

光核反应研究概况

顾复华

(中国科学院原子能研究所)

一、引言

近三十年来,很多实验室在光核反应方面作了不少的研究工作。这是因为 γ 源得到了不断的改进和发展,同时在核物理领域内电磁辐射与核的相互作用的理论比较成熟,所以如果认识了入射道中相互作用,则通过测量光吸收截面或光核反应产物就能研究纯核力的影响。此外,光核过程在天体物理、核反应堆技术、核燃料分析,生物学和医学等方面的越来越广泛的应用也要求人们去认识光核反应。

光核反应包括 $(\gamma, \gamma)^0$, (γ, γ') , (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, xn)^2$ 及 $(\gamma, f)^3$ 等。其中测量和研究的中心是巨共振区(10—30MeV)的 (γ, n) 反应,目的是研究电偶极(E_1)巨共振的系统学,取得一些有关核结构的参数。其次是近阈光裂变的研究工作,这是研究低能激发裂变的一个较好的方法。其它一些反应道的测量工作,由于受实验条件的限制,测量工作甚少,数据也很不完善。

实现光核反应的测量工作,要解决的关键问题是寻找合适的 γ 源。早期用于测量的 γ 源多数是韧致辐射,测量精度不高,后来发展了反应堆上的热中子辐射俘获单能 γ 源、“标记光束”(韧致辐射单色器)及正电子飞行湮灭准单色高能 γ 源,这使测量的精度得到了提高。

二、光核反应的特点

在光核反应中,原子核吸收一个光子,其激发能就是入射光子的能量,不会有中子、质子核

反应中的结合能问题,也不会有带电粒子核反应中的库仑位垒问题。因而,光核反应是研究核反应机制和核结构的较好工具。

图1概括了原子核吸收光子后的典型行为,分区说明如下:

(1) $E_\gamma \leq 9\text{MeV}$ 是单粒子束缚态和非束缚态的激发。微观性质可用壳层模型描述。

(2) 10—30MeV 是巨共振区,是集体现型的系统激发。除了氦核外,所有的核都是如此。

(3) 巨共振区以上,光介子阈($\sim 140\text{MeV}$)以下为准氦核吸收区。

(4) $\sim 140\text{MeV}$ 以上,在这区域光产生 π^+ 介子,达到核子共振区。

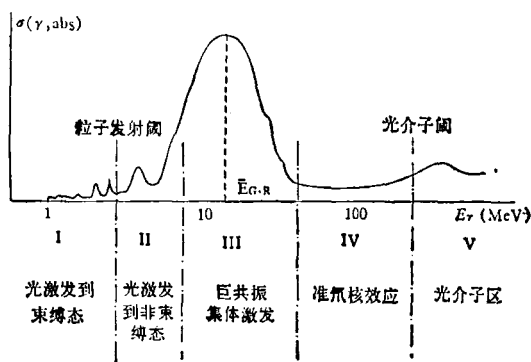


图1 核吸收光子后的行为概括
 $\bar{E}_{GR} \approx 15-20\text{MeV}$

下面分别讨论开展各能区光核反应的研究工作的意义。

1. 光致裂变

核裂变是有阈的,对那些裂变位垒较低的

- 1) 入射粒子为 γ , 出射粒子为 γ 。
- 2) 入射粒子为 γ , 出射粒子为中子和其它带电粒子。
- 3) f表示裂变。

核,用中子或质子反应是无法观察到阈附近的裂变行为的,而光子是用来研究阈反应性质的较好的工具。特别是以偶-偶核作靶的光致裂变提供了研究裂变阈附近跃迁态核能级的最简单的方法。这是因为对 5—9MeV 的 γ 光子吸收只是偶极子吸收和四极子吸收,它们分别只能激发 1^- 和 2^+ 态。通常,测量到的光裂变碎片角分布可以表示成

$$W(\theta) = a + b\sin^2\theta + c\sin^22\theta,$$

其中 a 和 b 是偶极子道裂变, c 是四极子道裂变。将实验上得到的 a, b, c 与理论上 a, b, c 的表示式作比较,可得到相应于 $(0, 1^-), (1, 1^-)$ 和 $(0, 2^+)$ 三个能级的位垒高度和曲率。

在应用方面研究光致裂变也是有意义的。例如,利用光裂变可以从实验上间接测定一些由于样品难得而难以测量的中子裂变截面数据;通过测量光裂变瞬发和缓发中子产额随入射光子能量的变化,为核燃料材料作非破坏性定量分析提供了一个很简易可行的方法^[3,2],这对反应堆的设计,核电站的应用,核燃料生产的发展都具有深远意义。

