 $918 \pm 14 \text{ s}^{(04)}$ 、 $877 \pm 8 \text{ s}^{(05)}$ 、 $937 \pm 18 \text{ s}^{(06)}$  である。従って、より正確な値を明らかにするためには、表面水素量を  $10^{13}$  H-atoms/cm<sup>2</sup> 以下にまですることが必要であることがわかる。



領域 I ; 真空、領域 II ; 水素が存在する鏡表面領域、  
 領域 III ; 基板

$U_2$  ; 領域 II のポテンシャル、 $U_3$  ; 基板のポテンシャル  
 $a$  ; 水素が存在する深さ

第 5 - 1 9 図 表面水素を考慮した中性子鏡表面の  
 ポテンシャルの模式図

## 5. 5 結言

中性子ボトル材料中の表面水素の分布測定に、初めて荷電重元素ビームによる弾性反跳検知法 (ERDA) を応用した。この方法は、各種の軽元素に対し同時に深さ分布を測定することが可能である。従来中性子ボトル材料表面の水素量測定に用いられてきた共鳴反応法では一種類の元素のみしか測定することができなかったのに比べ、重水素等の量まで測定することができるのが特長である。

本研究では理研の重イオン線形加速器を用いて測定を行った。1回の測定は、数十 nA のイオン電流で約 30 分間行ったが、この時の測定下限界は約  $10^{13}$  H-atoms/cm<sup>2</sup> であった。この方法を用いて以下のような成果が得られた。

中性子ボトルにおける中性子閉じ込め寿命短縮の主原因と考えられている、ボトル内表面に存在する水素の量及び分布を測定した結果、ニッケル、ベリリウムなど主な中性子ボトル材料には、共通的に  $10^{15} \sim 10^{16}$  H-atoms/cm<sup>2</sup> の水素が存在することが明らかになった。また中性子鏡となるニッケル蒸着膜についても、その表面及び基板との界面にそれぞれ同程度の水素が存在することが明かにされた。また優れた中性子反射鏡材料と言われているベリリウムについても、結果はほぼ同様であった。これらの値は、中性子ボトル材料に対して行われた他の実験値とも一致した。

ニッケル蒸着膜には、表面から吸着した水素と真空蒸着時に残留ガスの巻き込みによる水素が存在しており、前者は蒸着真空度  $10^{-6}$  Torr 程度よりよい高真空条件で製作した中性子鏡における表面水素の主要因であり、一方、後者は  $10^{-6}$  Torr よりも悪い真空度において支配的な原因となることが明らかになった。また蒸着膜厚が 2000 Å 程度になると、多くの場合基板の種類は表面水素量に影響しないこともわかった。

表面水素を重水素に置換すると中性子が吸収される確率が小さくなることに着目して、重水中に浸すこと及び重水素ガス中に保管することによる重水素置換を試みた結果、重水素の存在は確認され、その量は重水に浸しておく時間が長くなると、増える傾向があることが示された。しかしながら水素量はほとんど変化しなかった。

真空中において加熱することによる表面水素減少の可能性に関しては、アルミ

ニウム及びベリリウムを約 100 °C に加熱しながら水素量を測定したが、この条件では水素量には有意な影響はなかった。

測定された表面水素量から表面水素が中性子閉じ込め寿命に及ぼす影響を評価した結果は、中性子ボトル実験で得られた寿命と矛盾しない。従って、中性子ボトル内での中性子寿命短縮の主原因は表面水素による吸収と非弾性散乱であると推論できた。この水素量を減らすことは容易ではないが、それでも中性子ボトルは従来の中性子ビーム実験に比べると遥かに長時間中性子を閉じ込めることができる。このため現在程度の表面水素量であっても、電気双極子能率測定実験にとっては中性子ボトルの利用は有効であろう。

表面水素量を  $10^{13} \sim 10^{14}$  H-atoms/cm<sup>2</sup> 程度まで減少させることができれば、表面水素による効果が小さくなるため、表面物理実験や中性子寿命測定にも中性子ボトルを活用することができるようになるであろう。そのためには、例えば中性子ボトル全体を超高真空中に入れて高温で長時間表面のベーキングを行うといった準備が必要となるであろう。

## 6 結論

本研究では、超冷中性子を基礎物理や物質科学等の研究に応用できるようにすることを目的とし、超冷中性子の発生から応用装置に関する解析及び実験にいたるまで、現在超冷中性子研究上問題となっている事項のいくつかに取り組んだ。その結果、それらの問題点に対する解決方法及び今後の進めるべき新しい方向を示すことができた。本研究で得られた主な具体的知見を次に示す。

まず極冷中性子導管の時間依存数値計算による特性解析を行い、実験値と比較することにより次の点が明らかになった。

1) 本研究で行った特性解析では、①中性子の軌跡を各初期速度について時間に依存して追跡するものであり、②中性子に対する重力の影響を考慮にいれ、③接合誤差の影響を求められるようにした。その結果、この極冷中性子導管は極冷中性子をよく透過し、熱中性子等のよりエネルギーの高い中性子をよく除去することがわかった。また、得られた計算結果を電子線形加速器を用いて行った中性子飛行時間法による実験結果と比較することにより、この手法による特性解析の妥当性を立証することができた。

2) 特性速度 71 m/s、全長 1.8 m の中性子導管の低速中性子透過特性を中性子飛行時間法で測定する場合を解析した。その結果、特性速度に対応するエネルギーである約 26  $\mu\text{eV}$  以上のエネルギーを持つ中性子に対しては、反射による行路差がもたらす中性子エネルギーの正しい値と測定値との間のずれは 1 % 以下である。しかしそれ以下のエネルギーを持つ中性子はそのずれが大きくなり、1  $\mu\text{eV}$  に対して原理的には最大 47 % となる。

3) 中性子がこの中性子導管を透過中、重力による速度方向の変化がもたらす損失は、1 ~ 100  $\mu\text{eV}$  のエネルギー範囲にわたり一定であり 1.2 % 以下である。

超冷中性子発生装置であるスーパーミラー中性子タービンにおける複雑な中性子減速過程を数値計算によって求め、超冷中性子発生特性に関する解析を行った結果、次の点が明らかになった。

1) 発生中性子は、絶対速度約 5 m/s のグループとより速い約 20 m/s 程度のグ

ループから成る。

2) 前者は反射羽根で3回反射して減速した中性子であり、後者は2回しか反射しなかったものである。

3) 発生した超冷中性子パルスの幅が設計通りであり、反射羽根間の距離は適当である。

4) 超冷中性子は、反射羽根出口で約 20 cm の広い幅にわたり発生している。

5) 反射羽根出口における空間分布の解析から、入射極冷中性子導管及び反射羽根をさらに大きくすることにより性能が改善される可能性がある。

6) 解析により、反射羽根の上下からの流出により中性子の損失が起こっていることがわかった。それに対する改善策として、反射羽根の上下にニッケル蒸着反射板を取り付けることの有用性が実測により示された。

さらにまた発生した超冷中性子を単色化する新しい方法として、多層膜透過法についての数値解析と特性測定を行った。実験結果を計算結果と比較すると、両者において対応する速度の中性子に対して透過率のピークが得られた。このことから、多層膜単色化装置により中性子エネルギーの単色化が実際に行われ得ることを確認し、実用化の可能性を示すことができた。この単色化装置は、中性子速度の多層膜の表面に対して垂直な成分のみを単色化するものであり、例えば多層膜と超冷中性子の干渉実験のような1次元的な現象についての測定を行う実験に対して有効である。またコリメータで発散角を制限すれば、通常の絶対速度についての単色化装置として用いることもできる。

次に落差集束式超冷中性子散乱装置について具体的な寸法を想定して概念設計を行った。その結果、次のような特長のあることが示された。

1) 従来の中性子散乱装置に比べると、散乱された中性子を広い立体角で利用するという意味で、中性子利用効率が非常に高い。

この方式は、原理的に反射面が大きく、利用できる最大立体角は、水平型で $4\pi$ 、鉛直型で $2\pi$ に近い値にできる。

2) 装置が非常にコンパクトにできる。

設計例では、直径がほぼ1 mの球状である。同様な装置である西ドイツ、ミュンヘン工科大学の飛程集束式重力分光器NESSIEが長さ 6.70 m、高さ 4.8

5 m といった大きさを持つのと比べ、本装置は遙かに小型で同程度の測定精度が得られる。

この装置に対して各種の特性解析を行った結果、以下の点が明らかになった。

1) 重力を用いたこの超冷中性子散乱装置は、微小遷移エネルギーと微小遷移運動量の両方に対して同時に高い測定精度を持つ。

① 水平型分析装置は次の性能を持ち得る。

エネルギー測定精度は、5.2 ~ 27 neV である。

運動量測定精度は、約  $8 \times 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$  である。

測定エネルギー範囲は、0.084 ~ 1.2  $\mu\text{eV}$  である。

② 鉛直型分光器は次の性能を持ち得る。

エネルギー測定精度は、約 30 neV である。

測定される中性子の遷移運動量は  $5 \times 10^{-2} \text{ \AA}^{-1}$  以下である。

測定エネルギー範囲は、0.084 ~ 1.2  $\mu\text{eV}$  である。

2) 具体的な落差集束式超冷中性子散乱装置の構造として、分割反射鏡型水平入射式と非分割反射鏡型鉛直入射式の2種類の水平型分析装置及び角度積分式である鉛直型分光器がある。それぞれの特徴を生かした用途として、例えば中性子速度約 6 m/s ~ 15 m/s の範囲における角度依存非弾性散乱実験には3分割型水平入射式分析装置が有利であり、一方、速度約 4 m/s ~ 7 m/s の範囲における準弾性散乱実験には非分割型鉛直入射式が有利である。また鉛直型分光器は速度約 4 m/s ~ 15 m/s の範囲における角度積分非弾性散乱実験に有利である。

さらに、この性能を可能にするために必要とされる製作精度及び反射性能の中性子鏡が既に確立された技術で製作可能であることが示された。

次に、中性子ボトル材料の表面水素量の測定に、初めて荷電重元素ビームによる弾性反跳検知法を応用した結果、次の点が明らかになった。

1) 中性子ボトル実験を行った時の中性子閉じ込め寿命短縮の主原因と考えられているボトルの内表面に存在する水素量を測定した結果、ニッケル、ベリリウム等の主な中性子ボトル材料に対し、共通的に  $10^{15} \sim 10^{16} \text{ H-atoms/cm}^2$  の水素が存在していた。この結果は、中性子ボトル材料に対して行われた他の実験とも一致した。

2) ニッケル蒸着膜には、表面及び基板との界面にそれぞれ同程度の水素が存在している。

3) ニッケル蒸着膜には、表面から吸着した水素と真空蒸着時に残留ガスの巻き込みによる水素が存在しており、前者は蒸着真空度  $10^{-6}$  Torr 程度よりよい高真空条件で製作した場合の表面水素の主原因であり、後者はそれより悪い真空度で製作した場合において主原因となる。

4) ニッケル蒸着膜厚が 2000 Å 程度になると、多くの場合基板の種類は表面水素量に影響しない。

5) 重水中に浸すこと及び重水素ガス中に保管することによる重水素置換を試みた結果、重水素の存在は確認され、その量は重水に浸しておく時間が長くなると増える傾向があることが示された。しかし、水素量はほとんど変化しなかった。

