



Title	スパレーション冷中性子源による μ eV分光器の実現性と設計
Author(s)	井上, 和彦
Citation	北海道大學工學部研究報告, 132, 129-137
Issue Date	1986-07-31
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41995
Type	departmental bulletin paper
File Information	132_129-138.pdf



スパレーション冷中性子源による μeV 分光器の実現性と設計

井上 和彦*

(昭和 61 年 3 月 31 日受理)

Feasibility and Design of μeV Neutron Spectrometer by Spallation Cold Source

Kazuhiko INOUE

(Received March 31, 1986)

Abstract

Feasibility of the μeV neutron spectrometer using the pulsed spallation cold source was assessed. Therefore, it was revealed that quasielastic spectrometer, combined with the LAM-type crystal analyser of 88° Bragg angle, a 20 K methane pulsed cold source and a flight path of 150 m length, might be capable and may show practical performance for the μeV neutron spectroscopy. This paper describes the results of feasibility study and the outline of the LAM-88 spectrometer designed by this study.

1. 序 論

試料により散乱される中性子のエネルギースペクトルの形を、装置函数による若干の修飾を加えるだけで、殆どそのまま表示する方法の、 μeV オーダーの高分解能中性子準弾性散乱分光器の必要性は、これから益々増大する傾向にある。この方式の最も高性能の装置は、現在では ILL の IN10 であり、これを用いて多くの研究成果があげられてきた¹⁾。IN10 は原子炉冷中性子源を用いた分光器であり、加速器パルス冷中性子源を用いるものとして、RAL の ISIS スパレーション中性子源の IRIS が稼動を始めようとしている²⁾。我々は、高エネルギー物理学研究所 (KEK) のスパレーション中性子源の KENS において、 $10\mu\text{eV}$ オーダー分解能の LAM-80 を開発した。LAM-80 は既に 2 年間の運転を行い、研究に活用されてきた³⁾。 μeV 分光器に関する世界の趨勢と、LAM-80 の使用経験から、KENS においても、 μeV 分光器を設置する必要性が認識されるようになった。本論文では、LAM-40 および LAM-80 分光器と同じ設計理念に基いて設計され、これらの分光器の延長上の性能を有する μeV 分光器 LAM-88 の設計の概要について述べる。

2. μeV 分光器の必要性

アモルファス固体、液体、分子結晶などの準弾性散乱による研究、あるいは磁性体の低エネルギー磁気散乱の研究などでは、測定されるエネルギー変化量 ε は低エネルギーではあるが、数 $1000\mu\text{eV}$ から数 μeV の 3 桁ないし 4 桁にわたる大きな桁数の変化領域に広がっている。した

* 原子工学科放射線源工学講座

がって、必要とされるエネルギー分解能 $\Delta\epsilon$ の値も、数 $100\ \mu\text{eV}$ から $1\ \mu\text{eV}$ のオーダーに広がっている。この場合に注意しなければならないことは、1 台の準弾性散乱分光器でカバーできる ϵ の桁数領域と $\Delta\epsilon$ の間にある関係が存在することである。即ち、極めて高分解能の分光器を作り、仮に著しく小さな $\Delta\epsilon$ を達成できたとしても、その精度で幾らでも広い ϵ 領域を測れるというものでは決してない、と言うことに注意しなければならない。これを定量的に表現すると、一応の目安として ϵ はおよそ 2 桁に広がり、その下限を $\Delta\epsilon$ と考えればよい。

$\Delta\epsilon$ が数 $100\ \mu\text{eV}$ の分光器としては、多くのものが世界各国で稼動している。これが数 $10\ \mu\text{eV}$ になると、その数はかなり限られている。 μeV オーダーのものは極めて限られており、実用に耐える高い効率を有しているのは、前記の IN 10 のみである。これは、ILL が世界最強の原子炉冷中性子源を有していることに依存している。このような事情から、 μeV オーダーの高分解能を要する研究は、現在では ILL でなければ行うことができない。勿論、各国では μeV 分光器の開発を考えているから、次第に上記の制約は除かれるものと期待される。この事情は、原子炉中性子源に関するものであり、パルス中性子源に関しては、状況は流動的である。RAL では、 $\Delta\epsilon$ が $50\sim 1\ \mu\text{eV}$ の IRIS を計画している。勿論、これは複合型の分光器であって、 $\Delta\epsilon$ の異なる領域には別々の装置を使用することを考えている。

