

# 測量快中子束能譜的乳胶方法

張 应 張學經 孫漢城

本文討論了利用快中子射入原子核乳胶中产生的反冲质子来测定快中子束能譜的方法和技術。第一部分是引言。第二部分是原理和方法,分別討論了用“单个計算法”和“角錐平均法”由反冲质子径迹参数确定中子能量,以及由此推导出中子能譜的原理。第三部分是实验技术,討論了中子照射、显影处理、径迹測量等环节的主要問題。第四部分是数据处理,討論了几項主要的系統誤差的修正和偶然誤差的估計。

## 一、引 言

快中子能譜的測量对于原子核物理研究和原子能应用有着重要的意义,但直到現在还没有很好解决。比較有效而常用的方法之一,是用原子核乳胶来測量快中子与氩核弹性散射时所产生的反冲质子的能量,从而得出中子能譜。

利用反冲质子測量快中子能譜的乳胶方法,具有下列特点:(1)測量的能域广(0.2兆电子伏以上);(2)对于能量为几个兆电子伏的中子,乳胶比目前其它中子探测器有更好的能量分辨率;(3)能够連續記錄中子,并可較长期地累积,所以可以測量強度較弱的中子源的能譜;(4)乳胶体积小,而且对入射中子能譜的畸变小,可以放在反应堆中或其它只能放小型元件的地点測量其快中子能譜;(5)实验装置简单經濟,利用中子源的时间短。因此乳胶方法得到了广泛的应用。它的主要缺点是:(1)反冲质子径迹的測量还没有自动化,要化費較多的时间;(2)低能部分的誤差較大。

在大多数工作中,入射中子是近似平行的束,而且方向已知,可以通过測量反冲质子的能量和方位,推算出中子能量。在某些場合下,中子入射方向未知,或者不是平行束,此时可以用积分法<sup>[1,40]</sup>。本文只討論已知入射方向、近似平行的中子束的情况。

反冲质子可以在輻射体(例如聚乙烯)中产生,然后經過准直器射入乳胶中;也可以直接在乳胶内部产生。

前一种方法,由于质子在射入乳胶以前已有一部分能量消耗在輻射体中了,所以能量分辨率較差,能够探測的快中子能量下限也較高(0.9兆电子伏以上)<sup>[1]</sup>,在能譜測量中应用較少。

本文只討論后一种方法,而且只限于0.2—10兆电子伏的中子能量范围。在此能量范围中,反冲质子在质心坐标系中的角分布是各向同性的,計算比較简单。对于更高能的质子,須对本文的討論作各向异性的修正。能量更低的中子在乳胶中所产生反冲质子射程小于1.7微米,已很难測量。

## 二、原理和方法

在实验室坐标系中,与中子入射方向成 $\theta$ 角的反冲质子能量 $E_p$ 和中子能量 $E_n$ 有如下关系:

$$E_n = E_p \sec^2 \theta. \quad (1)$$

根据反冲质子径迹的参数即可确定中子的能量。显然,由于 $\theta$ 測不准而引进的中子能量誤差

$$\frac{dE_n}{E_n} = 2 \tan \theta d\theta. \quad (2)$$

为了减少中子能量误差,可以只测量 $\theta$ 较小的径迹。通常只测量以中子束轴为对称轴,水平张角 $\psi'_{\text{最大}}$ 为 $10^\circ$ 或 $15^\circ$ ,垂直张角 $\phi'_{\text{最大}}$ 为 $10^\circ$ 或 $15^\circ$ 的四角锥体中的径迹,如图1所示。

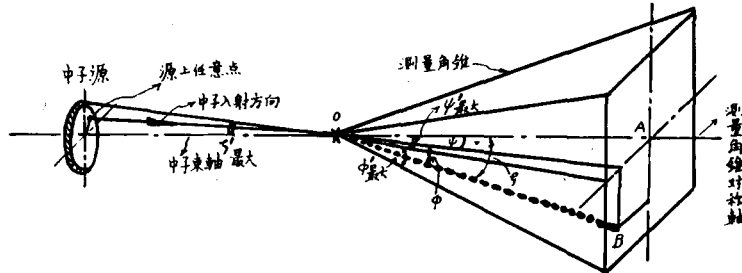


图1 中子束轴和乳胶面成 $0^\circ$ 角照射的几何条件

在精细的工作中,常用“单个计算法”<sup>[2,3]</sup>,即测量上述角锥中每条质子径迹的射程和 $\theta$ 角,由此逐个计算相应的中子能量。在一般性工作中,为了提高工作效率,常用“角锥平均法”,即计算一定能量的中子在上述角锥中所产生的反冲质子径迹的某一参数的平均值,再将质子径迹按该参数分组,由此得出中子能谱,此时中子能量误差比单个计算法大1—2%。

## 1. 单个计算法

### 1. 质子射程 $R_p$ 的测量

如图2所示, $OB$ 为乳胶记录中子时所形成的反冲质子径迹。乳胶经显影、定影处理后其中的溴化银都已溶去,甘油、水分含量也有所改变而使厚度收缩,在显微镜下观察到的径迹为 $OC$ 。以乳胶面作水平面,测量 $OC$ 的水平分量 $l$ 和垂直分量 $z$ ,由下式计算出质子射程 $R_p$ :

$$R_p = \sqrt{l^2 + (sz)^2} \quad (3)$$

或

$$R_p = l \sec \phi, \quad \phi = \tan^{-1} \frac{sz}{l},$$

式中 $\phi$ 为径迹倾角; $s$ 为收缩因数,即记录中子时径迹深度和观测时径迹深度的比值。

图2 反冲质子径迹在乳胶中之参量 不同径迹的 $s$ 值可能不同。这是因为:(1)乳胶上下各层的甘油、水份、明胶等成分的含量可能不同,而使上下各层的 $s$ 值有百分之几的差异<sup>[4-6]</sup>;(2)在记录中子或测量径迹的过程中,乳胶成分随着周围环境相对湿度的改变而稍有改变。通常用记录中子时的乳胶厚度与观测时乳胶厚度的比值来表示所有径迹的收缩因数,收缩因数误差对于射程误差的贡献如下:

$$\frac{dR_p}{R_p} = \sin^2 \phi \frac{ds}{s} \quad (4)$$

如果只测倾角不大的径迹,则用乳胶的厚度比表示各径迹的深度比对于射程测量引进的误差可忽略不计。(例如若 $\phi \leq 15^\circ$ ,  $\frac{ds}{s} = 0.02$ , 则 $\frac{dR_p}{R_p} \leq 0.0014$ .)

### 2. 质子能量 $E_p$ 的确定

测得 $R_p$ ,根据已知的射程-能量关系就可确定质子的能量。

射程-能量关系与照射时乳胶的成分有关。不同型号的乳胶,或同一型号而不同批制备的乳胶成分稍有差异;相对湿度变化时乳胶的含水量也有所改变,这些原因都使射程-能量关系

稍有变化, 乳胶成分可以大体上分为两部分: 一是由明胶、甘油和水组成的轻成分, 它们对于带电粒子的阻止本领几乎相等; 二是主要由溴化银组成的重成分。轻、重成分的比例可以近似地用乳胶的密度来标志。如果乳胶的密度改变  $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ , 射程 (以微米作单位) 改变  $\frac{\Delta R_p}{R_p}$ , 则应满足下式:

$$\frac{\Delta R_p}{R_p} = K \frac{\Delta\rho}{\rho}, \quad (5)$$

$K$  随质子能量的增加而稍有增加 (当  $E_p$  从 0.2 兆电子伏增加到 10 兆电子伏时,  $K$  从 0.4 增到 0.7)。

射程-能量关系可以用罗特布拉特 (J. Rotblat)<sup>[9]</sup> 和吉布逊 (W. M. Gibson)<sup>[10]</sup> 等对密度为 3.94 克/厘米<sup>3</sup> 的干乳胶作的数据作为标准, 再测量在实验条件下所用乳胶的密度, 用文献[7]中  $K$  的数据按(5)式修正。

### 3. 中子能量 $E_n$ 的确定

$$E_n = \frac{E_p}{\cos^2 \theta},$$

$\theta$  满足下式<sup>[1]</sup>:

$$\cos \theta = \sin \theta \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos \psi = \frac{\cos \psi + \tan \phi \tan \delta}{\sqrt{(1 + \tan^2 \delta)(1 + \tan^2 \phi)}}. \quad (6)$$