6) 真空中において加熱することによる表面水素の減少の可能性に関しては、アルミニウム及びベリリウムを約 100 °C に加熱した限り、表面の水素量には有意な影響はなかった。

さらに、測定された表面水素量から表面水素が中性子閉じ込め寿命に及ぼす影響を評価した結果は、中性子ボトル実験で得られた寿命と矛盾しないことが示された。この水素量を減らすことは容易ではないが、水素量を減らすことができなくても従来の中性子ビーム実験に比べ中性子を遙かに長時間閉じ込めることができるため、中性子ボトルの利用は電気双極子能率測定実験には有効であろう。表面水素量を  $10^{13} \sim 10^{14}$  H-atoms/cm<sup>2</sup> 程度まで減少させることができれば、表面物理実験や中性子寿命測定にも中性子ボトルを応用することができる。そのためには、例えば中性子ボトル全体を超高真空中に入れて表面のベーキングを行うといった準備が必要である。

冷中性子源の整備や中性子導管の利用が進んできており、今後利用できる冷中性子・極冷中性子束が大きくなることで、超冷中性子研究を進める環境が整備されてきた。超冷中性子発生装置としては、さらに効率よく超冷中性子を得るために、本研究の結果を基にした改良型中性子タービンの製作が望まれる。また、スーパーサーマルコンバータや磁気減速による超冷中性子の発生も有望な装置として開発、改良が加えられてゆこう。



中性子の $\beta$ 崩壊寿命の測定や電荷の有無の測定といった中性子自体の性質を調べる実験では、現在は超冷中性子強度が弱いために冷中性子や熱中性子が用いられている。しかし超冷中性子は速度が極めて遅いという利点があるため、今後は超冷中性子が用いられることになろう。また、超冷中性子散乱装置は従来の中性子散乱装置と比べて遙かに高い測定精度を持つため、その実用化が期待される。このような散乱装置の実用化のためには、大面積の位置感応型超冷中性子検出器の開発が不可欠である。他の超冷中性子実験でも、超冷中性子強度が弱いために実験効率を上げる必要があり、このような大面積の検出器の開発が求められている。中性子ボトルは、中性子を一定の場所に長時間閉じ込めるという従来では考えられなかったことを可能にした。ボトル材料の表面に存在する水素の問題があるため、利用されるテーマは現在では限られているが、中性子の電気双極子能率の測定等では従来 of ビーム実験で得られなかった精度が期待される。また磁場による超冷中性子の閉じ込めには表面水素の問題はないため、今後さらに優れた閉じ込め性能を持つようになろう。

超冷中性子発生装置の開発、実験装置の改良、実験効率の向上によって、現在よりもさらに低いエネルギーを持つ数十 neV 以下の中性子の利用も、今後可能になろう。それによって重力のような弱い力による影響がより顕著に調べられるばかりでなく、中性子の波長が長くなることにより、量子力学的な現象がさらに広い条件で観測されるようになろう。

## 謝辞

本研究を行うにあたり、始終変わらず御指導と御鞭撻を賜った京都大学原子炉実験所所長岡本朴教授に深く感謝申し上げます。

京都大学原子炉実験所宇津呂雄彦助教授には、本研究の最初から本論文をまとめるまで、物心両面から懇切な御指導を賜りました。厚く御礼申し上げます。

また本論文をまとめるにさいし、懇切な御指導・御鞭撻と多くの有意義な御教示を賜った京都大学原子炉実験所木村逸郎教授に心より感謝申し上げます。

中性子ボトル材料の表面水素の研究を行うにあたり、数多くの御教授を頂いた高エネルギー物理学研究所共通系古城肇教授、京都大学工学部東邦夫教授に御礼申し上げます。また実験の遂行にあたり、御協力と有益な議論を頂いた理化学研究所核化学研究室主任研究員野崎正博士、林茂樹博士（現島津製作所）、荒谷美知博士、矢野倉実博士に深く感謝します。また日立製作所中央研究所白木靖寛氏には超高真空中で製作した試料を提供して頂き感謝します。

京都大学原子炉実験所の方々には本研究の全般にわたり御支援と御協力を頂きました。特に、原子炉設備研究部門の方々、中でも多層膜試料及びスーパーミラーの製作については海老沢徹助手、数値計算については小野正義博士、研究全般にわたっては秋吉恒和講師から御指導・御鞭撻を頂きました。深く感謝します。また、技術室の奥村清技官からは始終有意義な助言と討論を頂き感謝します。

最後に、本研究をまとめるにあたり、日本原子力研究所研究炉管理部前部長桜井裕博士、研究炉開発室室長大西信秋氏、利用技術グループリーダー高橋秀武氏、物理部坂本正誠博士、並びに研究炉開発室利用技術グループの方々には御協力と御鞭撻を頂きました。心より感謝申し上げます。

## 参考文献

### 第 1 章

- 1) E.Fermi and W.H.Zinn, Phys. Rev., 70(1946)103.
- 2) H.Maier-Leibniz and T.Springer, Reactor Sci. Technol., 17(1963)217.
- 3) J.Christ and T.Springer, Nucleonik, 4(1962)23.
- 4) H.Maier-Leibniz, Nucleonik, 8(1966)61.
- 5) B.Farnou, B.Hennion and J.Fagot, "Description et Caracteristiques Neutroniques du Tube Conducteur de Neutrons Intalle pres du Reacteur EL3", Proc. Symp. Neutron Inelastic Scattering, Vienna, IAEA,2(1968) 353.
- 6) H.Maier-Leibniz, "New Instrumentation with Special Reference to the High Flux Reactor ILL", Proc. Symp. Neutron Inelastic Scattering, Grenoble, IAEA-SM-155/F-1,(1972)681.
- 7) 京都大学原子炉実験所 原子炉設備部門、「KUR中性子導管」(1974).
- 8) The brochure issued on the occasion of the 20th anniversary of the institut's foundation, Institut Max von Laue-Paul Langevin,Grenoble, France (1986).
- 9) B.Farnoux and D.Cribier, Physica, 120B(1983)31.
- 10) Experimentier-einrichtungen, im Forschungsreactor und im Neutronleiterlabor, KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH, (1986).
- 11) 日本原子力研究所東海研究所研究炉管理部、「JRR-3改造炉とその利用の将来展望」、JAERI-M 85-149, (1985).
- 12) 石川義和他、文部省科学研究費総合研究(B)班、「超強パルス中性子の発生とその利用」、昭和 59 年 9 月.
- 13) B.Alefeld, J.Christ, D.Kukla, R.Sherm and W.Schmatz,"Neutron Guides, a report on the present state of development", Jül-294-NP (1965) AERE.Trans.1074.
- 14) B.Jacrot, "Utilization of Neutron Guide Tubes for Neutron Inelastic Scattering", Proc. Symp. Instrumentation for neutron inelastic

- scattering research, Vienna, IAEA (1970)225.
- 15) A.Steyerl, Nucl. Instrum. Meth., 101(1972)295.
  - 16) J.M.Carpenter and D.F.R.Mildner, Nucl. Instrum. Meth., 196(1982)341.
  - 17) D.F.R.Mildner, Nucl.Instrum. Meth., 200(1982)167.
  - 18) A.Bobbio and C.Vaciago, Nucl.Instrum. Meth., 91(1971)429.
  - 19) I.Berceanu and K.Ignatovich, Vacuum, 23(1973)441.
  - 20) M.Brown, R.Golub and J.M.Pendlebury, Vacuum, 25(1974)61.
  - 21) D.Winfield and J.M.Robson, Can.J.Phys, 53(1975)667.
  - 22) C.J.Carlie, M.W.Johnson and W.G.Williams, "Neutron Guides on Pulsed Source", RL-79-084 (1979).
  - 23) M.W.Johnson, "MCGUIDE: A Thermal Neutron Guide Simulation Program", RL-80-065 (1980).
  - 24) 池田進、石川義和、遠藤康夫、「KEN S中性子導管についての計算機実験」 KENS Report III, 21(1980).
  - 25) H.Yoshiki, "Monte Carlo Program for the Cold Neutron Beam Guide", KEK Report 84-21,(1985).
  - 26) 原見太幹、植村睦、海老沢徹、「JRR-3改造炉中性子導管詳細設計(I) 中性子導管収率解析プログラム、NEUGTの開発(マニュアル)」、JAERI-M 85-092 (1985).
  - 27) 原見太幹、川端祐司、「JRR-3改造炉中性子導管詳細設計(II) 中性子導管の基本的特性とNEUGTプログラムの検証計算」、JAERI-M 85-093 (1985).
  - 28) 原見太幹、鈴木正年、植村睦、「JRR-3改造炉中性子導管詳細設計(III) JRR-3改造炉中性子導管性能評価のための中性子収率解析」、JAERI-M 85-103 (1985).
  - 29) V.I.Luschikov, Yu.N.Pokotilovskij, A.V.Strelkov, and F.L.Shapiro, Pis'ma JETP (JETP Letters), 9(1969)40.
  - 30) A.Steyerl, Phys. Lett., 29B(1969)33.
  - 31) A.I.Egorov, V.M.Lobashov, V.A.Nazarenko,G.D.Porsev and A.P.Serebrov, Yad.Fiz, 19(1974)330, and Sov.J.Nucl.Phys., 19(1974)147.

- 32) L.V.Groshev, V.N.Dvoretiskij, A.M.Demidov, V.I.Luschikov, Yu.N.Panin, Yu.N.Pokotilovskij, A.V.Strelkov and F.L.Shapiro, Phys.Lett., 34B (1971)293.
- 33) Yu.Yu.Kosvintsev, E.N.Kulagin, Yu.A.Kushnir, V.I.Morozov and A.V.Strelkov, Nucl.Instrum. Meth., 143(1977)133.
- 34) J.M.Robson and D.Winfield, Phys.Lett., 40B(1972)537.
- 35) J.M.Robson, Can.J.Phy., 54(1976)1277.
- 36) P.Ageron, M.Hetzelt, W.Mampe, R.Golub, M.Pendelbury, K.Smith and J.Robson," Preliminary Measurements of the Performance of the Source of Ultra-Cold and Very Cold Neutrons at ILL", Proc. Symp. Neutron Inelastic Scattering, IAEA, (1977) IAEA-SM-219/58
- 37) R.Golub, C.Jewell, P.Ageron, W.Mampe, B.Heckel and I.Kilvington, Z.Phys., B51(1983)187.
- 38) A.Steyerl, Nucl.Instrum. Meth., 125(1975)461.
- 39) A.Steyerl and S.S.Malik, Physica, 137B(1986)270.
- 40) T.W.Dombeck, J.W.Lynn, S.A.Werner, T.Brun, J.Carpenter, V.Krohn and R.Ringo, Nucl.Instrum. Meth., 165(1979)139.
- 41) K.A.Konoplev, "Research High Flux Reactor PIK", Proc. an Advisory Group Meeting on Properties of Neutron Sources, Leningrad, IAEA (1986) IAEA-TECDOC-410/409.
- 42) V.A.Namiot, Dokl. Akad. Nauk. USSR, 221(1973)76 and Sov. Phys. Dokl., 18(1974)481.
- 43) B.Alefeld, G.Badurek and H.Rauch, Phys.Lett., 83A(1981)32.
- 44) B.Alefeld, G.Badurek and H.Rauch, Z.Phys, B41(1981)231.
- 45) G.Badurek, H.Rauch and A.Zeilinger, Z.Phys, B38(1980)303.
- 46) A.Steyerl and H.Vonach, Z.Physik, 250(1972)166.
- 47) W.Dilg and W.Mannhart, Z,Physik, 266(1974)157.
- 48) M.Lengsfeld and A.Steyerl, Z.Physik, B27(1977)117.
- 49) H.Scheckenhofer and A.Steyerl, Nucl. Instrum. Meth., 179(1981)393.
- 50) H.Scheckenhofer and A.Steyerl, Phys.Rev.Lett., 39(1977)1310.