我々は、北大のパルス冷中性子源および KEK の KENS パルス冷中性子源を使って、 $100\ \mu\text{eV}$ 分光器・LAM-40 と、 $10\ \mu\text{eV}$ 分光器・LAM-80 を開発してきた³⁾。図 1 と図 2 は、LAM-80 を用いて測った高分子の中性子散乱スペクトルを示す。図 1 は、ポリブタジエンとポリエチレンのそれぞれ融点より高温におけるスペクトルを示す。両者のスペクトルは著しく異なった Q 依存性を示している。これは、双方の高分子の主鎖構造の差異が、網目構造内の高分子の拡散の様子に顕著に反映しているものであり、この問題に対する重要な示唆を与えている。図 2 は、ポリスチレンの二硫化炭素溶液のスペクトルであり、 $\pm 16^\circ\text{C}$ の測定結果である⁴⁾。 $+16^\circ\text{C}$ ではゾル状態

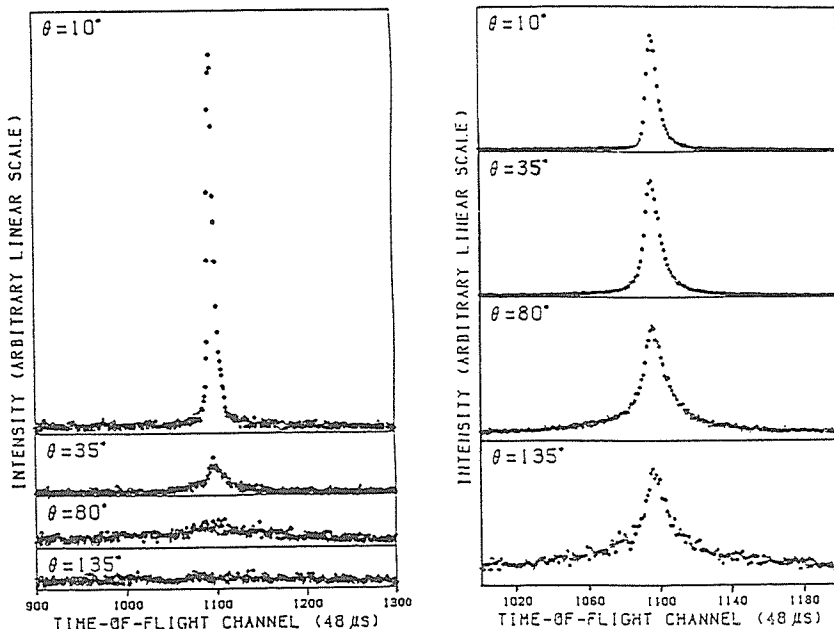


図 1 ポリブタジエン (右) とポリエチレン (左) の中性子散乱スペクトルの LAM-80 による測定結果

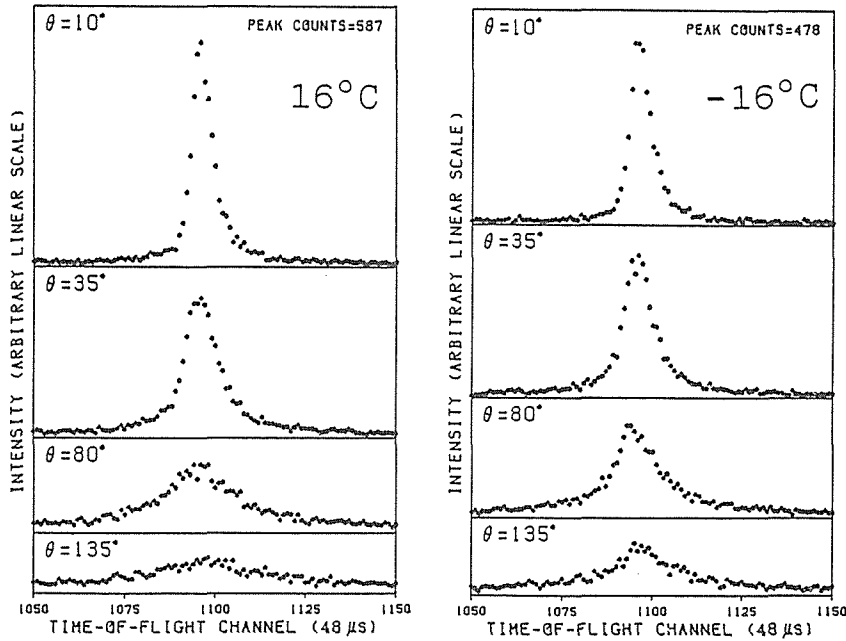


図2 ポリスチレンの二硫化炭素溶液のゾル-ゲル転移のLAM-80による測定結果

であり、 -16°C ではゲル状態である。これらの結果は、LAM-80の分解能のおかげで、充分解析に耐えるスペクトルデータであるが、もし1桁上の高分解能分光器によるデータを併用できれば、より高いレベルの解析を行うことができることは明らかである。

