

测量快中子能谱的载锂乳胶二面角法

張 应 李际周 孙汉城 馬維义

本文利用 ${}^6\text{Li}(n, t)\alpha$ 反应测量了0.1—0.7兆电子伏能区的无定向快中子能谱。用二面角法改善了能量分辨率。

一、引言

用乳胶测量快中子能谱通常利用反冲质子法,可测能量下限约0.4兆电子伏。更低能区可以用载锂乳胶,利用 ${}^6\text{Li}(n, t)\alpha$ 反应,测量 t - α 双叉星中氦核与 α 粒子的射程和($\Sigma R=R_t+R_\alpha$)以及两条径迹的夹角 θ ,即可求得中子能量^[1]。为了求得中子能谱,需要测量在乳胶体积内全部 t - α 双叉星(即 4π 空间法)。众所周知,乳胶中倾角大的径迹测量误差大,因而 4π 空间法的能量分辨率较差。

我们将反冲质子二面角法^[2]推广于载锂乳胶,部分地避免了倾角大的径迹的测量,从而改善了能量分辨率。

二、原理和方法

1. 二面角法原理^[2] 如图1所示,由ABCD和CDEF两个平面组成二面角ABCDEF。当它绕CD轴旋转时,将扫过整个 4π 空间。测量落在二面角ABCDEF内的事件即等效于测量了 4π 空间的事件。若取二面角的一个边界面CDEF与乳胶面平行,另一边界面ABCD与乳胶面夹角等于 30° ,则只需测量落在二面角ABCDEF内的事件,避免了倾角大的事件的测量。

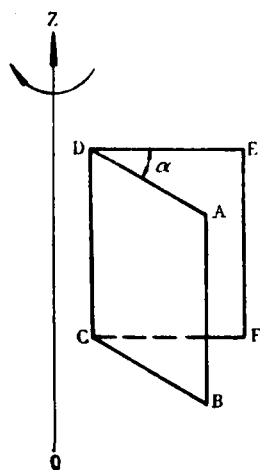


图1 二面角示意图

我们在照射中子时,使乳胶片旋转。旋转的轴线通过乳胶面。测量径迹时,选取氦核径迹落在上述二面角内的双叉星,即氦核径迹满足下列条件:

$$\text{tg}\phi_t \leq \sin\psi_t \text{tg}\alpha. \quad (1)$$

式中 ψ_t 是氦核径迹在乳胶面上的投影(水平投影)与旋转轴的夹角; ϕ_t 是氦核径迹的倾角; α 是二面角的大小,取 $\alpha=30^\circ$ 。

当中子束定向入射时,乳胶不必旋转,可以将中子入射方向作为二面角的轴。

2. 中子能量的计算 为了求得中子能量,需要测量双叉星径迹的六个参数,即:氦核与 α 粒子径迹水平投影长度 l_t, l_α ;径迹垂直投影长度 z_t, z_α ;径迹水平投影与旋转轴夹角 ψ_t, ψ_α 。对于特定的显微镜与乳胶,又需测量以下三个常数:水平投影长度校正因子 c_t ,乳胶收

缩因子 s ; 能量-射程关系校正因子 c_{R_0} 。

由这些测量值, 可得:

$$\text{氡核径迹倾角 } \phi_t = \arctg \frac{sZ_t}{c_l l_t},$$

$$\alpha \text{ 粒子径迹倾角 } \phi_a = \arctg \frac{sZ_a}{c_l l_a},$$

氡核径迹与 α 粒子径迹夹角 θ , 满足

$$\cos \theta = -[\sin \phi_t \sin \phi_a + \cos \phi_t \cos \phi_a \cos (\psi_a - \psi_t)],$$