- 51) A.Steyerl, Z.Phys., B30(1978)231.
- 52) A.Steyerl, Z.Phys., B50(1983)281.
- 53) A.Steyerl, J. Physique, C3(1984)255.
- 54) 石川義和、月刊フィジクス「中性子散乱」、1984年2月号 p.68.
- 55) 浜口由和、坂本正誠、本橋治彦、浅田洋、小寺琢朗、戸谷富之、「中性子分光によるニッケル微粉末表面の吸着水素の熱運動」、JAERI-M 5266 (1973).
- 56) B.Farnoux, "Interface Investigation by Slow Neutron Reflection", Proc. a conference on Neutron Scattering in the Nineties, Jülich, IAEA (1985), IAEA-CN-46/20.
- 57) A.Steyerl, Z.Physik, 252(1972)371.
- 58) K.-A.Steinhauser, A.Steyerl, H.Scheckenhofer and S.S.Malik, Phys. Rev.Lett., 44(1980)1306.
- 59) A.A.Segerin, Sov.Phys.JETP, 46(1977)859.
- 60) A.Steyerl, T.Ebisawa, K.-A.Steinhauser and M.Utsuro, Z.Physik, B41 (1981)283.
- 61) A.Steyerl and G.Schütz, Appl.Phys., 17(1978)45.
- 62) G.Schütz and A.Steyerl, Phys.Rev.Lett., 44(1980)1400.
- 63) A.I.Egoroff, Yad Fiz., 21(1975)292.
- 64) I.S.Altarev, Yu.V.Borisov, A.B.Brandin, A.I.Egorov, V.F.Ezhov, S.N.Ivanov, V.M.Lobashov, V.A.Nazarenko, G.D.Porsev, V.L.Ryabov, A.P.Serebrov and R.R.Taldaev, Nucl.Phys, A341(1980)269.
- 65) J.Morse, J. Physique, C3(1984)14.
- 66) K.-J.Kügler, W.Paul and U.Trinks, Phys.Lett., 72B(1978)422.

## 第2章

- 67) M.Utsuro, K.Okumura and S.Shirahama, Annu.Rep. Res. Reactor Inst. Kyoto Univ., 13(1980) 161.
- 68) A.Steyerl, 'Very Low Energy Neutrons', Springer Tracts in Modern Physics, Vol.80. Springer-Verlag (1977).
- 69) M.Utsuro and K.Okumura, J.Nucl.Sci.Technol., 19(1982)863.

### 第3章

- 70) M.Utsuro, K.Okumura and Y.Kawabata, "A Study on UCN Source for a Spallation Facility", Proc. Fifth meeting of International Collaboration on Advanced Neutron Source (ICANS-V), Jülich, Jül-Conf-45 (1981)525.
- 71) 宇津呂雄彦、川端祐司、奥村清、「スーパーミラー・タービン式超冷中性子源設備」、京都大学原子炉実験所第17回学術講演会 要旨集 p.31、1983年3月。
- 72) F.Mezei, Comm.Phys. 1(1976)81.
- 73) T.Ebisawa, N.Achiwa, S.Yamada, T.Akiyoshi and S.Okamoto, J.Nucl.Sci. Technol., 16(1979)647.
- 74) M.Utsuro, Y.Kawabata, K.Okumura, S.Shirahama and T.Ebisawa, "Ultracold Neutron Source with a Supermirror Neutron Turbine", presented at the International Conf. on Neutron Phys., Kiev (1987).
- 75) S.Yamada, T.Ebisawa, N.Achiwa, T.Akiyoshi and S.Okamoto, Annu. Rep. Res. reactor Inst. Kyoto Univ., 11(1978)8.

### 第4章

- 76) Y.Kawabata, M.Utsuro and S.Okamoto, Nucl.Instrum. Meth.in Phys.Res., A245(1986)106.
- 77) M.Birr, A.Heidemann, B.Alefeld, Nucl.Instrum. Meth., 95(1971)435.
- 78) F.Mezei, Z.Physik, 255(1972)146.
- 79) M.Utsuro, Nucl.Instrum. Meth., 213(1983)557.
- 80) M.Utsuro and Y.Kawabata, Physica, 120B(1983)118.
- 81) e.g. Encyclopedia of Physics, Vol.29 (Springer,Berlin,1967) p.243.
- 82) D.Richter, A.Baumgartner, K.Binder, B.Ewen and J.B.Hayter, Phys.Rev. Lett.,47(1981)109.
- 83) 国富信彦、「UCNやVCNは凝集系の研究に有用か?」、京都大学原子炉実験所 昭和57年度下期 短期研究会 「中性子光学応用」報告書、p.25、

昭和58年1月.

第5章

- 84) Y.Kawabata, M.Utsuro, S.Hayashi and H.Yoshiki, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B, in Press.
- 85) P.Ageron, W.Mampe, A.I.Kilvington, Z.Physik, B59(1985)261.
- 86) W.Mampe, P.Ageron and R.Gahler, Z.Physik, B45(1981)1.
- 87) A.Steyerl and W.-D.Trustedt, Z.Physik, 267(1974)379.
- 88) L.V.Groshev, V.N.Dvoretzki, A.M.Demidov, V.I.Lushchikov, Yu.N.Panin, Yu.N.Pokotilovski, A.V.Strelkov and F.L.Shapiro, Phys.Lett., 34B (1971)293.
- 89) W.A.Lanford and R.Golub, Phys.Rev.Lett., 39(1977)1509.
- 90) P.J.Bugeat and W.Mampe, Z.Physik, B35(1979)273.
- 91) W.Mampe and P.J.Bugeat, Phys.Lett., 78A(1980)293.
- 92) P.H.LaMarche and W.A.Lanford, Nucl.Instrum. Meth., 189(1981)533.
- 93) J.L'Ecuyer, C.Brassard and C.Cardinal, Nucl.Instrum. Meth.,149(1978) 271.
- 94) 前田正雄、「表面物性工学」、朝倉書店(1970).
- 95) C.Satoko and M.Tsukada, Surface Sci., 134(1983)1.
- 96) 田丸謙二、「表面の科学、理論・実験・触媒科学への応用」、学会出版センター(1985) p.22.
- 97) J.W.May and L.H.Germer, "Hydrogen and Oxygen on a (110) Nickel Surface", Proceeding of the Fourth International Materials Symposium 'The Structure and Chemistry of Solid Surfaces', Berkeley, John Wiley & Sons, Inc.,(1968) 51 1.
- 98) イヌ・ア・カラチワ、「金属内の水素」、〈冶金〉出版社、モスクワ(1967)、(翻訳日ソ通信社)。
- 99) 矢野倉実、私信。
- 100) 砂川重信、「散乱の量子論」、岩波書店(1977)、p.10.
- 101) E.V.Benton and R.P.Henke, Nucl.Instrum. Meth., 67(1969)87.



- 102) 林茂樹、私信。
- 103) I.I.Gurevich and L.V.Tarasov, 'Low Energy Neutron Physics', North-Holland Pub.Co. (1968).
- 104) C.J.Christensen, A.Nielsen, A.Bahnsen, W.K.Brown and B.M.Rustad, Phys.Rev., D5(1972)1628.
- 105) L.N.Bondarenko, V.V.Kurguzov, Yu.A.Prokof'ev, E.V.Rogov and P.E.Spivak, JETP Lett., 28(1978)303.
- 106) J.Byrne, J.Morse, K.F.Smith, F.Shaikh, K.Green and G.L.Greene, Phys.Lett., 92B(1980)274.

## 付録 - 1 中性子導管特性解析の計算方法

ここでは中性子導管特性解析計算で用いた計算方法を具体的に述べる。

計算上導管ユニットは中空の直方体と仮定しており、それを連ねることで中性子導管を構成している。座標は中性子が通過している導管ユニットごとにとる。各ユニットの座標原点は、中性子入射面の中央とした。また座標軸は、中性子進行方向で入射面に垂直に  $x$  軸をとり、底面に垂直に  $y$  軸、側面に垂直に  $z$  軸をとった。この計算では導管は傾くことはできるが  $z$  軸は常に水平方向でなければならない。座標軸と導管ユニットの関係を第 A - 1 図に示す。この座標系での中性子の運動は、次の式で表される。

$$\begin{aligned}v_{x_n} &= v_{x_0} + g \cdot t \cdot \cos \alpha_1 \\v_{y_n} &= v_{y_0} + g \cdot t \cdot \sin \alpha_1 \\v_{z_n} &= v_{z_0} \\x_n &= x_0 + v_{x_0} \cdot t + (1/2) \cdot g \cdot t^2 \cdot \cos \alpha_1 \\y_n &= y_0 + v_{y_0} \cdot t + (1/2) \cdot g \cdot t^2 \cdot \sin \alpha_1 \\z_n &= z_0 + v_{z_0} \cdot t\end{aligned}$$

ただし

$$\begin{aligned}(v_{x_0}, v_{y_0}, v_{z_0}) &: \text{初期速度} \\(x_0, y_0, z_0) &: \text{初期位置} \\g &: \text{重力加速度} \\\alpha_1 &: \text{この導管ユニットの傾き}\end{aligned}$$

この導管の境界面は

$$\begin{aligned}x &= a, 0 \\y &= \pm b \\z &= \pm c\end{aligned}$$

ただし

$$\begin{aligned}x = 0 &: \text{この導管ユニットの入口面} \\x = a &: \text{この導管ユニットの出口面}\end{aligned}$$

となる。

この導管ユニットへの中性子の入射位置またはユニット内での鏡への反射位置

における中性子の位置及び速度を初期条件とし、上式を用いて次の反射点または導管出口での位置及び速度を求める。その後はそこを初期値として次のステップへ進む。 $x = a$ 面に達した時にその導管ユニットを通過したとして、その位置と速度を次の導管に乗った座標系に変換する。

導管ユニット間の座標の関係を第A-2図に示す。もとの面の中心を原点とし、それを $(x, y, z)$ 系とする。その面を $z$ 軸方向に $k$ だけ平行移動し、その後 $z = c, x = 0$ を中心に右回りに角 $\theta$ だけ回転する。最後にもとの $x = 0, y = b$ を中心に右回りに角 $\phi$ だけ回転してできた系を $(x', y', z')$ 系とする。

$(x, y, z)$ 系で $x = 0$ の面を前の導管ユニットの出口面、 $(x', y', z')$ 系の $x' = 0$ を次の導管ユニットの入口面とする。 $(x_0, y_0, z_0)$ から $(v_{x0}, v_{y0}, v_{z0})$ で放出された中性子が近似的に直線軌道をたどったとすると、 $x' = 0$ の面との交点は次のようになる。

