

粒子望远镜对短寿命转动源的探测效率

徐晓冀 刘作屏*

(中国科学院近代物理研究所, 兰州)

文章计算了喷氦传输、转盘收集和粒子望远镜探测系统的探测效率, 并编制成计算机程序, 以实验数据和模拟参数输入迭代计算, 可得核的实验反应截面、半衰期和粒子发射分支比等参数, 其计算结果在合理范围内与理论预言符合一致。此计算特别适用于远离 β 稳定线短寿命核素的探索研究。

关键词 质子滴线, 喷氦, 探测效率, 反应截面, 计数率。

一、引言

在远离 β 稳定线核素的研究中, 待搜寻的新核素往往都具有独特的衰变方式, 产生的截面很低、半衰期很短。例如, 在缺中子轻核区($A < 70$), 迄今人们的探索已经接近了质子滴线, 待发现的核大多具有 β 延迟或直接的质子放射性^[1], 产生截面低于 $1 \mu\text{b}$, 寿命在几十 ms 范围^[2]; 在中重核区($A = 100 - 150$), 虽然核的寿命较长(秒数量级), 产生截面可达 mb, 但是, 粒子发射分支比很小, 约在 10^{-3} 至 10^{-6} 之间。因此, 产生新核素的真事件计数率往往非常低, 一般约为 1 h 内产生几个或几十个, 1985 年美国劳伦斯伯克利实验室(LBL)RAMA小组在对 β 延迟双质子先驱核 ^{35}Ca 的成功搜寻中^[3], 计数率仅为 1 个/5 h。

由此可见, 在实验前, 如果能对设计的探测系统计算出探测效率, 从而做到较准确的估计计数率, 使实验避免盲目性, 这对于实验的成功有着重要的意义。

二、实验装置

我们设计了一个喷氦靶室探测系统(图 1), 它与 LBL 所用的相类似, 其工作原理大致如下: 核反应反冲物从靶中反冲出来, 在氦气中慢化至热能, 以接近声速的速度经由毛细管传输到收集室, 并附着在收集盘上, 然后, 放射性产物随转盘被快速旋转到接近 2π 立体角的一组 $\Delta E-E$ 粒子望远镜面前, 对产物活性作粒子鉴别探测。与 LBL 的相比较, 我们的系统

