

# H<sup>+</sup> 离子在固体中的电子俘获 \*

杨百方 缪竞威 杨朝文 师勉恭 唐阿友 刘晓东  
高小观 代云方 袁其清 姜忠友 李忠培 李道德

(四川大学辐射物理及技术教育部重点实验室, 原子核科学技术研究所, 成都 610064)

**摘要** 在 0.6, 0.9, 1.2, 1.6 和 1.8 MeV 的能量下, 测量了 H<sup>+</sup> 离子在不同厚度的碳膜中产生的中性产物 H 和负离子产物 H<sup>-</sup> 的产额  $\phi(H)$  和  $\phi(H^-)$ . 测量结果表明, 在相同的能量下  $\phi(H)$  和  $\phi(H^-)$  都是常数, 而且  $\phi(H)$  比  $\phi(H^-)$  大几个数量级. 分析了 H<sup>+</sup> 在固体中运行时不断地俘获和损失电子的电荷交换过程. 证明快离子在固体中确实存在这个过程, 并得到了电荷交换截面比的经验公式.

**关键词** H<sup>+</sup> 离子 中性产物 负离子产物

自 1970 年以来, 团簇及其与物质的相互作用一直是物理学研究的一个前沿课题. 尤其是对氢团簇与固体介质的电荷交换的研究, 获得了一些测量结果和实验规律的总结<sup>[1~5]</sup>, 发现在团簇与物质的电荷交换过程中, 存在明显的团簇关联效应<sup>[6,7]</sup>. 从理论上对这一关联效应进行解释和定量分析, 需要原子离子与物质的电荷交换的实验数据作为比较. Bohr 于 1948 年就推导出了快离子在固体介质中的电子俘获和电子损失的截面公式<sup>[7]</sup>; 文献[2]给出了 Brandt 和 Sizmann 的另外一种截面公式. 然而, 这些理论直到现在仍缺少实验的验证. 快 H<sup>+</sup> 离子与固体相互作用中, 由碰撞引起散射和能损, 这是显而易见的过程<sup>[8]</sup>; 但是快 H<sup>+</sup> 离子与靶电子发生电荷交换, 这个过程确实需要由实验给以验证. 本文实验证明, 快 H<sup>+</sup> 离子在膜中的电荷交换过程确实存在. 因为入射 H<sup>+</sup> 离子不含任何束缚电子, 而出射产物 H 和 H<sup>-</sup> 分别含有一个和两个束缚电子. 因此它们所含的电子必然是快 H<sup>+</sup> 离子与碳膜相互作用时, 俘获了靶电子. 所以, 对快 H<sup>+</sup> 离子与固体相互作用过程的研究, 不仅可以为 H<sub>n</sub><sup>+</sup> 团簇离子与固体相互作用过程的研究提供可资比较的实验数据, 而且可以对理论进行实验验证.

## 1 测量方法

实验在高分辨原子碰撞装置<sup>[9,10]</sup>上进行, 图 1 是测量装置示意图. 从高频离子源引出的氢离子束流在 2.5 MV 静电加速器中加速到一定能量, 再经 90° 磁分析器偏转, 形成具有单一能量的 H<sup>+</sup> 离子束. H<sup>+</sup> 离子束流经活动光栏 C<sub>1</sub>, C<sub>2</sub> 和 X-Y 静电偏转器的准直、净化后通过 C<sub>3</sub> 光栏 (直径 1 mm) 入射到超薄碳靶上; 在偏离束流方向 15° 左右设置的对称金-硅面垒探测器

2001-05-17 收稿, 2001-11-19 收修改稿

\* 国家自然科学基金资助项目 (批准号: 19975033, 19735004, 19975034)

$D_{11}$  和  $D_{12}$  可以监测束流强度; 可移动的 Faraday 筒 FC 用于测量入射束流的电荷量  $q$ . 由此可以测量到入射处的靶厚度  $t_c$ <sup>[11,12]</sup>、入射离子总数、以及每个散射监测计数对应的入射离子数. 再根据入射  $H^+$  离子的能量  $E$ 、靶厚度  $t_c$ 、以及靶密度  $\rho$  可以确定离子在碳膜中的停留时间<sup>[13]</sup>:

$$t_d = t_c / \rho v = 0.4379 t_c \sqrt{\frac{m}{E}} \quad (\text{fs}), \quad (1)$$