$(x, y, z)$ 系では、

$$x_{nq} = \frac{\{(r_1 - p_1 y_0 - q_1 z_0) v_{x0} + (p_1 v_{y0} + q_1 v_{z0}) x_0\}}{u_1}$$

$$y_{nq} = \frac{v_{y0}}{v_{x0}} (x_{nq} - x_0) + y_0$$

$$z_{nq} = \frac{v_{z0}}{v_{x0}} (x_{nq} - x_0) + z_0$$

ただし

$$p_1 = 2 \tan \phi \cdot \cos \theta$$

$$q_1 = \tan \theta$$

$$r_1 = b \alpha_1 + c \beta_1$$

$$u_1 = v_{x0} + v_{y0} p_1 + v_{z0} q_1$$

$$b: \text{導管ユニットの幅の} 1/2$$

$$c: \text{導管ユニットの高さの} 1/2$$

これを $(x', y', z')$ 系に座標変換すると

$$x_{np}' = 0$$

$$y_{np}' = -x_{np} \sin \phi \cos \theta - z_{np} \sin \phi \sin \theta - y_{np} \cos \phi$$

$$z_{np}' = -x_{np} \sin \theta + z_{np} \cos \theta$$

ただし

$$x_{np} = x_{n0} - (c - k) \sin \theta - b \sin \phi \cos \theta$$

$$y_{np} = y_{n0} - b (1 - \cos \phi)$$

$$z_{np} = z_{n0} - c + (c - k) \cos \theta - b \sin \phi \sin \theta$$

となる。

速度についても  $(v_{x0}, v_{y0}, v_{z0})$  から  $(v_{xp}', v_{yp}', v_{zp}')$  に変換する。ユニット間の移動は直線的に進むと近似し、位置ポテンシャル分だけ速度の絶対値が変化するとした。その変換は次のように表される。

$$v_{xp}' = v_{xp} \cos \phi \cos \theta + v_{yp} \sin \phi + v_{zp} \cos \phi \sin \theta$$

$$v_{yp}' = -v_{xp} \sin \phi \cos \theta + v_{yp} \cos \phi - v_{zp} \sin \phi \sin \theta$$

$$v_{zp}' = -v_{xp} \sin \theta + v_{zp} \cos \theta$$

ただし

$$v_{xp} = \eta u_3 \cos \alpha_1 + u_4 \sin \alpha_1$$

$$v_{yp} = \eta u_3 \sin \alpha_1 - u_4 \cos \alpha_1$$

$$v_{zp} = v_{z0}$$

$$u_3 = \sqrt{(v_{x0} \cos \alpha_1 + v_{y0} \sin \alpha_1)^2 + 2g\eta}$$

$$u_4 = v_{x0} \sin \alpha_1 - v_{y0} \cos \alpha_1$$

$$v_{x0} \cos \alpha_1 + v_{y0} \sin \alpha_1 - \sqrt{|2gH|} > 0 \text{ の時 } \eta = 1$$

$$v_{x0} \cos \alpha_1 + v_{y0} \sin \alpha_1 - \sqrt{|2gH|} < 0 \text{ の時 } \eta = -1$$

$$H = (y_0 - y_{n0}) \sin \alpha_1$$

となる。

このようにして、位置、速度共に座標変換ができる。

このコードの各サブプログラムの機能は次の通りである。

①MAIN: メインプログラムであり、各種の定数設定と実験条件に応じて各サ

プログラムを結ぶ働きをする。また各導管ユニットの実験室系における関係や、各ユニット間の位置関係を設定する。

② G T : 単一導管ユニット内を通過したときの位置、速度をサブプログラム ' Y R E F ' , ' Z R E F ' を用いて求める。またアルミニウム箔がある時には、それによる反射、吸収を計算する。

③ Z R E F , Y R E F : 反射面を表す一次方程式と、重力場中の中性子軌道を表す二次方程式とを連立させて交点を求める。さらにその位置での速度、その位置までの所要飛行時間を求める。速度が反射条件を満たしたときに反射が行われる。それ以外の時は、中性子は消滅し、次の初期条件から計算を始める。またその導管ユニットを通過し終わったかどうかを判断する ' D E T E C T ' や導管内のヘリウムによる損失を計算する ' D I S T ' を呼ぶ。

④ D I S T : 中性子が通過する物質の吸収断面積と、その物質内を通過する距離から、中性子数が減少する割合を求め、計算時の中性子の存在数に掛ける。

⑤ D E T E C T : 中性子がその導管ユニットを通過し終えたかどうかを判断する。

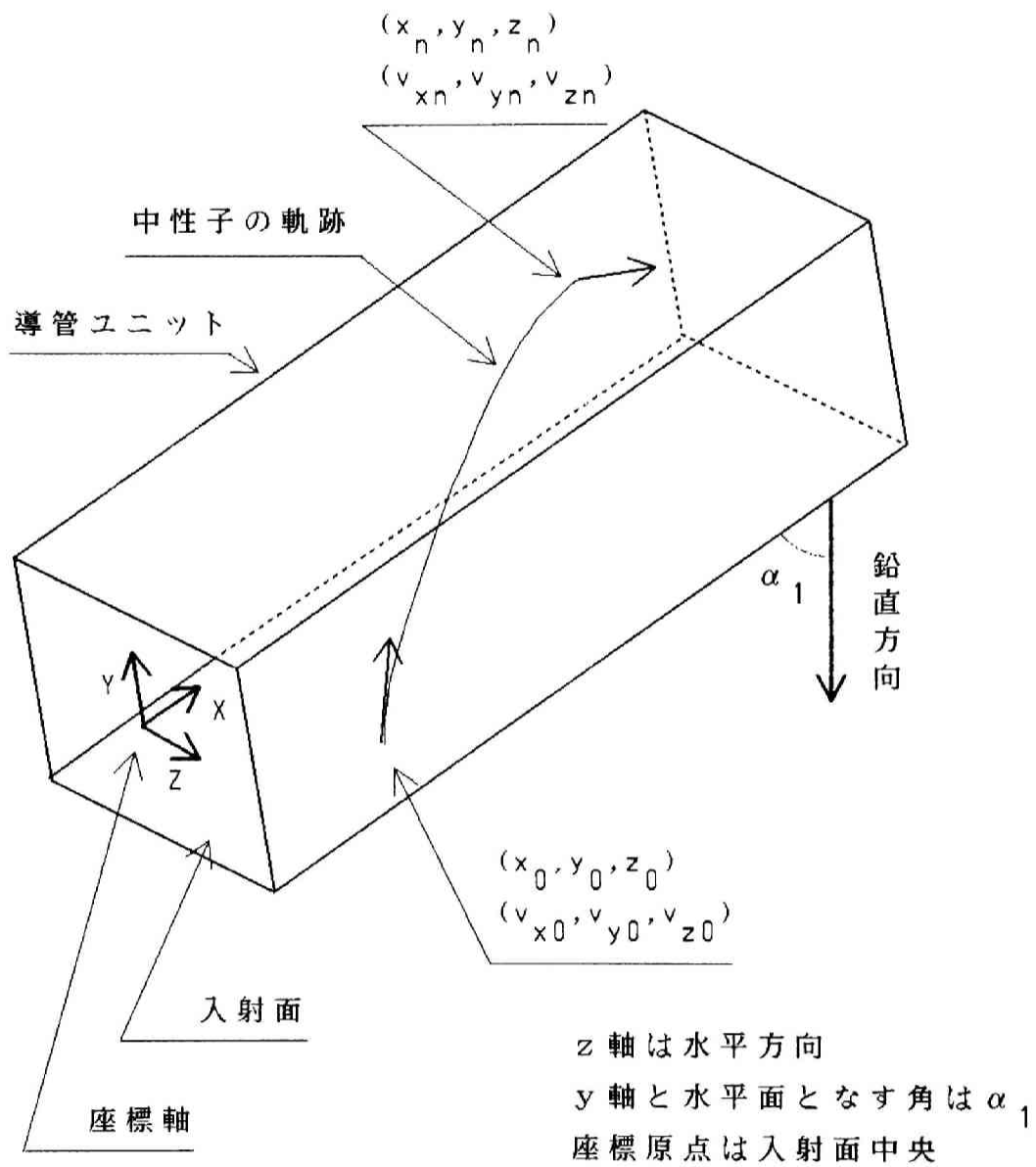
⑥ S T R A I : 導管外の空間を自由運動するときの位置、速度、時間を求める。

⑦ L J O I N , R J O I N : 導管ユニットと次の導管ユニットとの間の座標変換及び接合部での損失を計算する。

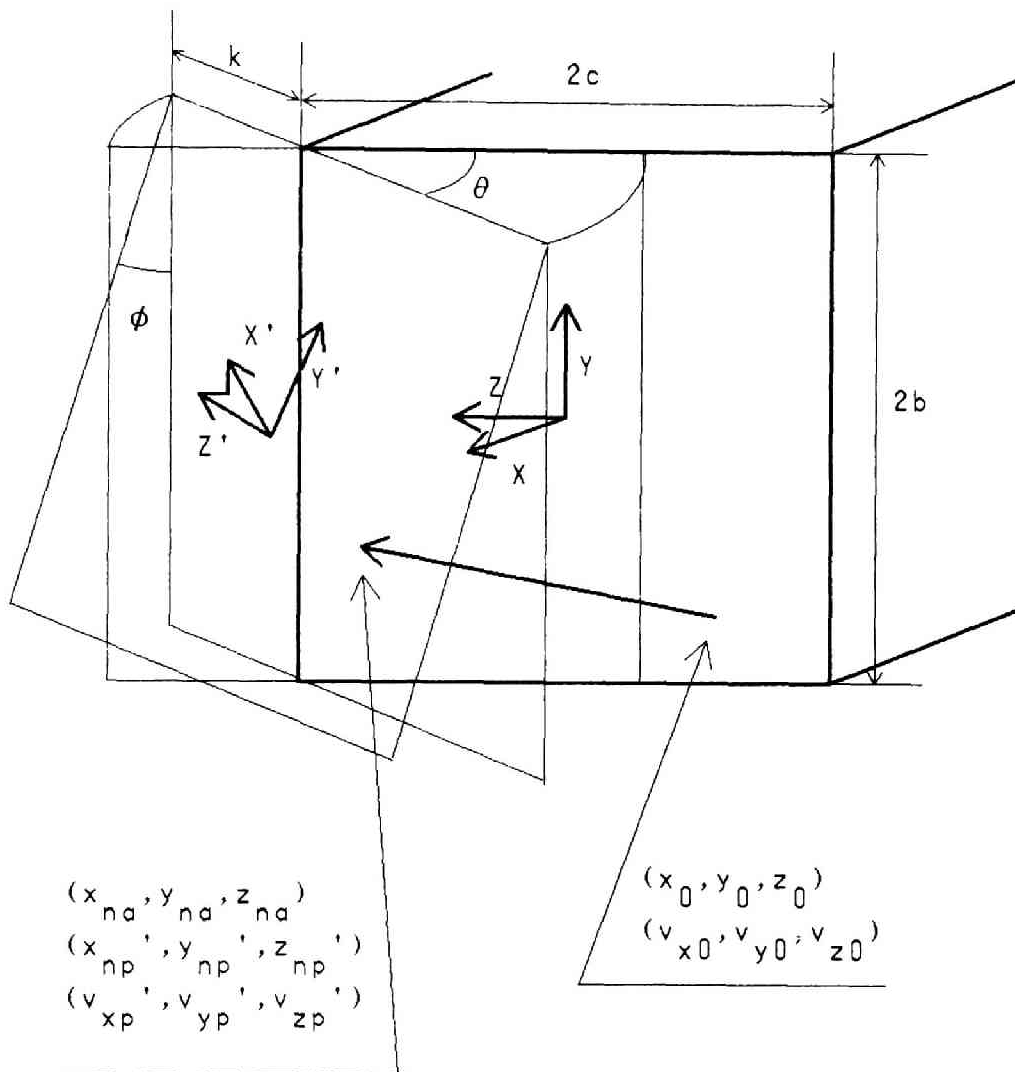
⑧ T W T R N S : 2層から成る箔を中性子が透過する特性を、箔表面のマクロな粗さによる効果を含めて、評価する。