2. 巨共振区的光中子反应

无论是理论还是实验,巨偶极共振过去总是光核反应研究的中心。到 1975 年为止,仅美国利弗莫尔和法国萨克莱两个实验室用正电子飞行湮灭准单色 γ 源就测量了六十多个核素的 (γ, n) 反应截面,对实验数据作了系统学研究。

对于中、重核,由于库仑位垒的高度使几乎所有的光吸收强度都成为产生中子的 $(\gamma, n), (\gamma, 2n)$ 等光中子截面,因而研究巨共振的系统学时利用光中子反应截面获得测量数据基本上是可以的。由测量结果可看到,对于轻核 ($A < 60$),巨共振分裂成许多结构(图 2),比 ^{75}As 重的核的巨共振是一个很宽的峰(图 3)。静态变形核的巨共振分成二个清楚的峰。关于这一点,图 4 中所示的 ^{142}Nd — ^{150}Nd 的一系列同位素的测量结果是很有意义的。由图可看到,从 ^{142}Nd 到 ^{150}Nd ,巨共振宽度在增加,直到 ^{150}Nd 的巨共振峰分成二个峰(^{150}Nd 是变形核)。图

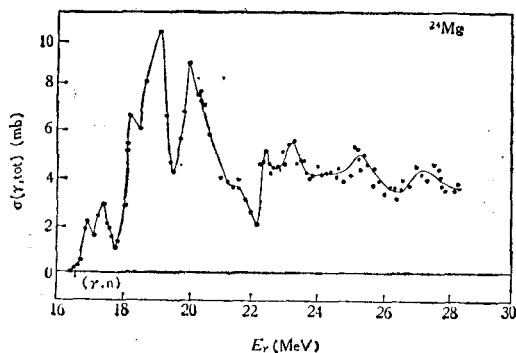


图 2 ^{24}Mg 光中子截面

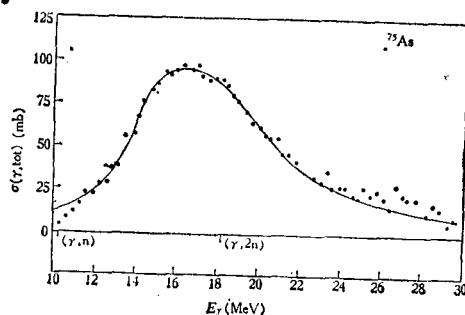


图 3 ^{75}As 光中子截面

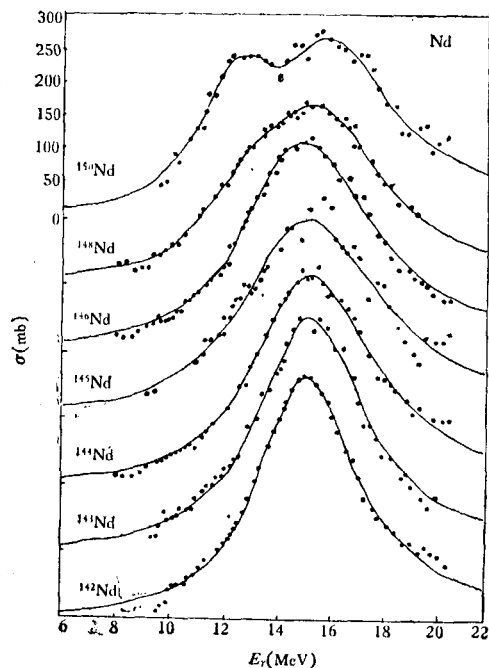


图 4 Nd 同位素光中子全截面

5 是 ^{238}U 的光中子、光裂变截面测量结果,其中 $\sigma(\gamma, \text{tot})^{23} = \sigma[(\gamma, n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, F)]$;

1) 入射粒子 γ 所引起核反应的总截面, F 表示所有可能的裂变。

$\sigma(\gamma, F) = \sigma[(\gamma, f) + (\gamma, nf)]$; $\sigma(\gamma, n)$ 的测量包括 $\sigma(\gamma, pn)^{21}$ 和 $\sigma(\gamma, \alpha n)^{22}$ (因为存在库仑位垒, 这些截面在 18MeV 以下很小)。由图 5 看到, 对于裂变核, (γ, n) 截面没有双峰形状特性, 因而仅测量 $\sigma(\gamma, n)$ 不能得到这些核(铜系核)的形变参数。

