

Ge(111) 反射束的高次中子成分

叶春堂 李际周 李竹起 吴善令

(中国原子能科学研究院)

1985年1月21日收到

提 要

在重水反应堆旁利用中子飞行时间方法测量了5—22meV中子能区内Ge(111) Bragg反射束中的高次中子成分,并与理论计算进行了比较,两者符合甚好. 结果表明,在20meV以下,Ge(111)反射束的级次污染较严重.

在低能中子区(20—30meV以下),由于反应堆能谱的影响,大多数晶体Bragg散射的“单色”中子受到严重的级次污染,高精度的实验需要根据“单色”束中的高次成分进行级次效应修正.

迄今为止,人们都用箔片法^[1-3]测定高次中子成分,但其灵敏度不高. 本文报道作者在中国科学院原子能研究所的旋转晶体飞行时间谱仪^[4]上利用飞行时间方法对Ge单晶(111)反射的高次成分所作的测量和理论计算.

一、实 验 测 量

Ge单晶的几何尺寸为 $\phi 60 \times 5\text{mm}$, (111)面与 $\phi 60\text{mm}$ 面平行. 1976年晶体经热处理后测出的嵌镶分布半高宽约为 $22'$.

晶体按(111)面对称反射式安装在飞行时间谱仪的旋转晶体台上. 晶体反射前后中子束的准直发散角大致相同,即 $\sim 20'$. 晶体台每分钟旋转7000转,每转产生两个Bragg反射脉冲和相应的零时间起始讯号. “单色”中子束飞行121.9cm后,由 BF_3 管记录,并将讯号送入 $3.2\mu\text{s}$ 道宽的时间分析器.

测量的 θ (Bragg角)范围为 $38.26^\circ - 17.17^\circ$,相应的一级反射中子能量

$$E_1 = 5 - 22\text{meV}.$$

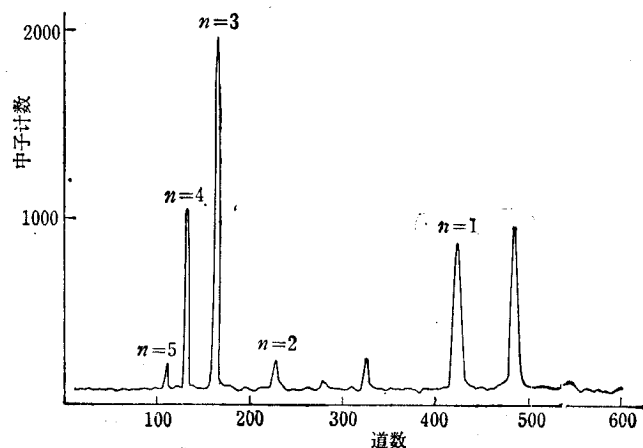


图 1

图 1 是 $\theta = 38.26^\circ (5\text{meV})$ 的中子飞行时间谱。由图 1 可见, 5 级以下的各级反射中子在谱上各自形成一个分立的峰。图中在 $n = 1$ 左右各有一个未标明级次的峰。它们与其他晶面反射的峰。通过改变转速或飞行距离观察这些峰位的移动, 可以很容易地把它们与(111)面反射的级次峰区分开来。值得注意的是, 谱上出现了 $n = 2$ 的(111)面的次级成分。

二、理论计算

假定在 θ 角处 n 级反射中子积分强度为 I_n^0 , 其积分反射本领为 R_n^0 , BF_3 管的计数效率为 ϵ_n , 在 n 级中子能量 E_n 处, 入射中子谱为 $\phi(E_n)$, 则

$$I_n^0 \sim R_n^0 \epsilon_n \phi(E_n). \quad (1)$$

实验上没有看到 $n \geq 6$ 的成分, 因此, 我们作理论计算时也假定 $n \geq 6$ 的成分可以忽略。在这种假定下, 入射谱 $\phi(E_n)$ 完全服从 Maxwell 分布。计算 ϵ_n 所涉及的截面数据在文献 [5] 中都已齐全, 因此以下着重讨论 R_n^0 的计算方法。