⑨ S U R F A C : 箔表面での全反射と屈折を求める。

これらのサブプログラムのつながりを示すフローシートを第 A - 3 図から第 A - 7 図に示す。



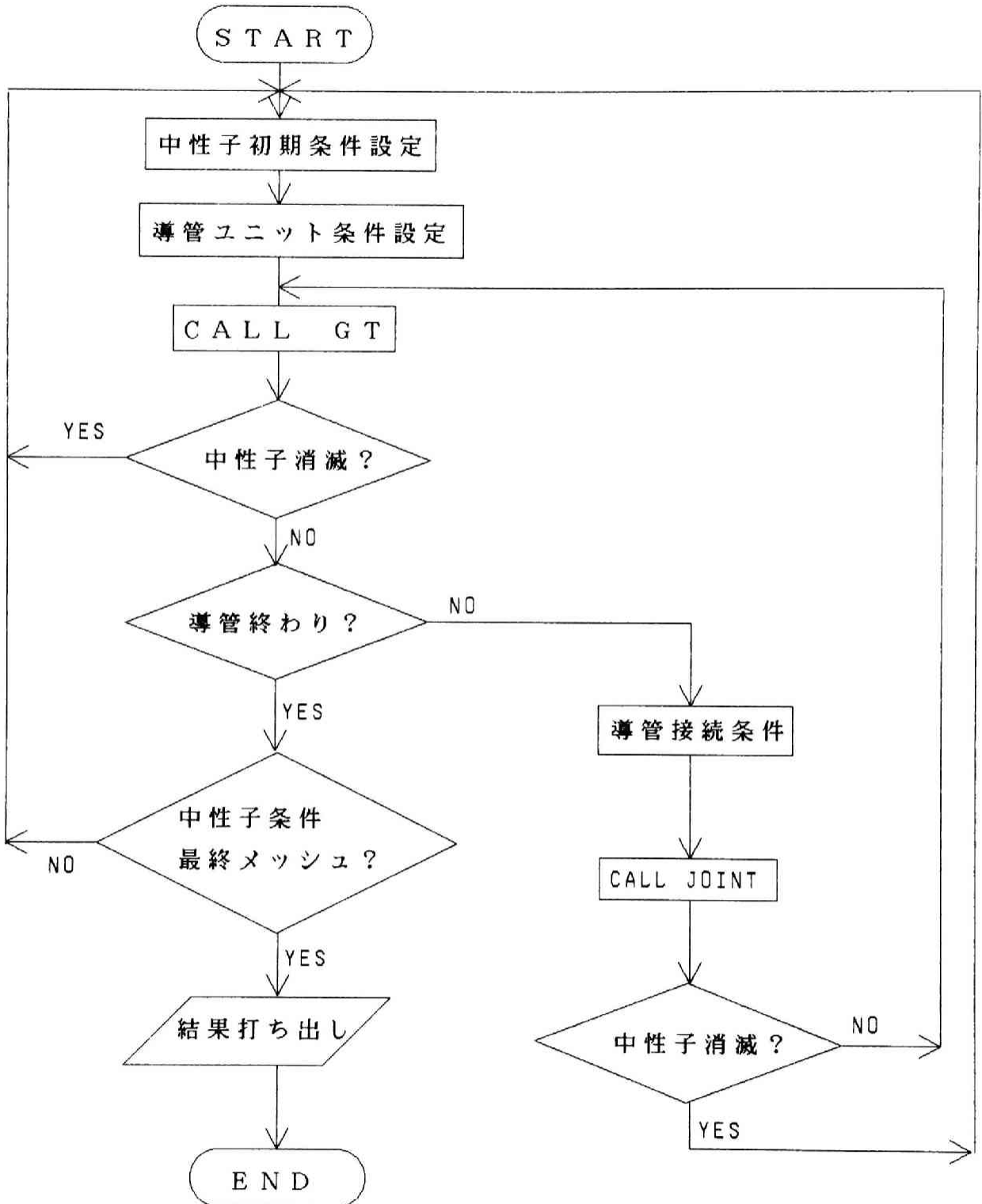
第 A - 1 図 単一導管ユニット内での中性子の動き



前導管出口と次導管入口との位置関係は次の通り

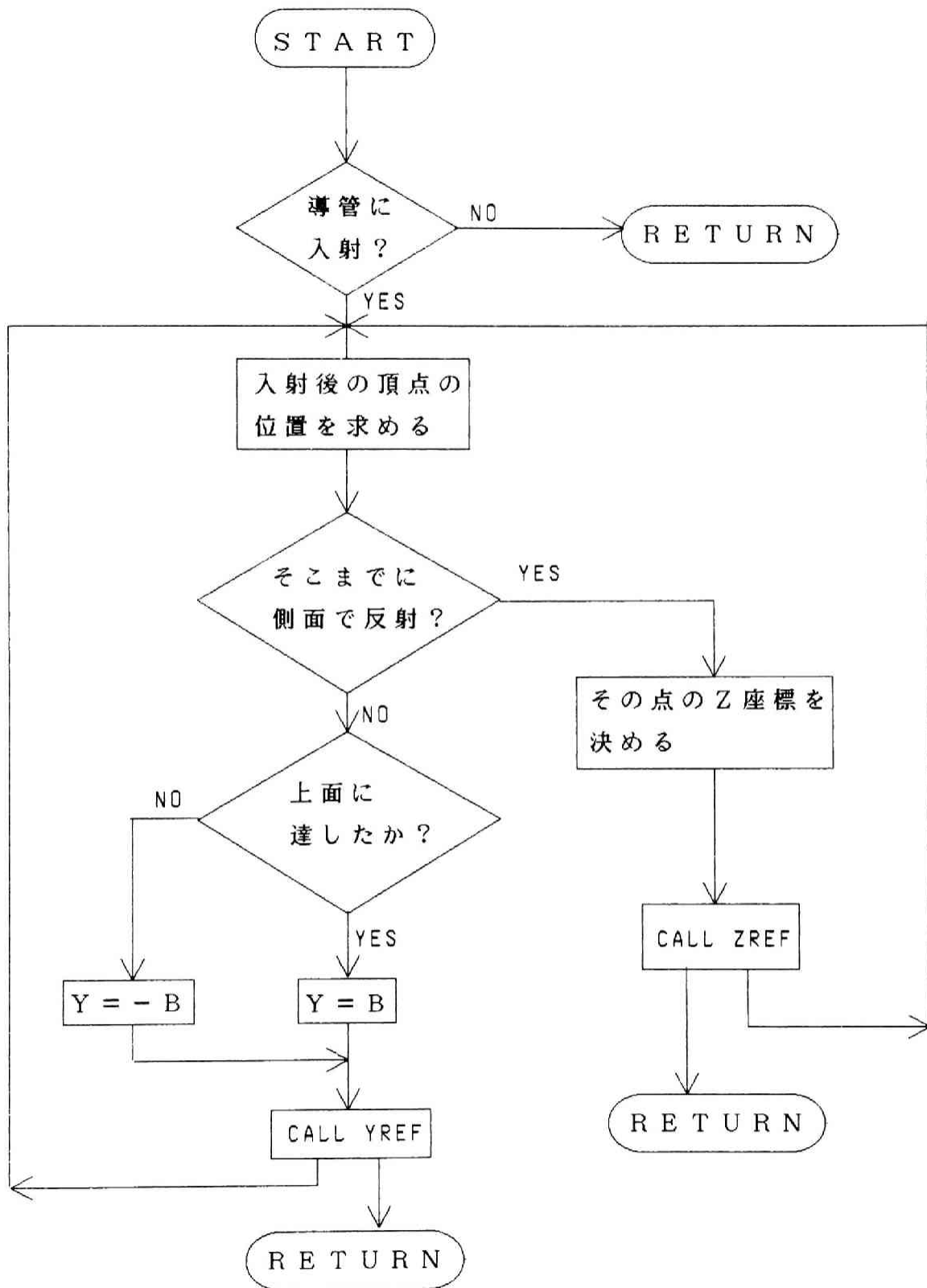
- 1) z 方向に距離 k 平行移動
- 2) 鉛直方向を中心に角度  $\theta$  回転
- 3) 上辺を中心に角度  $\phi$  回転