式中  $t_c, m, E$  的单位分别为  $\mu\text{g}/\text{cm}^2, \text{amu}$  和  $\text{MeV}$ ,  $t_d$  的单位为  $\text{fs}$  ( $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$ ). 靶厚度为

$$t_c = 7.11 \times 10^{-11} N E^2 / q \quad (\mu\text{g}/\text{cm}^2), \quad (2)$$

上式中  $N = (N_1 + N_2) / 2$  为对称探测器  $D_{11}$  和  $D_{12}$  的平均计数,  $q$  为同时测量的电荷量, 单位 Coulomb. 在碳膜之后, 在束流前进方向上又经过一个  $20^\circ$  磁偏转器. 由磁偏转器的磁场电流大小和正负极性, 可以改变磁场的大小和极性. 当  $H^+$  产生的出射束经过磁偏转器时, 在磁偏转之后, 正负离子  $H^+$  和  $H^-$  在完全对称的方向上; 中性原子  $H$  则不受偏转而继续按原方向 ( $0^\circ$ ) 前进. 故在  $0^\circ$  方向上可以利用金-硅面垒探测器  $D_{30}$  测量中性产物  $H$ ; 若在  $20^\circ$  方向上用荧光屏观察到  $H^+$  离子, 则在  $-20^\circ$  的对称方向上可以用金-硅面垒探测器  $D_{21}$  测量负离子  $H^-$ . 根据  $H^+$  的能量、监测计数、Faraday 筒计数、以及  $H$  和  $H^-$  的计数, 可以测定  $H^+$  在测膜中的停留时间  $t_d$  和相应的  $H$  和  $H^-$  产物的产额  $\phi(H)$  和  $\phi(H^-)$ .  $\phi(H, H^-)$  为  $H$  或  $H^-$  产物总数与入射  $H^+$  总数之比:

$$\phi(H, H^-) = (N_1 + N_2)_0 N_i e / [q(N_1 + N_2)], \quad (3)$$

式中  $e$  是电子电荷,  $(N_1 + N_2)_0$  是 FC 收集入射质子电荷量  $q$  的同时, 对称探测器  $D_{11}$ 、 $D_{12}$  测量的计数之和; 而  $(N_1 + N_2)$  是探测器  $D_{21}$  或  $D_{30}$  测量  $H$  或  $H^-$  产物计数  $N_i$  的同时, 对称探测器  $D_{11}$ 、 $D_{12}$  测量的计数之和. 在测量的能量区域, 金-硅面垒探测器  $D_{11}$ 、 $D_{12}$ 、 $D_{21}$  和  $D_{30}$  对荷能粒子  $H$  和  $H^-$  的探测效率为 1.

## 2 测量结果

利用静电加速器提供的质子束流, 在 0.6, 0.9, 1.2, 1.6 和 1.8 MeV 的入射能量下, 测量了  $H^+$  离子通过不同厚度的碳膜 ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  量级) 之后产生的负离子和中性产物的产额  $\phi(H^-)$  和  $\phi(H)$ . 从而得到  $\phi(H^-)$  和  $\phi(H)$  随  $t_d$  变化的实测结果. 图 2 和 3 中分别画出  $\phi(H^-) \sim t_d$  和  $\phi(H) \sim t_d$  的实测趋势曲线. 这些曲线是用指数衰减函数拟合得到的, 其形式为

$$\phi(H, H^-) = A \times \exp(-t_d / \tau_2), \quad (4)$$

在各种能量下的拟合参数  $A$  和  $\tau_2$  列在表 1 中. 虽然这些曲线的拟合公式相同, 但从表 1 看出,  $\phi(H^-)$  和  $\phi(H)$  的拟合参数  $A$  却相差将近 4 个数量级;  $\tau_2$  为正值表示指数衰减, 为负值表示指数增加, 除了 1.8 MeV 时  $\phi(H)$  的  $\tau_2$  值在 11.2 fs 之外其它值在 24.4 ~ 81.2 fs 之间, 这表明  $\phi(H^-)$  和  $\phi(H)$  的指数衰减很慢. 从测量结果看出, 在相同的能量下  $\phi(H^-)$  或  $\phi(H)$  都不

