

$^4\text{He}^+$ 在 Al 和 Si 单晶晶面沟道中的 半波长及阻止本领

金卫国 赵国庆

(复旦大学原子核科学系)

1987年7月6日收到

采用高分辨探测系统,在不同的人射角 θ_{in} 和出射角 θ_{out} 的条件下,测量了 1—2 MeV $^4\text{He}^+$ 入射在 Al(100) 面和 Si(110), (100) 面中的背散射能谱. 得到了背散射能谱振荡峰的间距 ΔE 与 $\cos \theta_{\text{in}} / \cos \theta_{\text{out}}$ 的直线关系,从而获得了 1—2 MeV $^4\text{He}^+$ 在这三个晶面中的振荡半波长及阻止本领. 实验得到的半波长与理论计算值在误差范围内一致,晶面沟道方向的阻止本领略大于随机方向的阻止本领.

一、引言

离子在单晶面沟道中,由于受到晶面沟道势的作用,呈现周期性的振荡运动^[1]. 随着离子运动逐步深入到晶体内,离子周期性地接近晶格平面,这时离子与靶原子的各种近距离相互作用几率增强. 如果测量背散射粒子能谱,就能在对应于样品表面附近的能区内观测到一些产额增强引起的小峰(精细结构),如图1所示. 能谱上每一小峰对应于离子每次接近晶格平面时的散射产额,而两小峰之间的能量间隔 ΔE 对应于离子振荡运动的半波长 $\lambda/2$,并有下列关系式^[2]:

$$\Delta E = \lambda/2 [S_r(K^2 E) \cos \theta_{\text{in}} / \cos \theta_{\text{out}} + K^2 \gamma(E) S_r(E)], \quad (1)$$

其中 θ_{in} 是人射束相对于样品表面法线的人射角; θ_{out} 是背散射粒子相对于样品表面法线的出射角(探测器所置角度); $S_r(E)$ 是随机方向的阻止本领; E 是入射粒子的能量; $\gamma(E)$ 是沟道方向的阻止本领 $S_c(E)$ 与随机方向的阻止本领 $S_r(E)$ 之比

$$\gamma(E) = S_c(E) / S_r(E); \quad (2)$$

K^2 是背散射运动学因子,有如下关系式^[1]:

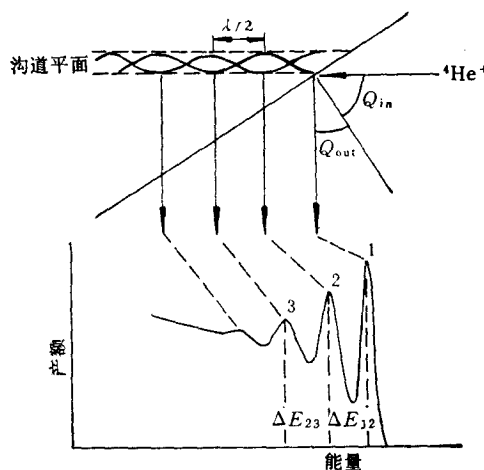


图1 离子振荡运动示意图 为了方便,沟道面画成垂直于图平面,在实验时,沟道面在图平面内

$$K = \frac{m_1 \cos \theta + \sqrt{m_2^2 - m_1^2 \sin^2 \theta}}{m_1 + m_2}, \quad (3)$$

其中 m_1 和 m_2 分别是离子和靶原子的质量, 散射角 $\theta = 180^\circ - \theta_{in} - \theta_{out}$.

由(1)式可见, 测量沟道粒子的振荡峰, 可得到离子运动的半波长 $\lambda/2$ 和在晶面沟道中的相对阻止本领 γ (或阻止本领 S_c). 另外, 用 Monte-Carlo 计算与实验测量配合起来, 可进一步探讨离子与晶格原子作用势的大小^[2], 也能获得离子有效电荷数等重要参数^[3].

迄今, 沟道粒子的阻止本领缺乏系统的实验数据, 尚无有效的理论模型. 这方面的研究工作始于 70 年代初^[4], 近几年又有许多报道^[2,5-7], 主要工作是 1—2 MeV 的 H^+ , He^+ 离子在 C, Ge, Fe, Au 和 1 MeV 以下的 H^+ 离子在 Si 单晶面沟道中的 $\lambda/2$ 及 γ 的测量. 本文报道了 1—2 MeV He^+ 离子在 Al 和 Si 单晶面沟道中的 $\lambda/2$ 及 γ 的实验结果.

