

Kliwer^[7] 表面声子,从而直接或间接地产生所观测到的声表面波。Dransfeld 教授建议将 Brillouin 散射实验扩展到其它的散射角,从而可以得到激发起的弹性表面波频率分布的更多知识;还建议在 20K 以下进行实验。这是一项有意义的研究工作。

6. 磁振子 (Magnon, 自旋波) 的研究

我们知道,磁性材料中,点阵自旋间相互耦合而发生的相对取向的振动,形成自旋波。自旋波的量子化就是磁振子 (Magnon)。

类似于光子-声子散射,光子与磁振子之间也存在散射效应。所以,在 Brillouin 散射技术被成功地用于研究声学声子性质的同时,该项技术也逐渐成为研究铁磁和亚铁磁材料声学磁振子的有用工具。1978 年, Sandercock^[8] 采用三通串接二通的方法,首先将研究对象扩展到多晶态金属材料 Fe 和 Ni,得到图 9 所示的磁振子谱。其中 S 为表面磁振子模式, B_S, B_{AS} 为体磁振子模式。当样品磁场反向时,表面磁振子模式 S 将转移到 Rayleigh 线的另一侧。同年, Chang .P. H^[9] (物理所张鹏翔) 等人又研究了金属玻璃态 Fe₄₀ Ni₄₀ P₁₄ B₆ 和 Fe₈₀ B₂₀, 得到用其它方法难以得到的有关磁性和弹性信息。其后, Grimsditch^[10] 进一步观测到磁振子峰分裂为亚结构,对应于垂直于膜表面的磁振

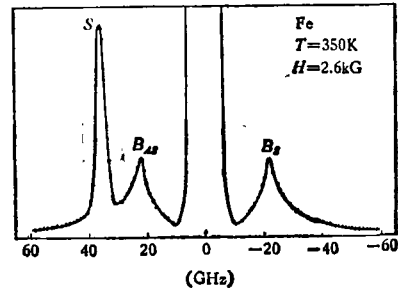


图 9 金属 Fe 的磁振子谱

子波矢的空间量子化。这个领域尚有许多研究工作值得进行。

参 考 文 献

- [1] I. L. Fabelinskii, *Molecular Scattering of Light*, Plenum Press, New York, (1968), 145.
- [2] H. J. Maris, *Phonon Scattering in Condensed Matter*, Plenum Press, New York, (1979), 61.
- [3] R. W. Smith, *J. Acoust. Soc. Am.*, **49** (1971), 1033.
- [4] R. Loudon, *Phys. Rev. Lett.*, **40** (1978), 581.
- [5] D. L. Mills, *Phys. Rev. B*, **15** (1977), 3097.
- [6] J. R. Sandercock, *Solid. St. Commun.*, **26** (1978), 547.
- [7] R. Matz et al., *Phys. Rev. Lett.*, **46** (1981), 500.
- [8] J. R. Sandercock et al., *IEEE Trans. Mag.*, **14** (1978), 442.
- [9] Chang .P. H. et al., *Solid. St. Commun.*, **27** (1978), 617.
- [10] M. Grimsditch et al., *Phys. Rev. Lett.*, **43** (1979), 711.

原子核的巨多极共振和辐射俘获反应

高 良 俊

(中国科学院原子能研究所)

一、什么是原子核的巨共振?

巨共振是受激原子核中多数核子参与并相干的集体运动状态。在巨共振模式中发射粒子能谱呈现出的共振峰,比单粒子激发模式发射粒子能谱的共振峰要宽大得多。为了在比较中

区别这两种共振。请看入射质子能量为 60.5 MeV, 在 20° 角测得的 ⁵⁶Fe(p, p') 非弹性散射能谱(图 1)。

从图 1 中我们会看到: 激发能 E_x 在 8 MeV 以下, 能谱出现许多起伏陡峭的尖锐的共振峰。通常我们称这样的共振为狭共振, 狭共振峰的谱形可以用单粒子壳模型理论来解释。大约在

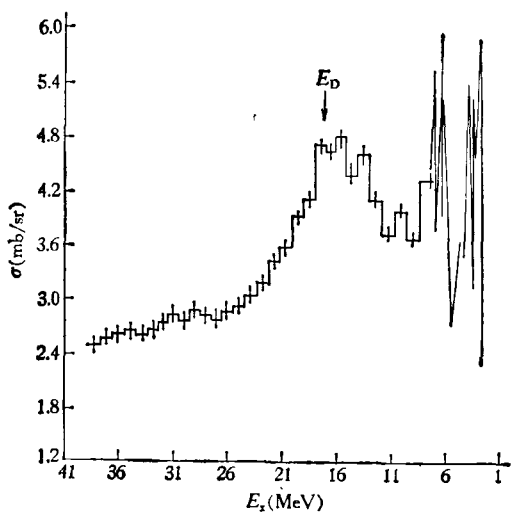


图1 在20°角测得的⁵⁶Fe(p,p')非弹性
散射质子能谱^[1]