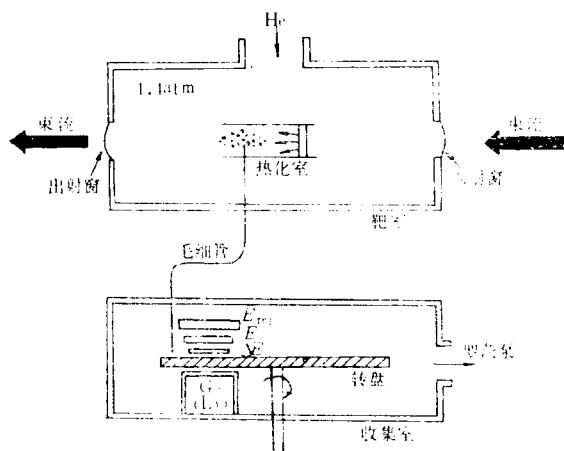


图 1 喷氦靶室探测系统示意图

Fig.1 The schematic diagram of detection system for Helium-jet target

* 现在天津放射医学研究所。

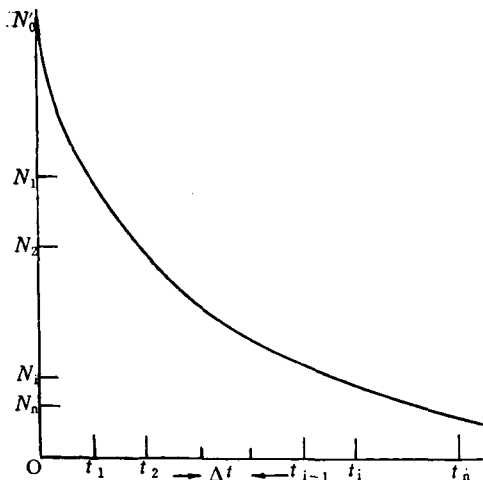


图 2 反冲产物衰变曲线
Fig. 2 The decay curve of recoil products

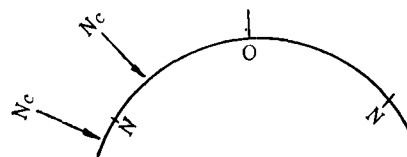


图 3 源以可能的不同位置注入转盘
Fig. 3 Injection of source into the disc from possible different positions

作了如下的改进: (1) 放射源由原来的 45° 喷射收集改为 90° 垂直收集, 由于收集效率 $\eta \propto \sin^2 \theta$, θ 为收集角, 使收集效率提高了 1 倍; (2) 将粒子望远镜距收集盘的距离缩短了一半以上, 使探测立体角增大 2 倍以上; (3) 喷射源的收集点由面对探测器的中心移至探测器边缘, 这样, 虽然源随收集盘运动到探测器中心要经一定时间衰变, 但运动源在探测器前被探测的时间也受到了限制, 即: 探测效率 $\xi \propto e^{-\lambda t_1}(1 - e^{-\lambda t_2})$, t_1 为源在探测前的衰变时间, t_2 为探测时间, 调节转盘转速, 使短寿命核素经历最少衰变, 得最佳收集, 而长寿命核素的探测受到最大抑制。经以上改进, 我们系统总的探测效率将比 LBL 的增加 1 倍以上, 而对干扰活性的抑制能力却大大增强(是 LBL 的 2 至 5 倍)。

三、计算方法和步骤

我们较严格地计算了这一系统的探测效率。对于这样一个系统, 探测效率的计算是相当复杂的, 放射源被转盘带着旋转经过探测器面前, 每时每刻探测的立体角都在改变, 同时源的强度也以指数规律衰减, 但是我们将源经过探测器面前总的被探测时间划分成无数个小区间(图 2), 在每一区间(Δt)时间内, 近似认为源的强度不变, 并对应于一确定的探测立体角 Ω_i , 因而得以下公式:

$$N_i = N'_0 [1 - \exp(-\lambda \cdot \Delta t)] \cdot [1 + \exp(-\lambda \cdot (t_w - \Delta t))] \cdot \Omega_i / (4\pi)$$

$$N_i = N'_0 [1 - \exp(-\lambda \cdot \Delta t)] \cdot [\exp(-\lambda \cdot (i-1) \cdot \Delta t) + \exp(-\lambda \cdot (t_w - i \cdot \Delta t))] \cdot \Omega_i / (4\pi)$$

N_i 为 t_{i-1} 到 t_i 时间间隔内所探测到的核数, Ω_i 为此时的平均立体角, t_w 为转盘旋转一周所需的时间, N'_0 为经毛细管传输后剩下的核数, 而 $N'_0 = N_0 \cdot \exp(-\lambda \cdot t_0)$, N_0 为核反应中产生的总核数, t_0 为喷氢传输时间, t_w 为运动源经探测器前总的被探测时间。因而, 在转盘旋转的第一圈内所探测到的总核数为:

$$\sum_{i=1}^N N_i = N'_0 (1 - \exp(-\lambda \cdot \Delta t)) \sum_{i=1}^N [\exp(-\lambda \cdot (i-1) \cdot \Delta t) + \exp(-\lambda \cdot (t_w - i \cdot \Delta t))] \cdot \Omega_i / (4\pi)$$

$$+ \exp(-\lambda \cdot (t_w - i \cdot \Delta t))] \Omega_i / (4\pi)$$

如果认为转盘转 M 圈后，活性已基本消失，则在转 M 圈的总时间内所探测到的总核数为：

$$\sum_{k=1}^M \sum_{i=1}^N N_i^* = N_0' [1 - \exp(-\lambda \cdot \Delta t)] \sum_{k=1}^M \exp[-\lambda \cdot (k-1) \cdot t_w] \cdot \sum_{i=1}^N \{ \exp[-\lambda \cdot (i-1) \cdot \Delta t] + \exp[-\lambda \cdot (t_w - i \Delta t)] \} \Omega_i / (4\pi)$$

