

25MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{93}\text{Nb}$ 反应中 热核巨共振研究*

张保国 王素芳 段利敏 文万信 靳根明
郑纪文 李祖玉 贺智勇 肖志刚 王宏伟

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 对 25MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{93}\text{Nb}$ 反应形成的热核发射的 γ 射线、轻带电粒子和蒸发余核进行了符合测量, 从余核的飞行时间和轻带电粒子能谱得出非完全熔合反应形成的热核的初始激发能. GDR γ 衰变的产额在研究的激发能范围内保持不变. 用统计模型 CASCADE 程序对实验结果进行分析. 讨论了引起 GDR γ 衰变产额饱和的原因. 当假定热核激发能大于 250MeV 时无 GDR γ 发射, 则可以用 CASCADE 程序很好地拟合 E_γ 大于 12MeV 的实验谱.

关键词 热核 激发能 GDR γ 多重性饱和 统计模型计算 极限激发能

1 引言

原子核的巨共振是一种涉及核中大量核子的集体激发模式, 是原子核集体性质的一种表现形式, 几十年来一直是核物理研究中的重要课题. 中能重离子碰撞可以形成高度激发的热核, 为人们提供了研究激发能很高核的巨共振的机会. 由于巨偶极共振 (GDR) 具有较大 (10^{-3} 量级) 的 γ 衰变分支比, 因此巨共振的实验研究集中在 GDR 的研究, 特别是热核的 GDR 研究, 已经得到激发能高达 5MeV/u 的热核 GDR 的信息^[1]. 热核 GDR 的实验研究主要集中在 $A \approx 110$ 质量区, 因为这个质量区的核的基态是球形的, 可以不考虑核形变.

对于激发能低于 130MeV 时, $A \approx 100$ 的核的 GDR 的性质已经很清楚^[1], 中心能量约为 15MeV, 宽度由冷核的 4.8MeV 增加到激发能为 130MeV 时 12MeV, 求和规则 $S = 100\%$ TRKSR (Thomas-Reiche-Kuhn sum rule). 宽度的演变主要是由热核角动量决定^[2]. 而对于激发能在 130—300MeV 更热的核, GDR 中心能量和 TRKSR 的百分比仍保持不变, 而不同的理论分析得出不同的 GDR 宽度变化的结果: (1) 如 Bracco 等人^[2] 使用熔合

1997-09-15收稿, 1998-01-22收修改稿

* 国家自然科学基金(19775054)资助

反应, Enders 等人^[3]用深部非弹激发, 得出宽度在 12MeV 左右饱和的结论, 这与宽度的变化是由角动量变化引起的假设是一致的, 因为在 130MeV 时, 达到 Sn 核能够承受的最大角动量^[2]; (2) Yoshida 及其合作者^[4,5]用连续增加宽度拟合了他们的实验结果. 当激发能达到 300MeV 以上时, 很多实验都发现 GDR γ 多重性饱和^[4-8]. 对此, 有多种解释: 一种可能解释是 GDR 的宽度随激发能快速增加, GDR γ 射线将扩展到一个很大能量范围, 在靠近共振中心区域贡献减少^[4,5]; 另一种观点认为, 这种饱和意味着非常热的核集体运动的消失^[6,9], 即不存在 GDR 激发; 也有人认为是由于从复合核形成至激发到 GDR 态需要时间^[10], 使 GDR γ 发射受到抑制等等.

为了深入研究激发能大于 300MeV 时热核 GDR 随激发能的演变, 我们符合测量了 $^{40}\text{Ar} + ^{93}\text{Nb}$ 反应中出射的 γ 射线、蒸发余核和轻带电粒子. 并利用统计模型对实验结果进行了分析.