下面简单地讨论由测量数据推导出的一些

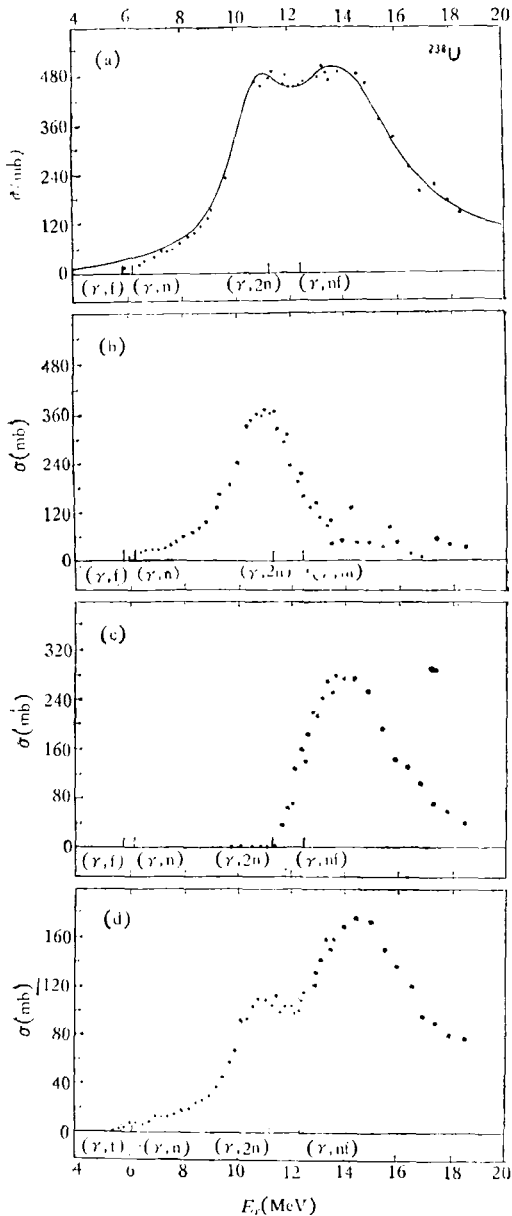


图 5 ^{238}U 光核截面

(a) $\sigma(\gamma, \text{tot})$ 及 Lorentz 拟合; (b) $\sigma(\gamma, n)$;
(c) $\sigma(\gamma, 2n)$; (d) $\sigma(\gamma, F)$

量及巨共振的性质。

根据 Thomas-Reiche-Kuhn (TRK) 求和法则, 无交换力的电偶极光吸收积分全截面 σ_{int} 可以由下式表示:

$$\int_0^\infty \sigma(E) dE = \frac{2\pi^2 c^2 h NZ}{MC A} = 60 \left(\frac{NZ}{A} \right) \text{MeV} \cdot \text{mb}.$$

把测量得的巨共振区的 $\sigma_{\text{int}}(\gamma, \text{tot})$ 与 TRK 求和律作比较, 对于轻核 ($A < 80$), 实验的 $\sigma_{\text{int}}(\gamma, \text{tot})$ 较小, 如 ^3He 的

$$\sigma_{\text{int}}(\gamma, \text{tot}) / (60NZ/A)$$

为 0.325, ^{65}Cu 为 0.643. 原因是测量数据没有包括 (γ, p) 截面, 同时 $\sigma_{\text{int}}(\gamma, \text{tot})$ 的积分截止能量为 30MeV, 这对轻核来说是太低了. 当核的质量和电荷增加时, $\sigma_{\text{int}}(\gamma, \text{tot}) / (60NZ/A)$ 比值接近 1, 这是因为库仑位垒的提高逐渐禁止带电粒子的发射, 并且巨共振向低能移动, 更集中于越来越窄的能区. 例如, 质量数到达 100 时, 积分上限为 30MeV 的 $\sigma_{\text{int}}(\gamma, \text{tot})$ 将和 TRK 求和律完全一致. 质量数大于 100 的核, $\sigma_{\text{int}}(\gamma, \text{tot})$ 稍大于 $60NZ/A$ 值. 如质量数为 100 和 200 之间的核的

$$\sigma_{\text{int}}(\gamma, \text{tot}) / \left(\frac{60NZ}{A} \right)$$

的平均值为 1.05 ± 0.07 , 这说明在 30MeV 以下能区存在交换力。

对于轻核, 积分截面的一级矩由下式给出:

$$\sigma_{-1} = \int_0^\infty \frac{\sigma(E)}{E} dE = \frac{4\pi^2 e^2 NZ}{3 hc A - 1} \langle r^2 \rangle,$$

其中 r 是核电荷分布半径. Ahrens 等^[3] 对 $A \lesssim 40$ 的核用全部光子吸收数据积分到 140MeV, 再由上式计算得 $\langle r^2 \rangle$ 值, 结果与电子散射测量结果符合得很好。

由测量数据可以看到, 巨共振宽度和核的壳层结构是紧密相关的. 如, 在中子满壳层时, 共振宽度很小 (大约 4—5MeV), 而其它核则宽得多. 此外,

$$\sigma_{\text{int}}[(\gamma, 2n) + (\gamma, 3n)] / \sigma_{\text{int}}(\gamma, \text{tot})$$

- 1) p 为质子.
- 2) α 为 α 粒子.