$$\text{氡核射程 } R_t = c_l l_t \sec \phi_t,$$

$$\alpha \text{ 粒子射程 } R_a = c_l l_a \sec \phi_a,$$

氡核与 α 粒子射程和 $\Sigma R = (R_t + R_a)c_{R_0}$ 。

根据 ΣR 与 θ 查能量-射程和关系曲线(图 2), 可以求得中子能量(详见附录)。

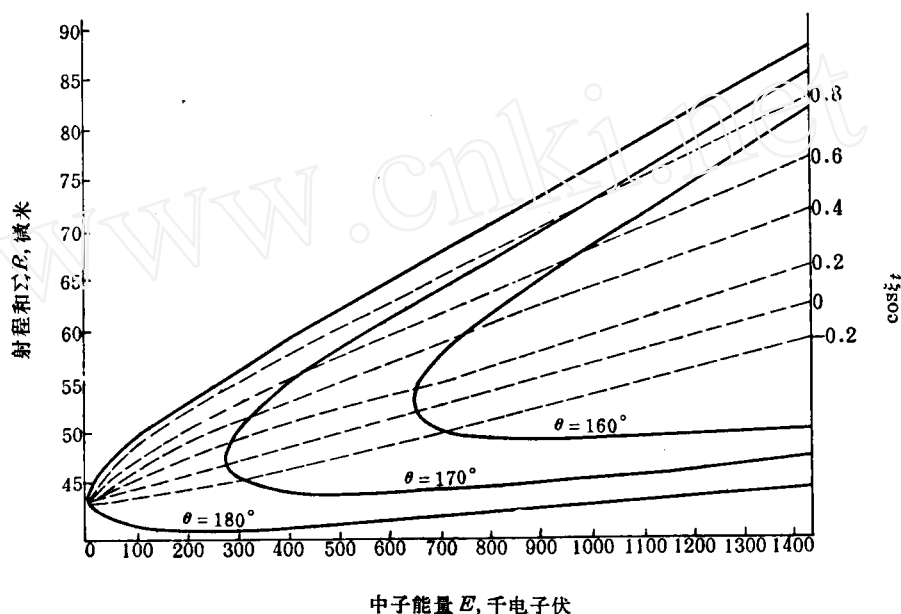


图 2 射程和 ΣR 与中子能量 E 的关系

图中 ξ_t 是质心系中氡核的发射角, 即氡核发射方向与中子入射方向的夹角。

3. 中子能谱的计算 测得 t - α 双叉星数目按中子能量间隔分组后, 要得到入射中子能谱, 尚需作下列修正。

(1) 角分布修正 从图 2 可以看出, 当 ξ_t 大于 90° 时, 对应一个射程可以得到两个能量值, 而且能程关系曲线的斜率 $(\Delta E / \Delta \Sigma R)$ 随着 ξ_t 的增大而减小。为了提高中子能量分辨率, 希望只测量 ξ_t 较小的 t - α 双叉星。我们限定 $\xi_t \leq 78^\circ 28'$ (即 $\cos \xi_t \geq 0.2$)。由于质心系氡核角分布随中子能量而异, 所以需要实验测定在各种入射中子能量条件下, $\xi_t \leq 78^\circ 28'$ 的双叉星占全部双叉星的份额 $f(E)$ 。

(2) 分辨率修正 由于分辨率不高, 有可能使实际属于第 j 能量道的中子被记录成第 k 道, 使中子谱形畸变, 因此要作分辨率修正。

我们按文献[1]的方法修正。设双叉星真正属于第 j 能量道的几率为 μ_j , 属于第 j 道

而测成第 k 道的几率为 P_{jk} (叫做分布几率), 测量双叉星总数为 N , 其中落在第 k 道的数目为 $n_k(E)$, 则有

$$\sum_j \mu_j P_{jk} = \frac{n_k(E)}{N}. \quad (2)$$

式中 P_{jk} 可由一系列已知能量的单色中子刻度实验定出。(P_{jk}) 组成一个矩阵, 求其逆矩阵 (B_{kj}), 即可将(2)式解出, 即

$$\mu_j = \frac{1}{N} \sum_k n_k(E) B_{kj}. \quad (3)$$

(3) 穿出几率修正 有一部分双叉星的一条或两条径迹穿出乳胶表面, 这种双叉星不能测量, 需作修正。为方便计, 常计算双叉星不穿出乳胶的几率, 即停留几率 $q(E)$ 。详见后面的讨论。

(4) 中子通量衰减修正 中子穿过乳胶时与乳胶组成元素相互作用引起通量衰减, 衰减系数为 $A(E)$ 。详细计算见文献[2, 3]。一般情况下, 在靠近乳胶边缘(中子入射端)1厘米以内测量, 此项修正可忽略不计。

(5) ${}^6\text{Li}(n, t)\alpha$ 反应截面 $\sigma(E)$ 修正

(6) 本底修正

综上所述, 中子能谱 $N(E)$ 可由下式求出:

$$N(E) = \left\{ \sum_k [n_k(E) - n_{k*}(E)] B_{kj} \right\} \{ f(E) q(E) A(E) \sigma(E) \}^{-1}. \quad (4)$$