以上に述べた事柄は、KENSにおいても、 μeV 分光器を設置することが必要であり、またそれが重要であることを示している。勿論、初期のKENS-Iでは中性子源強度は、 μeV 分光器にとっては充分ではなかった。しかし、現在のKENS-I'では既に約4倍の強度増強が行われた。さらに、近い将来において、約2倍強の増強が行われる予定である。また、将来のKENS-IIでは、KENS-Iの約100倍、即ち、KENS-I'の完成型の約10倍の強度が計画されている。KENS-IIの強度は、当然、 μeV 分光器の実現にとって充分なものである。KENS-I'の強度も、 μeV 分光器に研究開発にとっては一応充分であり、また工夫次第では実用になることが期待される。そこで、KENSパルス冷中性子源に組み合わせる μeV 分光器の具体的な計画の実現性を検討した。

3. パルス冷中性子源による μeV 分光

3. 1 測定原理

図3に示すような装置構成の設計パラメータを適切に選ぶことによって、パルス中性子源による飛行時間・結晶アナライザー型中性子分光器の飛行時間スペクトルは次式で与えられる⁵⁾。

$$\eta(t; \theta) = \text{const.} \iint \phi(E_1, t - l_2 / \sqrt{2E_2/m}) \sigma(E_1 \rightarrow E_2, \theta) R(E_2) dE_1 dE_2, \quad (1)$$

ここで、 $\phi(E_1, t_1)$ は時刻 t_1 に散乱試料に入射するエネルギー E_1 の中性子束であり、 $\sigma(E_1 \rightarrow E_2, \theta)$ は incoherent 微分散乱断面積であり、 $R(E_2)$ はアナライザーミラーのエネルギー分解能であり、 l_2 は散乱されたエネルギー E_2 の中性子が試料から検出器まで飛行する平均飛行路長であり、 m は中性子の質量である。(1)式からわかるように、分光器の総合エネルギー分解能 $\Delta\epsilon$ は、入

射中性子のエネルギー・時間特性と入射中性子飛行路長 l_1 、およびアナライザーミラーの特性によって決定される。

ここで、LAM 型分光器がパルス線源を使うことによって具備している特長について簡単に説明する。(1)式内の入射中性子のエネルギー・時間スペクトルは、良い近似で、次のように書き表わすことができる。

$$\phi(E_1, t_1) = \phi(E_1) Z(t_1 - l_1 / \sqrt{2E_1/m}), \quad (2)$$

ここで、 $\phi(E_1)$ は中性子源から放出される中性子のエネルギー・スペクトルであり、 $Z(t)$ はエネルギーが E_1 の中性子のパルスの時間特性である。 $\phi(E_1)$ は飛行路長が l_1 の中性子飛行時間法で測定される飛行時間スペクトル $F(t_1)$ と次の関係にある。

$$\phi(E_1) = F(t_1) / |dE_1/dt_1|. \quad (3)$$

(2)式と(3)式を(1)式に代入すると、散乱中性子の時間スペクトルは次のようになる。

$$\eta(t; \theta) = \text{const.} \cdot F(t - l_2 / \sqrt{2E_2/m}) \iint (\sqrt{E_2}/E_1^2) Z(t - l_1 / \sqrt{2E_1/m} - l_2 / \sqrt{2E_2/m}) \times \sigma(E_1 \rightarrow E_2, \theta) R(E_2) dE_1 dE_2. \quad (4)$$