如图 2 所示,  $\delta$  为某一个中子的入射方向与乳胶面的夹角;  $\phi$  为中子所生的反冲质子径迹与乳胶面的夹角;  $\psi$  为径迹水平投影与中子入射方向水平投影的夹角。

若照射几何条件如图 1 所示, 即中子束的轴与乳胶面成  $0^\circ$  角, 且中子束张角  $\zeta'_{\max} \leq 2^\circ$ , 则中子束轴便与每个中子入射方向的水平投影近似重合, 可以此作为测量角锥的对称轴, 测量 ( $\phi'_{\max}, \psi'_{\max}$ ) 角锥内的径迹, 即测量其倾角和水平角满足  $|\phi| \leq \phi'_{\max}, |\psi| \leq \psi'_{\max}$  条件的径迹。此时, 公式(6)可近似写成下式:

$$\cos \theta = \cos \phi \cos \psi. \quad (7)$$

若照射几何条件如图 3 所示, 即中子束轴与乳胶面成  $\delta_0$  角, 且中子束张角  $\zeta'_{\max} \leq 2^\circ$ , 则中

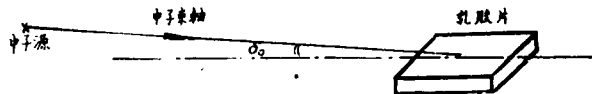


图 3 中子束轴和乳胶面成  $\delta_0$  角照射的几何条件

子束轴的水平投影即为每个中子入射方向的水平投影。但测量角锥仍以中子束轴作为对称轴, 即测量  $|\psi| \leq \psi'_{\max}, -(\phi'_{\max} + \delta_0) \leq \phi \leq (\phi'_{\max} - \delta_0)$  范围内的径迹。用公式(6)计算。(以  $\delta_0$  代公式中的  $\delta$ 。)如果利用可以绕水平轴旋转的显微镜载物台, 则可将乳胶片偏转  $\delta_0$  角, 使测量角锥的对称轴落到水平面上, 用(7)式计算。此外, 为了提高效率, 计算时可用特制的计算尺<sup>[11]</sup>。

### 4. 中子能谱的计算

将测得的质子径迹按其相应的中子能量分组, 能量间隔可取为 0.1 到 0.5 兆电子伏, 即在测量角锥中  $n-p$  散射反应数目对中子能量的分布  $\Phi_{n-p}(E_n)$ 。中子能谱即可由下式求出:

$$\Phi_n(E_n) \propto \frac{\Phi_{n-p}(E_n) - \Phi_b(E_n)}{\sigma(E_n)P(E_n)f(E_n)}. \quad (8)$$

式中  $\Phi_0(E_n)$  是本底;  $\sigma(E_n)$  是中子能量在  $(E_n - \frac{1}{2} \Delta E)$  到  $(E_n + \frac{1}{2} \Delta E)$  能量间隔内  $n-p$  散射截面的平均值 ( $\Delta E$  为分组所用能量间隔);  $p(E_n)$  是质子径迹停留几率修正系数, 即在测量角锥中, 整条质子径迹停留在乳胶内部的平均几率 (因为一部分质子穿出乳胶, 不能测量);  $f(E_n)$  是中子通量衰减修正系数, 即中子和乳胶各成分相互作用后通量衰减剩余百分数在所测量乳胶体积范围内的平均值.  $p(E_n)$  和  $f(E_n)$  的计算见本文第三部分.

## 2. 角锥平均法

将中子能量按一定能量间隔 (0.1 到 0.5 兆电子伏) 分组. 计算能量在各个分组界线上的中子在测量角锥内所产生的反冲质子径迹的某一参数的平均值, 即将中子能量间隔变换成该参数的间隔. 再测量各个径迹的该参数, 分到相应的间隔中, 即得  $n-p$  散射反应数目对中子能量的分布. 该参数常取径迹在中子束轴的水平投影  $OA$  上的投影  $\lambda$  (如图 2). 在精确度要求不太高的工作中, 也可取径迹的水平投影  $l$  作参数. 兹分别讨论如下.

### 1. 以 $\lambda$ 作参数的角锥平均法 计算步骤如下:

(1) 能量为  $E_n$  的中子在测量角锥中所产生的反冲质子平均能量  $\bar{E}_p$  的计算. 因

$$E_p = E_n \cos^2 \theta,$$

故

$$\bar{E}_p = E_n \overline{\cos^2 \theta}. \quad (9)$$

$\overline{\cos^2 \theta}$  是  $\cos^2 \theta$  在测量角锥内的平均值, 计算时考虑到反冲质子的角分布, 则<sup>[12]</sup>

$$\overline{\cos^2 \theta} = 1 - \left( \frac{1}{3} - \frac{5}{12} \sin^2 \zeta'_{\max} \right) (\tan^2 \phi'_{\max} + \tan^2 \psi'_{\max}) - \frac{1}{2} \sin^2 \zeta'_{\max}; \quad (10)$$

$\zeta'_{\max}$  是中子束张角;  $\phi'_{\max}$  和  $\psi'_{\max}$  是测量角锥的垂直张角和水平张角 (图 1).

(2) 查射程-能量关系, 由  $\bar{E}_p$  得  $R_p$ .

(3) 对于一定的  $R_p$ , 计算径迹在中子束轴的水平投影  $OA$  方向上的投影  $\lambda$  的平均值<sup>[13]</sup>.

因

$$\lambda = R_p \cos \zeta,$$

故

$$\bar{\lambda} = R_p \overline{\cos \zeta}. \quad (11)$$

$\zeta$  是质子径迹与  $OA$  的夹角,  $\overline{\cos \zeta}$  是  $\cos \zeta$  在测量角锥内的平均值.

若  $\zeta'_{\max} \leq 2^\circ$ ,  $\phi'_{\max} = \psi'_{\max} \leq 15^\circ$ ,  $\delta_0 \leq 5^\circ$  (图 1, 图 3), 则

$$\overline{\cos \zeta} \approx \frac{\int_0^{\zeta'_{\max}} \cos \zeta \cos \zeta \sin \zeta d\zeta}{\int_0^{\zeta'_{\max}} \cos \zeta \sin \zeta d\zeta} = \frac{\frac{1}{3} (\cos^3 \zeta'_{\max} - 1)}{\frac{1}{2} (\cos^2 \zeta'_{\max} - 1)} = \frac{2(\cos^2 \zeta'_{\max} + \cos \zeta'_{\max} + 1)}{3(\cos \zeta'_{\max} + 1)}, \quad (12)$$

其中  $\zeta'_{\max}$  由下式定义:

$$\pi \sin^2 \zeta'_{\max} = 4 \sin \phi'_{\max} \sin \psi'_{\max}, \quad (12')$$

即将长  $2R \sin \phi'_{\max}$ 、宽  $2R \sin \psi'_{\max}$  的测量角锥矩形底面近似作半径为  $R \sin \zeta'_{\max}$  的圆.

(4) 建立分组表格. 将中子能量按一定能量间隔分组, 如上计算与各个分组界线上的中子相应的  $\bar{\lambda}$ , 即建立起按  $\bar{\lambda}$  作为分组界线的表格. 测量时将质子径迹按其  $\lambda$  值填在相应的间隔中, 即得  $n-p$  散射反应数对中子能量的分布.

(5) 中子能谱的计算修正. 与单个算法相似.