2 实验概况

实验是在中国科学院近代物理研究所兰州重离子加速器 (HIRFL) 上完成的, 反应系统为 25MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{93}\text{Nb}$, 靶厚为 0.5mg/cm², 反应中产生的 γ 射线用 2 套 $\phi 76 \times 100$

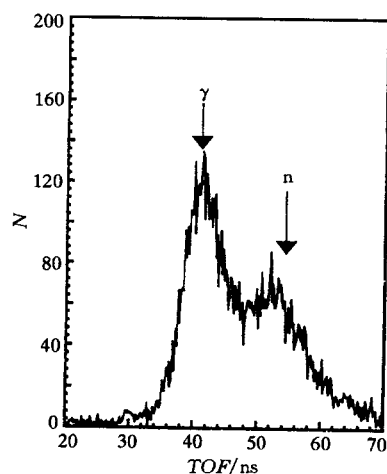


图1 BGO闪烁探测器飞行时间谱

72cm, 中心位于 $\theta = 14^\circ$, 分别安放于束流两侧. 图 2 为 PPAC 飞行时间对能损的散点图, 飞行时间起始信号为加速器高频信号, 由于在实验中提高了 ΔE 信号的阈, 散点图上基本看不到类弹和类靶事件, 余核飞行时间谱用标准延迟线和弹散峰的位置刻度. 图 2 中用线围起来

的 BGO 闪烁探测器测量, 安装在 $\theta = 90^\circ$ 、距靶 45cm 处. 利用飞行时间法对 γ 和中子进行鉴别, 起始时间信号取自加速器高频信号, 图 1 为 BGO 探测器的飞行时间谱, 从图上可看出, 这种方法可以很好的鉴别 n 与 γ . 利用 $^{11}\text{Be}(p, \gamma)^{12}\text{C}$ 反应对 BGO 闪烁探测器进行能量刻度^[11], BGO 闪烁探测器的探测效率用 EGS4 程序^[12]计算.

类融合余核用两块大面积 (25cm \times 20cm) 平行板位置灵敏雪崩室探测器 (PPAC) 测量, 距靶心

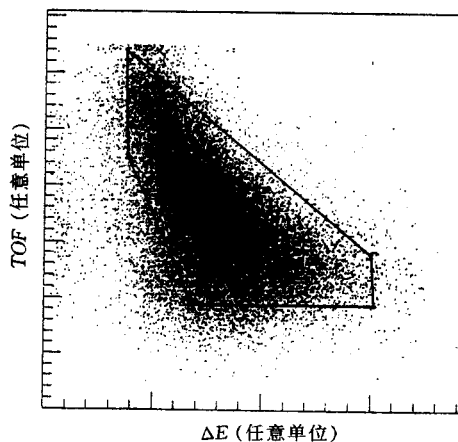


图2 PPAC的散点图

的部分为非完全熔合事件, 数据分析时只分析这部分事件.

轻带电粒子用 6 套 $\phi 20$ 的 Si $\Delta E-E$ 望远镜测量, 安装在束流线两侧, 距靶 10cm, 角度分别为 105° 、 135° 、 165° . 实验中符合测量反冲余核与 γ 射线、反冲余核与轻带电粒子.

3 实验结果

3.1 热核的激发能

当轰击能量超过 10MeV/u 时, 非完全熔合反应成为中心碰撞的主要反应机制, 因此需要首先确定产生的热核的性质. 我们采用两种方法: (1) 测量余核的速度, 从它得出热核的激发能; (2) 测量轻粒子能谱, 从它得出核温度, 用于对前一种方法得到的激发能值进行修正.

确定非完全熔合反应中形成的热核性质最常用的方法是通过大质量转移模型^[13]导出线性动量转移 (LMT)、热核的质量和激发能. 图 3 为余核飞行时间谱, 从飞行时间谱计算得到余核平均速度为质心速度的 80%, 相当于 LMT 为 75%、大约 500MeV 激发能和质量峰 $A \approx 120$, 这与 Viola 总结的线性动量转移的系统性^[14]很一致.

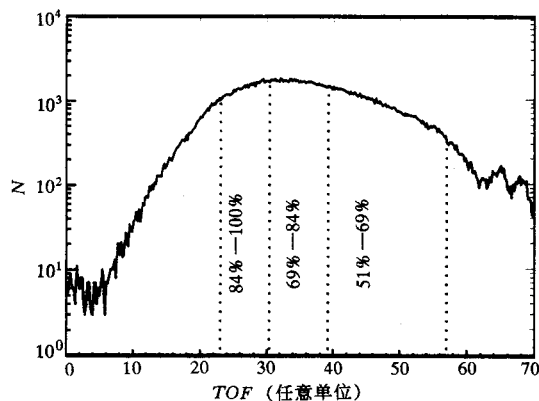


图3 余核飞行时间谱

结果分析中使用的三个速度区在图中标出.