现在再来考虑放射源以不同的位置注入转盘所带来的影响，如图 3 所示，O 对应于源正对探测器的位置，也是探测立体角最大时的位置，N 对应于探测立体角为 0 时的位置。这样，如果由位置 O 到 N 总的探测时间为 T_m ， $\Delta t = T_m / N$ 即表示将 T_m 划分为 N 个小区间，每区间的时间为 Δt 。 N_c 表示源的可能的注入点， $N_c = T_c / \Delta t$ 即表示源注入后经 T_c 时间衰变到达 O 点，考虑到这样的源在各个时刻（具有不同的 Ω_i ）对于计数的贡献，并考虑到喷氦系统的传输效率 P 以及核的粒子发射分支比 B ，则观察到的总计数应为：

$$N_{ob} = N_0 \exp(-\lambda \cdot t_0) \cdot P \cdot B \cdot [1 - \exp(-\lambda \cdot \Delta t)] \cdot \sum_{k=1}^M \exp[-\lambda \cdot (k-1) \cdot t_w] \cdot \sum_{i=1}^N \{ \exp[-\lambda \cdot (N_c - i) \cdot \Delta t] + \exp(-\lambda \cdot T_c) \cdot [\exp(-\lambda \cdot (i-1) \Delta t) + \exp(-\lambda \cdot (t_w - i \cdot \Delta t))] \} \cdot \Omega_i / (4\pi)$$

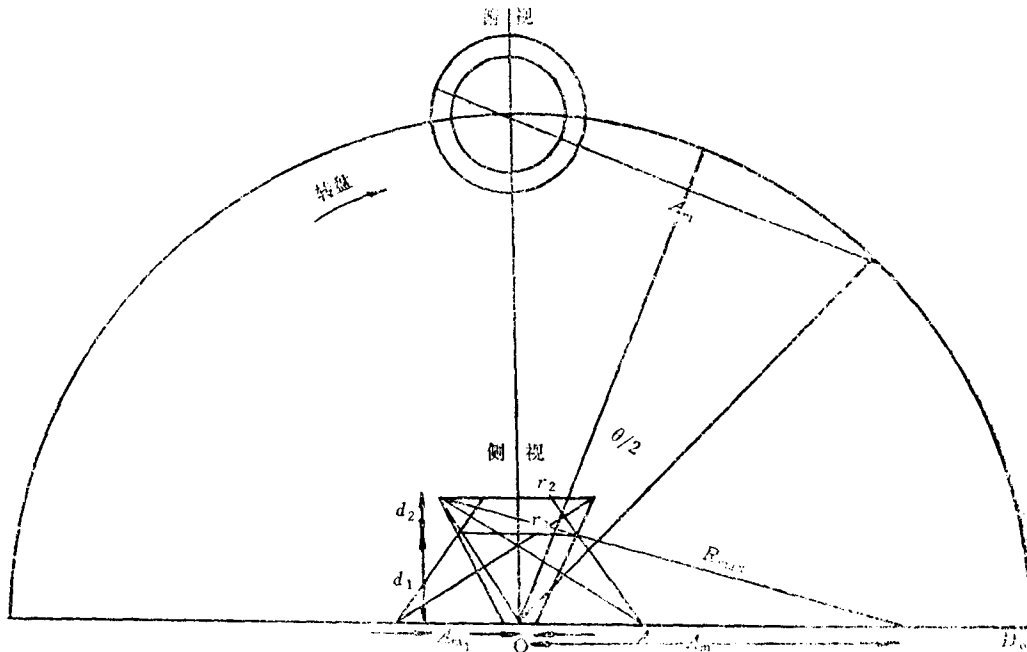


图 4 转盘和粒子望远镜几何关系示意图

Fig. 4 The schematic diagram of geometry between rotation disc and particle telescope