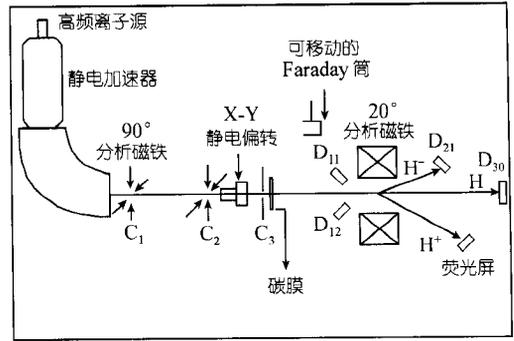
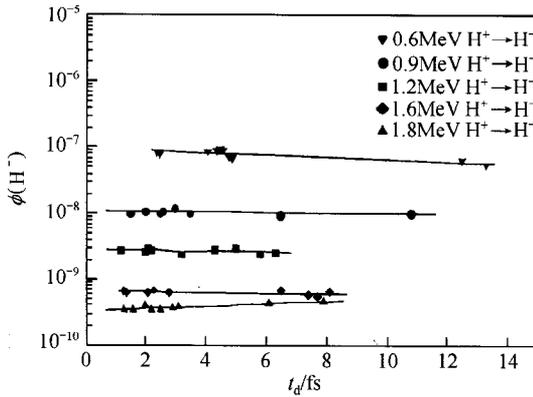
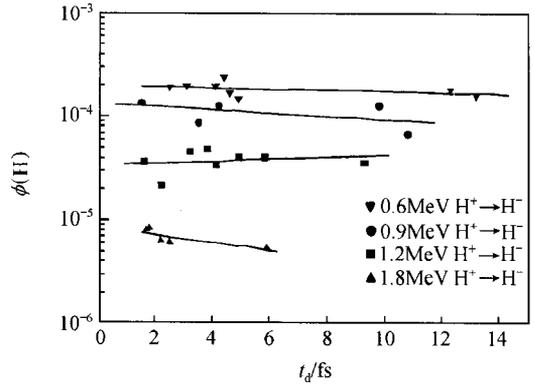


图 1  $H^+$  离子与固体相互作用产物的测量装置示意图

图 2  $H^+$  通过碳膜后的负离子产额图 3  $H^+$  通过碳膜后的中性原子产额

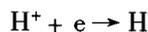
随  $t_d$  变化, 即  $\phi(H^-)$  和  $\phi(H)$  为常数. 换言之  $H$  和  $H^-$  产物的产额与碳膜的厚度无关, 从而断定它们是在膜的后表层中产生的. 在相同的能量下  $\phi(H)$  比  $\phi(H^-)$  高几个数量级; 并且  $\phi(H^-)$  和  $\phi(H)$  都随着能量增加而减少. 可见  $H$  和  $H^-$  产额与入射能量有关, 说明  $H^+$  在膜中的电子俘获和电子损失截面都随入射速变化而有显著变化. 在相同速度下  $\phi(H)$  比  $\phi(H^-)$  高几个数量级, 证明在相同速度下俘获一个电子的几率远比俘获两个电子的几率大. 为了研究  $H^+$  离子与固体相互作用过程, 有必要深入分析  $H$  和  $H^-$  的形成过程. 而在  $H$  和  $H^-$  的形成过程中, 电子俘获和电子损失过程起决定性作用. 我们将看到  $\phi(H^-)$  和  $\phi(H)$  由电荷交换截面决定, 它们的比值为  $(\sigma_c/\sigma_1)/2$ . 因此由离子与固体相互作用的产物测量结果有可能决定电荷交换截面并且进一步检验这些分析是否正确.