比值在中子数接近满壳层时出现明显的极小。并且，具有相同数目的中子数但质子数不同的核如 ^{89}Y 和 ^{90}Zr , ^{115}In 和 ^{116}Sn , 它们的比值相近。这些对于核的壳层结构提供了一个很有力的证据。

在光子与核的相互作用的半经典理论中，吸收截面的主共振的形状可用 Lorentz 曲线描述：

$$\sigma(E) = \frac{\sigma_m}{1 + [(E^2 - E_m^2)^2 / E^2 \Gamma^2]},$$

Lorentz 参数 E_m 、 σ_m 和 Γ 分别是共振能量、峰截面值和半宽度。对于静态变形椭球核，则是两条 Lorentz 曲线的叠加：

$$\sigma(E) = \sum_{i=1}^2 \frac{\sigma_{m_i}}{1 + [(E^2 - E_{m_i}^2)^2 / E^2 \Gamma_i^2]},$$

其中 $i = 1, 2$ 对应于低能位置和高能位置的两条曲线。它们相当于沿着椭球体的长轴（低能线）和短轴（高能线）的振荡。对于多数中、重核，用 Lorentz 曲线拟合得较好。由 Lorentz 参数可以推导出一些与核结构有关的参数。

(1) 核对称能 K

对球形核，有

$$K = 9.935 \times 10^{-4} (A^{8/3} / NZ) \left[\frac{E_m^2}{1 - (\Gamma/2E_m)^2} \right],$$

K 的单位是 MeV。对于扁长形变核，有

$$K = 9.935 \times 10^{-4} \left(\frac{A^{8/3}}{NZ} \right) \left[\frac{E_{m_1}^2}{1 - (\Gamma_1/2E_{m_1})^2} \right] \times \left[\frac{\eta^{4/3}}{(1 + 0.01860\epsilon - 0.03314\epsilon^2)^2} \right],$$

其中 η 和 ϵ 分别是核形变参数和偏心率。

(2) 静态形变核的形状参数及四极矩 Q_0 。

通过关系式

$$E_{m_2}/E_{m_1} = 0.911\eta + 0.089$$

得出扁长核的形状参数 η 。 η 为主轴 b 与短轴 a 之比。式 $\epsilon = (b^2 - a^2)/R^2$ 给出偏心率 ϵ 。对于椭球体， $R^3 = a^2b$ ，于是得到核的固有四极矩 Q_0 为

$$Q_0 = \frac{2}{5} ZR^2(\eta^2 - 1)\eta^{-2/3} = \frac{2}{5} ZR^2\epsilon,$$

其中 $R = R_0A^{1/3}$ 。应该指出，对于偶-偶核，获得四极矩的库仑激发方法是依赖于跃迁几率

$B(E_2)$ ：

$$Q_0^2 = (16\pi/5)B(E_2),$$

因此只能给出 Q_0 的大小，而用光核方法可以同时给出符号。

(3) 巨共振能量

巨共振的集体模型理论预示峰值能量 E_m 正比于 $A^{-1/3}$ ，或正比于 $A^{-1/6}$ 。实验数据可以有三种方式拟合。一种形式是 $E_m = C_1A^{-1/6}$ ；第二种形式为 $E_m = C_3A^{-1/3} + C_4A^{-1/6}$ ；第三种形式为

$$E_m = C_5A^{-1/3}(1 - e^{-A/A_0}) + C_6A^{-1/6}e^{-A/A_0}.$$

这里只能说明 E_m 与 A 之间的关系是光滑变化的，但目前的理论还无法完全描述。

(4) 巨共振宽度

Lorentz 曲线拟合给出共振宽度，但无理论模型可说明。

对巨共振的最简单的认识开始于 Goldhaber 和 Teller^[4] 的半经典流体力学模型。它认为巨共振相当于核中的中子流和质子流作相对振荡。比初等流体力学理论较完善的巨共振理论包括了核的四极子(表面)和主偶极(体)振荡的耦合。其中一个动力学集体模型。它描写轻核的巨共振区吸收截面较好，而流体力学模型对此则是无能为力的。总之现有的理论都是不完善的。如前面已提到的，它们对共振峰的位置和宽度都不能作出说明。此外，流体力学模型用于形变核时预示椭球核沿长轴和短轴振荡这两个分量的强度之比为 0.5。这个结论实际上只对稀土核中的 ^{159}Tb , ^{160}Cd 及 ^{165}Ho 才成立。这说明核理论有待发展。