激发能 E_x 等于 18MeV 左右 (图 1 中 E_D 箭头所指的地方) 出现了一个宽大的巨型共振峰, 这就是原子核的巨型共振峰。

近些年来, 人们用足够能量的粒子去轰击元素周期表上各种核素, 除了少数较轻的核素之外, 在小角度测得发射粒子的能谱, 几乎都观察到了巨型共振现象。巨型共振激发能量的大小与靶核核子数 A 的立方根成反比。大量的实验证明了电偶极巨型共振的激发能 $E_x \approx 78A^{-1/3}$; 而电四极巨型共振的激发能为 $E_x \approx 63A^{-1/3}$ 。其他多极巨型共振也有类似的规律。

二、原子核巨多极共振的解释

早在 1947 年 Baldwin 和 Klaiber^[2] 从光核反应中就观察到 1944 年 Migdal^[3] 曾经预言的强共振现象。这种共振对光子有很强的吸收能力。后来人们证明它是电巨型共振。对巨型偶极共振, 在历史上出现过两种不同的解释法: Goldhaber 和 Teller^[4] 认为, 入射光束照射在靶核上, 使得靶核受到激发, 如果激发能达到了它的巨型偶极共振能量, 靶核的中子和质子就向两极分化, 它的一个极端集中了较多的中子, 相反的另一极端集中了较多的质子, 这就形成了

中子集团相对于质子集团的巨型偶极共振。这种巨型偶极共振需要一定的能量, 因此它能吸收较强的光束。这种理论简称为 GT 模型。

另一种解释是由 Steinwedel-Jensen^[5] 提出的, 他们认为原子核是由可压缩与互相渗透的中子流体和质子流体组成, 这两种流体受原子核表面张力的约束而被限制在核内。当原子核受到激发之后, 两种流体的相对运动便随之增强, 如果激发能适逢巨型共振能量, 就在不同激发能的地方出现各种形态的巨型共振; 这就是所谓的 SJ 模型。用 SJ 模型不仅能解释巨型偶极共振, 也能解释其他多极巨型共振。由于质子带电, 中子不带电, 两者的同位旋是有区别的。又因为两种流体相对运动时, 它们的自旋取向可能是相同或相反。因此出现了四种巨型共振, 即同位旋标量电巨型共振、同位旋标量磁巨型共振和同位旋矢量电巨型共振、同位旋矢量磁巨型共振。

此外, 原子核的多极形变是用球谐函数 $Y_{LM}(\theta, \varphi)$ 来描写的:

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{LM} \alpha_{LM} Y_{LM}(\theta, \varphi) \right], \quad (1)$$

这里 $R(\theta, \varphi)$ 是变形核的半径, 它是 θ 和 φ 角的函数, 式中 R_0 是球形核的半径。 α_{LM} 是变形参数。这里用量子数 L 来计算巨型共振的极: 2^L , $L = 0$ (单极), $L = 1$ (偶极), $L = 2$ (四极) $L = 3$ (八极) 等等, 见图 2。

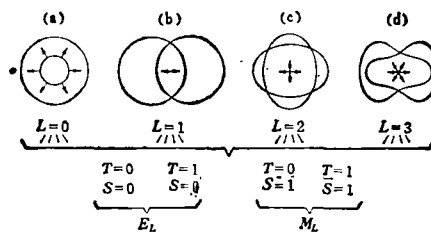


图2 SJ 模型 16 类巨型共振示意图

T ——同位旋, S ——自旋, E_L ——电多极巨型共振,
 M_L ——磁多极巨型共振

图 2 中 a 是单极巨型共振; b 是偶极巨型共振, c 是四极巨型共振; d 是八极巨型共振的图形。从其中的 a 图可以看出: $L = 0$, $T = 0$, $S = 0$ 是同位旋标量电单极巨型共振; $L = 0$, $T = 1$,

$S = 0$ 是同位旋矢量电单极巨共振; $L = 0$, $T = 0$, $S = 1$ 是同位旋标量磁单极巨共振; $L = 0$, $T = 1$, $S = 1$ 是同位旋矢量磁单极巨共振. 图 2 中的 b, c 和 d 每个都具有上述四类巨共振. $L = 0, 1, 2, 3$ 一共有 $4 \times 4 = 16$ 类巨多极共振. 这些共振构成了原子核多极巨共振的复杂图象. 当然, 这 16 类多极巨共振并非孤立存在的, 对于一个具体的受激原子核来说, 往往是几类多极巨共振彼此重叠. 需要用精密的仪器和特殊的方法, 才能把它们区分开来.