从图 3 可看出, 时间谱展得很宽, 显示出 LMT 的范围很宽, 即反应中布局的激发能范围很大, 这样, 在一个轰击能量下, 可以研究 GDR γ 发射随激发能变化的演变. 将整个谱分成 3 个区 (标在图 3 上), 平均速度分别为 $0.91V_c$ 、 $0.76V_c$ 、 $0.61V_c$, 其中 V_c 为质心速度 (全熔合速度), 根据大质量转移模型, 相应的平均激发能为 640MeV 、 530MeV 、 400MeV , 初始质量数为 128、121、114.

大质量转移模型描述中能重离子碰撞太简单化了. 有两个主要因素影响: (1) 没有正确考虑预平衡发射的影响, 只是假设所有非平衡发射粒子是在 0° 以束流速度发射, 这是一个很差的近似, 计算出的 E^* 比实验值要大; (2) 复合核退激过程中有大量粒子被蒸发, 这不影响平均的 LMT, 但将部分破坏余核速度与初始激发能的关系. 因此, 必须对上面的结果进行修正.

对于每个速度区, 轻带电粒子与蒸发余核符合测量, 用运动源模型拟合所得到的质子

谱, 得出各个区的复合核的核温度 T_{CN} 分别为 (5.3 ± 0.2) MeV、 (5.1 ± 0.2) MeV、 (4.7 ± 0.2) MeV, T_{CN} 是热核整个衰变过程的一个平均值, 与初始温度 T_{init} 的比值依赖于考虑的粒子类型, 对于质子, 在我们研究的这个质量和温度区域, 过去很多实验已研究过^[15], 其比值近似为 1.3. 我们可得出初始核温度分别为 (6.8 ± 0.3) MeV、 (6.6 ± 0.3) MeV、 (6.1 ± 0.3) MeV. 从 T_{init} 通过 $E^* = aT_{\text{init}}^2$, $a = A/K$ 可以得出激发能, 根据最近的理论计算^[16]和一些实验结果^[17,18]选取 $K = 11$, 相应激发能是 540MeV、485MeV 和 380MeV.

以上方法得出的激发能虽有较大的误差, 但有两点结论可以得出: (1) 反应系统可达到 500MeV 以上的激发能; (2) 不同的余核速度区间, 激发能变化非常明显, 这就可以用来研究 γ 谱随温度或激发能的变化趋势.

3.2 γ 谱

图 4(a) 为在三个不同激发能量区测量的 γ 谱 (与融合事件符合), 纵坐标为微分多重性即单位 γ 能量间隔内每个类融合余核发射的 γ 数, 这些谱可定性理解为由三部分组成: 低能部分为统计 γ , 高能部分为韧致辐射成分, 在 16MeV 附近相应于 GDR γ 衰变. 图 4(b) 为扣除韧致辐射后的 γ 谱.