3. 光子散射

对于由电子云和一个核心组成的原子来说，可以把光子散射过程分成不同的类型，这决定于系统的哪一部分参与了散射。这里只谈核光子散射和 Delbrück 散射。

光子散射截面很小，只有几百 $\mu\text{b}/\text{sr}$ 或更小，而 γ 射线源强度一般较低，高分辨率的 γ 探测器的效率也较低，因此光子散射的实验较难做，从而使光子散射在核结构的研究中还没有电子散射那样成为广泛应用的工具。但是随着

γ 源的改进和发展, 人们对光子散射是感兴趣的。

核光子散射的图象如图 6。核吸收入射光子由初态 $|i\rangle$ 激发到中间态 $|n\rangle$, 然后经发射一个光子退激到末态 $|f\rangle$ 。若 $|f\rangle$ 态就是基态, 则散射是弹性散射; 若能量被内部激发所吸收, 则散射是非弹性散射。因而光子散射截面的强度和结构应该由下面两点决定: (a) 从初态到中间态又到末态的两个极点函数 (电磁跃迁矩阵元); (b) 中间态的能谱。由此可见, 测量弹性散射可以得到有关激发态能谱及这些态的电磁跃迁矩阵元的信息, 测量非弹性散射可以得到有关中间态到激发末态的矩阵元信息, 从而给出核结构的详细资料。

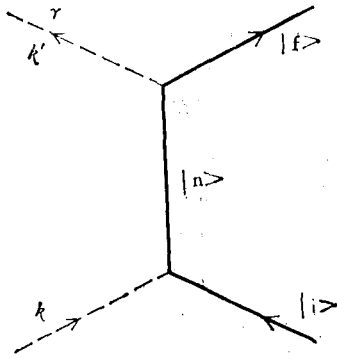


图 6 核光子散射

光子能量很低时, 它的波长和核半径相比是长的, 这时散射是相干的, 能量不变, 即所谓 Thomson 散射, 在低于粒子发射阈的分立态的能区, 可见到很窄的共振 (共振荧光), 在此能区可作核谱学的研究, 在粒子发射阈以上就到巨共振区了。

关于 Delbrück 散射, 量子电动力学曾预示过。这个过程将证实带电粒子的库仑场产生真空极化云。散射的过程是, 入射光子产生正-负电子对, 然后在静库仑场中湮灭。图 6 所示的中间态就是虚的电子-正电子对。Ehlotzky 等^[5] 计算了 Delbrück 散射振幅。振幅在朝前方向有个峰, 并随光子能量的提高而明显突出。Jackson 和 Wetzel^[6] 用 10.83MeV 的光子打 Pb 和 U 靶; 在 20—150° 作了测量, 分解出弹性散

射光子, 结果与理论计算符合得很好, 尤其是朝前的特征峰很明显。

4. 准氦核吸收

在 30—170MeV 能区, 核吸收光子后, 单粒子发射不是主要的, 多体衰变道成为主要的了。苏联科学家曾对 ^{16}O 和 ^{12}C 作了测量, 在 30—170MeV 区, ^{16}O 的积分 (γ, p) 和 (γ, n) 截面占总吸收截面的 17%, (γ, np) 双体反应占总积分吸收截面的 22%。Levinger^[7] 提出准氦核模型来说明这个能区的反应, 认为在此能区 γ 射线能穿透核并和两个核子的集群作用。假设相互作用主要是偶极子吸收, 则仅仅中子-质子对有贡献。他把光核全截面与氦的光分裂截面联系起来, 即如果核中的中子和质子之间的距离足够短使中子-质子对态接近自由氦波函数, 则光核反应的过程可以写成

$$\sigma_{np}(E_\gamma) = L \frac{NZ}{A} \sigma_D(E_\gamma) \quad E_\gamma \geq 100\text{MeV},$$

σ_D 是氦光分裂截面, NZ/A 为核单位体积内准氦对的数目; L 为比例常数, 与在核内找到接近得可以吸收光子的两个核子的几率有关。若 L 选择为 8^[8], 则此公式可以表示 Li, Be, C 和 O 等元素在 40—100MeV 能区的截面的能量关系及绝对幅度。探测中子和质子的符合是检验这种双体过程的最明显的实验。Garvey^[9], Odian^[10], Barton^[11] 等都曾作过这样的测量, 得到的结果是:

(a) (γ, np) 微分截面角关联与在相同的运动学条件下的自由氦光致分裂截面的角关联相似;

(b) 比值 $\sigma_{np}(E_\gamma)/\sigma_D(E_\gamma)$ 大致与 NZ/A 成比例, 这和准氦核模型得到的结果相符。但是不同家的实验所得的常数 L 值存在很大的分歧。如文献[9]得到的 $L \approx 10$, 文献[11]得到的 $L \approx 5$ 。