式中 $n_{k*}(E)$ 为在第 k 道中的本底事件数。

三、单色中子刻度实验

为了定出能量分辨率以及上述修正系数, 我们作了单色中子刻度实验。

1. 中子的照射 用 2.5 兆电子伏静电加速器产生的 1.912 与 2.029 兆电子伏质子轰击厚为 0.126 毫克/厘米² 的 LiF 靶, 在 0° 方向分别得到 108 与 257 千电子伏的中子。用 1.418 兆电子伏质子轰击厚为 24 千电子伏的氘靶, 在 0° 方向得到 595 千电子伏的中子。

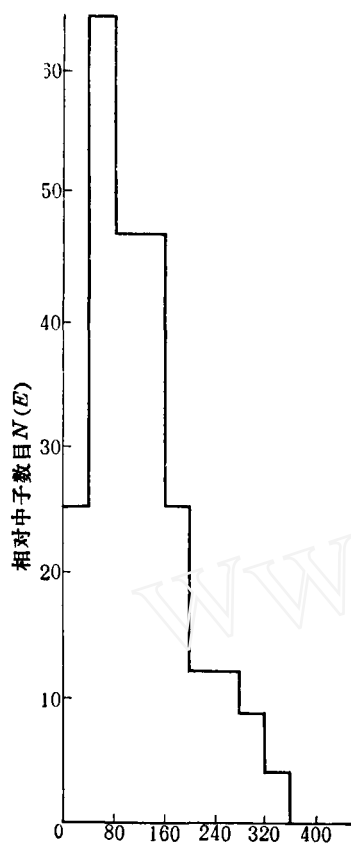
乳胶选用对氘核与 α 粒子分辨性能良好的核-6a 型载锂乳胶^[4](载 LiOH, 用醋酸将乳胶液 pH 值调到 8±0.5)。厚 200 微米, 面积为 1×1 厘米²。装在壁厚 0.3 毫米的锡盒中, 以避免热中子本底。乳胶距离中子源 10 厘米。

2. 乳胶处理 用高反差的 D-8 显影液^[4]。厚 200 微米的乳胶处理过程如下:

步骤	溶液	温度	时间
冷显	D-8 2:1(D-8 原液与蒸馏水之体积比)	0—2°C	30 分
热显	D-8 2:1(同上)	17°C	15 分
制止	5% 醋酸	室温	15 分
定影	酸性坚膜定影液	~19°C	10 小时
水洗		~19°C	3 小时
干燥	20% 乙醇-水溶液	室温	1 小时
	40% 乙醇-水溶液	室温	1 小时
	60% 乙醇-水溶液(加 2% 甘油)	室温	2 小时

3. 径迹测量 用 $90 \times 10 \times 1.5$ 倍双筒显微镜测量。只测符合二面角选择条件的双叉星。为了比较起见,对 257 千电子伏单色中子谱还采用了 4π 空间法测量。