中性子がアナライザー内を試料からカウンターまで飛行する際の時間の揺ぎの大きさ程度の時間変動、即ち l_2 のばらつきによる時間の揺ぎと、 $R(E_2)$ で制約される E_2 の広がりによる時間の揺ぎによっては、 $F_1(t_1)$ は極めてわずかしき変動しないから、(4)式の $F(t_1)$ の引数内の E_2 に対して平均値 $\bar{E}_2$ を採用し、かつ、 E_2 に関する積分の外に出してある。また、 $Z(t)$ の t に関する函数形は、 E_1 のある程度の範囲内では、殆ど一定で変わらないと考えてよい。このことを、より具体的な別の言い方をすると、放出される中性子の時間パルスの形は、エネルギーが少し変化する程度では余り大きく変化しないといえることができる。実際には、加速器パルス中性子源では、減速材温度は厳密には一定ではなくて、常に若干揺いでいる。当然、中性子エネルギー・スペクトルも若干揺ぐが、この揺ぎの時間依存は中性子パルスのパルス幅程度の時間スケールで見ると極めて遅い。また、このエネルギー・スペクトルの揺ぎによっては、パルスの時間依存特性は殆ど変化しない。このことは、次の2つの大きな利点を分光器の特性とデータ解析の方法に関連してもたらすことになる。

- (a) 散乱中性子スペクトルは時間的に極めて安定である。もし、長時間測定の際に、減速材温度がある程度変動しても、モニタースペクトルを記録して、これから $F(t_1)$ を計算して(1)式に用いれば、何らの不都合も生じない。

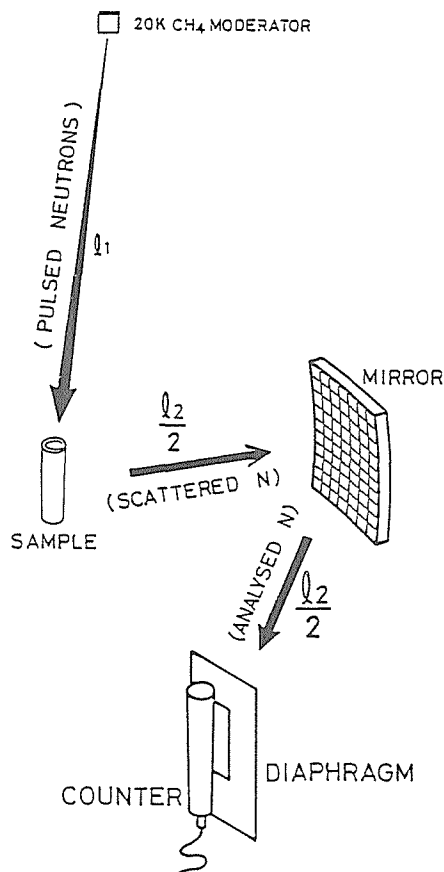


図3 LAAM 型分光器の機器の配置原理図

- (b) (4)式の積分に際して、充分な精度で実効分解能函数を定義することが許される。これは、データ解析に際して、計算手続きの大きな簡略化を可能にする。

3. 2 冷中性子源のパルス特性

パルス冷中性子源から放出される冷中性子のパルス特性である半値幅 Δt_z を図 4 に示す³⁾。このデータは、20 K 固体メタン冷減速材について測られたものである。冷中性子エネルギー領域では、放出される冷中性子のパルス幅 Δt_z は近似的に中性子波長に比例している。波長が約 6 Å、即ち、エネルギーが約 2 meV の冷中性子の Δt_z は約 100 μs である。この値から、我々の目的にとって必要な中性子飛行路長 l_1 が決定される。入射中性子のエネルギー分解能 ΔE_1 の決定には、 Δt_z 以外に、さらに第二飛行路長 l_2 のばらつき、およびタイムアナライザーの時間計測誤差などが影響する。 ΔE_1 は近似的に次式で与えられる。

$$\Delta E_1 = 2 E_1 (\Delta t_z^2 + \Delta t_2^2 + \Delta t_c^2)^{1/2} / t_1, \quad (5)$$

ここで、 Δt_2 は l_2 のばらつきに基因する t_2 の誤差を表わし、 Δt_c はタイムアナライザーの時間計測誤差である。

3. 3 LAM 型アナライザーミラー

LAM 型分光器の特性を決定しているもう一つの重要な因子は、LAM 型アナライザーミラーである⁹⁾。このアナライザーミラーの設計には次のようないくつかの特徴がある。