图 4 表示了 ΔE -E 粒子望远镜系统的几何关系, d_1 为 ΔE 探测器到转盘的直径, d_2 为 ΔE , E 两探测器之间的距离, r_1, r_2 分别为 ΔE , E 探测器的半径, D_0 为转盘的直径, R_{max} 对应于 Ω_i 为 0 时源距探测器的距离 (此时源运动到图 3 中的 N 点), A_m 为此时相应的源距粒子望远镜中心线的距离, 也即源距 O 点的距离, 从中不难得出:

$$T_m = 2 \sin^{-1}(A_m/D_0)/(2\pi/t_w)$$

$$T_e = 2 \sin^{-1}(A_e/D_0)/(2\pi/t_w)$$

$$A_m = r_1 + d_1(r_1 + r_2)/d_2$$

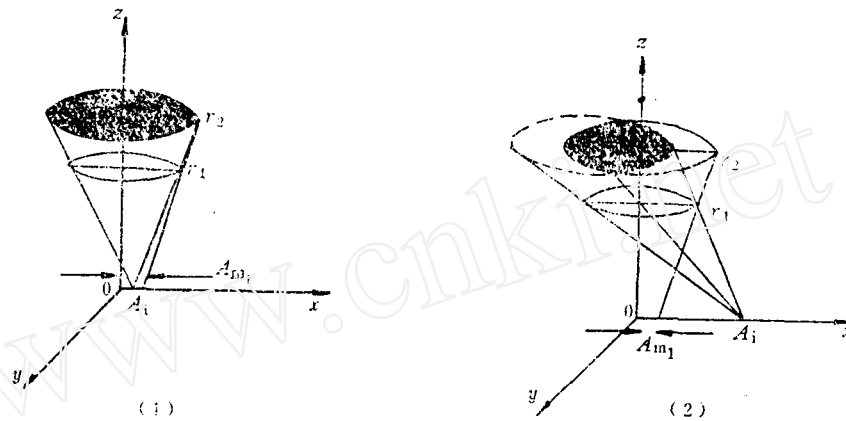


图 5 ΔE , E 探测器公共部分的两种情况
Fig. 5 Two cases for the common parts of ΔE , E detectors

A_e 为源注入点距 O 点的距离。

现在再来考虑如何求立体角 Ω_i 。对于 ΔE -E 粒子望远镜, 有效立体角应该是对应于两探测器的公共部分, 它正如图 5(1), 5(2) 所示阴影部分的两种情况。一般情况下, 立体角的准确表达式为:

$$\Omega_i = \iint \frac{dx dy \cdot \cos \varphi}{d^2 + (A_i - x)^2 + y^2} = \iint \frac{d \cdot dx dy}{[d^2 + (A_i - x)^2 + y^2]^{3/2}}$$

经过积分变量代换后, 对于(1), (2)两种情况有如下结果:

对于(1), $|A_i| \leq |A_{m1}|$, 为单圆积分, 这里又有两种情况:

(a) $A_{m1} \geq 0$

$$\Omega_i = 4d \int_0^{r_2} \frac{\sqrt{r_2^2 - x^2}}{[d^2 + (A_i - x)^2] \sqrt{r_2^2 - x^2 + d^2 + (A_i - x)^2}} dx$$