二、实验方法

实验是在本校 2.5 MeV 静电加速器上进行的, 入射 He^+ 束经过两相距 1.5 m、直径 1 mm 的准直孔后射入单晶样品, 束流强度为 ~ 10 nA. 样品装在二维定角仪上, 由微机控制的步进马达转动角度. 实验所用抛光好的 $\langle 100 \rangle$ Si 单晶是由日本的一家公司提供的. $\langle 100 \rangle$ Al 单晶经过机械抛光、化学抛光和真空退火处理^[8], 实验测量到的 $\langle 100 \rangle$ 轴背散射产额极小值为 $\sim 4\%$, 表明单晶样品具有较好的性能.

对 Al 或 Si 单晶进行定向, 使待测的晶面 (100) 或 (110) 面准确地处在束流所在的水平面内, 即入射束对准样品的待测晶面. 为了使能谱上的振荡峰间隔变大, 更清楚地观察到振荡峰, Si-Au 半导体探测器与束流的夹角 ($\theta_{in} + \theta_{out}$) 越大越好, 见图 1. 本实验中此夹角取为 90° , 这时散射角也为 90° . 在散射角 90° 附近, K^2 值随角度的变化很灵敏. 因此, 在探测器前加了宽为 1 mm (水平方向)、高为 6 mm (垂直方向) 的准直孔. 它对样品的张角分别为 $\pm 0.45^\circ$ 和 $\pm 2.6^\circ$, 减小了运动学因子 K^2 引起的能量发散, 又避免了散射粒子的阻塞效应. 为了防止样品的碳沾污, 在束流的管道上和靶室内都装有液氮冷阱, 并用金属线将冷阱与 Si-Au 半导体探测器外壳连接, 使之冷却, 以提高探测器的能量分辨率. 对 2 MeV He^+ , 其能量分辨率为 ≈ 14 keV.

我们采用的实验方法是所谓余弦法, 即固定探测器的位置 (K^2 值不变), 改变入射角 θ_{in} (通过转动样品实现), 同时改变出射角 θ_{out} , 可得 ΔE 与 $\cos \theta_{in} / \cos \theta_{out}$ 的直线关系, 见(1)式. 用激光束预先确定了 θ 角的零刻度点 (样品平面的法线与入射束重合) 及探测器相对于入射束的夹角, 因此 θ_{in} 的大小可由刻度盘上直接读出 (在步进马达转角系统的数字屏上也可显示). θ_{in} 一经确定, θ_{out} 也就确定了. 在每一 θ_{in} 角度测量能谱所用的累计束流电荷量一般为 $\approx 10 \mu C$.

三、实验结果

实验测到的 2.0 MeV He^+ 离子在 Al(100) 面和 Si(110) 面中的典型的背散射能

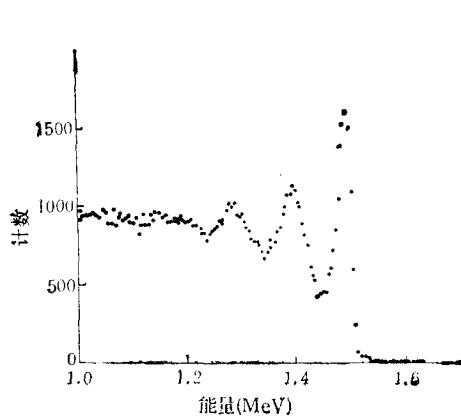


图2 2.0MeV ${}^4\text{He}^+$ 离子在 Al(100) 面中的背散射能谱
 $\theta_{\text{in}} = 13^\circ$; $\theta_{\text{out}} = 77^\circ$; 累计束流电荷量 $Q = 30\mu\text{C}$