表 1  $\phi(H)$  和  $\phi(H^-)$  的拟合参数  $A$  和  $\tau_2$ 

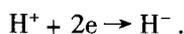
$H^+ + e \rightarrow H$					$H^+ + 2e \rightarrow H^-$					
$E/\text{MeV}$	1.8	1.2	0.9	0.6	$E/\text{MeV}$	1.8	1.6	1.2	0.9	0.6
$V_1(V_0)$	8.48	6.93	6.00	4.80	$V_1(V_0)$	8.48	8.00	6.93	6.00	4.80
$A(10^{-6})$	8.62	34.6	134	202	$A(10^{-10})$	3.29	6.64	28.8	109	955
$\tau_2/\text{fs}$	11.2	-53.2	27.3	69.4	$\tau_2/\text{fs}$	-26.3	59.6	69.5	81.2	24.4

### 3 $H$ 和 $H^-$ 的形成与电子俘获过程

上述的测量结果表明, 能量为 1 MeV 量级的  $H^+$  离子通过碳膜之后, 产生了中性氢原子和负氢离子. 这证明  $H^+$  离子在膜中发生了电子俘获事件:



和



由理论计算知道(参见文献[2]及文献[7]中所引 N. Bohr 的文章), 在 MeV 能区电子损失截面比电子俘获截面大几个数量级, 即  $\sigma_1 \gg \sigma_c$ . 因此电子俘获之后一定会发生更迅速的电子

损失. 假设 H<sup>+</sup> 在膜中任何位置都可能发生电子俘获和电子损失, 则俘获一个电子的几率记为

$$\phi(\infty) = \sigma_c / (\sigma_c + \sigma_1), \quad (5)$$

损失电子的几率为:  $1 - \phi(\infty) = \sigma_1 / (\sigma_c + \sigma_1)$ . 在膜中俘获电子后, 束缚电子数呈指数形式:  $\exp(-NV\sigma_1 t) = \exp(-t/\tau)$ . 因此束缚电子的损失截面为

$$\sigma_1 = (NV\tau)^{-1}, \quad (6)$$

这里  $V$  为入射质子的速度,  $\tau$  为束缚电子的寿命,  $N$  为单位体积中的靶原子数, 对碳膜取其密度  $\rho = 1.65 \text{ g/cm}^3$ <sup>[12]</sup> 则  $N = 8.28 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ .

为讨论方便, 在本文中 H 的产额用  $\phi(\text{H})$  或者  $\phi^0(t_d)$  表示, 而 H<sup>-</sup> 的产额用  $\phi(\text{H}^-)$  或者  $\phi^-(t_d)$  表示. 现在先讨论 H 的形成和产生率. 设 H<sup>+</sup> 从膜入射时刻为 0, 出射时刻为  $t_d$ , 称  $t_d$  为 H<sup>+</sup> 在膜中的停留时间. 设 H<sup>+</sup> 在  $t$  时刻俘获一个电子并在  $t_d$  时刻以 H 形式出射, 其几率为

$$d\phi^0(t, t_d) = \phi(\infty) \exp[-(t_d - t)/\tau] dt/\tau, \quad (7)$$

在膜中任何位置或任何时刻产生的电子俘获均可能对产物 H 有贡献, 因此入射 H<sup>+</sup> 出射 H 的总产额由(7)式对  $t$  从 0 到  $t_d$  积分得到:

$$\phi^0(0, t_d) = \int_0^{t_d} \phi(\infty) \exp[-(t_d - t)/\tau] dt/\tau = \phi(\infty) [1 - \exp(-t_d/\tau)], \quad (8)$$

由(8)式若  $t_d = 0$  则  $\phi^0(0) = 0$ , 即无膜时不能形成 H 产物. 有膜时, 厚度在  $\mu\text{g/cm}^2$  量级的碳膜中, 能量为 MeV 量级的质子, 其停留时间  $t_d$  为 fs 量级, 而寿命  $\tau$  为 0.1 fs 量级<sup>[6, 14]</sup>, 故  $t_d \gg \tau$ , 可见在通常情况下, (8)式中的指数项可以忽略, 于是得到

$$\phi^0(t_d) = \phi(\infty), \quad (9)$$

因此, 质子在膜中产生中性氢原子的产额是常数. 测量这个常数就能估计  $\sigma_c$  与  $\sigma_1$  之比值. 从碳膜中出射的 H 是在膜中何处产生的呢? 从上诉分析和实测结果都说明  $\phi(\text{H})$  与  $t_d$  无关, 自然的结论就是, H 是在膜的后表层内产生的. 即在膜的后表层内 H<sup>+</sup> 俘获电子后来不及损失的事件对 H 产物有贡献. 若将(8)式积分的时间下限改为  $t_d - 5\tau$ , 则积分结果为

$$\phi^0(t_d - 5\tau, t_d) = \int_{t_d - 5\tau}^{t_d} \phi(\infty) \exp[-(t_d - t)/\tau] dt/\tau = \phi(\infty) [1 - \exp(-5)] \approx 0.993\phi(\infty),$$