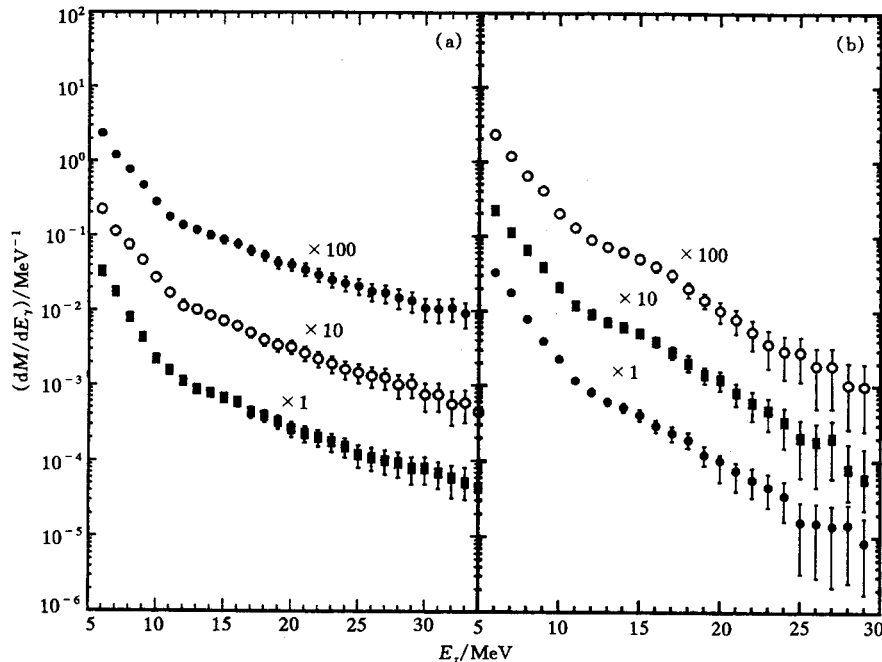


图 4 测量的三个激发能区的 γ 能谱

(a) 未扣除韧致辐射成分; $\bullet E^* = 540$ MeV; $\circ E^* = 480$ MeV; $\blacksquare E^* = 380$ MeV.

(b) 扣除韧致辐射成分; $\circ E^* = 540$ MeV; $\blacksquare E^* = 485$ MeV; $\bullet E^* = 380$ MeV.

3.3 GDR γ 多重性饱和

为了研究 GDR 的 γ 衰变的演化, 分别在 12—20MeV 和 20—30MeV 两个能量区域作 γ

多重性积分, 第一个区域包含 GDR γ 的大部分, 第二区域也主要是 GDR 衰变的 γ , 三个激发能区的积分产额 M_γ 显示于图 5. 从图上可以看出, 不同的激发能区, 产额仅稍稍增加, 在现在反应布局的整个激发能区, 可以认为在误差范围是常数, 这与 21MeV/u, 26MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{92}\text{Mo}$ 反应^[4,7], 27MeV/u $^{36}\text{Ar} + ^{90}\text{Zr}$ 反应^[8] 得到的结果是一致的.

4 结果分析

GDR 衰变的 γ 射线可以在热核的整个衰变过程中发射, 测量的 γ 谱包括了热核衰变过程中发射的所有 γ 射线. 复合核统计衰变模型考虑了整个级联衰变过程, 因此我们使用统计衰变 CASCADE 程序^[19] 分析实验结果.

在标准 CASCADE 计算中偶极光子统计发射率为

$$R_\gamma \cdot dE_\gamma = \frac{\rho(E_2)}{\rho(E_1)} \cdot f_{\text{GDR}}(E_\gamma) \cdot dE_\gamma, \quad (1)$$

其中, $\frac{\rho(E_2)}{\rho(E_1)}$ 为终态和初态的能级密度比, $E_\gamma = E_1 - E_2$,

$$f_{\text{GDR}}(E_\gamma) = 2.09 \times 10^{-5} \cdot S_{\text{GDR}} \cdot \frac{N \cdot Z}{A} \cdot \frac{\Gamma_{\text{GDR}} \cdot E_\gamma^4}{(E_\gamma^2 - E_{\text{GDR}}^2) + \Gamma_{\text{GDR}}^2 \cdot E_\gamma^2}, \quad (2)$$

这里 E_{GDR} 、 Γ_{GDR} 和 S_{GDR} 分别为 GDR 的能量、宽度、和求和规则强度.

能级密度参数与温度相关, 不可能在整个衰变链保持常数. 对于 Sn 核有一个参数化公式^[16]:

$$a(T) = \frac{1 + 0.4 \cdot \exp^{-(T/3)^2}}{12} \cdot A. \quad (3)$$

我们在计算中使用了这个公式. 其它参数为: $E_{\text{GDR}} = 76.5A^{1/3}$, $S_{\text{GDR}} = 100\%$ TRKSR. 在衰变过程中假定 GDR 宽度保持 $\Gamma = 12\text{MeV}$ 不变.

对 380、485、540MeV 3 个激发能区作了标准 CASCADE 计算, 激发能为 485MeV 的计算结果见图 6(a) 中虚线, 从图中可以看出标准 CASCADE 计算无法拟合实验结果. 标准 CASCADE 计算的 γ 产额是单调上升的 (见图 5 中点划线), 与实验得到的产额饱和的趋势也不一致.