- (a) 比較的小さな面積の多数個の結晶片が格子状に配置されて、一基のアナライザーミラーを

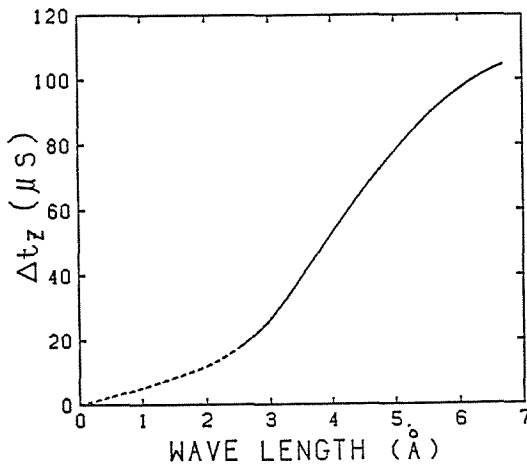


図 4 20 K 固体メタン冷中性子源からの中性子パルスの半値幅

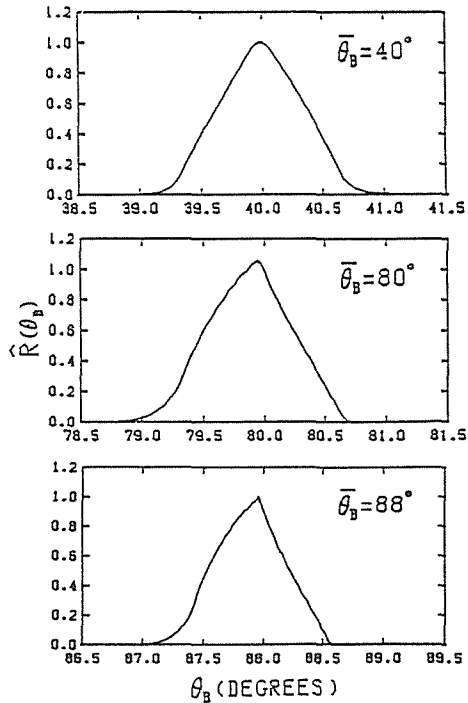


図 5 アナライザーミラーの角度分解能の計算結果

構成している。(Latticed-crystal Analyser Mirror ; LAM の呼称の由来)

- (b) 全ての結晶片は、試料中心とカウンター窓中心に対して、厳密に同一の Bragg 条件になるように配置されている。また、アナライザー内での飛行路長がどの結晶片に対してもほぼ同じになるように全体の寸法・形状を決定する。
- (c) 各結晶片には、反射率が充分大きく、かつモザイクネスが余り良過ぎないものを使用する。モザイクネスとしては、 2° ないし 3° が適切である。
- (d) 散乱試料の標準形状は薄肉の円筒状である。その直径と高さを、アナライザーのエネルギー分解能と感度が所期の値になるように決定する。一つの目安として、角度のばらつき $\Delta\theta_B$ を約 0.8° に選び、これと所期エネルギー分解能から、Bragg 角 θ_B を定める。

Bragg 角分布函数 $\hat{R}(\theta_B)$ は次式によって計算される⁵⁾。

$$\hat{R}(\theta_B) = \iint \iint p(r, \Sigma, S) |r-S|^{-2} |\Sigma-S|^{-2} \delta[\theta_B - \theta_B(r, \Sigma, S)] dr d\Sigma dS \quad (6)$$

ここで、記号の意味は文献 5) に述べてある通りである。図 5 に、 40° 、 80° 、 88° の Bragg 角に対する $\hat{R}(\theta_B)$ の計算例を示す。いずれも、 $\Delta\theta_B$ が約 0.8° になるように寸法形状が選ばれている。 40° と 80° の結果は、既に稼動している LAM 40 および LAM-80 分光器のものである³⁾。アナライザーによって分析される散乱中性子エネルギー E_2 の分解能 ΔE_2 は次式で与えられる。

$$\Delta E_2 = 2E_2 [(\cot \theta_B \Delta\theta_B)^2 + (\Delta\tau/\tau)^2]^{1/2}, \quad (7)$$

ここで、 $\Delta\tau$ は結晶の逆格子ベクトルの分散である。

3. 4 エネルギー分解能

厳密には、弾性散乱に対して(1)式を計算することによって、分光器の総合エネルギー分解能 $\Delta\epsilon$ を正確に計算することができるが、ここでは簡単のために次式によって $\Delta\epsilon$ を近似的に計算する。

$$\Delta\epsilon = (\Delta E_1^2 + \Delta E_2^2)^{1/2}. \quad (8)$$

図 6 に、3 種類の飛行路長に対する ΔE_1 の値を、 ΔE_2 と共に θ_B の函数として示す。 ΔE_2 は当然であるが、飛行路長には関係しない。図 7 は θ_B の函数としての $\Delta\epsilon$ を示す。この結果から、 μeV 分光器にとっては、約 150 m 程度の飛行路長が必要であることがわかる。