2. 以  $l$  作參數的角錐平均法 計算步驟與以  $\lambda$  作參數的方法相同。只需以  $\bar{l} = R_p \overline{\cos \phi}$  代替(11)式即可。其優點是測量  $l$  比測量  $\lambda$  更簡便。但  $\overline{\cos \phi}$  不易精確計算,可以用  $\frac{1}{2}(1 + \cos \phi'_{最大})$  近似計算。

若中子束軸與乳膠面成  $0^\circ$  角(圖 1),且  $\phi'_{最大} = 10^\circ$ ,則這個近似對  $\bar{l}$  引入的誤差約 1%。若中子束軸與乳膠面成  $\delta_0$  角(圖 3);且  $\delta_0 \approx 5^\circ$ ,  $\phi'_{最大} = 10^\circ$ ,則這個近似對  $\bar{l}$  引入的誤差約 2%。

### 三、實驗技術

#### 1. 中子的記錄

##### 1. 乳膠的準備

(1) 乳膠的選擇 根據所測中子的能量範圍,選用適當型號和厚度的乳膠。一般可用 200 微米厚的核-2 或核-3 型乳膠<sup>[14,15]</sup>。在核-2 乳膠中,6 兆電子伏以上的質子徑迹已不夠連續,此時最好用核-3 型乳膠。探測 0.5 兆電子伏以下的中子,可用特製的細顆粒乳膠(50 微米或 100 微米厚)。乳膠片邊緣 5 毫米範圍內的成分與中部稍有差異,應切除。

(2) 乳膠在恆定相對濕度條件下的平衡 乳膠使用前應在與乳膠受中子照射時周圍環境相似的恆定相對濕度下平衡 1—3 天以上(所需時間隨乳膠厚度而異)。如果記錄中子時相對濕度在 70% 以上,則最好先在較低的恆定相對濕度下平衡,並將裝乳膠片的盒子密封,使得在使用時水汽不易進入。因相對濕度在 70% 以上時,乳膠中吸收水分過多,射程-能量關係修正引入的誤差較大。恆定相對濕度的控制可以在保干器中放適當鹽類的飽和溶液<sup>[16,17]</sup>,或適當比例的甘油水溶液來達到<sup>[18]</sup>。

(3) 乳膠密度和厚度的測量 可將同時平衡的另一塊乳膠片從玻璃上脫下,放在稱重瓶中稱重量,再用流體靜力秤衡法<sup>[18]</sup>量出乳膠體積,即可求得乳膠密度。測乳膠體積的方法是將乳膠放在盛有  $CCl_4$  的比重瓶中稱出乳膠所排開的  $CCl_4$  重量。溫度為  $t^\circ C$  的  $CCl_4$  比重為<sup>[19]</sup>

$$d_t = 1.63255 - 0.001911t - 0.690 \times 10^{-6}t^2 \pm 0.0002. \quad (13)$$

由此得出乳膠所排開的  $CCl_4$  體積,也就是乳膠體積。 $CCl_4$  比重也可與標準蒸餾水相比求得。在更精密的工作中,可用水楊酸甲酯代替  $CCl_4$ <sup>[20]</sup>。

乳膠厚度可用指針螺旋測微計(讀到微米)測量。測乳膠加玻璃的總厚度  $t_1$ 。因玻璃與乳膠厚度都可能不均,可在將來要測量徑迹的區域測四、五個部位,作好標記。

若乳膠受中子照射的時間較長,且相對濕度變化較大,則照射後需再測厚度,並從所改變的厚度算出乳膠中水份含量的變化;考慮到乳膠中水的比重為 1.06<sup>[7]</sup>,即可算出照射後的乳膠密度。將照射前後的厚度和密度平均,作為照射過程中的平均值。

(4) 裝盒 把乳膠片牢固地固定在鋁槽內(如圖 4),並在乳膠面上或玻璃上劃出將來中子束軸水平投影  $OA$  的方向。然後將鋁槽裝在錫盒內[防止熱中子射入乳膠引起  $N^{14}(n, p)C^{14}$  反應]。錫皮也不宜太厚,0.5 毫米厚已使 1 兆電子伏的中子通量衰減 1.6%,4 兆電子伏的衰減 1.0%,更厚則將使中子能譜畸變。盒蓋要緊密,以免漏光,並盡量減少外界相對濕度變化的影響。最後在盒外注明預期中子射入乳膠面的方向。

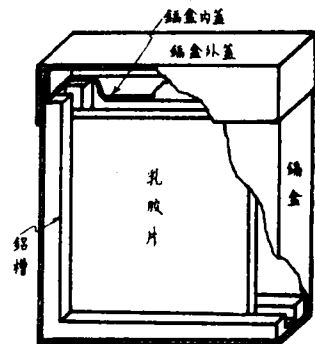


圖 4 乳膠盒剖面圖

## 2. 乳胶的照射

(1) 几何安排 保持源-乳胶间适当距离,既要考虑到使中子束张角  $\zeta'_{\max} \leq 2^\circ$ , 同时又要照顾到使乳胶能接受到足够的中子通量. 可以如图 1 或图 3 安排. 前一种安排的优点是  $\theta$  角误差较小, 但只能测量乳胶边缘几毫米范围内的径迹, 否则中子通量衰减修正引进的误差过大. 后一种安排的优点是中子通量衰减修正误差较小, 但  $\theta$  角误差较大. 应根据具体工作要求选择合适的几何条件.

(2) 照射时间的选择 乳胶中所产生的质子径迹数与照射时间有下列近似关系:

$$T = \frac{4\pi N l^2}{\Phi \bar{\sigma} n_H A t}, \quad (14)$$

$T$  为照射时间(秒);  $\Phi$  为中子源强度(中子数/秒);  $\bar{\sigma}$  为对该中子谱  $n-p$  散射截面的平均值(靶);  $A$  为显微镜视野面积(厘米<sup>2</sup>);  $l$  为乳胶厚度(厘米);  $N$  为每一视野中  $n-p$  反应数目;  $n_H$  为乳胶每单位体积中的氢原子数(氢原子数/厘米<sup>3</sup>);  $l$  为乳胶所在位置距源的距离(厘米). 初步计算后再试照射, 应该使面积约  $10^{-4}$  厘米<sup>2</sup> 的视野中有几条到十几条径迹, 太多则易湿, 太少则测量工作效率过低. 因为在测量角锥内的径迹数只有约  $g(Q)N$  ( $Q$  代表测量角锥), 而

$$g(Q) = \frac{\int_0^{\zeta'_{\max}} \cos \theta \sin \theta d\theta}{2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \theta \sin \theta d\theta} \approx \frac{\int_0^{\zeta'_{\max}} \cos \zeta \sin \zeta d\zeta}{2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \theta \sin \theta d\theta} = \frac{1}{4} \sin^2 \zeta'_{\max}, \quad (15)$$

$$\sin^2 \zeta'_{\max} = \frac{4}{\pi} \sin \phi'_{\max} \sin \psi'_{\max},$$

当  $\phi'_{\max} = \psi'_{\max} = 10^\circ$  时,  $g(Q) \approx 0.01$ .

总照射时间还受  $\gamma$  本底的限制, 当室温和相对湿度高时还应注意潜影衰退.

(3) 本底的测量和本底的减少 乳胶片和源附近应尽量少放物体, 以减少散射本底. 测量本底时, 可在中子源和乳胶之间放置前部分用铁、后部分用石蜡组成的截去顶部的角锥(铁对快中子非弹性散射截面较大), 以阻止中子源产生的快中子直接射入乳胶. 若是裂变谱中子, 用 5 厘米厚的铁加 20 厘米厚的石蜡就够了. 在具体实验条件下, 还有其它本底来源, 尚须作一些辅助测量. 例如在  $U^{235}$  裂变谱的测量中, 还有反应堆快中子被铀靶散射的本底<sup>[21]</sup>.

## 2. 乳胶的处理

显影液用 ID 19, 定影液用 Agfa 201 酸性坚膜定影液. 对于 100 微米及 200 微米厚的乳胶, 用温度显影法<sup>[22]</sup>. 注意下列问题:

### 1. 控制适当的显影程度

合适的显影程度应该使所需测量的最高能量的质子径迹的起始部分基本连续, 而且雾点不多, 不致于和径迹混淆. 显影程度与显影液的新旧、浓度、用量、温度和时间的关系. 要用透明无色的新显影液, 热显期温度控制在  $\pm 0.2^\circ\text{C}$  以内才可能得到重复的结果. 乳胶上下层显影程度的均匀性则主要决定于冷显期的温度足够低( $4^\circ\text{C}$  以下)和时间足够长. 此外, 显影以前和显影过程中应尽量少开红灯, 以免乳胶表面变黑.

### 2. 减少径迹畸变

应该用有坚膜剂的定影液. 定影温度在  $22^\circ\text{C}$  以下. 水洗温度在  $15^\circ\text{C}$  以下. 水不能直接冲在乳胶上, 而是通过管或线细水流. 晾干时将乳胶放在递减的相对湿度环境中缓慢干燥, 或将乳胶依次泡在 10%, 25%, 50%, 75%, 96% 的乙醇-水溶液中脱水.

若須更進一步減少畸變,可用雙溶液低溫顯影法<sup>[23]</sup>.