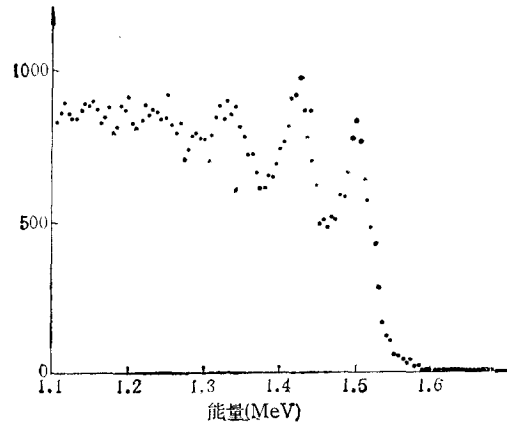


图3 2.0MeV ${}^4\text{He}^+$ 离子在 Si(110) 面中的背散射能谱
 $\theta_{\text{in}} = 13^\circ$; $\theta_{\text{out}} = 77^\circ$; 累计束流电荷量 $Q = 20\mu\text{C}$

谱分别如图2和图3所示。由图可见,振荡峰随着靶深度的增加强烈地衰减,一般只能清楚地观测到前三个峰,也就只能得到第一峰与第二峰的间距 ΔE_{12} 和第二峰与第三峰的间距 ΔE_{23} 。Barrett 的 Monte-Carlo 模拟结果^[2]表明,考虑了探测系统的深度分辨率以后,能谱上第一个峰并不对应于样品表面处,而是向样品内移动了一定深度(1.9nm),因此有人^[3]认为 ΔE_{23} 的结果要比 ΔE_{12} 的结果可靠。我们采用了移动多道脉冲分析器上的光标来确定能谱中的峰位,这种直观的找峰位的误差估计是 ± 0.5 道。

图4给出了 1.0MeV ${}^4\text{He}^+$ 离子入射在 Al(100) 面中的 ΔE_{12} 和 ΔE_{23} 与 $\cos\theta_{\text{in}}/\cos\theta_{\text{out}}$ 的关系。在 $\cos\theta_{\text{in}}/\cos\theta_{\text{out}}$ 值小时,晶面沟道振荡峰之间的间距变小,定 ΔE 的误差增大。不同能量($E = 2.0\text{MeV}$ 和 $E = 1.5\text{MeV}$)的 ${}^4\text{He}^+$ 入射在 Si(110) 面中的 ΔE_{12} 与 $\cos\theta_{\text{in}}/\cos\theta_{\text{out}}$ 的关系见图5。利用直线拟合 ΔE_{12} (或 ΔE_{23}) 与 $\cos\theta_{\text{in}}/\cos\theta_{\text{out}}$ 的关系,从直线的斜率和截距获得离子运动的半波长 $\lambda/2$ 和相对阻止本领 r ,结果见表1,其中入射离子在随机方向的阻止本领数据取自文献[9]。从表1中可见, ΔE_{23} 对应的第二半波

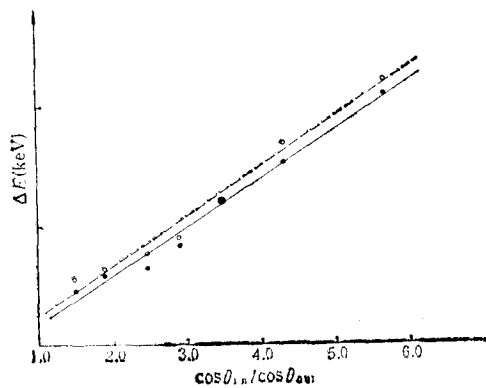


图4 振荡峰间距 ΔE 与 $\cos\theta_{\text{in}}/\cos\theta_{\text{out}}$ 的关系
 1.0MeV ${}^4\text{He}^+$ 入射在 Al(100) 面;
 —●— 为 ΔE_{12} ; --○-- 为 ΔE_{23}

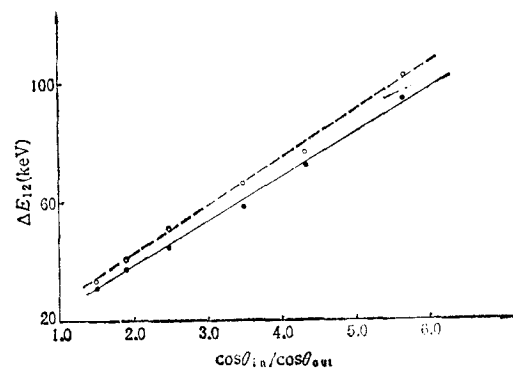


图5 不同能量 ${}^4\text{He}^+$ 入射在 Si(110) 面中的
 ΔE_{12} 与 $\cos\theta_{\text{in}}/\cos\theta_{\text{out}}$ 的关系
 —●— 为 $E = 1.5\text{MeV}$; --○-- 为 $E = 2.0\text{MeV}$

长要比 ΔE_{12} 对应的第一半波长大 6% 左右, 相对阻止本领 γ 略大于 1.