在这个能区, 至今还只是提出一些假设和推测, 没有确定的结论。主要原因是仍没有足够可靠的实验资料, 可用数据的精度和别的实验物理的数据相比较仍然是较差的。

三、测量技术

要作光核反应测量主要解决的技术问题是寻找合适的 γ 源。三十年来,用于光核反应测量中的常用 γ 源有以下几种:

1. 韧致辐射源

1960年以前测量工作多数用这种 γ 源。其特点是装置简单,强度大、能区宽。但它有个带根本性的缺点,即它是连续 γ 射线谱,为得到单能点截面值要经过复杂的数据处理,得到的结果误差较大。由韧致辐射谱 $\phi(E_0, k)$ 区别 γ 射线能量的最简单的方法是“光子差分”法(或称“展开法”),即把两个能量很接近的电子韧致辐射谱的反应产额相减得到准单色光子所引起的反应截面值。图7表示了标准的韧致辐射谱及“差谱”。由图可见,差谱的光子峰不够理想,不对称,底部拉得宽。为得到较好的“差谱”,通常用多于两次测量的数据,见图8。这个光子峰的底部较窄,且较对称,但在峰的低能端出现振荡,并且要使低能光子谱得到适当的抵消,需要至少五个韧致辐射谱。从实验的角度看,用光

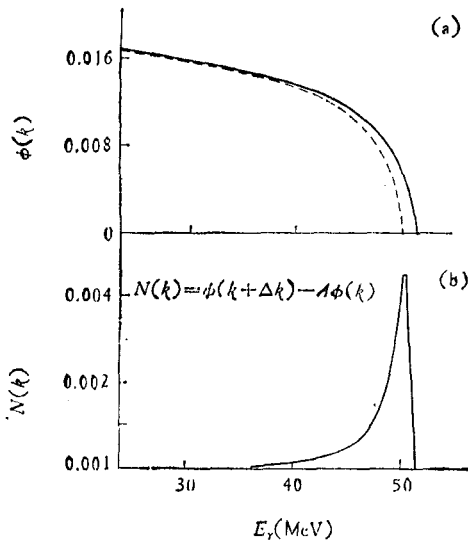


图 7

(a) 韧致辐射强度谱 $\phi(E_0, k)$,实线表示 $E_0 = 51\text{MeV}$,虚线表示 $E_0 = 50\text{MeV}$, E_0 为电子能量; (b) 光子差谱 $N(k) = \phi(51, k) - 1.01\phi(50, k)$ 纵坐标刻度为 [光子数/MeV·入射电子]×光子能区 (MeV)

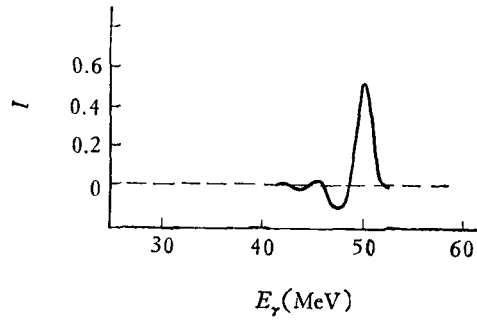


图 8 由端点能量为 51, 49, 47, ……MeV 的电子的韧致辐射谱分别乘一个适当的系数后相组合而得到的光差谱 (I 为强度)

子差分法要求测量设备具有非常好的稳定性和可靠性,要求对束流能量和束流通量作非常精确的测量和监督。最后,用此方法有赖于人们对韧致辐射谱高能区的详细认识和了解,但是对此能区至今还没有作过合适的测量,在计算中通常是用理论谱,这是不精确的。

英国格拉斯哥大学的 J. L. Matthews 等^[12]于 1971 年提出了双体单次相减法。其出发点是在低 Z ($Z \leq 13$) 辐射体中光子能量远离端点能 ($0.2 \leq k/E_0 \leq 0.9$) 区域的韧致辐射谱形与 Z 基本无关,而在接近端点能 ($0.9 < k/E_0 \leq 1$) 区域的谱形与 Z 有关。Be 和 Al 是较好的一对辐射体,它们具有相同的以辐射长度为单位的厚度(如 0.02λ),由这两个辐射体出来的光谱相减,在低能部分大致相消,但由于两个辐射体中电子有不同的碰撞能量损失而在接近端点能量处出现峰值。这个方法有较高的统计精度,差谱形状也好。见图 9 和图 10。

2. “标记光束”(即韧致辐射单色器^[13])

其原理见图 11。入射电子能量为 E_β , 出射光子能量为 E_γ , 经辐射损失后具有能量为 $E_e = E_\beta - E_\gamma$ 的电子可以用它们在 β 谱仪中通过的路程不同而加以区分,然后把失去部分能量的电子脉冲和由此种电子放出的 γ 光子在靶上引起的核反应得到的脉冲加以符合,从而区分出某种能量的光子所引起的反应。这种装置的能量分辨率可达 0.6%。