第 A - 2 図 導管ユニット間の座標変換

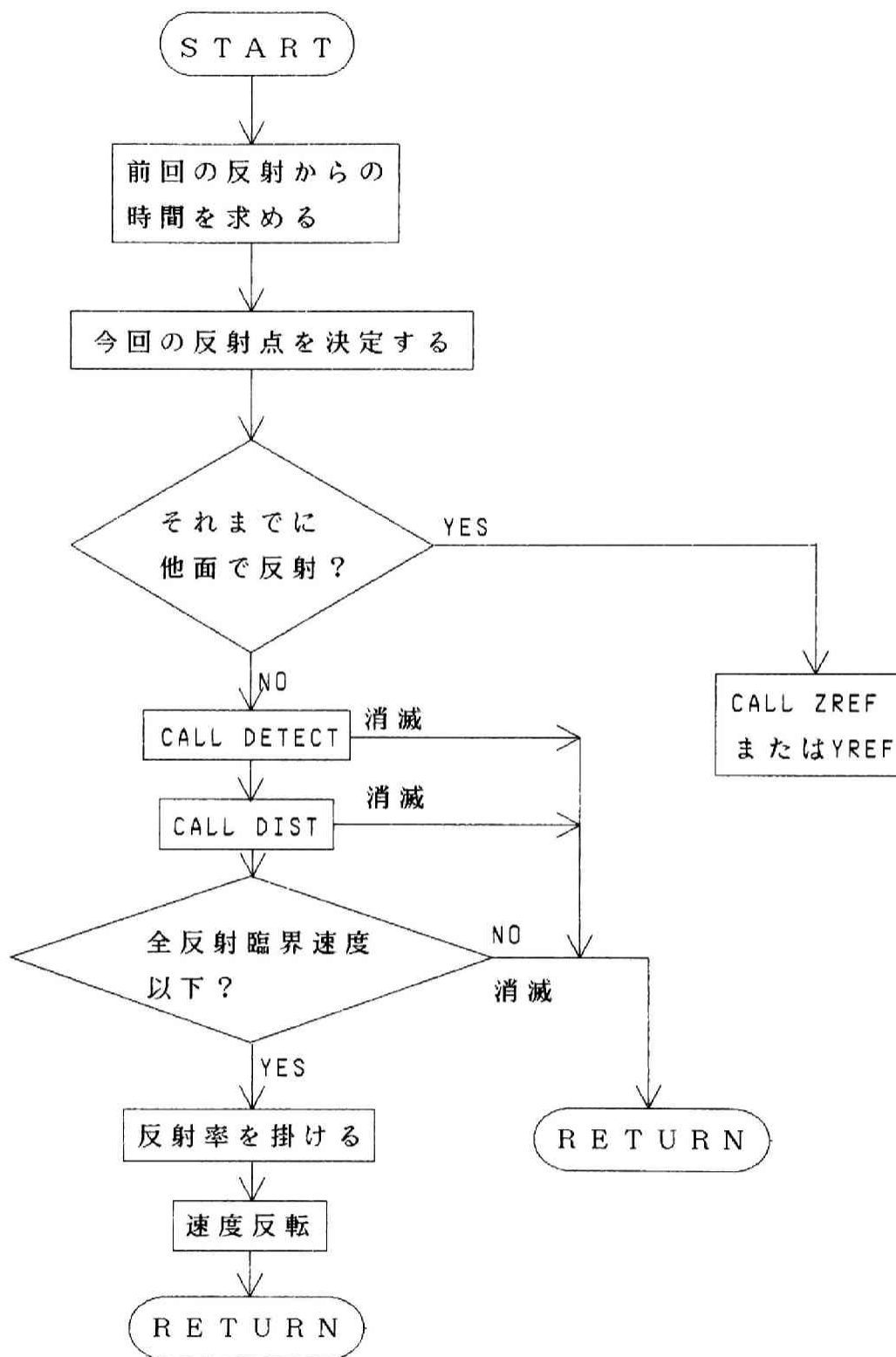


第 A - 3 図 メインプログラム 'MAIN' の流れ図

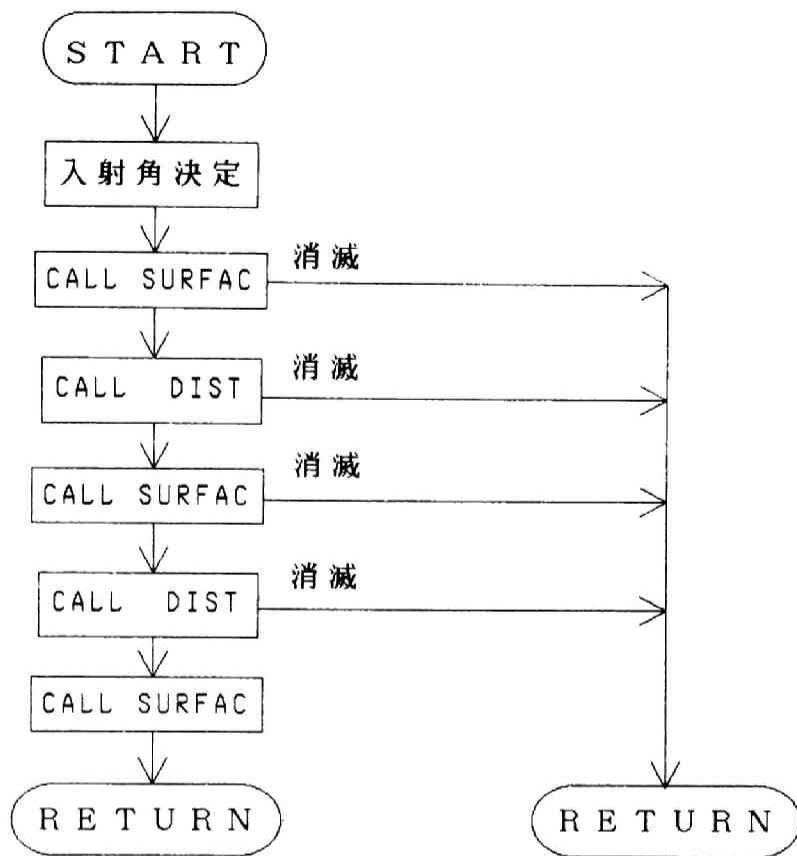




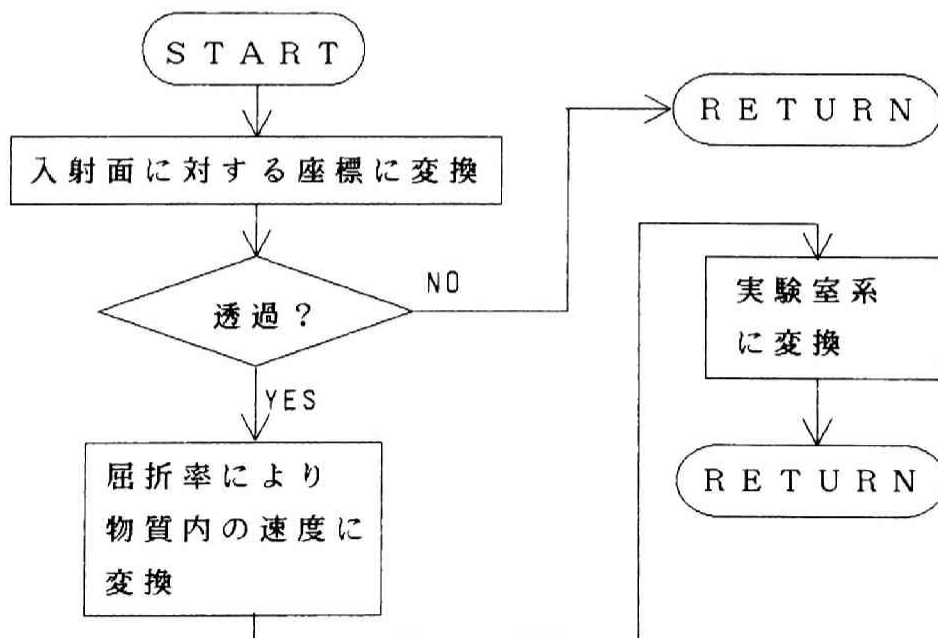
第 A - 4 図 'GT' の流れ図



第 A - 5 図 ' Z R E F ' , ' Y R E F ' の流れ図



第 A - 6 図 ' TWTRNS ' の流れ図



第 A - 7 図 ' SURFAC ' の流れ図

付録 - 2 中性子タービンにおける超冷中性子発生過程解析の具体的手順

この計算のフローチャートを第 B - 1 図に示す。具体的計算手順は次の通りである。

$(x_0, y_0, z_0)$ 、 $(v_{x0}, v_{y0}, v_{z0})$  の初期値を持つ中性子の微小時間  $\Delta t$  後の状態は次のようになる。

$$\begin{aligned} x_n &= x_0 + v_{x0} (\Delta t) - (1/2) (\Delta t)^2 g \cdot \cos \alpha_2 \\ y_n &= y_0 + v_{y0} (\Delta t) - (1/2) (\Delta t)^2 g \cdot \sin \alpha_2 \\ z_n &= z_0 + v_{z0} (\Delta t) \\ v_{xn} &= v_{x0} - (\Delta t) g \cdot \cos \alpha_2 \\ v_{yn} &= v_{y0} - (\Delta t) g \cdot \sin \alpha_2 \\ v_{zn} &= v_{z0} \end{aligned}$$

ただし

$g$  : 重力加速度

$\alpha_2$  : この座標系の傾き

実験室系と反射羽根系との間の変換は次のようになる。各座標系の取り方は、第 B - 2 図に示した通り、実験室系はタービン軸方向に  $x$  軸、鉛直方向に  $y$  軸、これらに垂直かつ羽根の進行方向に  $z$  軸をとった。反射羽根系は実験室系に重なった時を  $\theta = 0$  とし、超冷中性子導管から見て反時計回りを正方向として  $\theta_b$  だけ回転したものとする。実験室系  $(x_0, y_0, z_0)$ 、 $(v_{x0}, v_{y0}, v_{z0})$  と反射羽根系  $(x_0', y_0', z_0')$ 、 $(v_{x0}', v_{y0}', v_{z0}')$  との変換は次の通りである。

$$\begin{aligned} x_0' &= x_0 \\ y_0' &= (y_0 + R) \cos \theta_b + z_0 \sin \theta_b - R \\ z_0' &= -(y_0 + R) \sin \theta_b + z_0 \cos \theta_b \\ v_{x0}' &= v_{x0} \\ v_{y0}' &= v_{y0} \cos \theta_b + v_{z0} \sin \theta_b \\ v_{z0}' &= -v_{y0} \sin \theta_b + v_{z0} \cos \theta_b - \omega \cdot R \end{aligned}$$

逆変換は、

$$\begin{aligned}
 x_0 &= x_0' \\
 y_0 &= y_0' \cos \theta_b - z_0' \sin \theta_b - (1 - \cos \theta_b) R \\
 z_0 &= y_0' \sin \theta_b + z_0' \cos \theta_b + R \cdot \sin \theta_b \\
 v_{x0} &= v_{x0}' \\
 v_{y0} &= v_{y0}' \cos \theta_b - (v_{z0}' + \omega \cdot R) \sin \theta_b \\
 v_{z0} &= v_{y0}' \sin \theta_b + (v_{z0}' + \omega \cdot R) \cos \theta_b
 \end{aligned}$$

となる。

反射鏡との衝突の条件を判定するには、鏡面を表わす方程式  $F(x, y, z) = 0$  の左辺に、その中性子の位置を代入し、前回のステップと符号が反転した時に反射面と中性子の衝突が起こったと判断した。反射羽根系で  $F(x', y', z') = C_1 x' + C_2 - z' = 0$  で表わされる面で反射される際の速度の変化について述べる。まず速度を反射羽根系  $(v_{x0}', v_{y0}', v_{z0}')$  から、その反射面に乗った座標系  $(v_{x0}'', v_{y0}'', v_{z0}'')$  に変換する。

$$\begin{aligned}
 v_{x0}'' &= v_{x0}' \cos \psi - v_{z0}' \sin \psi \\
 v_{y0}'' &= v_{y0}' \\
 v_{z0}'' &= v_{x0}' \sin \psi + v_{z0}' \cos \psi
 \end{aligned}$$

ただし

$$\psi = (\pi/2) - \tan^{-1}(C_1)$$

$|v_{x0}''| \leq v_{cr}$  ( $v_{cr}$ : 反射鏡の全反射臨界速度) の場合に反射が起こり、それ以外の場合は反射されずに吸収又は散乱され、超冷中性子としては消滅する。反射条件を満たした時、 $v_{x0}'' \rightarrow -v_{x0}''$  と符号を反転する。さらに反射面系から反射羽根系への変換を行う。

$$\begin{aligned}
 v_{x0}' &= v_{x0}'' \cos \psi + v_{z0}'' \sin \psi \\
 v_{y0}' &= v_{y0}'' \\
 v_{z0}' &= -v_{x0}'' \sin \psi + v_{z0}'' \cos \psi
 \end{aligned}$$