3. 5 フレームアウト

入射中性子の飛行路長 l_1 に約 150 m が必要であるとなると、フレームアウトが問題になる。使用を予定している KENS 中性子源では 25 pps で運転されるから、 $\bar{E}_2$ が 2 meV のアナライザーを使うと、およそ 6 回のフレームアウトが起こる。さらに不都合なことに、6 回目のフレームアウトの速中性子ピークが丁度弾性散乱ピークの近傍に現れる。このことは、 l_1 を若干増減しても、約 17% の変化によって、直ちに前後のフレームアウトの速中性子ピークがオーバーラップしてくることを意味している。この問題は、既に LAM-80 でも起っていた。 $l_1=30$ m の飛行路長のために、第 1 フレームアウトの速中性子ピークが弾性散乱ピークより若干早いチャンネルに現れた。これは将来 l_1 を若干短縮することによって、速中性子ピークを弾性散乱ピークより若干遅いチャンネルに現れるようにして、影響を軽減させる予定である。 μeV 分光器でも同様な対策が考えられるが、後述のように、冷中性子に対する偏向器を使用して、フレームアウトを信号を完全に除去することも考えられる。

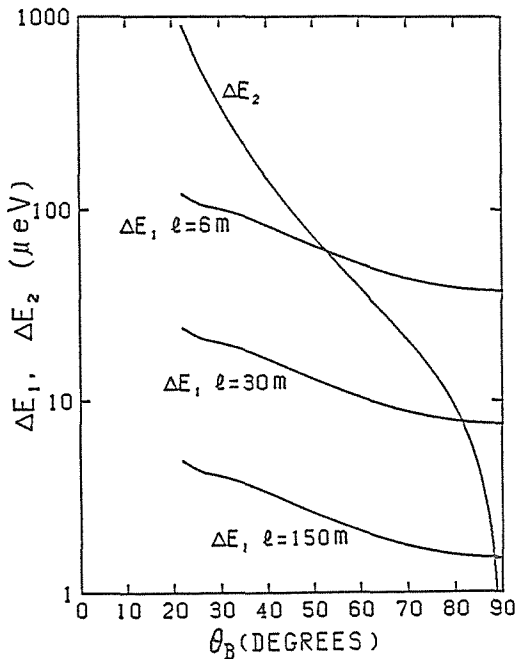


図6 3種類の中性子飛行路長に対する、Bragg 角の
函数としての ΔE_1 と ΔE_2 の計算結果

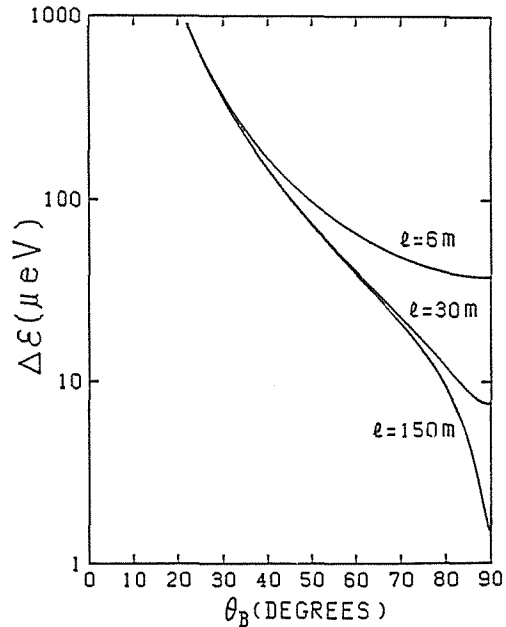


図7 Bragg 角の函数としての総合エネルギー分解能
 $\Delta \epsilon$ の計算結果

4. μeV 分光器の設計の概要

前章で述べた各構成機器の特性から、所期の μeV 分光器としては、150 m 直管導管を用い、複数のアナライザーを用いる設計のイメージが直ちに浮かんでくる。3.3 節の検討結果から、 θ_B としては 88° が適切であるので、この分光器の名称を LAM-88 とする。

LAM-40 と LAM-80 では l_2 は 120 cm であったが、LAM-88 では 200 cm を採用する。この理由は、円筒状の試料中心軸とカウンター窓中心軸間距離として、約 7 cm を確保する必要があるためである。試料直径とカウンター窓幅は 2 cm でよい。それぞれの高さは約 6 cm が適当である。