3. 核反应产生的分立 γ 射线源

此种射线源分加速器上的质子辐射俘获 γ

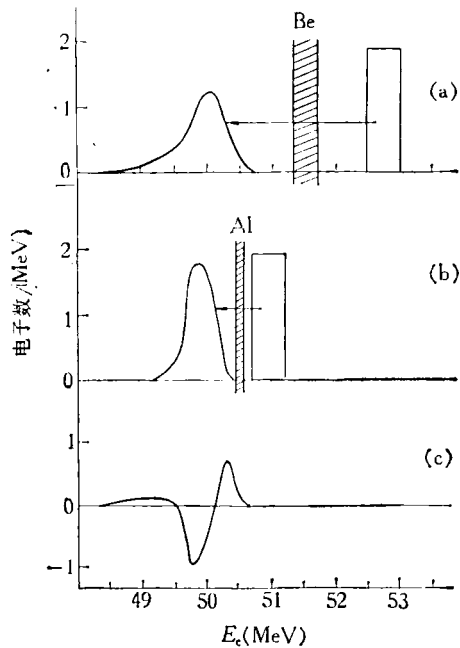


图 9

(a) 通过 1.700g/cm^2 的 Be 辐射体前后的电子能谱, 入射电子平均能量为 52.75MeV ; (b) 通过 0.588g/cm^2 的 Al 辐射体前后的电子能谱, 入射电子平均能量为 50.96MeV . (c) 通过 (a) 和 (b) 的剩余电子能谱之间的差

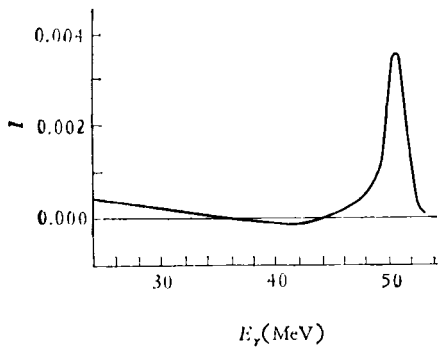


图 10 由 Be-Al 相减得到的光子差谱 (I 为强度)

源和反应堆上的中子辐射俘获 γ 源两种。前者强度较弱, 且各谱线的相对强度随质子能量的改变而发生变化。因此, 自从有了热中子辐射俘获 γ 源后, 质子辐射俘获 γ 源就退居次要地位了。

热中子辐射俘获单能 γ 源的特点是能量单色性好 (能量宽度 $\sim 10\text{eV}$), 强度大。不足之处是能量受到限制, 在 10MeV 以下虽已有一系列不同能量的源可供使用, 但能量是不连续

物理

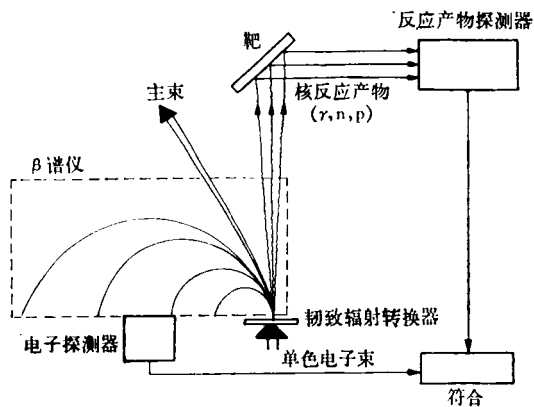


图 11 轫致辐射单色器示意图

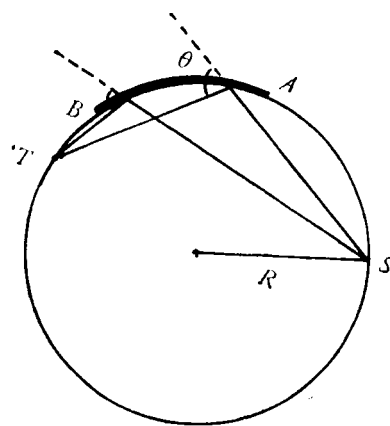


图 12 康普顿散射装置聚焦原理

的。此外, 分立能量 γ 射线源一般也还同时存在两条或更多条的其他单能 γ 射线, 虽然它们的强度与主要的一条比起来是弱的, 但仍影响结果。

4. 中子辐射俘获-康普顿散射 γ 源

其原理见图 12^[14]。光源 s , 散射体 AB 和靶 T 皆位于同一个圆的圆周上。这样, 光源 s 发出的 γ 射线被散射体 AB 上各点散射到靶上的 γ 射线的散射角 θ 都是相等的。散射光子能量 E 和入射光子能量 E_0 、散射角 θ 及电子静止质量 $m_e c^2$ 之间的关系为

$$E = E_0 / [1 + E_0(1 - \cos\theta) / m_e c^2]$$

可见, 在散射角相等时, 所有初始能量为 E_0 的光子经过散射后皆具有相同的能量 E 。改变源和靶在圆周上的相对位置, 就改变了散射角, 从而改变了散射光子的能量。所以, 此装置可将