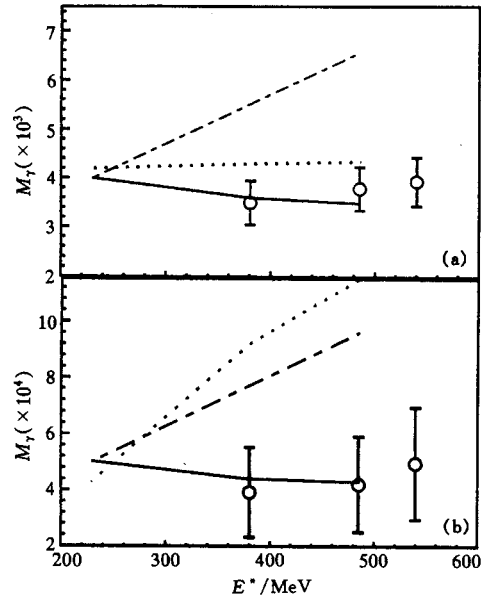


图 5 实验 γ 产额和计算的 γ 产额

(a) E_γ : 20—20MeV; (b) E_γ : 20—30MeV.

点: 实验值; 点划线: 标准 CASCADE 计算值; 虚线:

$\Gamma_{\text{GDR}} = 4.8 + 0.0026(E^*)^{1.6}$ 的 CASCADE 计算值;

实线: 包括 250MeV 以上 γ 发射切断的 CASCADE 计算值.

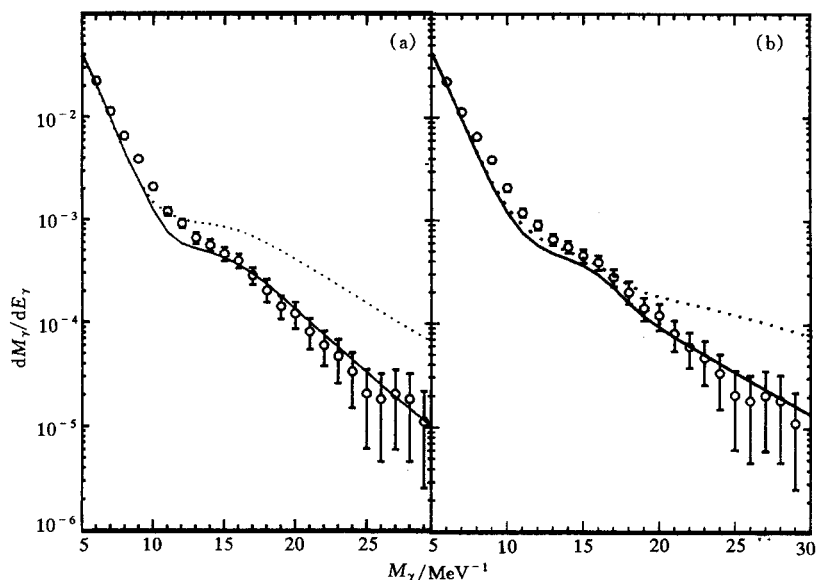


图 6 485MeV 激发能区扣除韧致辐射成分的 γ 谱与 CASCADE 计算结果的比较

(a) 虚线为标准 CASCADE 计算值, 实线为包括 250MeV 以上 γ 发射切断的 CASCADE 计算值;

(b) 虚线为 $\Gamma_{\text{GDR}} = 4.8 + 0.0026(E^*)^{1.6}$ 的 CASCADE 计算值, 实线为 GDR 平衡时间模型的 CASCADE 计算值.

至少有两个因素可以导致 GDR 多重性在高激发能时的饱和; (1) 高激发能时 GDR γ 发射受到抑制; (2) GDR 宽度快速增加.