(b) $A_{m1} < 0$

$$\Omega_i = 2d \int_{-\left(1 + \frac{d_2}{d_1}\right)r_1 - \frac{d_2}{d_1}A_i}^{\left(1 + \frac{d_2}{d_1}\right)r_1 - \frac{d_2}{d_1}A_i} dx$$

$$\frac{\sqrt{\left(1 + \frac{d_2}{d_1}\right)^2 r_1^2 - \left(x + \frac{d_2}{d_1} A_i\right)^2} dx}{[d^2 + (A_i - x)^2] \sqrt{d^2 + (A_i - x)^2 + \left(1 + \frac{d_2}{d_1}\right)^2 r_1^2 - \left(x + \frac{d_2}{d_1} A_i\right)^2}}$$

其中

$$\begin{aligned} d &= d_1 + d_2 \\ A_i &= D_0 \sin[i/N \cdot \sin^{-1}(A_m/D_0)] \\ A_{m1} &= [(d_1 + d_2)r_1 - d_1 r_2]/d_2 \end{aligned}$$

$r' = (1 + d_1/d_2)r_1$, 为 r_1 圆在 r_2 圆平面上投影圆的半径。

$D_i = d_2/d_1 \cdot A_i$, 为投影圆 r' 的圆心距 z 轴的距离。

对于(2), $|A_i| > |A_{m1}|$, 单圆积分过渡到交叉圆积分:

$$\begin{aligned} \Omega_i &= 2d \int_{-r_2}^{x_0} \frac{\sqrt{r_2^2 - x^2} dx}{[d^2 + (A_i - x)^2] \cdot \sqrt{d^2 + (A_i - x)^2 + r_2^2 - x^2}} + \\ &\quad \frac{2d \int_{x_0}^{r_1} \left(1 + \frac{d_2}{d_1}\right) r_1 - \frac{d_2}{d_1} A_i}{\sqrt{\left(1 + \frac{d_2}{d_1}\right)^2 r_1^2 - \left(x + \frac{d_2}{d_1} A_i\right)^2} dx} \\ &\quad \cdot \frac{1}{[d^2 + (A_i - x)^2] \sqrt{d^2 + (A_i - x)^2 + \left(1 + \frac{d_2}{d_1}\right)^2 r_1^2 - \left(x + \frac{d_2}{d_1} A_i\right)^2}} \end{aligned}$$

其中 $x_0 = \frac{(1 + d_2/d_1)^2 r_1^2 - r_2^2 - (d_2/d_1 \cdot A_i)^2}{2(d_2/d_1) \cdot A_i}$, 为 r' 圆与 r_2 圆的交点 x 坐标。

Ω_i 可由辛普生公式数值计算。

四、结果和讨论

为了计算整个系统的探测效率, 我们编制了程序 DEFFW, 当 N 足够大时, 效率趋向一确定值, 据此可得实验平均反应截面 $\sigma_{exp} = \frac{N_0}{\Phi \cdot T}$, Φ 为束流强度, T 为靶厚。我们拟合了 LBL 的实验结果, 对于 ^{21}Mg , ^{37}Ca , ^{41}Ti , ^{45}Cr 及 ^{49}Fe 延迟质子发射先驱核, 用此程序计算的实验反应截面与 ALICE 计算截面在 5 至 10 倍内很好符合, 而大量实验已证明, 在此质量范围内, ALICE 截面为实验截面的 5 至 10 倍。再如, 用本计算估计 LBL $^{35}\text{Ca}^{[3]}$ 的实验, 计数率约为 0.16/h, 而实验上实际为 0.21/h, 也符合的很好; 另外, 对于 ^{50}Co 及 ^{46}Mn 的实验, 本计算估计的计数率分别为 0.005/h 及 0.009/h, 与实验上 24 h 没有观察到 ^{50}Co 及 ^{46}Mn 的结果一致。