(1) 式中的 R_n^0 应包含两个相互独立的因子:

$$R_n^0 = \exp(-2M_n) R_n'^0. \quad (2)$$

其中 $\exp(-2M)$ 为 Debye-Waller 因子, 式中 M 定义为

$$M_n = \frac{6h^2}{mk\Theta} \left(\frac{n}{2d}\right)^2 \left[\frac{1}{4} + \left(\frac{T}{\Theta}\right)^2 Q\left(\frac{\Theta}{T}\right) \right], \quad (3)$$

$$Q(Z) = \int_0^Z \frac{x}{e^x - 1} dx. \quad (4)$$

Θ 是晶体的 Debye 温度, 对 Ge, $\Theta = 390\text{K}$ [6]。 h 和 k 分别为 Planck 常数和 Boltzmann 常数。 m 是 Ge 原子量, d 为晶面间距, n 为级次, T 为晶体温度 (K)。 (2) 式中 $R_n'^0$ 为晶体的积分反射率。我们采用 Bacon 等人 [7] 所给出的对称反射式晶体的积分反射率计算公式

$$R_n'^0 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ad\Delta}{(1+a) + \sqrt{1+2a} \coth[A + \sqrt{1+2a}]}. \quad (5)$$

其中

$$A = \mu t_0 / \sin \theta, \quad (6)$$

$$a = \left(\frac{Q}{\mu}\right) W(\Delta) = \left(\frac{Q}{\mu}\right) [1/\eta\sqrt{2\pi}] \exp(-\Delta^2/2\eta^2), \quad (7)$$

$$Q = \frac{\delta d^3 \sin^3 \theta N^2}{\eta^3 \sin 2\theta} F_n^2, \quad (8)$$

(6)–(8) 式涉及的各项意义如下: N 为单位体积中晶胞数目; μ 为晶体的真实吸收系数 [8]; t_0 为晶体厚度; F_n 为 n 级反射的结构因子; $W(\Delta)$ 为晶体的嵌镶分布函数; Δ 是嵌镶小块的法线和晶体宏观晶面法线间的夹角; $W(\Delta)d\Delta$ 代表法线方向落在 $\Delta \rightarrow \Delta + d\Delta$ 之间的嵌镶晶块的份额; η 是该分布的标准偏差。

(5) 式只适用于无限准直的单能中子束, 用来计算我们的实验需要作两点修正。首先是对仪器分辨率进行修正。可以证明 [9], 在反射前后中子束准直发散角相同的情况下,

仪器分辨率的效应相当于在 $W(\Delta)$ 的分布函数中将 η^2 换成 $\left(\frac{\omega^2}{2} + \eta^2\right)$, ω 是中子束透为准直器的分布函数的标准偏差, $\left(\frac{\omega^2}{2} + \eta^2\right)$ 可以由实际测出的摇动曲线定出。作出这样修改后, $W(\Delta)$ 所反映的函数性质就不仅仅和晶体镶嵌特性有关, 并且和包括晶体和准直器在内的总体分辨状态也有关。其次, R_n^{θ} 表示的是单能入射中子以 θ 角入射, 在 θ 角附近旋转晶体改变入射角的积分反射率。实验条件是白光中子入射, 晶体固定在 Bragg 角 θ 位置, 按仪器分辨率所允许的能量(或波长)范围积分。令这积分反射率为 R_n^E , 积分强度为 I_n^E 。根据 Bragg 定律

$$\Delta E_n = 2\left(\frac{d}{n}\right) \cos \theta E_n^{3/2} \Delta \theta. \quad (9)$$

ΔE_n 很小, 在 ΔE_n 整个区间, 中子谱的变化可以忽略, 从而

$$R_n^E = 2\left(\frac{d}{n}\right) \cos \theta E_n^{3/2} R_n^{\theta}, \quad (10)$$

$$I_n^E = 2\left(\frac{d}{n}\right) \cos \theta E_n^{3/2} I_n^{\theta}. \quad (11)$$

按照 Maxwell 分布形式写出 $\phi(E_n)$, 则可得 n 级成分与一级成分之比

$$R_{n,1} = \frac{I_n^E}{I_1^E} = \frac{\epsilon_n}{\epsilon_1} \frac{R_n^E}{R_1^E} n^4 \exp[-(n^2 - 1)E_1/kT_0]. \quad (12)$$