首先考虑宽度连续增加情况, 我们应用在低激发能时总结出的经验公式^[20]

$$\Gamma_{\text{GDR}} = 4.8 + 0.0026(E^*)^{1.6} \quad (4)$$

进行 CASCADE 计算, 计算结果见图 6(b) 中虚线, 从图中可看出, 在 GDR 共振中心区域与实验值接近, 但在能谱高能部分大大超过实验值, 12—20MeV 和 20—30MeV 能区的 γ 积分多重性见图 5 中虚线, 从图中可以看出, 12—20MeV 能区计算的产额比实验值稍高, 随激发能增加很慢, 而 20—30MeV 能区计算产额大大超出了实验值, 并且随激发能升高而很快增大, 甚至比标准 CASCADE 计算增加得还快. 以上结果表明 GDR 宽度连续增加可导致共振中心处的 GDR γ 产额降低, 但这是以高能处产额明显高于实验数据为代价. 以上计算表明: GDR γ 产额的饱和和不像是由于宽度增加造成的, 而是另有原因.

Bortignon 等人^[10]提出了 GDR 平衡时间模型来解释 GDR γ 发射受到抑制. 这个模型认为复合核刚形成时 ($t = 0$) 没有 GDR, 复合核的 GDR 需要一个平衡时间. 在高激发能时, 这个平衡时间比粒子蒸发时间长得多, 因此级联衰变初期 GDR γ 发射受到抑制. 在这个模型中, 级联的每一步 γ 衰变几率减小一个因子 $\frac{\Gamma^\downarrow}{\Gamma^\downarrow + \Gamma_{\text{ev}}}$, 其中 Γ^\downarrow 是 GDR 扩展宽度, Γ_{ev} 是粒子蒸发宽度 (这里 Γ^\downarrow 为基态扩展宽度, 即 $\Gamma^\downarrow = \Gamma_0 = 4.8\text{MeV}$). 我们完成这一模型的 CASCADE 计算中, GDR 总宽度取值为: 激发能低于 130MeV 时, $\Gamma_{\text{GDR}} = 4.8 + 0.0026(E^*)^{1.6}\text{MeV}$; 激发能高于 130MeV 时, $\Gamma_{\text{GDR}} = 12\text{MeV}$, 计算结果见图 6(b) 中的实线, 与实验值相比, 高能端符合很好, 但 GDR 中心处比实验值要小, 由于复合核形成过程中存

在形变,假定复合核形成时无 GDR 是不太合理的。

最简单模拟整个 γ 谱(12MeV 以上)的方法是假设在一个给定激发能以上无 GDR γ 发射.我们对 $\Gamma_{\text{GDR}} = 12\text{MeV}$ 时切断激发能为 250MeV 的情况进行了 CASCADE 计算,结果见图 6(a)中实线.从图上可以看出,在 $E_{\gamma} > 12\text{MeV}$ 时,计算值与实验值符合很好,从图 5 中也可以看出计算的积分产额与实验值也很一致.这表明激发能高于 250MeV 时,无 GDR γ 发射.可能的解释有:(1)激发能高于 250MeV 时不存在热核 GDR;(2)GDR 的中心能量变小^[21,22];(3)复杂粒子发射的竞争,使 GDR γ 发射的几率减小.复杂粒子发射主要集中在衰变的初期,带走的激发能也大,使热核的激发能下降得很快,是热核高激发能时的主要衰变道.而 CASCADE 程序没有考虑复杂粒子发射,因此在热核衰变初期 GDR γ 的几率要比 CASCADE 程序计算的要小的多,目前还无法定量计算复杂粒子发射对 GDR γ 发射的影响.

另一个有趣的现象是所有的计算在 γ 谱的 8—12MeV 能区中,计算值均比实验值低,这种现象也在其它实验^[6,10]中发现了.可能的解释之一是预平衡 γ 射线发射,Bortignon 等人^[21]的 BNV 计算表明平衡前发射的 γ 射线可以布局在 12MeV 以下.另外一些无规相近似(RPA)计算^[21,22]表明,当激发能很高时 GDR 的中心能量将减小.总之,对 8—12MeV 区间实验值与 CASCADE 计算的差别还不能得出确切结论,还需要进一步的进行实验和理论研究.