### 3. 降低收縮因數

為了增加測量徑迹傾角 $\phi$ 的準確度,可以在水洗後浸泡濃的甘油溶液<sup>[24]</sup>或松香酒精溶液<sup>[25]</sup>,以減小收縮因數. 為了使測量時的徑迹參數恢復照射時的情況,常使 $S = 1$ . 圖5是我們用200微米厚的乳膠,在不同濃度的甘油溶液中浸泡1小時所得的收縮因數.

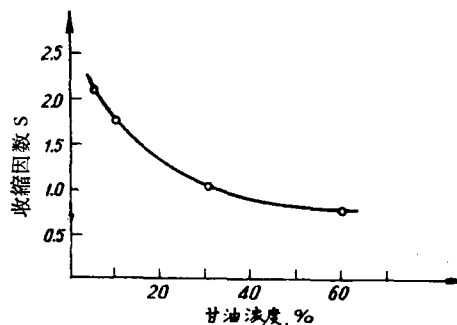


圖5 收縮因數與甘油溶液濃度之關係  
(乳膠片在甘油溶液中浸泡1小時)

### 4. 乳膠的保存

定影和水洗充分的乳膠才能長期保存. 定影應在紅燈下觀察乳膠透明後再延長大約一半時間. 為了加速定影,應該用新的定影液,而且在定影過程中更換幾次. 水洗程度可用指示劑<sup>[26]</sup>檢查.(指示劑配方為:蒸餾水180毫升,高錳酸鉀0.3克,氫氧化鉀0.6克,再加蒸餾水到250毫升.)取出少量洗乳膠的水,滴幾滴指示劑(紫色),若變成桔橙色,即表示水中仍有海波,須繼續水洗,直到指示劑不再變色為止.

處理好的乳膠保存在與測量環境相似的恆定相對濕度保干器中.

## 3. 徑迹的測量

### 1. 顯微鏡的選擇

一般工作中可以用普通的“研究用顯微鏡”. 要求是:

- (1) 用雙筒顯微鏡以減輕測量人員的疲勞;
- (2) 用復消色差物鏡,數值孔径在1.25以上,工作距離大於所測乳膠厚度. 目鏡用補償目鏡;
- (3) 鏡筒升降聚焦細調運動要均勻,刻度到1—2微米,最好再附加游標(讀到0.1—0.2微米);
- (4) 載物台兩個水平方向的運動自如,裝片夾要緊;
- (5) 附有目鏡刻度片、分度目鏡或角度盤,最好還有螺旋測微目鏡.

### 2. 測量前的準備工作

(1) 目鏡刻度的校正 用接物標準刻度片校正. 目鏡刻度片標尺面朝下放在目鏡光闌上(此時標尺面與實象平面重合,可避免視差). 還應注意顯微鏡放大倍數不僅與所用目鏡、物鏡有關,而且與筒長有關,雙筒間距和裝有目鏡刻度片的目鏡筒長均應固定.

(2) 聚焦細調的校正 聚焦細調的運動可能不均勻,同一深度在不同部位測量有不同的值. 應選擇比較均勻的部位測量. 通常在細調活動範圍的中部較均勻. 如果工作要求精細,可以裝一個可讀到1微米以下的測微計. 此測微計與載物台(或鏡身)聯動,此時從測微計上讀數,聚焦細調只起傳動作用<sup>[8]</sup>.

聚焦細調的刻度值可以用測微計校正. 若一折射係數為 $n_c$ 的介質用測微計測為 $t$ 微米,用顯微鏡測時為 $t'$ 格,則

$$1 \text{ 格} = \frac{n_0}{n_c} \cdot \frac{t}{t'} \text{ 微米}^{[27]}, \quad (16)$$

$n_0$ 為顯微鏡油的折射係數( $\sim 1.515$ ),該介質可用已知折射係數的蓋玻璃或直接用待測量的

乳胶。乳胶的折射系数随其中甘油、水分含量的不同而稍有差异<sup>[27]</sup>。(干明胶~1.547;甘油~1.473;水~1.33。)<sup>[28]</sup>但若求收缩因数时也用显微镜测量显影后乳胶厚度,则

$$s = s' \frac{n_0}{n_c}, \quad z = z' \frac{n_c}{n_0},$$

故

$$sz = s'z',$$

式中  $s$  为真收缩因数;  $s'$  为测得的收缩因数;  $z$  为径迹真深度;  $z'$  为测得的径迹深度。这样就可将乳胶折射系数消去。

(3) 显微镜照明的调节 视野中照明应亮而均匀,可参阅文献[29]。用高数值孔径的物镜测量时,应将聚光镜提到最高,光阑开到与数值孔径相应值(或最大值)。精细测量时,聚光镜与乳胶玻璃间也要充显微镜油,并用蓝光,以提高显微镜的分辨本领。

(4) 角度盘零点的对准 用低倍数的物镜,先找出在乳胶的玻璃面上划出的中子入射方向,与角度盘的零点对准。每天测量前后都需要重新检验。

### 3. 径迹参数的测量

(1) 水平投影  $l$  的测量 用目镜刻度片测量,读数估计到 0.1 格。短径迹作精细测量时可用螺旋测微目镜。长径迹及中途大角度散射的径迹可分段测量。径迹尾部由于多次散射而稍有弯曲的径迹可作适当估计。

(2) 水平角  $\psi$  的测量 使旋转角度盘的标线与径迹起始部分平行,即可读出  $\psi$ 。

(3) 倾角  $\phi$  的测量 径迹尾部常因散射而弯曲,可选择径迹起始部分水平投影长为  $l' = 4$  微米或 8 微米的一段(更长的径迹可取 20 微米, 30 微米)测其两端的深度差(如图 6 所示),测得的刻度值乘校正系数即得深度  $z'$ 。由  $\tan \phi = \frac{sz'}{l'}$  求得  $\phi$ 。测深度差的两端点应放在与视野中心等距离处,以免受球面象差的影响。测量时,聚焦细调螺旋只能向一个方向旋转,以免产生螺距差。

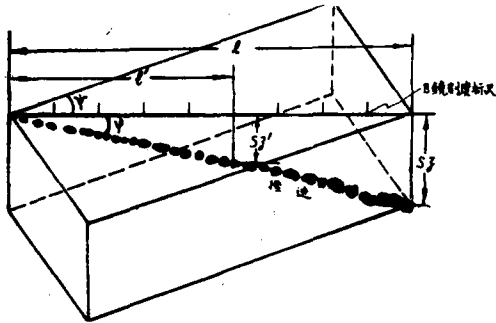


图 6  $\phi$  角的测量条件

若须对  $z$  作精密的测量,应采用倍数高的目镜,以使“景深”减小<sup>[29]</sup>。测量方法也可改进。可保持物镜与径迹的相对位置不变而升降目镜,目镜升降 1 厘米时,显微镜的焦点约改变 1 微米,即将径迹深度测量变换成厘米数量级的目镜升降距离的测量<sup>[30]</sup>。也可以通过特制的能绕显微镜光轴和一水平轴旋转的载物台或片夹,读出旋转的倾角<sup>[31,32]</sup>。

(4) 径迹在  $OA$  轴上投影  $\lambda$  的测量 目镜刻度标尺固定,与  $OA$  平行。利用标尺的刻度线作投影线,读出径迹在标尺上的投影长度,较长的径迹分段读数。或用有可平移的叉丝的螺旋测微目镜测量。

(5) 射程  $R$  的直接测量 若用上述旋转台或片夹而且使收缩因数为 1,则可以直接读出  $R$ 。(旋转台可转的角度受物镜限制。)

### 4. 收缩因数的测量

乳胶处理后在恒定相对湿度下平衡,用指针螺旋测微计测量乳胶加玻璃的总厚度  $t_2$ (测量部位与测显影前总厚度  $t_1$  的相同)。再用显微镜测量相应部位的乳胶层厚度  $t_c$ 。则

$$S = \frac{t_1 - (t_2 - t_c)}{t_c} \quad (17)$$



由各部位的  $s$  值求平均值, 即得測量徑迹區域乳膠的  $\bar{s}$ .  $t_c$  的單位是微米, 顯微鏡聚焦細調刻度值如下述校正: 測量乳膠角部厚度  $t_c$  (格), 再用測微計測該角玻璃加乳膠, 總厚  $t'_c + t_g$ , 切去該角乳膠層, 測玻璃厚度  $t_g$ , 即得

$$t_c(\text{格}) = (t'_c + t_g) - t_g(\text{微米}).$$

測量收縮因數的其它方法, 可參閱文獻[28].