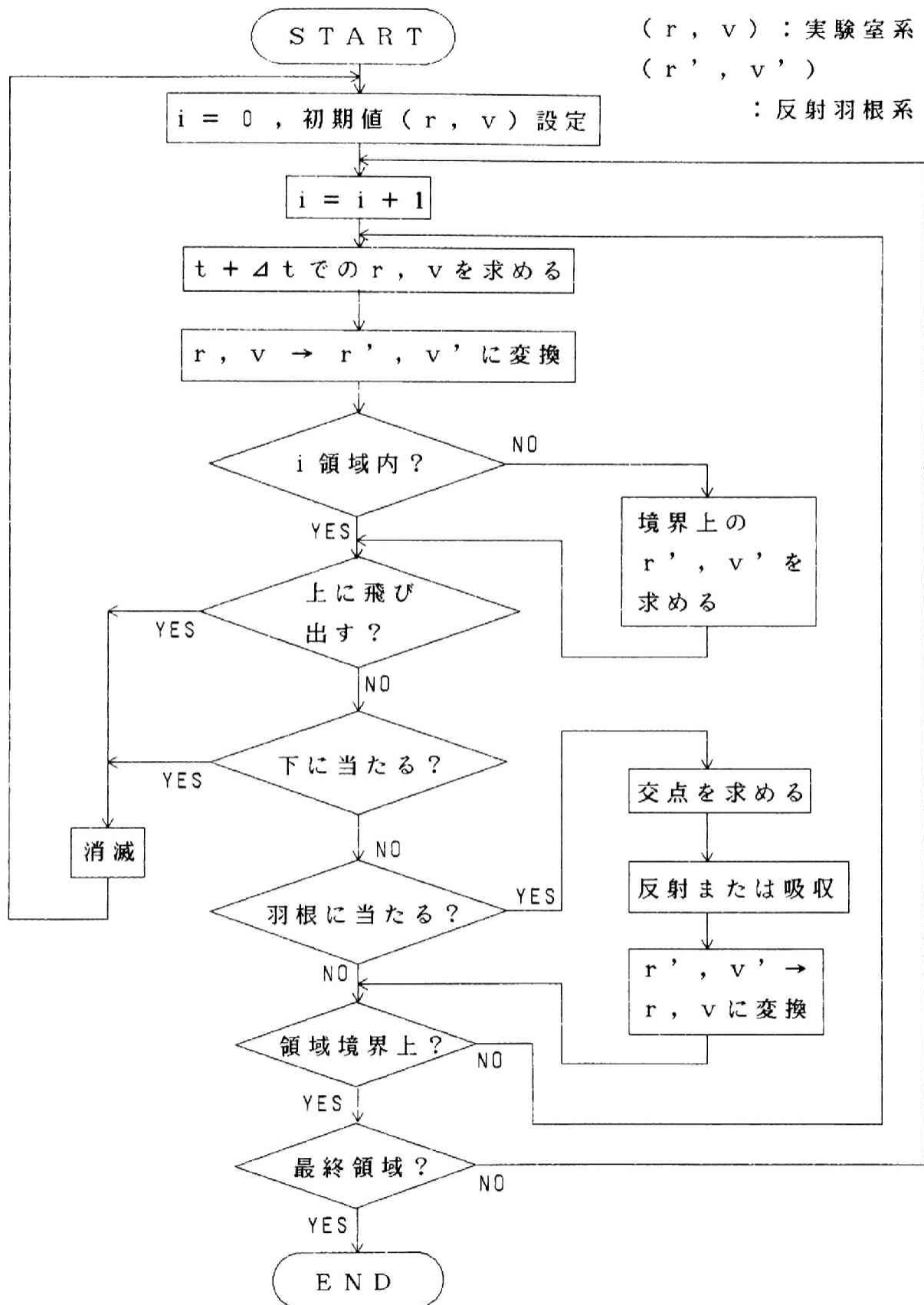
さらに前述した反射羽根系から実験室系への変換を行うと、羽根での中性子反射

による速度変化（減速）の計算が行われたことになる。

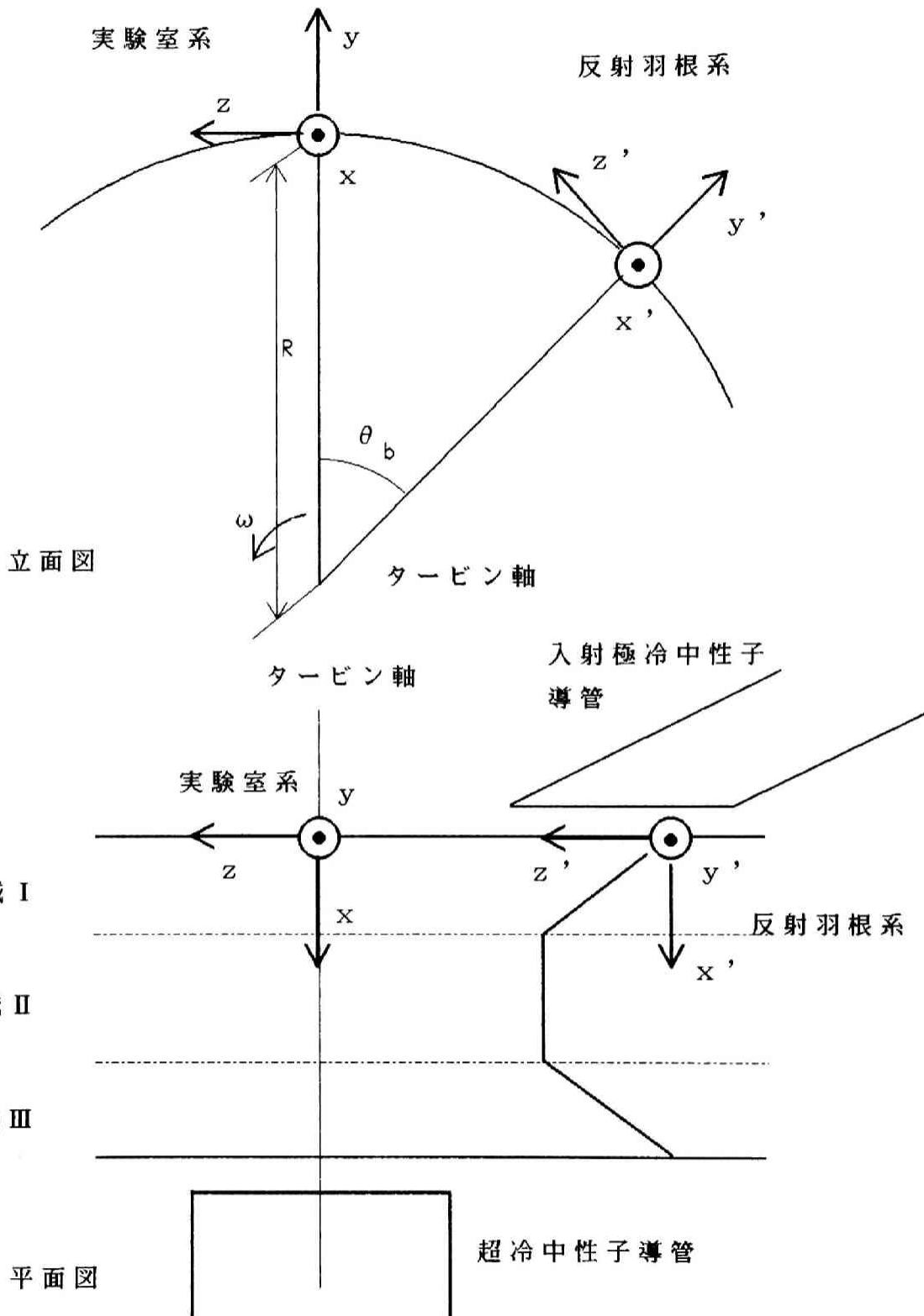
実験条件を正確に反映するために、反射羽根の後ろに超冷中性子用導管が有ることを計算に加えた。その方法は反射羽根出口で導管に入射するものを選別した後、導管軸方向 14 cm 自由飛行させる。導管出口での位置を求め、導管の壁に当たるものかどうかを判断し、衝突したものだけ反射可能かどうかを調べた。すなわち速度の壁に対する垂直成分がニッケルの全反射臨界速度より小さいものを検出可能とし、それ以外は消滅すると考えた。

また飛行時間法で求めるスペクトルと比較するため、この計算での通過時間は、極冷中性子として反射羽根に入射してから検出器までの所用時間から、反射羽根が時間原点まで行くのにかかる時間を引いたものとした。

以上の計算方法によって飛行時間法によるスペクトルを求めた。



第 B - 1 図 中性子タービン特性計算フローチャート



第 B - 2 図 中性子タービン特性計算の座標軸



## 付録 - 3 記号表

### 第 2 章

- $\lambda$  : 中性子波長  
 $k$  : 中性子波数  
 $U(\mathbf{r})$  : 実効的ポテンシャル  
 $\rho(\mathbf{r})$  : 核散乱長密度  
 $N$  : 原子数密度  
 $b_{coh}$  : 干渉性散乱長  
 $m_N$  : 中性子質量  
 $B(\mathbf{r})$  : 磁気誘導  
 $\mu_N$  : 中性子の磁気双極子能率  
 $v^*$  : 曲導管の中性子透過に関する特性速度  
 $v_{cr}$  : 導管鏡面の全反射臨界速度  
 $\rho_{GT}$  : 曲導管の曲率半径  
 $d_{GT}$  : 曲導管の中性子透過断面の幅  
 $h_{GT}$  : 曲導管の中性子透過断面の高さ  
 $L_{GT}$  : 中性子導管全長

### 第 3 章

- $d_j$  : スーパーミラーの表面から数えて  $j$  番目の層厚  
 $v_{ax}$  : 超冷中性子速度の超冷中性子導管軸方向成分  
 $v_{ab}$  : 超冷中性子の絶対速度  
 $v_{cr}$  : 導管鏡面の全反射臨界速度  
 $\omega$  : 中性子タービン回転数

### 第 4 章

- $L_1, L_2$  : 落差集束式超冷中性子散乱装置における  
各焦点から反射点までの距離  
 $g$  : 重力加速度

- $v_0$  : 落差集束面の特性速度  
 $Z_R$  : 焦点間の midpoint から反射点までの高さ  
 $A$  : 回転楕円面の大きさを決める定数  
 $Z_f$  : 集束する側の焦点から落差集束する位置までの垂直距離  
 $v$  : 散乱後の中性子の初期速度  
 $(x, y, z)$  : 時間  $t$  における中性子の位置  
 $(x_0, y_0, z_0)$  : 中性子の初期位置  
 $(v_{x0}, v_{y0}, v_{z0})$  : 中性子の初期速度  
 $a$  : 回転楕円面の長半径  
 $b$  : 回転楕円面の短半径  
 $v_r$  : 鏡での反射後の速度  
 $v_i$  : 鏡への入射速度  
 $e$  : 反射面の法線ベクトル  
 $(v_{Rx}, v_{Rz})$  : 鏡面反射したときの反射後の速度  
 $(v_{Rx}', v_{Rz}')$  : 鏡面反射からずれたときの速度  
 $\phi_R$  : 鏡面反射からのずれ角度