可见 99% 以上的 H 是在膜的后表层内产生的. H<sup>+</sup> 在后表层内最后  $5\tau$  期间的电子俘获事件占出射中性氢原子产物的绝大多数. 在离子与固体相互作用中, 离子穿过薄膜时, 在膜中任何位置都可能发生电荷交换, 电子俘获和电子损失是动态竞争过程. 在一定的能量下, 测量到中性氢原子产物的产额是常数, 说明只有在后表层内的电子俘获事件对出射中性氢原子产物的贡献大; 在前表层虽然也有俘获, 但由于电子损失截面比电子俘获截面大 3~4 个数量级, 在尔后的运行过程中, 被俘获的电子早已损失殆尽. 所以测量到  $\phi(\text{H})$  与  $t_d$  无关即与膜厚度无关, 恰好证实 H<sup>+</sup> 在膜中运行时始终有电子俘获和更迅速的电子损失过程.

现在再来分析负离子 H<sup>-</sup> 的形成过程. 简言之, H<sup>+</sup> 在碳膜中俘获两个电子并且来不及损失而离开膜的事件对 H<sup>-</sup> 产物有贡献. 在膜中飞行期间, H<sup>+</sup> 随时都可能俘获电子形成 H 原子; H 可能再俘获一个电子形成 H<sup>-</sup> 离子; H 和 H<sup>-</sup> 在飞行过程中也可能再度失去电子, 如此之类的事件不断发生. 若在膜中某时刻 H<sup>+</sup> 俘获两个电子形成 H<sup>-</sup> 离子, 则  $t$  从 0 到  $t_0$  这段时间

H<sup>-</sup> 离子的产生率为

$$\int_0^{t_0} \phi^2(\infty) \exp(-2t/\tau) dt/\tau = \frac{1}{2} \phi^2(\infty) [1 - \exp(-2t_0/\tau)],$$

因此在  $t_0$  时刻产生,  $t_d$  时刻出射的 H<sup>-</sup> 的几率为

$$d\phi^-(t_0, t_d) = \frac{1}{2} \phi^2(\infty) [1 - \exp(-2t_0/\tau)] \exp[-(t_d - t_0)/\tau] dt_0/\tau, \quad (10)$$

假设在膜中任何位置 H<sup>+</sup> 的双电子俘获都可能对 H<sup>-</sup> 产额有贡献, 则 H<sup>-</sup> 产额为(10)式对  $t_0$  从 0 到  $t_d$  积分得到

$$\begin{aligned} \phi^-(0, t_d) &= \int_0^{t_d} \frac{1}{2} \phi^2(\infty) [\exp(-(t_d - t_0)/\tau) - \exp(-(t_d + t_0)/\tau)] dt_0/\tau \\ &= \frac{1}{2} \phi^2(\infty) [1 - \exp(-t_d/\tau)]^2, \end{aligned} \quad (11)$$

与 H 的产生率(9)式相比较, 并考虑  $t_d \gg \tau$  得到

$$\phi^-(t_d) = \frac{1}{2} [\phi^0(t_d)]^2 = \frac{1}{2} [\phi(\infty)]^2 = \frac{1}{2} [\sigma_c/(\sigma_c + \sigma_1)]^2, \quad (12)$$

因此得到负离子的产额与停留时间无关的结论. 可见 H<sup>-</sup> 也是在膜的后表层内 H<sup>+</sup> 俘获两个电子并且来不及损失的情况下形成的. 若将(11)式积分的时间下限改为  $t_d - 5\tau$ , 则得到在后表层内  $5\tau$  期间产生的 H<sup>-</sup> 对出射产额的贡献为

$$\phi^-(t_d - 5\tau, t_d) = \frac{1}{2} \phi^2(\infty) [1 - \exp(-5) + \exp(-2t_d/\tau)(1 - \exp(5))] \approx 0.993 \phi^-(t_d).$$

在上式中  $t_d \gg \tau$ , 因此方括号内之值为 0.993. 显然 99% 以上的 H<sup>-</sup> 是在膜的后表层内  $5\tau$  期间的双电子俘获事件的贡献. 由(12)式得到了  $\phi(H)$  和  $\phi(H^-)$  与  $\phi(\infty)$  之间的关系, 即可以把  $\phi(H)$  和  $\phi(H^-)$  测量结果与  $\sigma_c$  和  $\sigma_1$  联系起来. 因此有可能验证上述分析是否正确.