如果在測量徑迹參數過程中, 相對濕度變化較大, 則收縮因數也有相應的變化. 圖7為用30%甘油溶液浸泡的乳膠的收縮因數與平衡的相對濕度的關係. 減少這種誤差的方法之一是, 每過一定時間, 測量乳膠厚度, 求收縮因數. 對於各個不同時期內測量的徑迹, 用不同的收縮因數值處理.

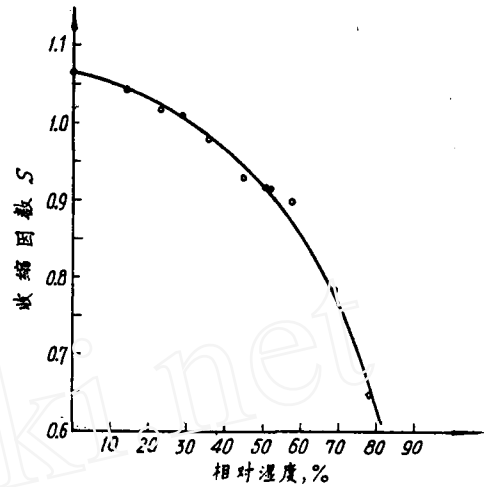


圖7 收縮因素隨相對濕度的變化曲線

#### 四、數據處理

##### 1. 系統誤差的修正

###### 1. 質子徑迹停留幾率的修正

假設質子徑迹是一條直綫, 考慮到反沖質子的角分布, 在  $\phi'_{最大} = \phi'_{最大} \leq 15^\circ$  的測量角錐內的質子徑迹停留在乳膠內的幾率為<sup>[35]</sup>

$$\text{若 } R_p \sin \phi'_{最大} \geq t, \text{ 則 } P(R_p) \approx \frac{t}{2R_p \sin \phi'_{最大}}; \quad (18)$$

$$\text{若 } R_p \sin \phi'_{最大} \leq t, \text{ 則 } P(R_p) \approx 1 - \frac{R_p \sin \phi'_{最大}}{2t}, \quad (19)$$

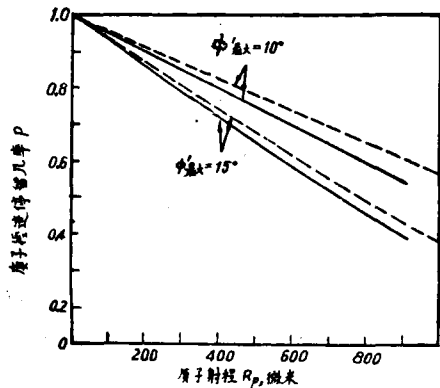


圖8 質子徑迹停留幾率與質子射程的關係 (乳膠片厚200微米)

其中  $R_p$  是質子射程;  $\phi'_{最大}$  是測量角錐的垂直張角;  $t$  是乳膠厚度;  $P(R_p)$  是射程為  $R_p$  的徑迹停留在乳膠內的幾率. 實際上, 由於庫倫散射, 反沖質子徑迹不是直綫, 停留幾率比(18), (19)式小. 洛森 (Rosen)<sup>[13]</sup> 對此作了半經驗的修正, 圖8引用了200微米厚乳膠,  $\phi'_{最大}$  為  $10^\circ$  及  $15^\circ$  的修正. 虛綫是假定徑迹為直綫, 實綫已附加了庫倫散射的修正.

##### 2. 中子通量衰減修正

(1) 乳膠的宏觀全截面 乳膠中各成分元素的含量, 約如表1所示<sup>[20]</sup>.

對各種能量的中子, 乳膠的宏觀全截面  $\Sigma = n_{Ag}\sigma_{Ag} + n_{Br}\sigma_{Br} + \dots$ , 如表2所示.

表1 乳膠成分表

元 素	Ag	Br	I	H	C	O	N
含量 $n$ , $10^{-23}$ 原子數/厘米 <sup>3</sup>	1.013	0.996	0.0247	3.20	1.39	0.94	0.32

表2 乳胶对各种能量的中子的宏观全截面

$E_n$ , 兆电子伏	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2	1.5	1.9	2.3	2.7	3.1	3.5	3.9	4.3
$\Sigma$ , 厘米 <sup>-1</sup>	0.51	0.43	0.35	0.32	0.36	0.27	0.24	0.22	0.23	0.22	0.21	0.22	0.2	0.2
$E_n$ , 兆电子伏	4.7	5.1	5.5	5.9	6.3	6.7	7.1	7.5	7.9	8.3	8.7	9.1	9.5	9.9
$\Sigma$ , 厘米 <sup>-1</sup>	0.17	0.18	0.16	0.16	0.18	0.15	0.17	0.16	0.16	0.16	0.15	0.15	0.15	0.15

在各种相互作用中,大约有一半是小角度散射,这些中子的能量和方向几乎没有改变,考虑衰减效应时可只计及  $\frac{1}{2} \Sigma^{[13]}$ .

(2) 中子束的平均衰减 对于近似平行的中子束,设中子到达乳胶中某一点时已在乳胶中穿行了  $x$  厘米,此处通量衰减剩余百分数为  $e^{-\frac{\Sigma}{2}x}$ . 若径迹测量在  $x=0$  到  $x=d_{最大}$  范围内均匀进行,则通量衰减剩余百分数的平均值为

$$f(E_n) = \frac{\int_0^{d_{最大}} e^{-\frac{\Sigma}{2}x} dx}{\int_0^{d_{最大}} dx} = \frac{1 - e^{-\frac{\Sigma}{2}d_{最大}}}{\frac{\Sigma}{2}d_{最大}} \quad (20)$$

若中子从乳胶边缘入射(图1),则可从边部测量起,测到  $d_{最大}$ ,用上式修正.

若中子束轴与乳胶面成角  $\delta_0 = 5^\circ$  (图3),则由图9可知,到达乳胶A部位的中子,  $d_{最大}$  不同. 但自B部位以后,  $d_{最大}$  都相同,对于200微米厚的乳胶,  $d_{最大} = \frac{200 \times 10^{-3}}{\sin 5^\circ} = 2.31$  毫米. 而B

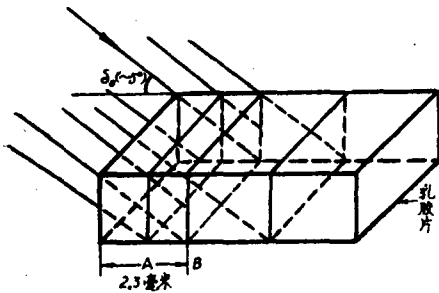


图9 乳胶各部位受中子照射的情况  
(中子束轴与乳胶面夹角  $5^\circ$ )

部位的位置离边  $\frac{200 \times 10^{-3}}{\tan 5^\circ} = 2.3$  毫米. 边缘A部位的衰减修正较复杂,该部分径迹可以不测,而从离边2.3毫米后开始测量,按  $d_{最大} = 2.31$  毫米,用(20)式修正. 若中子能量都在1兆电子伏以上,用这种中子束轴与乳胶面成  $5^\circ$  角的照射几何条件,衰减修正就可以忽略.

### 3. 本底修正

假设本底中子是各向同性的,则当用铁-石蜡角锥屏蔽掉直射中子以后测得的本底径迹数应乘以  $(1 + \frac{Q}{4\pi})$ ,  $Q$  为屏蔽角锥所张的立体角.

当测量低能谱时,还应注意能量为1兆电子伏的反冲碳核在乳胶中的射程为1.8微米<sup>[20]</sup>,这与0.2兆电子伏的质子相当. 要产生1兆电子伏的反冲碳核,中子能量至少是3.5兆电子伏 ( $E_{C_{最大}} = 0.28 E_n$ ). 当有较多的高能中子存在时,应根据中子-碳核弹性散射的微分截面修正低能谱的本底.  $N^{14}(n, p) C^{14}$ ,  $N^{14}(n, \alpha) B^{11}$  反应在中子能量0.5—2兆电子伏间有最大截面为0.2靶恩的共振峰,当这区域的中子多时,应作相应修正. 但在通常情况下可忽略不计.