由于探测效率是核的半衰期和探测立体角的函数, 因此, 可以在一确定的几何条件下计算探测效率, 得不同半衰期情况下的探测效率随转盘转速的变化曲线(图 6)。这样, 就可在实验中以改变转盘转速得最大产额, 而得核的半衰期, 从而提供了一个测量核半衰期的灵敏方法, 它对于探测 ms 量级的短寿命核素特别有用。另外, 对于一组确定的实验, 以实验中已知核的活性为标度(例如 ALICE 计算截面对实验截面之比), 调节程序 DEFFW 的输入参数, 进行迭代计算, 去拟合未知核的活性变化。也可得未知核的半衰期、粒子发

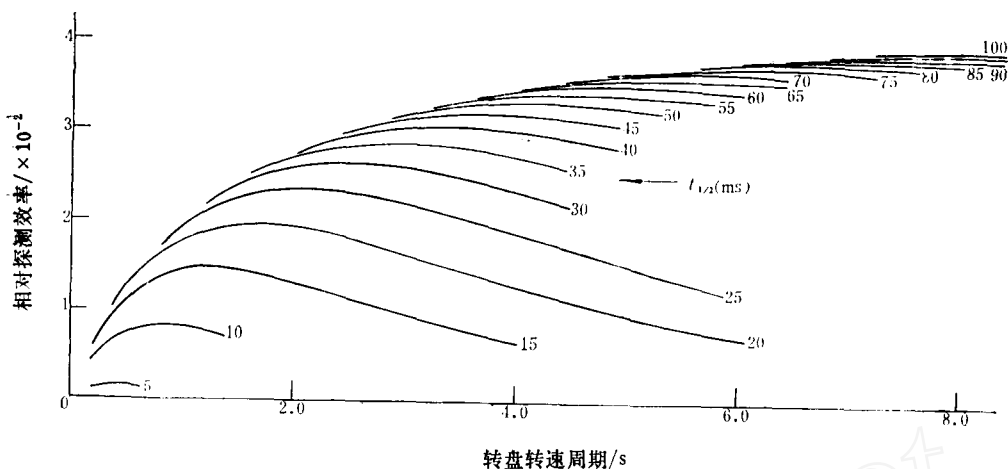


图 6 探测效率与转速的变化曲线

Fig. 6 The curve of efficiency in variation with rotation speed
 $r_1=4.0\text{mm}$; $r_2=7.5\text{mm}$; $d_1=2.50\text{mm}$; $d_2=4.0\text{mm}$; $A_0=12\text{mm}$.

射分支比等参数。对于 1986 年 LBL 的 ^{28}Si 轰击钙靶的实验, 曾尝试利用此方法, 得出了产生新核素 ^{65}Se 的可能性结论, 并推断出 ^{65}Se 的半衰期约为 11 ms^[5], 这与 Y. Yoshizawa^[2] 的预言值很好符合。此计算方法同样适合于带传输收集探测系统。

参 考 文 献

- [1] Cerny, J. and Hardy, J. C., *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 27, 333—51 (1977).
- [2] Yoshizawa, Y. et al., *Chart of the nuclides*, 1980.
- [3] Äystö, J. et al., *Phys. Rev. Lett.*, 55(13), 1384 (1985).
- [4] Hotchkis, M. A. C. et al., *Phys. Rev.*, 35(1), 315(1987).
- [5] 徐晓冀, 高能物理与核物理, 13(2), 156(1989年)。

(编辑部收到日期: 1988年6月14日)

THE EFFICIENCY OF PARTICLE TELESCOPE FOR DETECTING ROTATING SOURCE WITH SHORT LIFE

XU XIAOJI LIU ZUOPING*

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou)

ABSTRACT

The detection efficiency of helium-jet system with rotating disc and particle telescope is calculated. With inputting experimental data and analogue parameters the experimental cross-section, half-life and particle branching ratio as well as other parameters can be obtained. The results agree reasonably with theoretic predictions. The calculation is suitable particularly for searching nuclides with short life far from beta stability.

Key words Proton drip line, Helium-jet, Detection efficiency, Reaction cross-section, Counting rate.