アナライザーミラーは、LAM-40 あるいは LAM-80 と同様に、 $1.2\text{ cm} \times 1.2\text{ cm}$ のパイロリティック黒鉛結晶を組み合せた構造とする。ミラー当りの使用枚数は約 100 枚ないし 250 枚が必要である。一つの問題はアナライザーの個数であるが、検討の結果、4 個が最も適切であるとの結論になった。上記のアナライザーの寸法では、5 個まで組み合わせることが可能である。しかし、種々の値の任意の散乱角のデータを得ることは極めて重要であることから、アナライザー個数を 4 として、これを回転させて用いる方式の方が優れている。図 8 に 4 個のアナライザーの方式のアナライザーアセンブリの見取図を示す。

前章で述べたフレームアウトの回避の方策の一つとして、冷中性子のための偏向器を用いる方法がある。偏向用結晶としては、マイカが考えられる。問題は、必要なエネルギーパスバンド幅を確保することと、反射率である。これについては、今後、テスト装置を作り開発する必要がある。図 9 に、直管導管および高次反射除去フィルターと組み合せた概念設計を示す。この問題に関しては、3.5 節でも言及したが、フレームアウトを許容して、 l_1 の調節で不要なフレームアウト信号を避けることができれば、それが最も簡単で良い解決策である。これが可能であるかどうか

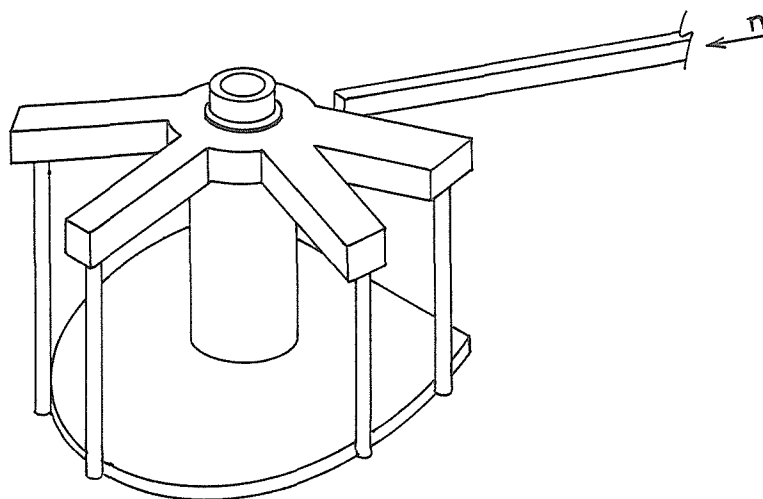


図8 LAM-88のアナライザーアセンブリの外観図

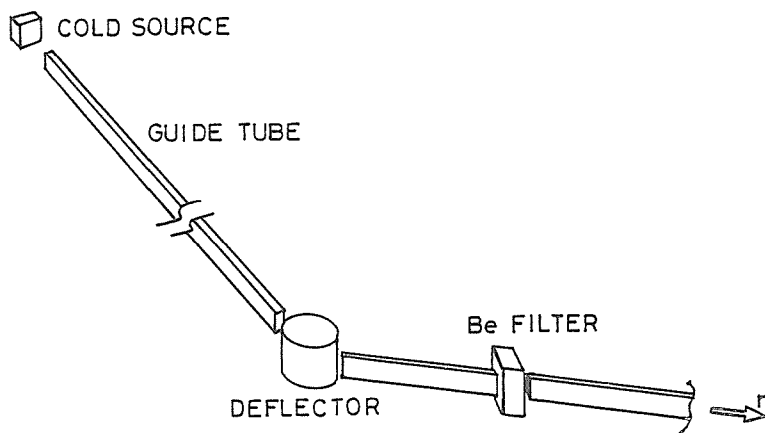


図9 LAM-88の導管・偏向器・フィルターの配置。

かは、フレームアウト信号の強度に関する詳細なデータが必要であり、それはLAM-80を使って得ることができる。

5. μeV 分光器の設計特性

図10に、 θ_b を 88° とした場合の、飛行路長の函数としての $\Delta\epsilon$ を示す。150 mより長くしても、分解能は余り向上しない。LAM-88では約 $2 \mu\text{eV}$ の総合エネルギー分解能が得られるが、準弾性散乱スペクトルの測定では、約 $1/4$ 程度までエネルギー分析が可能であるから、 $1 \mu\text{eV}$ 以下で約500 neV程度までのエネルギー変動を観測できることになる。