利用离子在面沟道中运动的基本方程, 可得到离子运动波长 λ 的解析表达式^[9]

$$\lambda = \int_0^A 4E^{1/2}/[V(A) - V(x)]^{1/2} dx, \quad (4)$$

其中 A 是沟道粒子运动的振幅, 取为^[6] $A = d_p/2 = 0.005\text{nm}$, d_p 是晶面间距; $V(x)$ 是晶格原子平面作用势, 考虑了晶格原子作热振动以后, 由 Molière 势得到的平面作用势 $V(x)$ 为

$$V(x) = 2\pi Z_1 Z_2 e^2 a N d_p \sum_i \frac{1}{2} \gamma_i \exp(\tau_i) \cdot \{ \exp(-\beta_i x/a) \cdot \operatorname{erfc}[2^{-1/2}(\beta_i u_1/a - x/u_1)] + \exp(\beta_i x/a) \cdot \operatorname{erfc}[2^{-1/2}(\beta_i u_1/a + x/u_1)] \}, \quad (5)$$

其中 Z_1 , Z_2 分别是入射粒子和靶原子的原子序数; e 是电子电荷; a 是 Thomas-Fermi 屏蔽长度; N 是靶原子密度; $\gamma_i = \alpha_i/\beta_i$; $\tau_i = \frac{1}{2} \beta_i^2 u^2$, $u = u_1/a$; $\{\alpha_i\} = \{0.1, 0.55, 0.35\}$; $\{\beta_i\} = \{6.0, 1.2, 0.3\}$; u_1 是晶格原子一维热振动振幅的均方根值;

$$\operatorname{erfc}(x) = 2\pi^{-1/2} \int_x^\infty \exp(-t^2) dt$$

称为互补的误差函数. 利用(5)式计算得到的平面沟道中离子振荡半波长也列于表 1, 理论计算值与实验值在误差范围内相符.

表 1 在 Al 和 Si 单晶平面沟道中 $^4\text{He}^+$ 离子的振荡半波长 $\lambda/2$ 和相对阻止本领 γ 的实验结果

样 品	沟道面	$E(\text{MeV})$	$\lambda/2$ (nm)			γ	
			理 论 值	ΔE_{12}	ΔE_{23}	ΔE_{12}	ΔE_{23}
Al	(100)	1.0	45.5	47.2 ± 2.9	48.6 ± 3.2	0.89 ± 0.36	1.04 ± 0.38
		1.5	55.7	52.8 ± 3.9	55.2 ± 2.1	0.96 ± 0.40	1.18 ± 0.24
		2.0	64.3	64.8 ± 3.7	67.2 ± 3.4	1.11 ± 0.36	1.10 ± 0.33
Si	(110)	1.0	43.4	42.1 ± 1.7	44.8 ± 1.3	0.89 ± 0.25	1.07 ± 0.18
		1.5	53.1	49.1 ± 1.1	53.6 ± 2.9	0.86 ± 0.13	0.98 ± 0.34
		2.0	61.3	59.0 ± 1.8	62.9 ± 3.9	0.98 ± 0.20	1.18 ± 0.39
Si	(100)	1.0	42.9	40.7 ± 2.4	43.5 ± 1.7	1.07 ± 0.30	1.07 ± 0.20
		2.0	60.7	59.5 ± 2.4		1.07 ± 0.22	

四、讨 论

早期的实验结果^[10]得到半波长 $\lambda/2$ 与粒子能量 E 和晶面间距 d_p 有下列关系式:

$$\lambda/2 \propto (E)^{1/2} (d_p)^f, \quad (6)$$

其中 $f = 0.5$. 近几年的实验表明^[2,5], $f = 0.5$ 并不成立; 不同的实验得到的 f 值不相一致, f 值在略大于 0 到 0.5 之间. 本实验还缺乏足够的实验数据来探讨 $\lambda/2$ 与 d_p 的关系,