### 4. 不同能量间隔内的径迹混淆引进的中子数目修正

由于射程歧离等原因,不同能量间隔内的径迹会有所混淆(分错了间隔). 单能中子射

入乳胶中所得能譜有一有限寬度，可視作高斯分布，均方差为  $\sigma^2$ 。对于連續譜，应作如下修正<sup>[34,35]</sup>：

$$\Phi_0(E_n) = \Phi_n(E_n) - \frac{\sigma^2}{2} \Phi_n''(E_n), \quad (21)$$

式中  $\Phi_0(E_n)$  为修正后的譜； $\Phi_n(E_n)$  为未修正的譜； $\Phi_n''(E_n)$  为  $\Phi_n(E_n)$  在  $E_n$  处的二次微商。

## 2. 能量分辨率的估計

能量分辨率常以能量为  $E_n$  的单能中子入射时所測得的能譜半強度处的全寬度  $\Delta$  或  $\frac{\Delta}{E_n}$  来表示。一般是高斯分布，分辨率与均方根差的关系是

$$\Delta = 2.36\sigma. \quad (22)$$

$\Delta$  与乳胶性質、中子能量、照射条件、处理和測量方法都有关，可用实验測定，也可按下式計算：

$$E_n = E_p \sec^2 \theta, \quad (23)$$

$$\left[ \frac{\sigma(E_n)}{E_n} \right]^2 = \left[ \frac{\sigma(E_p)}{E_p} \right]^2 + \left[ \frac{\sigma(\sec^2 \theta)}{\sec^2 \theta} \right]^{2*}$$

以下只估計“单个計算法”几个主要因素的貢獻。

### 1. 射程歧离引进的质子能量歧离

在所考虑的能量范围内，质子的射程-能量关系近似地为  $E \propto R^{0.6}$ ，故

$$\frac{\sigma(E_p)}{E_p} = 0.6 \frac{\sigma_R}{R} \quad (24)$$

$\frac{\sigma_R}{R}$  即射程歧离的百分数。其主要影响因素是：

(1) 波尔(Bohr)漲落引進的射程歧离<sup>[36]</sup> 带电粒子通过均匀介质时，能量損耗率的漲落引起射程歧离：

$$\left( \frac{\sigma_B}{R} \right)^2 = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{R^2} \int_0^T \frac{\left(1 - \frac{\beta^2}{2}\right) dT}{(1 - \beta^2) \left(\frac{dT}{dR}\right)^3}, \quad (25)$$

式中  $n_e$  为介质的电子密度(乳胶的  $n_e$  为  $104.8 \times 10^{22}$  电子/厘米<sup>3</sup>)； $ze$  是质子的电量，即  $4.8 \times 10^{-10}$  靜电单位； $T$  是质子动能； $\frac{dT}{dR}$  是能量損耗率。 $\left(\frac{\sigma_B}{R}\right)^2$  可由(25)式用数值积分法求出。

(2) 由于乳胶是不均匀介质所固有的射程歧离<sup>[37]</sup> 乳胶是卤化物顆粒在輕介质中的悬浮体，带电粒子的能量損耗在卤化物中与輕介质中的比例有所漲落，从而引起射程歧离：

$$\left( \frac{\sigma_n}{R} \right)^2 \approx \frac{\langle D \rangle}{R}, \quad (26)$$

$\langle D \rangle$  是卤化物顆粒显影前的平均直径。核-2、核-3的  $\langle D \rangle$  約为 0.14 微米，即  $\left(\frac{\sigma_n}{R}\right)^2 \approx \frac{0.14}{R}$ 。

(3) 由射程測量誤差引進的射程歧离 为簡單起見，暂时忽略径迹畸变和散射的影响。

$$R = l \sec \phi, \quad (27)$$

$$\left( \frac{\sigma_0}{R} \right)^2 = \left( \frac{\sigma_l}{l} \right)^2 + \left[ \frac{\sigma(\sec \phi)}{\sec \phi} \right]^2 = \left( \frac{\sigma_l}{l} \right)^2 + \sin^4 \phi \left[ \left( \frac{\sigma_{l'}}{l'} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{z'}}{z'} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_s}{s} \right)^2 \right].$$

\*  $\sigma_x$  或  $\sigma(x)$  即  $x$  的标准誤差，均方根差。

其中  $\tan \phi = \frac{sz'}{l}$ ;  $l$  为测定  $\phi$  时所取的径迹起始部分片段的水平投影长度;  $z'$  为该片段两端的深度差(见图 6).

用目镜刻度片测水平长度,实验得  $\sigma_l = \sigma_{l'} = 0.1$  微米. 当  $l$  比标尺长时,须作分段测量. 若分  $n$  段,则  $\sigma_l = 0.1\sqrt{n}$ . 通常  $n < 10$ . 用本文所述方法测收缩因数,得  $\sigma_s \approx 0.02$ . 用加有游标的显微镜聚焦细调测深度,实验得  $\sigma_{z'} = 0.14$  微米.

今  $s \approx 1$ , 在测量角锥中  $\phi \leq 15^\circ$ ,  $\sin^4 \phi \leq 0.0045$ , 则

$$\left(\frac{\sigma_0}{R}\right)^2 \approx \left(\frac{\sigma_l}{l}\right)^2 + \sin^4 \phi \left(\frac{\sigma_{z'}}{z'}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_l}{l}\right)^2 + \sin^2 \phi \left(\frac{\sigma_{z'}}{R}\right)^2.$$

$\sin^2 \phi$  应在测量角锥中求平均值,近似取  $\frac{1}{2}(\sin^2 \phi'_{最大}) = 0.034$ , 则  $\sin^2 \phi \left(\frac{\sigma_{z'}}{R}\right)^2$  也可忽略,即

$$\left(\frac{\sigma_0}{R}\right)^2 \approx \left(\frac{\sigma_l}{l}\right)^2 \approx \left(\frac{\sigma_l}{R}\right)^2, \quad (28)$$

故

$$\left(\frac{\sigma_R}{R}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_B}{R}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_h}{R}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_0}{R}\right)^2. \quad (29)$$

$\left(\frac{\sigma_B}{R}\right)^2$ ,  $\left(\frac{\sigma_h}{R}\right)^2$ ,  $\left(\frac{\sigma_0}{R}\right)^2$  分别按(25), (26), (28)式计算.  $\left(\frac{\sigma_B}{R}\right)^2$  引用了文献[28]的数据,得表 3.

表3 射程歧离和质子能量的关系

$E_p$ , 兆电子伏	0.5	1	2	5	10
$R$ , 微米	5.5	14.2	40.3	176.4	561.8
$\frac{\sigma_B}{R}$ , %	2.4	2.11	1.94	1.66	1.53
$\frac{\sigma_h}{R}$ , %	16	10	5.9	2.8	1.6
$\frac{\sigma_0}{R}$ , %	1.8	0.7	0.25	0.1	0.05
$\frac{\sigma_R}{R}$ , %	16	10	6.2	3.3	2.2
$\frac{\sigma(E_p)}{E_p}$ , %	9.6	6.0	3.7	2.0	1.3

## 2. $\theta$ 角测量误差引起的中子能量误差

$$\frac{d(\sec^2 \theta)}{\sec^2 \theta} = 2 \tan \theta d\theta = \frac{2 \sin \theta}{\cos \theta} d\theta = -2 \left( \frac{d \cos \theta}{\cos \theta} \right) = -2 \left( \frac{d \cos \phi \cos \psi}{\cos \phi \cos \psi} \right),$$

故

$$\begin{aligned} \left[ \frac{\sigma(\sec^2 \theta)}{\sec^2 \theta} \right]^2 &= 4 \left[ \left\{ \frac{\sigma(\cos \phi)}{\cos \phi} \right\}^2 + \left\{ \frac{\sigma(\cos \psi)}{\cos \psi} \right\}^2 \right] = \\ &= 4 [(\tan \phi \sigma_\phi)^2 + (\tan \psi \sigma_\psi)^2] = 4 \left[ \sin^4 \phi \left\{ \left( \frac{\sigma_s}{s} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{z'}}{z'} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{l'}}{l'} \right)^2 \right\} + \tan^2 \psi \sigma_\psi^2 \right]. \end{aligned} \quad (30)$$

今  $\sigma_\theta \approx 0.0017$  弧, 在测量角锥中, 由(30), (28)式可知,  $\frac{\sigma(\sec^2 \theta)}{\sec^2 \theta}$  可忽略不计. 所以中子能量总误差

$$\frac{\sigma(E_n)}{E_n} \approx \frac{\sigma(E_p)}{E_p} \quad (31)$$

由此得表 4.