感度の評価の概算は次のようになる。長い導管を使うが、直管であるから通過効率はかなり良いことが期待される。偏向器の効率を仮に $1/2$ と仮定し、導管と偏向器で $1/3$ と仮定する。弾性散乱ピークの形を、LAM-80 ($10 \mu\text{eV}$ 分光器)と同じ個数のチャンネル個数で測るとすれば、各チャンネルの計数効率は約 $1/10$ になる。このチャンネル個数を半分でよいとすれば、2倍の効率を稼

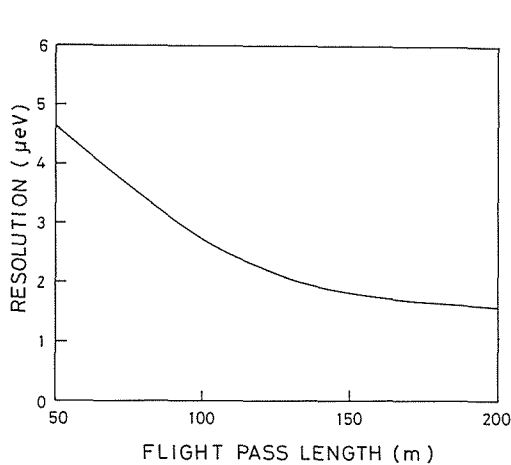


図 10 $\theta_b = 88^\circ$ の場合の飛行路長の函数としての総合エネルギー分解能 ΔE の計算結果

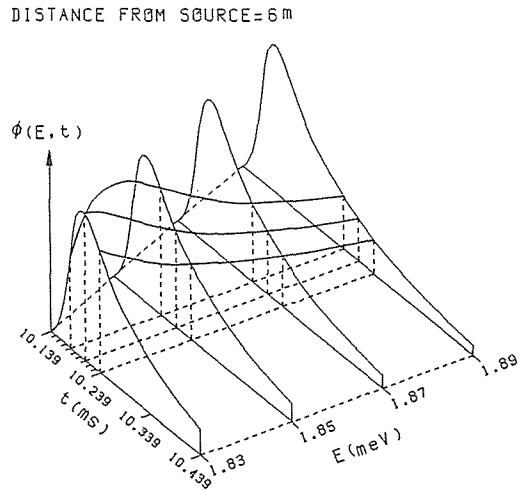


図 11 冷中性子パルス線源から 6 m の位置の冷中性子エネルギースペクトルの形の時間による変動

げる。また、KENS-II では現在の KENS-I' の約 20 倍の線源強度増強を見込んでいるから、KENS-II では、LAM-88 は現在の LAM-80 の約 $1/1.5$ の統計が得られることになる。これは、 μeV 分光器としては、充分過ぎる程の高感度を意味する。KENS-I' では、今後さらに約 2 倍の増強を見込んでいるから、予備実験の目的にとっては、現在でも LAM-88 を設置する意義は充分にある。

6. 結 言

前章で述べたように、約 150 m の飛行路長を用いれば約 $2 \mu\text{eV}$ の高分解能分光器を実現でき、KENS-II ではかなり高感度になる。KENS-I' においても充分実用になる。この方式は、LAM 型の全ての特徴を備えており、完成後は調整を要する可動部などが無く、最も扱い易い。

もしも、長い飛行路長を設置できないならば、チョッパーを用いて、パルス幅を制限することにより、 $1/3 \sim 1/4$ 程度の飛行路長で目的を達することが考えられる。ただし、この場合には、加速器との同期に高い精度が要求されて、使い勝手がかなり悪くなる。参考までに、図 11 に、線源より 6 m の位置にチョッパーを置いた場合について通過する冷中性子のエネルギースペクトルと、その $\pm 50 \mu\text{s}$ の前後におけるエネルギースペクトルの形の変動を示す。

参考文献

- 1) NEUTRON RESEARCH FACILITIES AT THE ILL HIGH FLUX REACTOR, Grenoble(1983).
- 2) NEUTRON BEAM RESEARCH AT THE RUTHERFORD APPLETON LABORATORY, Chilton(1984).
- 3) K. Inoue et al. : Nucl. Instr. Meth., A238(1985)401.
- 4) Y. Izumi and Y. Miyake : private communication.
- 5) K. Inoue et al. : Nucl. Instr. Meth., 178(1980)459.