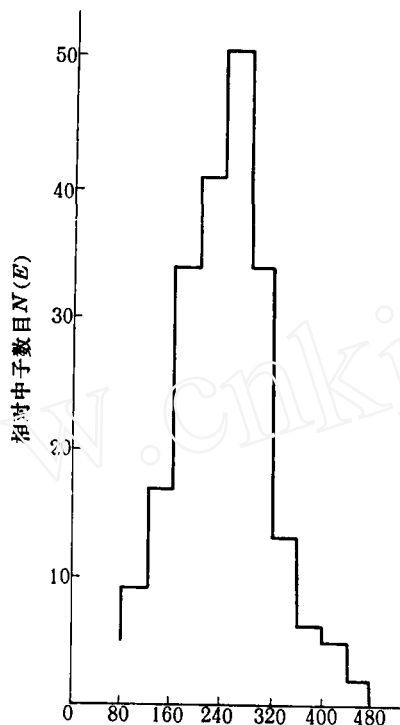
4. 实验结果 单色中子谱见图 3—5。



中子能量 E , 千电子伏

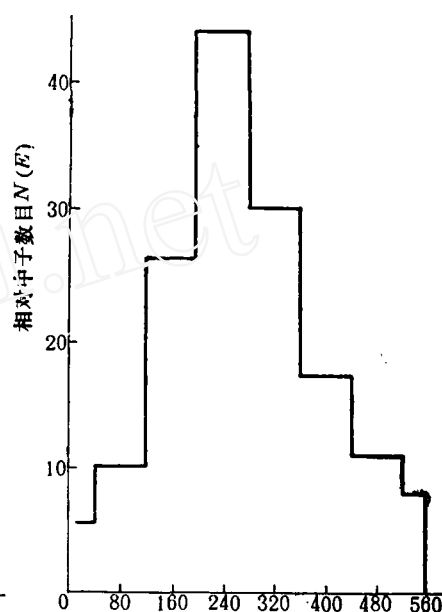
图 3 108 千电子伏中子谱

($\cos \xi_t \geq 0.2$)



中子能量 E , 千电子伏

(a) 二面角法



中子能量 E , 千电子伏

(b) 4π 空间法

图 4 257 千电子伏中子谱 ($\cos \xi_t \geq 0.2$)

由图 4 可见,对于 257 千电子伏中子谱, 4π 空间法的能量分辨率为 220 千电子伏,二面角法的能量分辨率为 160 千电子伏。由图 3—5 得到各单色中子谱的能量分辨率与份额值 $f(E)$,如表 1 所示。

表 1 单色中子谱的能量分辨率与份额值 $f(E)$

中子能量, 千电子伏	108	257	595
测量双叉星数目	600	600	600
份额 $f(E)$	0.50 ± 0.05	0.48 ± 0.05	0.60 ± 0.06
能量分辨率, 千电子伏	120	160	250

为了适应测量连续谱的需要,将表 1 与图 3—5 的数据作内插外推处理,得到各中子能区的平均份额值与分辨率修正系数,见表 2 与表 3。

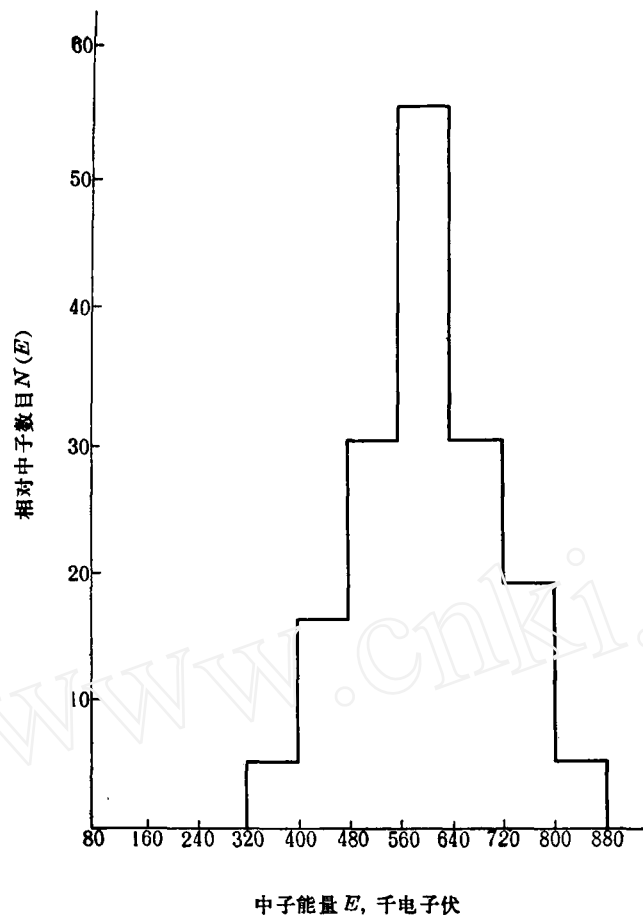


图 5 595 千电子伏中子谱 ($\cos \xi_t \geq 0.2$)

表 2 各中子能区的平均份额值 $f(E)$

中子能区, 千电子伏	100—200	200—300	300—400	400—500	500—600	600—700
平均份额值 $f(E)$	0.49	0.48	0.50	0.53	0.58	0.61