值得特别提出的是单极 ($L = 0$) 巨共振. 这是一种保持原子核球面不发生畸变, 间有收缩和膨胀交替发生的集体振动. 形象地称之为“呼吸”式的振动. 由于这种单极巨共振的存在, 表明原子核具有可压缩的性质, 由此突破了原子核是不可压缩的旧概念. 使得我们对核结构, 核物质的认识, 有了一个飞跃性的提高. 目前世界上对巨多极共振的研究是非常活跃的^[9], 它是现阶段核物理中一个重要的前沿课题.

三、电巨偶极共振辐射俘获截面

根据原子核巨共振的 SJ 模型, Clement^[6] 首先给出了概括上述 16 类巨共振方式的粒子——振动耦合势. 在这些巨共振方式中, 对辐射俘获截面贡献最大的是电巨偶极共振, Clement 推导出了描写电巨偶极共振的哈密顿量:

$$H_{\nu_1} = \frac{\nu_1}{2} \left(\frac{NZ}{A^2} \right) \delta(r - R_0) \frac{\mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\eta}}{|\mathbf{r}|} \tau_3, \quad (2)$$

这里 ν_1 是光学模型中与同位旋有关的势阱深度; N, Z 和 A 分别是靶核的中子, 质子和核子数; \mathbf{r} 是入射核子与靶核相对位置坐标; τ_3 是同位旋分量, 其本征值对质子为 1, 对质子为 -1. 矢量 $\boldsymbol{\eta} = \mathbf{R}_n - \mathbf{R}_p$, \mathbf{R}_n 和 \mathbf{R}_p 分别为中子和质子系统的质心坐标. (2) 式中的 $\delta(r - R_0)$ 函数表明靶核对入射粒子是表面吸收. 当入射粒子打在靶核上并为靶核吸收之后, 这

物理

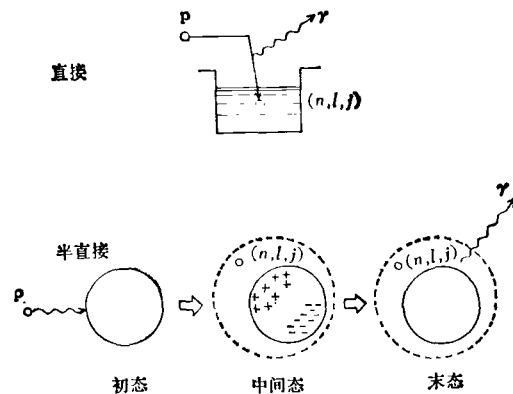


图 3 直接-半直接辐射俘获示意图^[7]

时的原子核既有单粒子的激发, 又有集体的激发. 单粒子激发放出的 γ 较弱, 称为直接辐射俘获反应; 集体激发即通过巨偶极共振的辐射俘获反应, 放出较强的 γ 射线, 通常我们称为半直接辐射俘获反应, 直接-半直接辐射俘获反应的物理图象见图 3.

图 3 的上半部分表示粒子 P 打在靶核 (n, l, j) 壳上, 放出 γ 的直接辐射俘获反应. 下半部分表示入射粒子 P 打在靶核上, 经过中间巨偶极共振态并放射 γ 之后, 到达末态的半直接辐射俘获反应. 中间态的“+”和“-”号, 表示巨偶极共振态中的中子和质子两极分化.

利用公式(2)可以写出直接-半直接辐射俘获跃迁矩阵元^[7]

$$|M_{i \rightarrow f}| = \langle \bar{\Psi}_f | H^{(N)} | \bar{\Psi}_i \rangle + \frac{\langle \bar{\Psi}_f | H^{(C)} | \bar{\Psi}_{int} \rangle \langle \bar{\Psi}_{int} | H_{E_1} | \bar{\Psi}_i \rangle}{E - E_R + i\Gamma}. \quad (3)$$

(3) 式中右边第一项是直接辐射俘获的跃迁矩阵元, 第二项是半直接辐射俘获的跃迁矩阵元. 其中用的 $\bar{\Psi}_i$, $\bar{\Psi}_{int}$ 和 $\bar{\Psi}_f$ 分别是系统的初态、中间态和末态的波函数. $H^{(N)}$ 和 $H^{(C)}$ 是单粒子电偶极跃迁和电巨偶极跃迁算符. 分母中的 E_R 和 Γ 是巨共振的能量和宽度. 用(3)式不难得到直接-半直接辐射俘获截面:

$$\sigma_{i \rightarrow f} = \frac{16\pi}{9} \frac{M k_f^2}{h^2 k_i'} \sum_{m_i, m_f} \frac{1}{2j_i + 1} |M_{i \rightarrow f}|^2, \quad (4)$$