式中 $R_n^E = \exp(-2M)R_n^E$, T_0 是堆谱温度。在写出(12)式时曾用到

$$E_n = n^2 E_1$$

的关系式。

图 2 是在 5—22meV 范围内所得到的实验和理论计算结果。图中圆点是实验点, 曲线是(12)式的理论计算值。中国科学院原子能研究所的重水反应堆于 1979 年改建。改建后未测过实验水平孔道引出束的谱温度。我们在作理论计算时, 曾在

$$T_0 = 360-410\text{K}$$

区间取不同的 T_0 值拟合实验值, 结果以 $T_0 = 390\text{K}$ 最佳。

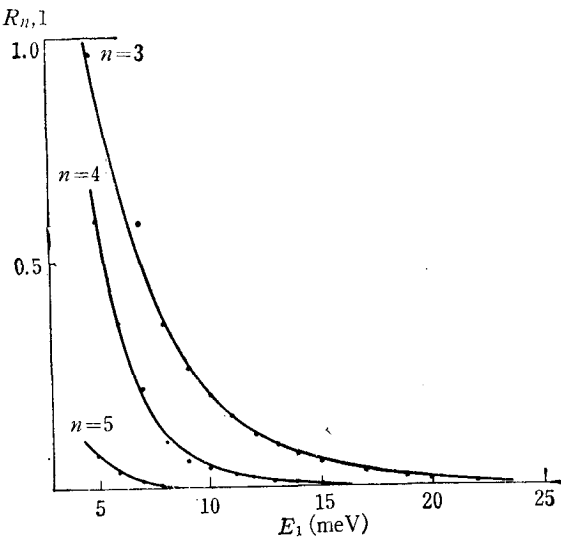


图 2

三、讨 论

1. Ge(111) 是常用的单色器之一。本文结果表明, 在 20meV 以下, 级次污染比较严重。作为反应堆中子束单色器, 在这样低的能区, 用它所得到的“单色”束进行实验, 需要

辅以其它手段消除高次中子污染或对级次污染效应进行修正。

2. Ge 晶格属金刚石结构, 在简谐近似下, 其 (222) 反射结构因子为零。但我们在实验中观察到了 (111) 反射的次级成分, 它和一级反射的强度相比, 除个别点外, 约占 30%, 次级成分随能量变化而呈无规变化。

(111) 反射次级成分的出现说明即使在室温下, Ge(222) 的非谐结构因子^[9]也不能忽略, 简谐力已不能充分反映 Ge 晶格原子间的相互作用。次级成分随能量的无规变化, 很可能反映实验中存在双 Bragg 散射形成的 “umweganregung” 反射^[10,11]。

3. 本文理论计算和实验测量的结果符合很好, 证明了本文所采用的理论计算方法是正确的。本文结果和计算方法可供类似的实验作为参考, 用以估计级次污染的修正。

参 考 文 献

- [1] W. J. Sturm, *Phys. Rev.*, **71** (1947), 757.
- [2] J. T. Wajima, B. M. Rustad and E. J. Melkorian, *Phys. Soc. Japan*, **15**(1960), 630.
- [3] W. C. H. Alston, *N. I. M.*, **84**(1970), 153.
- [4] 李竹起等, 物理学报, **29**(1980), 1463.
- [5] D. J. Hughes and R. B. Schwartz, BNL-325, (1958).
- [6] S. Flügge, *Handbuch der Physik*, Band 7, Teil 1, Springer-Verlag, Berlin, (1955), p. 362.
- [7] G. E. Bacon and R. D. Lowde, *Acta Crystal*, **1** (1948), 303.
- [8] I. R. Jones, UCRL-7611, (1963).
- [9] J. B. Roberto, B. W. Battermann and D. T. Keating, *Phys. Rev.*, **B9** (1974), 2590.
- [10] H. J. H. Hay, AERE-R2982, (1959).
- [11] H. Cole, F. W. Chambers and H. M. Dunn, *Acta Crystal*, **15**(1962), 138.

HIGH ORDER COMPONENTS OF NEUTRON BEAMS FROM Ge(111) REFLECTION

YE CHUN-TANG LI JI-ZHOU LI ZHU-QI WU SHAN-LING

(Institute of Atomic Energy, Academia Sinica)

ABSTRACT

High order neutron components from Ge(111) reflection have been measured in the region of 5—22 meV using time-of-flight method at the heavy water reactor in Beijing. The measured results have been compared with theoretical calculation and a satisfactory agreement is obtained. The results show that Ge(111) reflection suffers from a serious order contaminations below 20 meV.