表 3 各中子能区的分布几率 P_{jk}

P_{jk} / ΔE , 千电子伏		ΔE , 千电子伏			
		100—300	300—500	500—700	700—900
		P_{1k}	P_{2k}	P_{3k}	P_{4k}
100—300	P_{j1}	0.7895	0.1885	0.0032	0
300—500	P_{j2}	0.1825	0.6874	0.2102	0.0145
500—700	P_{j3}	0	0.1212	0.5972	0.2360
700—900	P_{j4}	0	0	0.1788	0.7263

四、连续谱中子测量

1. 中子照射与径迹测量 我们测量了热中子引起的 ^{235}U 裂变中子经壁厚 4.5 厘米的

铁球壳慢化后在球壳中心的中子谱(0.1—0.7兆电子伏区)。实验装置参阅文献[5]。乳胶装在锡盒中,由球壳上的小孔插入球心,用小马达带动旋转。为了比较起见,还用反冲质子二面角法以及平均截面法作了测量^[6]。

测量径迹时规定了下列选择条件:

- (1) 离乳胶边缘 1 毫米开始测量。
- (2) $t-\alpha$ 分裂点在显微镜限定的方框视野中,而且距乳胶上下表面的距离都大于 6 微米。
- (3) 双叉星的两条径迹都没有穿出乳胶。
- (4) 满足 $\alpha=30^\circ$ 的二面角选择条件公式(1)。
- (5) 氡核径迹与 α 粒子径迹的水平投影间的夹角在 $160^\circ-180^\circ$ 之间(小于 160° 的双叉星都是由 900 千电子伏以上的中子引起的)。
- (6) 氡核与 α 粒子的射程和 ΣR 在 46—76 微米之间(因为我们只测 0.1—0.9 兆电子伏的中子能谱,而且限定 $\xi_t \leq 78^\circ 28'$)。

2. 数据处理

(1) 能程关系刻度校正 我们所使用的氡核与 α 粒子的能程关系是根据核-3 型乳胶的质子能程关系推算出来的^[6]。由于核-6a 型乳胶中载有铯,其能程关系与核-3 型乳胶略有差异。照射时相对湿度与文献[6]刻度能程关系的标准相对湿度也有差异。因此,需要实验校正核-6a 型载铯乳胶在本实验条件下的能程关系。我们用热中子照射,测得 $t-\alpha$ 双叉星的氡核与 α 粒子射程和 ΣR 为 47.8 ± 0.9 微米,与文献[6]的标准能程关系相比得到能程关系校正因子 $c_R = 0.93$ 。

(2) 角分布修正与分辨率修正 用表 2 与表 3 的数据进行修正。

(3) 穿出几率修正 由于测量时已规定 $t-\alpha$ 分裂点离乳胶上下表面在 6 微米以内的不测, α 粒子不会穿出乳胶表面,只需考虑氡核的穿出几率。

为计算方便起见,将质心系氡发射角分成 4 个区域($\xi_{tm}, m=1, 2, 3, 4$),二面角分成 9 个小方锥($i=1, 2, \dots, 9$),如图 6 所示。由第 j 能量道的

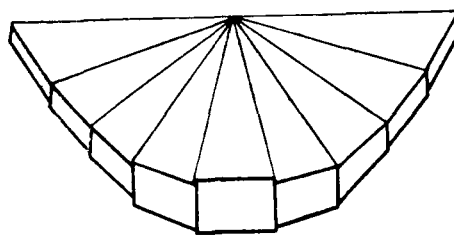


图 6 二面角分成 9 个方锥示意图

表 4 不同能量的中子引起的各种质心系发射角的氡核射程 R_{tjm}^*

E_j , 兆电子伏	R_{tjm}	$\cos \xi_{tm}$			
		1.0—0.8	0.8—0.6	0.6—0.4	0.4—0.2
0.15		45.3	42.9	41.8	38.6
0.25		47.3	44.3	42.9	38.7
0.35		48.9	45.4	43.7	38.9
0.45		50.5	46.5	44.6	39.0
0.55		51.9	47.6	45.2	39.0
0.65		53.3	48.4	45.8	39.0
0.75		54.5	49.2	46.7	39.1
0.85		55.7	49.9	47.4	39.2