式中 M 是约化质量, k_i' 和 k_f 分别为入射粒子和

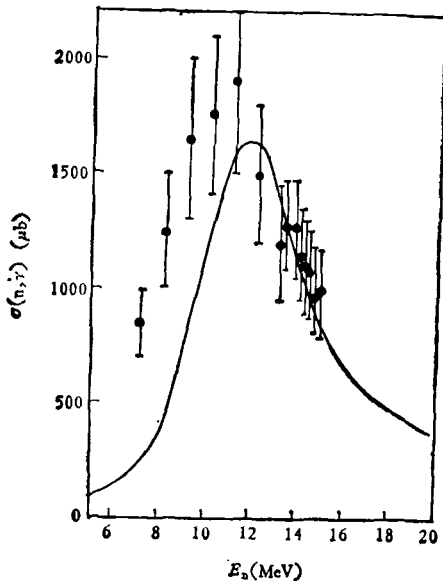


图4 $^{208}\text{Pb}(n, \gamma)$ 反应截面

发射光子的波数。 j_i 和 m_i 是初态总角动量及其磁量子数。 m_f 是末态总角动量的磁量子数。

用(4)式我们作过计算^[7]。 Hideo Kitazawa^[8] 等人计算了 $^{208}\text{Pb}(n, \gamma)^{209}\text{Pb}$ 反应的总截面, 见图4, 图中的黑点为实验点, 穿过黑点的竖线是实验误差, 连续曲线是实验误差^[8]。

从图4计算曲线与实验符合的程度来看, 这比单纯的直接辐射俘获理论, 或复合核统计理论的计算结果都好得多。 这就说明了 SJ 模

型是正确的。 特别是最近发现了单极巨共振, 进一步证实了 SJ 模型的正确性。

通过对原子核巨共振的研究, 不仅能解释实验上发现的巨共振现象, 从而使我们加深了对核物质, 核结构的认识; 同时用巨共振的模型理论计算出了有用的核数据, 为核工程技术上的辐射防护提供了有价值的参考资料。 因此, 对原子核巨共振问题的研究, 是具有重要现实意义的。

最后, 作者对孙汉城同志的有益建议和提供的图2, 表示感谢。

参 考 文 献

- [1] Fred E. Bertrand, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **26** (1976), 457.
- [2] G. C. Baldwin and G. S. Klaiber, *Phys. Rev.*, **71** (1947), 3.
- [3] A. B. Migdal, *J. Phys. USSR*, **8** (1944), 331.
- [4] M. Goldhaber and E. Teller, *Phys. Rev.*, **74** (1948), 1048.
- [5] H. Steinwedel and J. H. D. Jensen, *Z. Naturforsch.*, **5a** (1950), 413.
- [6] C. F. Clement and A. M. Lane, *Nuclear Phys.*, **66** (1965), 273.
- [7] 马中玉, 高良俊, 核反应理论方法及其应用文集, 原子能出版社, (1980), 192.
- [8] Hideo Kitazawa and Nobuhiro Yamamuro, *JAERI-M 5984*, (1975), 137.
- [9] Nguyen Van Giai and H. Sagawa, *Nucl. Phys.*, **A 371** (1981), 1.

锗酸铋 ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) 单晶闪烁体

赵 静 安

(清 华 大 学)

1965年, Nitsche^[1] 第一次拉成锗酸铋(以下简称 BGO) 单晶。 然而把 BGO 单晶作为闪烁体来进行研究, 其历史却还不到十年。 1973年, Weber 等人^[2] 首先用 X 射线激励, 研究了它的发光机理和荧光特性。 1977年, Cho 等人^[3] 对 BGO 和 NaI(Tl) 闪烁体用于探测低能核辐射进行了比较, 指出: 由于 BGO 具有较

大的有效原子序数和密度, 与 NaI(Tl) 相比, 在晶体体积相同的条件下, 检测效率要高得多, 即空间分辨率高; 余辉极小, 可以提高检测扫描速度; 机械强度较大, 无解理性, 可以加工成多种形状; 不会吸湿潮解, 不必进行象 NaI(Tl) 那样的特殊密封, 这样不仅可降低造价, 而且有利于空间分辨率的提高。 BGO 闪烁体主要缺