5 结论

本工作的重点是研究激发能在 300MeV 以上热核的巨共振现象,通过测量 $^{40}\text{Ar} + ^{93}\text{Nb}$ 反应形成热核 GDR 的 γ 衰变,观测到在 380—540MeV 之间 GDR γ 产额饱和,12—20MeV 区间近多重性近似为 4×10^{-3} .标准统计模型计算大大超出实验值.GDR 宽度随温度连续增加模型不能解释 GDR γ 多重性的饱和.作一个很简单的假定:即假定激发能高于 250MeV 时没有 GDR γ 发射,则与实验结果一致.这似乎表明,GDR γ 衰变存在一个极限激发能,这个激发能比核所能承受的激发能低得多.这个极限很可能是集体运动向混沌运动跃迁的一个标志,也可能是在非常高激发能偶极共振移向更低的能量.此外复杂粒子发射也影响 GDR γ 的发射几率,激发能越大复杂粒子的影响越大.这些问题都需要进行深入的研究.

感谢北京大学技术物理系江栋兴教授和叶沿林教授提供 $\phi 75 \times 1000$ 的 BGO γ 探测器.

参 考 文 献

- [1] Gaardhoje J J. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 1992, 42:483—515
- [2] Bracco A et al. Phys. Rev. Lett., 1989, 62:2080—2083
- [3] Enders G et al. Phys. Rev. Lett., 1992, 69:249—252
- [4] Yosida K et al. Phys. Lett., 1990, B245:7—12
- [5] Kasagi J et al. Nucl. Phys., 1991, A538:585c—592c
- [6] Gaardhoje J J et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 59:1409—1412
- [7] Kasagi J, Yosida K. Nucl. Phys., 1994, A569:195c—202c

- [8] Le Faou J H et al. Phys. Rev. Lett., 1994, 72:3321—3324
- [9] Chomaz Ph. Nucl. Phys., 1994, A569:203c—214c
- [10] Bortignon P F et al. Phys. Rev. Lett., 1991, 67:3360—3363
- [11] Liu Xin et al. Atomic Energy Science and Technology (in Chinese), 1993, 27:512—517
(刘昕等. 原子能科学与技术, 1993, 27: 512—517)
- [12] Nelson W R et al. The EGS4 Code System, Standford Linear Accelerator Center Report SLAC—265, 1985
- [13] Nifenecker H et al. Nucl Phys., 1985, A447:533c—554
- [14] Viola V E et al. Phys. Rev., 1982, C26:178—188
- [15] M Gonin et al. Nucl. Phys., 1989, A495:139c—154
- [16] Ormand W E et al. Phys. Rev., 1989, C40:1510—1512
- [17] Wada R et al. Phys. Rev., 1989, C39:497—515
- [18] Natowitz J B et al. Nucl. Phys., 1992, A538:263c—278c
- [19] Puhlhofer F. Nucl. Phys., 1979, A280:267—284
- [20] Chakrabary D R et al. Phys. Rev., 1987, C36:1886—1895
- [21] Bortigon P F et al. Nucl. Phys., 1995, A583:101c—104c
- [22] Bortigon P F et al. Nucl. Phys., 1986, A460:149

The Study of Giant Dipole Resonance in Hot Nuclei in the $^{40}\text{Ar} + ^{93}\text{Nb}$ Reaction at 25MeV/u *

Zhang Baoguo Wang Sufang Duan Limin Wen Wanxin Jin Genming
Zheng Jiwen Li Zuyu He Zhiyong Xiao Zhigang Wang Hongwei

(Institute of Modern Physics, The Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000)

Abstract Gamma rays, light charged particles and evaporation residues emitted from hot nuclei formed in the $^{40}\text{Ar} + ^{93}\text{Nb}$ reaction at 25MeV/u have been measured. The initial excitation energies of the hot nuclei can be deduced from the velocity of the incomplete fusion residues by applying a massive transfer model. The integrated γ multiplicity, after bremsstrahlung subtraction, is constant as a function of excitation. Statistical calculations were performed by using the CASCADE code, and compared with experimental data. The main effects which can lead to the saturation of the GDR γ multiplicity at high excitation energies were discussed. The experimental data can be fitted by assuming a cutoff of γ emission from the resonance above an excitation energy of approximate 250MeV.

Key words hot nuclei, excitation energy, the saturation of the GDR γ mutiplicity,

Received 15 September 1997, Revised 22 January 1998

* Supported by the National Natural Science Foundation of China (19775054)