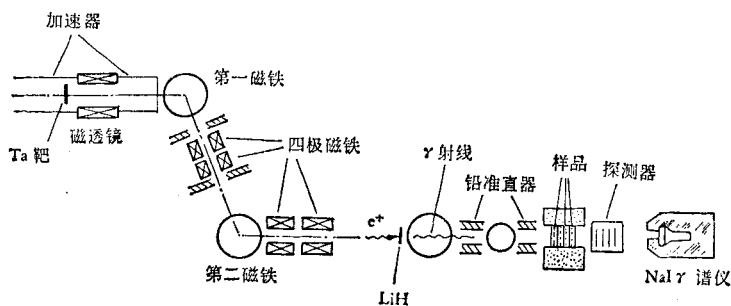


图 13 正电子飞行、湮灭准单色光源示意图

单能光源变为在一定范围内连续可调的光源。其能量分辨率在 5—8MeV 能区约为 100keV。

5. 高能准单色 γ 源

这是根据高能负电子打在重核靶上产生正电子及正电子在轻核靶中飞行、湮灭产生 γ 光子的原理而设计的光源^[45]，装置示意于图 13。加速的电子打在 Ta 靶上，产生正电子，正电子经过能量分析打在湮灭靶 (Be 或 LiH) 上，得到 γ 射线束。图 14 表示 16.5MeV 的正电子和负电子轰击 0.13mm 厚的 Be 靶所产生的光子谱。正电子产生的韧致辐射的影响可以通过减去相同能量的负电子的韧致辐射所产生的效应

而消除。

这种光源能区宽，能量分辨可达 0.5—0.7%。是较有前途的光源。

四、结 束 语

光核反应作为研究核结构的工具已取得了一些成效，一方面由光核反应的截面测量数据直接得到了一些与核结构有关的参数，另一方面也为寻找新的理论模型提供了实验根据。自从应用了正电子飞行湮灭单色光源，对 E_1 巨共振的系统性质已经有了较好的确定。但还有一些未解决的问题仍有待于去研究。尤其是轻核，它们每一个核都显示出自己独特的性质。为此，人们正通过其它多极电磁辐射的吸收来寻找新的集体运动。一般说，用电子和强子的散射测量更适宜于寻找新的集体运动。虽然如此，光核测量工作由于光子的特殊性质而仍将继续在核物理领域内充当重要角色。例如研究 E_1 巨共振以上的同位旋矢量 E_2 巨共振及 E_1 巨共振以下的 M_1 巨共振。在巨共振区或接近巨共振区 (尤其是轻核的连续能区)，除了研究核的集体模型 (这构成了光核物理的中心) 外，还有其它一些课题如核谱学 (及反应机理) 等有待于我们去研究。此外，我们还应努力于作光子散射测量、光子打出粒子的角分布及极化率测量、光致裂变测量等，以便深入研究核结构、核力等物理问题。同时从中可获得更多的基本信息，使光核技术能广泛应用于天文物理、核反应堆技术及医学、生物学等各个方面去。

(下转第 87 页)

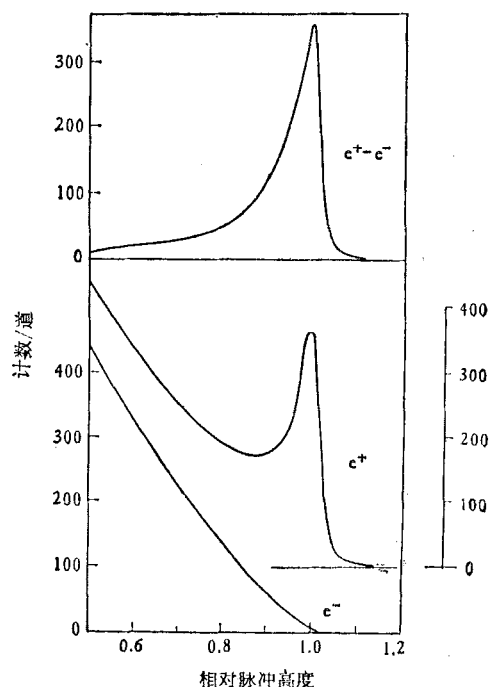


图 14 16.5MeV 的正电子和负电子轰击 0.13mm 厚的 Be 靶所产生的光子谱