* R_{tjm} 没有作能程关系修正,实际用时需用 R_{tjm}/c_R 。

中子产生的双叉星, 当其质心系氙核发射角为 ξ_{tm} 而氙核径迹落在第 i 方锥时, 其停留几率为^[2]

$$q_{jmi} = 1 - \frac{R_{tjm}(1 - \cos \phi_{oi})}{D\phi_{oi}} \quad (4)$$

式中 D 为乳胶厚度, ϕ_{oi} 为在 i 方锥中氙核径迹的最大倾角, R_{tjm} 为氙核射程, 其数值如表 4 所示。

总的停留几率需对二面角的 9 个小方锥和质心系氙核发射角的四个区域求平均。相应于中子第 j 能量道的停留几率为

$$\bar{q}_j = \frac{1}{n_j} \left[\sum_{m=1}^4 n_{jm} \left(\frac{\sum_{i=1}^9 n_{jmi} q_{jmi}}{n_{jm}} \right) \right] = \frac{1}{n_j} \sum_{m=1}^4 \sum_{i=1}^9 n_{jmi} q_{jmi} \quad (5)$$

式中 n_{jmi} 为第 j 能量道中子在 ξ_{tm} 区与第 i 方锥所产生的双叉星数目(未作修正的测量值), $n_{jm} = \sum_{i=1}^9 n_{jmi}$, $n_j = \sum_{m=1}^4 n_{jm}$ 。

实际工作中, 对于厚 150—200 微米的乳胶和 0.1—0.7 兆电子伏的能区, 此项修正在不同能区只差百分之几, 可以忽略不计。

(4) 截面修正 我们选用文献[7]的截面曲线, 用辛普森(Simpson)公式作数值积分, 得到各能区的平均截面, 列在表 5 中。

表 5 ${}^6\text{Li}(n, t)\alpha$ 反应截面

中子能区, 千电子伏	100—200	200—300	300—400	400—500	500—600	600—700
平均截面, 靶	0.885	2.00	1.02	0.49	0.34	0.27

用上述各修正系数, 由公式(4)即得中子谱。

3. 误差估计 中子谱误差主要有下列几项:

(1) 统计误差 由(3)式解出 μ_j 时, 由于各能量间隔的双叉星的统计误差带来 μ_j 的误差 $\Delta\mu_j$, 可由下式估计^[1]:

$$(\Delta\mu_j)^2 = \frac{1}{N^2} \sum_k n_k (B_{kj})^2 \quad (6)$$

(2) 角分布修正误差 由单色中子刻度实验给出的角分布修正系数引进的误差约 10%。

(3) 截面误差 文献[7]的截面误差约 7%。

对于本文所测软化裂变中子谱, 由以上三项误差贡献的总误差约 20%。

4. 结果比较 用“载锂乳胶二面角法”与“反冲质子二面角法”测得的软化裂变中子谱如图 7 所示。由图 7 可见, 在 0.4—0.7 兆电子伏能区, 两种测量方法所得结果一致, 并与蒙特-卡洛法计算结果符合。用“平均截面法”所得结果与本文也符合, 参阅文献[5]。