但从(4)式计算得到的结果表明 $\lambda/2 \propto d_p^{0.5}$ 关系不成立。实验结果表明,在误差范围内 $\lambda/2 \propto E^{1/2}$ 关系成立。

已有的实验结果表明,相对阻止本领 γ 值在 1—3 之间,低能粒子^[14,7] ($<0.5\text{MeV}$) 的 γ 值为 2—3,高能粒子^[2,9] (1—2MeV) 的 γ 值略大于 1。我们的结果也支持高能粒子的 γ 值为略大于 1 的结论,在 1—2MeV 能区内 γ 值无明显的变化。本文得到的是一组特殊的作振荡运动的晶面沟道粒子的平均阻止本领 S_c , S_c 可写为

$$S_c = \int_l \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{path}} \cdot dl / (\lambda/2), \quad (7)$$

其中 $(dE/dx)_{\text{path}}$ 是粒子在实际路程上的能量损失,积分是沿着半周期内的实际路程。由于离子的周期性振荡运动,它实际经历的路程要比随机方向入射离子的路程($\lambda/2$)长。当粒子靠近晶格平面时,与其相互作用的有效电子密度比随机方向高,而在沟道中心时,有效电子密度比随机方向低,因此在半周期内的平均 $(dE/dx)_{\text{path}}$ ($(dE/dx)_{\text{path}}$ 正比于靶原子的电子密度)并不一定比随机方向高。所以,我们认为相对阻止本领 $\gamma > 1$ 主要应归于晶面沟道粒子的实际路程比随机粒子的路程长。高能时, $\lambda/2$ 大,实际路程短, γ 趋于 1; 低能时, $\lambda/2$ 小,实际路程长, γ 就大。当能量 E 为 1MeV 时, γ 已接近 1,因为 γ 值不可能小于 1,所以在 1—2MeV 能区内,观察不到 γ 值的明显变化。

复旦大学自然科学专项基金资助的课题。

本工作是在杨福家教授和汤家镛教授的指导下完成的。感谢承焕生、任月华和邵其鏊同志给予的帮助。

- [1] J. H. Barrett, *Phys. Rev.*, **B20**(1975), 3535.
- [2] R. J. Culbertson *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.*, **B2**(1984), 19.
- [3] R. D. Edge *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.*, **B14**(1985), 186.
- [4] E. Bogh, *Radiat. Eff.*, **12**(1972), 13.
- [5] R. D. Edge *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.*, **194**(1982), 133.
- [6] E. N. Kaufmann, *Phys. Rev.*, **B17**(1978), 1024.
- [7] H. E. Roosendaal *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.*, **170**(1980), 119.
- [8] 金卫国等, *物理学报*, **36**(1987), 819.
- [9] J. F. Ziegler, *Helium Stopping Power and Ranges in All Elemental Matter*, Pergamon Press, New York, (1977).
- [10] H. F. Roosendaal *et al.*, *Radiat. Eff.*, **22**(1974), 89; F. Abel *et al.*, *Phys. Rev.*, **B12**(1975), 4617.

HALF WAVELENGTH AND STOPPING POWER FOR PLANAR CHANNELED ${}^4\text{He}^+$ IONS IN Al AND Si CRYSTALS

JIN WEI-GUO ZHAO GUO-QING

(Department of Nuclear Science, Fudan University, Shanghai)

ABSTRACT

Using a detection system with high resolution, backscattering spectra for 1—2 MeV ${}^4\text{He}^+$ incident along Al (100) and Si(100) and (110) planes are measured at a variety of entrance (θ_{in}) and exit (θ_{out}) angles. The energy intervals between the peaks in the energy spectra are plotted as a function of $\cos\theta_{\text{in}}/\cos\theta_{\text{out}}$. Half wavelength and stopping power for 1—2 MeV ${}^4\text{He}^+$ in these three channeling planes are obtained. The experimental half wavelength is in agreement with the calculated value within the limit of error and the planar channeled stopping power is slightly greater than the random stopping power.