表 4 中子能量分辨率

$E_n$ , 兆电子伏	0.5	1	2	5	10
$\frac{\sigma(E_n)}{E_n}$ , %	9.6	6.0	3.7	2.0	1.3
$\frac{\Delta}{E_n}$ , %	23	14	8.7	4.7	3.1

### 3. 中子数目 $\Phi_n(E_n)$ 误差的估计

$\Phi_n(E_n)$  由(8)式求得. 在一般情况下,  $n-p$  散射截面的误差可忽略不计; 若各修正项  $\Phi_b(E_n)$ ,  $P(E_n)$ ,  $f(E_n)$  本身数值不大, 则作修正后, 它们引进的偶然误差也可忽略不计.

$\Phi_{n-p}(E_n)$  的误差是由三个独立因素组成的: 径迹数目的统计涨落; 由于射程歧离导致的能量测量误差, 使不同能量间隔内的径迹有所混淆而引进的数目涨落; 由于  $\phi$  角、 $\psi$  角测不准, 使测量角锥内外的径迹有所混淆而引进的数目涨落. 今分别讨论如下:

1. 径迹数目的统计误差, 即

$$\sigma_s = \sqrt{\Phi_{n-p}(E_n)}. \quad (32)$$

2. 不同能量间隔内的径迹混淆引进的数目误差  $\sigma_{\Delta E}$ .

如图 10 所示, 考虑某一能量间隔  $(-\frac{1}{2} \Delta E, \frac{1}{2} \Delta E)$ , 以测量能量的标准误差  $\sigma_E$  作为能量坐标的单位. 能量真值为  $E_0$  的径迹测成能量为  $E$  的几率分布是高斯分布.

当  $|E_0| \leq \frac{1}{2} \Delta E$ , 在该间隔中的能量真值为  $E_0$

的径迹误测成在该间隔外的几率为

$$P = 1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-(\frac{\Delta E}{2} + E_0)}^{(\frac{\Delta E}{2} - E_0)} e^{-\frac{1}{2}E^2} dE.$$

当  $|E_0| \geq \frac{1}{2} \Delta E$  时, 在该间隔外的能量真值为

$E_0$  的径迹误测成在该间隔内的几率为

$$P' = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-(\frac{\Delta E}{2} + E_0)}^{(\frac{\Delta E}{2} - E_0)} e^{-\frac{1}{2}E^2} dE.$$

设能量真值在  $(E_0, E_0 + dE_0)$  间隔内的径迹数为  $n dE_0$ , 则误测数满足二项式分布, 其数目均方差为  $ndE_0p(1-p)$  或  $ndE_0p'(1-p')$  [38].

在  $(-\frac{\Delta E}{2}, \frac{\Delta E}{2})$  间隔内外混淆径迹总数的均方差为

$$\sigma_{\Delta E}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} np(1-p) dE_0 \approx \int_{-(3+\frac{\Delta E}{2})}^{3+\frac{\Delta E}{2}} np(1-p) dE_0. \quad (33)$$

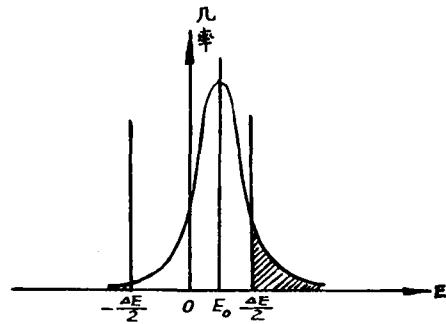


图 10 对于能量真值为  $E_0$  的径迹, 测量值  $E$  的几率分布  $(-\frac{\Delta E}{2}, \frac{\Delta E}{2})$  为能量间隔; 阴影部分的面积为径迹误测几率

計算時可在  $\left[-\left(3 + \frac{\Delta E}{2}\right), 3 + \frac{\Delta E}{2}\right]$  間隔內取一系列等間距的  $E_0$  值求和。  $n$  由能譜得出, 誤測几率  $p$  由高斯函數几率積分表查得。

如果中子數目均勻分布在  $\left[-\left(3 + \frac{\Delta E}{2}\right), 3 + \frac{\Delta E}{2}\right]$  範圍內, 即  $n$  是常數,  $n = \frac{\Phi_{n-p}}{\Delta E}$ , 則

$$\sigma_{\Delta E}^2 = q_{\Delta E} \Phi_{n-p} = q_{\Delta E} \sigma_i^2, \quad (33')$$

其中

$$q_{\Delta E} = \frac{1}{\Delta E} \int_{-\left(3 + \frac{\Delta E}{2}\right)}^{\left(3 + \frac{\Delta E}{2}\right)} p(1-p) dE_0.$$

3. 測量角錐內外的徑迹混淆引進的數目誤差  $\sigma_D$ 。與  $\sigma_{\Delta E}$  同理, 可得

$$\sigma_D^2 = \int_{-(3+\zeta_{\max})}^{(3+\zeta_{\max})} n(\zeta_0) p_D(1-p_D) d\zeta_0, \quad (34)$$

其中  $p_D = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-(\zeta_{\max}+\zeta_0)}^{(\zeta_{\max}-\zeta_0)} e^{-\frac{1}{2}\zeta^2} d\zeta$ ;  $\zeta$  為反沖質子徑迹與中子束軸的夾角;  $\zeta_{\max}$  由 (12') 式定義, 即  $\pi \sin^2 \zeta_{\max} = 4 \sin^2 \phi'_{\max} \sin^2 \psi'_{\max}$ 。  $\zeta$  坐標以  $\zeta$  角的标准誤差  $\sigma_\zeta$  作單位。

$$n(\zeta_0) = \sin \zeta_0 \cos \zeta_0 \Phi_{n-p},$$

故

其中

$$\sigma_D^2 = q_D \sigma_i^2, \quad (34')$$

$$q_D = \int_{-(3+\zeta_{\max})}^{(3+\zeta_{\max})} \sin \zeta_0 \cos \zeta_0 p_D(1-p_D) d\zeta_0.$$

$\sigma_\zeta$  可如下估計:

$$\cos \zeta = \cos \phi \cos \psi,$$

$$(\sigma_\zeta)^2 = \frac{1}{\tan^2 \zeta} (\tan^2 \phi \sigma_\phi^2 + \tan^2 \psi \sigma_\psi^2).$$

當  $\zeta = \zeta_0$  時,  $\phi$  值可取  $(0, \zeta_0)$  內各值,  $\psi$  可取  $(\zeta_0, 0)$  內各值。對各  $\phi, \psi$  值求  $\sigma_\zeta^2$  的平均值, 得

$$\overline{\sigma_\zeta^2} = \frac{1}{\tan^2 \zeta_0} \left[ \frac{\int_0^{\zeta_0} \tan^2 \phi \sigma_\phi^2 d\phi}{\int_0^{\zeta_0} d\phi} + \frac{\int_0^{\zeta_0} \tan^2 \psi \sigma_\psi^2 d\psi}{\int_0^{\zeta_0} d\psi} \right].$$

$\phi, \psi$  的誤差  $\sigma_\phi, \sigma_\psi$  與  $\phi, \psi$  無關, 故

$$\begin{aligned} \overline{\sigma_\zeta^2} &= \frac{1}{\tan^2 \zeta_0} \frac{\int_0^{\zeta_0} \tan \phi d\phi}{\zeta_0} (\sigma_\phi^2 + \sigma_\psi^2) = \frac{1}{\tan^2 \zeta_0} \cdot \frac{1}{\zeta_0} (\tan \zeta_0 - \zeta_0) (\sigma_\phi^2 + \sigma_\psi^2) \approx \\ &\approx \frac{1}{3} (\sigma_\phi^2 + \sigma_\psi^2) \approx \frac{1}{3} \sigma_\phi^2. \end{aligned} \quad (35)$$

而  $\sigma_\phi \approx \frac{\sigma_{x'}}{l'} = \frac{0.14}{l'}$ ,  $l'$  是測量  $\phi$  時所取的徑迹起始部分的水平投影長度。通常對 0.8 兆電子伏以上的中子, 取  $l' = 8$  微米, 0.8 兆電子伏以下的取  $l' = 4$  微米, 則  $\sigma_\phi$  分別為  $1^\circ$  及  $2^\circ$ ,  $\sigma_\zeta$  分別為  $0.6^\circ$  及  $1.2^\circ$ 。

總結上述各部分誤差貢獻, 得中子數目誤差

$$\sigma_\Phi = \sqrt{\sigma_i^2 + \sigma_{\Delta E}^2 + \sigma_D^2} = \sqrt{(1 + q_D) \sigma_i^2 + \sigma_{\Delta E}^2}. \quad (36)$$

当測量角錐取作  $\phi'_{最大} = \psi'_{最大} = 10^\circ$  时, 則  $\zeta_{最大} = 11^\circ 17'$ , 能量間隔取作  $\Delta E = 0.1$  兆电子伏, 且設中子数目在  $\Delta E$  附近范围内的分布是均匀的, 則根据(33)—(36)式算得表 5.