## 第5章

- $A_H, A_{Ni}$  : 水素及びニッケルの計数値  
 $N_H, N_{Ni}$  : 水素及びニッケルの原子数密度  
 $\phi_{Ar}$  :  $^{40}\text{Ar}$  ビームの線束密度  
 $\sigma_H$  : 水素による  $^{40}\text{Ar}$  の散乱断面積  
 $\Omega$  : 測定時の検出立体角  
 $Z_1, M_1$  : 入射粒子の原子番号と質量  
 $Z_2, M_2$  : 反跳原子の原子番号と質量  
 $E$  : 入射粒子の実験室系におけるエネルギー (MeV)  
 $\theta_1$  : 入射粒子の実験室系における散乱角度  
 $h$  : プランクの定数  

$$\hbar = h / 2\pi = 1.0545 \times 10^{-27} \text{ erg/sec}$$
 $U$  : 実効的核散乱ポテンシャル

$U_r$  :  $U$  の実数部分  
 $U_i$  :  $U$  の虚数部分  
 $b_r$  : 散乱長の实数部分  
 $b_i$  : 散乱長の虚数部分  
 $\sigma_c$  : 吸収断面積  
 $\sigma_{ie}$  : 非弾性散乱断面積  
 $\sigma_{Hc}(k_A)$  : 中性子の波数が  $k_A$  の時の水素の吸収断面積  
 $\sigma_{Hie}(k_B)$  : 中性子の波数が  $k_B$  の時の水素の非弾性散乱断面積  
 $u_i$  : 領域  $i$  での中性子の波動関数  
 $k_i$  : 領域  $i$  での中性子の波数  
 $E_n$  : 中性子の入射エネルギー  
 $R_m$  : 中性子の反射率  
 $\bar{\mu}$  : 中性子の反射あたりの損失確率  
 $v_i$  : 鏡への入射速度  
 $v_{cr}$  : 鏡の全反射臨界速度  
 $k_{cr}$  : 全反射臨界速度の中性子の波数  
 $\theta_i$  : 入射角  
 $\bar{N}_H$  : 鏡面層における平均水素原子数密度  
 $\bar{N}_{Ni}$  : 鏡面層における平均ニッケル原子数密度  
 $T$  : ボトル内への中性子閉じ込め寿命  
 $v_b$  : ボトル内の中性子速度  
 $\bar{\lambda}$  : ボトル内中性子の壁との衝突の平均自由行程  
 $V_b$  : ボトル体積  
 $S_b$  : ボトル表面積

#### 付録 - 1

$g$  : 重力加速度  
 $\alpha_1$  : 導管ユニットの傾き  
 $a$  : 導管ユニットの長さ  
 $b$  : 導管ユニットの幅の  $1/2$

$c$  : 導管ユニットの高さの  $1/2$

$(x_0, y_0, z_0)$  : 初期位置

$(v_{x0}, v_{y0}, v_{z0})$  : 初期速度

$(x_{nq}, y_{nq}, z_{nq})$  : 新導管ユニットへの入射位置

(旧導管ユニット上に乗った座標系を見た時)

$(x_{np'}, y_{np'}, z_{np'})$  : 新導管ユニットへの入射位置

(新導管ユニット上に乗った座標系を見た時)

$(v_{xp'}, v_{yp'}, v_{zp'})$  : 新導管ユニットへの入射速度

(新導管ユニット上に乗った座標系を見た時)

## 付録 - 2

$\alpha_2$  : 座標系の傾き

$(x_0, y_0, z_0)$  : 実験室系での位置

$(v_{x0}, v_{y0}, v_{z0})$  : 実験室系での速度

$(x_0', y_0', z_0')$  : 反射羽根系での位置

$(v_{x0}', v_{y0}', v_{z0}')$  : 反射羽根系での速度

$(v_{x0}'', v_{y0}'', v_{z0}'')$

: 反射面系での速度

$\theta_b$  : 反射羽根の傾き角

$R$  : タービン回転車の半径

$\omega$  : タービンの回転速度

$F(x', y', z')$  : 反射羽根系でみた反射面を表す関数

$v_{cr}$  : 反射鏡の全反射臨界速度

本研究に関連する著者の発表論文及び講演一覧

1. 欧文論文（国際会議発表論文を含む）

- Y.Kawabata, M.Utsuro and S.Okamoto,  
" Fall Focussing Gravity Spectrometer with Ellipsidal Mirror Elements"  
Nucl. Instrum. Meth. in Phys. Res., A245(1986)106.
- Y.Kawabata, M.Utsuro, S.Hayashi and H.Yoshiki,  
" Hydrogen Concentration on Mirror Surfaces of Neutron Bottle"  
Nucl. Instrum. Meth. in Phys. Res. B, in print.
- M.Utsuro and Y.Kawabata,  
" A New System of Gravity Spectrometer with Fall Focussing of Ultra Cold Neutron"  
Physica, 120B(1983)118.
- M.Utsuro, K.Okumura and Y.Kawabata,  
" A Study on UCN Source for a Spallation Facility"  
Proc. Fifth meeting of International Collaboration on Advanced Neutron Source (ICANS-V), Jülich, Jü1-Conf-45 (1981)525.
- M.Utsuro, Y.Kawabata, K.Okumura, S.Shirahama and T.Ebisawa,  
" Ultracold Neutron Source with a Supermirror Neutron Turbine"  
Presented at the International Conf. on Neutron Phys. Kiev (1987).
- Y.Kawabata, M.Utsuro, S.Okamoto, S.Hayashi and T.Nozaki,  
" Measurement of the Impurity Hydrogen Concentration on the Surface of the Neutron Bottle"  
RIKEN Accel. Progr. Rep., 18(1984)132.
- M.Suzuki, Y.Kawabata, H.Takahashi and M.Sakamoto  
" Transmission Efficiency of the Neutron Guide Tube with Alignment Errors"

## 2. 技術報告

- ・原見太幹、川端祐司

” J R R - 3 改造炉中性子導管詳細設計 (II)

中性子導管の基本的特性と N E U G T プログラムの検証計算”

JAERI-M 85-093 日本原子力研究所 1985年.

- ・鈴木正年、川端祐司、高橋秀武、坂本正誠

” 金属表面の中性子全反射の測定

( J R R - 3 改造炉の中性子導管に関する試験研究 ) ”

JAERI-M 86-037 日本原子力研究所 1986年.

## 3. 学術講演会等発表論文

- ・川端祐司、宇津呂雄彦

” U C N , V C N の導管及び薄膜透過計算”

「長波長中性子による物理実験」短期研究会

京都大学原子炉実験所、昭和55年度 下期 報告書 p 65.

- ・奥村清、宇津呂雄彦、川端祐司

” K U R L I N A C コールドソースを使った超冷中性子実験”

「加速器による中性子実験」専門研究会

京都大学原子炉実験所、昭和56年度 報告書.

- ・宇津呂雄彦、石川良昭、奥村清、海老沢徹、川端祐司、白浜茂樹

” スーパーミラー中性子タービンの製作と運転”

第15回京都大学原子炉実験所学術報告会 講演要旨集、昭和56年、

p 11.

- ・川端祐司、宇津呂雄彦、岡本朴

” 超冷中性子の重力式スペクトロメータ”

「中性子光学応用」短期研究会

京都大学原子炉実験所、昭和57年度 下期 報告書 p 13.

- ・川端祐司、宇津呂雄彦、岡本朴、林茂樹、野崎正

”超冷中性子ボトル材質中の水素分布測定”

「京大炉における低速中性子実験の諸問題」専門研究会

京都大学原子炉実験所、昭和58年度 第1回 報告書 p 75

・ 川端祐司、宇津呂雄彦、岡本朴

”超冷中性子重力式スペクトロメータについて”

「京大炉における低速中性子実験の諸問題」専門研究会

京都大学原子炉実験所、昭和58年度 第2回報告書 p 128.

・ 宇津呂雄彦、川端祐司、奥村清

”スーパーミラー・タービン式超冷中性子源設備”

第17回京都大学原子炉実験所学術報告会 講演要旨集、昭和58年、

p 31.

・ 川端祐司、宇津呂雄彦

”落差集束式超冷中性子重力スペクトロメータ”

「中性子回折散乱測定法及び解析法の開発」昭和59～60年度

科学研究費補助金（総合研究A）成果報告書 p. 90.

・ 川端祐司、鈴木正年、工藤三好、高橋秀武、坂本正誠

”中性子導管の設置誤差が中性子透過特性に及ぼす影響”

'proc. of the 12th Linear Accelerator meeting in Japan' p.113

東京大学工学部付属原子力工学研究施設、日本原子力研究所

昭和62年.

#### 4. 学会発表（°は、口頭発表者を示す。）

・ 宇津呂雄彦°、奥村清、川端祐司、石川良昭

”スーパーミラー中性子タービンの試運転”

日本原子力学会、昭和56年、春 年会、B 37

・ 宇津呂雄彦°、川端祐司、奥村清

”KURスーパーミラー中性子タービンの特性”

日本原子力学会、昭和56年、秋 分科会、B 24

・ 奥村清°、宇津呂雄彦、川端祐司

”KUR LINACコールドソースを使った超冷中性子実験”

- 日本原子力学会、昭和 56 年、秋 分科会、B 2 1
- 川端祐司°、宇津呂雄彦、岡本朴
    - ”スーパーミラー中性子タービンについての数値計算”
    - 日本原子力学会、昭和 57 年、春 年会、B 5 9
  - 宇津呂雄彦°、川端祐司
    - ”多層膜を用いた超冷中性子モノクロメータの試作（I）  
超冷中性子単色化の予備実験”
    - 日本原子力学会、昭和 57 年、春 年会、C 5 7
  - 宇津呂雄彦°、川端祐司
    - ”超冷中性子の重力式スペクトロメータ  
落差集束の原理と理論解析”
    - 日本原子力学会、昭和 57 年、秋 分科会、F 4 1
  - 川端祐司°、宇津呂雄彦、岡本朴
    - ”超冷中性子の重力式スペクトロメータ  
散乱角分析型等について”
    - 日本原子力学会、昭和 58 年、春 年会、B 4 1
  - 川端祐司°、宇津呂雄彦、岡本朴、林茂樹、野崎正
    - ”超冷中性子ボトル材質中の水素分布測定”
    - 日本原子力学会、昭和 58 年、秋 分科会、E 4 4
  - 川端祐司°、宇津呂雄彦、岡本朴、林茂樹、野崎正
    - ”超冷中性子材質表面における不純物水素の重水素置換”
    - 日本原子力学会、昭和 59 年、春 年会、J 3 6
  - 川端祐司°、宇津呂雄彦、岡本朴、林茂樹、野崎正
    - ”中性子ボトル材質表面における不純物水素分布”
    - 日本原子力学会、昭和 59 年、秋 分科会、F 2 6
  - 鈴木正年°、川端祐司、坂本正誠、高橋秀武
    - ”JRR-3 中性子導管用鏡面材の中性子反射率の測定”
    - 日本原子力学会、昭和 61 年、春 年会、B 6 4
  - 川端祐司°、鈴木正年、坂本正誠、高橋秀武
    - ”中性子反射角度分布に及ぼす中性子表面粗さの影響”



日本原子力学会、昭和 61 年、秋 分科会、D 6 5

・ 川端祐司°、鈴木正年、高橋秀武、坂本正誠

”中性子導管の設置誤差が中性子透過特性に及ぼす影響”

日本原子力学会、昭和 62 年、秋の大会、D 6 4