五、结 论

1. “载锂乳胶二面角法”比“载锂乳胶 4π 空间法”有较好的能量分辨率。

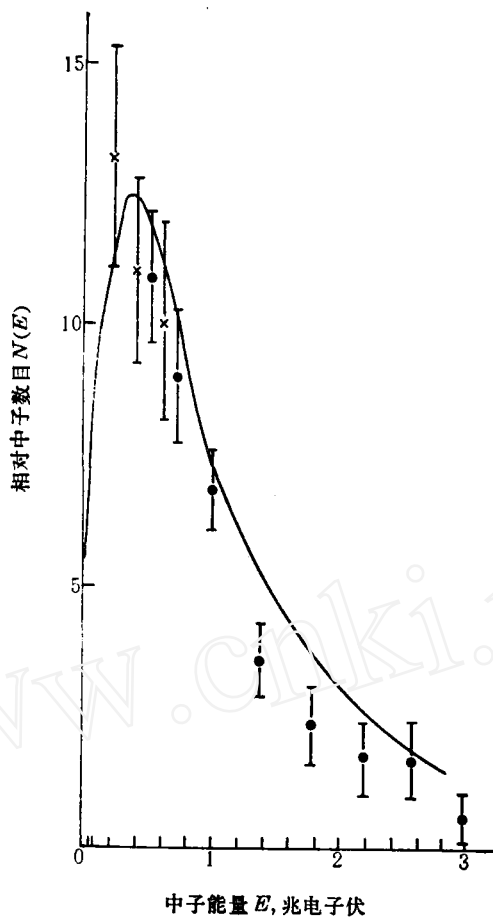


图7 软化裂变中子谱

×——载锂乳胶二面角法；●——反冲质子二面角法；光滑曲线——用蒙特-卡洛法计算的结果。

2. “载锂乳胶二面角法”可测量 0.1—0.7 兆电子伏能区的无定向快中子能谱。能区下限受分辨率的限制，能区上限受反应截面的限制。

参 考 文 献

- [1] J.H. Roberts, *Rev. Sci. Instr.*, **28**, 611 (1957).
- [2] 张应等, 科技, 第 5 期, 319 (1963).
- [3] 张应等, 科技, 第 1 期, 1 (1963).
- [4] 刘惠长等, 物理, **2**, 8 (1973).
- [5] 梅启庸等, 用平均截面法测量快中子能谱, 原成 [72] -001 (内部资料).
- [6] 张应等, 核-3 乳胶的带电粒子能量-射程关系, 原成汇编 2, 1974 (内部资料).
- [7] S. Chwarz et al., *Nucl. Phys.*, **63**, 593 (1965).

附 录

氚核与 α 粒子射程和 ΣR 与中子能量的关系

${}^6\text{Li}(n, t)\alpha$ 反应各粒子的速度矢量关系如图 8 所示。 $\vec{V}_t, \vec{V}_\alpha, \vec{V}_n$ 与 \vec{V} 分别表示氚核、 α 粒子、中子与质心在实验室系中的速度； \vec{U}_t 与 \vec{U}_α 分别表示氚核与 α 粒子在质心系中的速

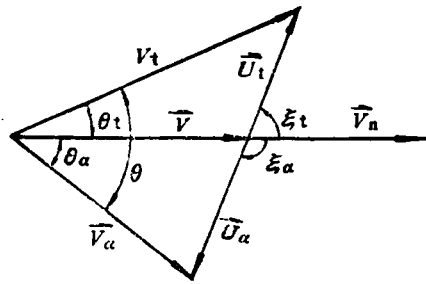


图8 速度矢量

度。

由能量守恒与动量守恒, 得

$$E_t = \frac{1}{49} [27E + 28Q + \sqrt{3E(6E+7Q)} \cos \xi_t], \quad (7a)$$

$$E_a = \frac{1}{49} [22E + 21Q + 4\sqrt{3E(6E+7Q)} \cos \xi_a]. \quad (7b)$$

式中 E_t 与 E_a 分别为氘核与 α 粒子在实验室系中的动能, E 为入射中子动能, Q 为反应能 (4.78 兆电子伏)。

由图8可得,

$$\operatorname{tg} \theta_t = \frac{U_t \sin \xi_t}{V + U_t \cos \xi_t} = \frac{\sin \xi_t}{\left[\frac{3E}{4(6E+7Q)} \right]^{\frac{1}{2}} + \cos \xi_t}, \quad (8a)$$

$$\operatorname{tg} \theta_a = \frac{U_a \sin \xi_a}{V + U_a \cos \xi_a} = \frac{\sin \xi_t}{\left[\frac{4E}{3(6E+7Q)} \right]^{\frac{1}{2}} - \cos \xi_t}, \quad (8b)$$

$$\operatorname{tg} \theta = \operatorname{tg} (\theta_t + \theta_a) = \frac{\sin \xi_t}{C + D \cos \xi_t}. \quad (9)$$

式中

$$C = -\frac{6}{7} \left(\frac{5E+7Q}{\sqrt{3E(6E+7Q)}} \right), \quad D = \frac{1}{7}.$$

由(9)式得

$$\cos \xi_t = \frac{-CD \operatorname{tg}^2 \theta \pm \sqrt{(D^2 - C^2) \operatorname{tg}^2 \theta + 1}}{1 + D^2 \operatorname{tg}^2 \theta}, \quad (10a)$$

$$\cos \xi_a = \frac{CD \operatorname{tg}^2 \theta \mp \sqrt{(D^2 - C^2) \operatorname{tg}^2 \theta + 1}}{1 + D^2 \operatorname{tg}^2 \theta}. \quad (10b)$$

对于给定的 E 与 θ , 由(10a)与(10b)式得 $\cos \xi_t$ 与 $\cos \xi_a$, 代入(7a)与(7b)式得 E_t 与 E_a , 查能程关系即得射程和 ΣR 。