表 5 不同能量間隔和測量角錐内外径迹混淆对中子数目誤差的貢獻

$E_n$ , 兆电子伏	0.5	1	2
$\sigma_E$ , 兆电子伏	0.05	0.06	0.074
$q_{\Delta E}$	0.54	0.60	0.64
$\sigma_{\zeta_0}$	$1.2^\circ$	$0.6^\circ$	$0.6^\circ$
$q_{\Omega}$	0.21	0.21	0.21
$\sigma_{\phi} = \sqrt{1 + q_{\Delta E} + q_{\Omega}} \cdot \sigma_r$	$1.32\sigma_r$	$1.34\sigma_r$	$1.36\sigma_r$

由表 5 可見, 在所討論的情況下, 不同能量間隔的混淆較显著. 改进的方法之一是将能量間隔加寬. 例如可将相邻的三个間隔中的径迹数目合并. 当然, 这样做后能量分辨率变坏. 間隔寬度(道寬)对分辨率的影响可以引用謝珀德 (Sheppard) 修正公式<sup>[31]</sup>

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 + \frac{(\Delta E)^2}{12}, \quad (37)$$

式中  $\sigma_0^2$  为道寬趋近于零时的均方差;  $\sigma^2$  为道寬等于  $\Delta E$  时的均方差. 当  $\Delta E \lesssim 2\sigma_0$  时, 单能譜与高斯分布的偏离不大, 分辨率与均方差的关系式(22)仍可成立, 可由此修正分辨率.

本工作是在何澤慧教授和肖振喜先生的指导下完成的, 我們对于他們的关心和帮助表示深切的感謝.

### 参 考 文 献

- [1] R. S. White, Photographic plate detection (見 J. B. Marison & J. L. Fowler, Fast Neutron Physics, part I, Ch. II. D., Interscience publishers INC., New York, 1961.)
- [2] L. Cranberg, G. Frye, N. Nereson, L. Rosen, *Phys. Rev.*, **103** (1956), 662.
- [3] L. Stewart, *Nucl. Sci. and Eng.*, **8** (1960), 595.
- [4] 王树芬, 科学通报 1957, 第 1 期, 9.
- [5] J. G. McEwen, W. M. Gibson, *Nuo. Cim.*, **7** (1958), 67.
- [6] W. H. Barkas, F. M. Smith, H. H. Heckman, UCRL-3513, 1956.
- [7] W. H. Barkas, P. H. Barrett, P. Cüer, H. Heckman, F. M. Smith, H. K. Ticho, *Nuo. Cim.*, **8** (1958), 185.
- [8] M. M. Shapiro, Nuclear Emulsions. (見 S. Flügge, Encyclopedia of physics, **45**, 342, Springer-verlag, Berlin, 1958.)
- [9] J. Rotblat, *Nature* (London), **167** (1951), 550.
- [10] W. M. Gibson, D. J. Prowse, J. Rotblat, *Nature* (London), **173** (1954), 1180.
- [11] 肖振喜, 物理学报, **16** (1960), 111.
- [12] J. C. Allred, A. H. Armstrong, LA-1510, 1953.
- [13] L. Rosen, *Nucleonics*, **11** (1953), 7, 32; **11** (1953), 8, 38.
- [14] 陆祖蔭, 孙汉城, 刘惠长, 何澤慧, 物理学报, **15** (1959), 139.
- [15] 何澤慧, 陆祖蔭, 孙汉城, 物理学报, **15** (1959), 131.
- [16] C. D. Hodgman, Handbook of Chemistry and Physics, 38th ed. 2315, Chemical Rubber Publishing Co. Cleveland Ohio. (1956—1957).
- [17] E. D. Washburn, International critical table, Vol. I, 67 (1926).
- [18] A. J. Oliver, *Rev. Sci. Instr.*, **25** (1954), 326.
- [19] E. D. Washburn, International critical table, Vol. III, 28 (1928).

- [20] C. F. Powell, The study of elementary particles by the Photographic method, Pergamon press, London, 1959.
- [21] 肖振喜、张应, 原子能科学技术, (1959), 第1期, 44页.
- [22] 原子核乳胶说明书.
- [23] L. Cranberg, L. Rosen, Measurement of fast neutron spectra. (见 F. Ajzenberg-selove, Nuclear Spectroscopy part A Ch. III. C, Academic Press, New York, 1960.)
- [24] G. Mignone, *Nuo. Cim.*, **8** (1951), 896.
- [25] F. C. Gilbert, *Rev. Sci. Instr.*, **29** (1958), 318.
- [26] A. Beiser, *Rev. Mod. Phys.*, **24** (1952), 272.
- [27] M. Gailloud, Ch. Haenay, R. Weil, *Helv. Phys. Acta*, **27** (1954), 337.
- [28] P. Demers, Ionographie, les Presses Universitaires de Montréal, Canada, 1958.
- [29] 田中克己, 显微镜用法 (中文译本, 人民教育出版社, 1960).
- [30] D. Heughebaert, I. Heughebaert, *Nuo. Cim. Suppl.*, series X, **16** (1960), 147.
- [31] B. Antolkoni, *Nuo. Cim. Suppl.*, series X, **19** (1961), 1.
- [32] H. Slätis, *Rev. Sci. Instr.*, **29** (1958), 968.
- [33] H. T. Richards, *Phys. Rev.*, **59** (1941), 796.
- [34] R. T. Frost, KAPL-M-RTF-5, 1956.
- [35] G. E. Owen, H. Primakoff, *Phys. Rev.*, **74** (1948), 1406.
- [36] W. H. Barkas, F. M. Smith, W. Birnbaum, *Phys. Rev.*, **98** (1955), 605.
- [37] W. H. Barkas, UCRL-8687, 1959.
- [38] В. И. Гольданский, А. В. Куценко, М. И. Подгорецкий, Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц, ГИФМЛ., Москва, 1959.
- [39] M. G. Kendall, A. Stuart, The Advanced Theory of statistics, Vol. I, 7<sup>th</sup>, Charles Griffin and Company Ltd., London, 1958.
- [40] 张应、张学经、孙汉城, 用核乳胶测量无定向快中子能谱的二面角法, 原子能科学技术(尚未发表).  
(编辑部收稿日期1962年8月4日)

(上接第52页)

上面我们从物理方面叙述了半导体探测器的某些基本原理。在文献[8—13]及其他文献中,详细论述了半导体探测器在记录 $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ 射线以及裂变碎片等方面的实际运用、半导体探测器的基本特征和制造工艺。

### 参 考 文 献

- [1] E. Baldinger, W. Czaja, *Nucl. Instrum. and methods*, **10** (1961), № 3, 237.
- [2] А. Ф. Иоффе, Физика полупроводников, 1957, 289.
- [3] А. В. Красилов и А. Ф. Трушко, Расчёт полупроводниковых триодов, 1959, 71.
- [4] Л. А. Зубрицкий и др., *Изв. АН СССР*, **25** (1961), № 10, 1286.
- [5] I. R. Schrieffer, *Phys. Rev.*, **97** (1955), № 3, 641.
- [6] 原子能译丛, 1961, 第5期, 427.
- [7] В. П. Жузе, Полупроводниковые материалы, 1957, 50.
- [8] А. Смирнов, *Атомная техника за рубежом*, 1960, № 10, 36.
- [9] Экспресс-Информации, "Атомная энергия", 1961, № 7.
- [10] Экспресс-Информации, "Электроника", 1962, № 23.
- [11] 阪井英次, 原子能译丛, 1961, 第11期, 931.
- [12] N. A. Baily et al., *I. R. E. Trans. on nucl. science*, Vol. NS-9 (1962), № 1, 91.
- [13] G. Amsel, *Rev. Scient. Instrum.*, **32** (1961), № 11, 1253.

(编辑部收稿日期1962年9月7日)