为了深入分析测量结果, 在图 4 中根据表 1 的拟合参数, 由拟合公式(4)分别在  $t_d$  为 1 和 15 fs 之下计算了在不同速度之下的  $\phi(H)$  和  $\phi(H^-)$  值, 它们反应了在相应速度下测量的 H 和 H<sup>-</sup> 产额的变化范围. 在图 4 中, 根据计算的结果, 作出了  $\phi(H) \sim V_1$  和  $\phi(H^-) \sim V_1$  的拟合曲线. 从(12)式得到  $\phi(\infty) = [2\phi(H^-)]^{1/2}$ , 因此由  $\phi(H)$  或者  $\phi(H^-)$  都能够决定电子俘获截面

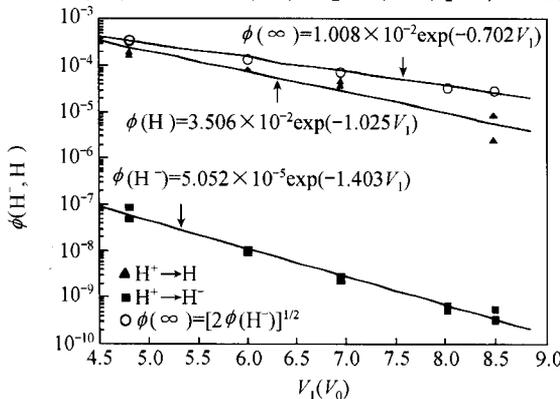


图 4 不同  $V_1$  下的  $\phi(H)$ 、 $\phi(H^-)$  和  $\phi(\infty)$  结果

和损失截面之比  $\sigma_c/\sigma_1$ . 在图 4 中, 由  $\phi(H^-)$  测量值得到的  $\phi(\infty)$  结果, 由此得到  $\phi(\infty)$  的拟合公式为

$$\phi(\infty) = 1.008 \times 10^{-2} \exp(-0.702 V_1), \quad (13)$$

从图 4 看到, 测量的  $\phi(H)$  和由  $\phi(H^-)$  得到的  $\phi(\infty)$  大体趋势一致. 上面对 H 和 H<sup>-</sup> 产物的分析和测量结果彼此相容. 在后面的分析中将指出, 由于对中性产物 H 的测量存在较大的误差, 造成  $\phi(H)$  偏小, 因此在这些能量下 H<sup>-</sup> 产额测量结果更可靠. 由(5)式知道  $\phi(\infty)$  为

电子俘获截面和总截面之比, 因此(13)式可以作为电子俘获截面和损失截面之比的经验公式.

### 4 电子俘获截面和损失截面

在  $H^+$  离子与固体相互作用实验中, 不能直接得到束缚电子寿命  $\tau$  的测量值. 文献[14]中给出  $\tau$  的观察值为  $\tau^{obs} = 2.12 \times 10^{-16}$  s, 因此由(5)式得到电子损失截面值为

$$\sigma_1^{obs} = (N\tau V_1 V_0)^{-1} = 2.604 \times 10^{-16} / V_1 \quad (\text{cm}) \quad (14)$$

上式中  $V_1$  是以 Bohr 速度  $V_0$  ( $V_0 = 2.1877 \times 10^8$  cm/s) 为单位的入射速度. 由  $\phi(H)$  或  $\phi(H^-)$  的测量结果就能得到电子俘获截面的观察值:

$$\sigma_c^{obs} = \sigma_1 \phi^0 \quad (15)$$

或

$$\sigma_c^{obs} = \sigma_1 (2\phi^-)^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

关于电子俘获截面和损失截面的 Bohr 理论表达式为<sup>[7]</sup>

$$\sigma_1 = \pi a_0^2 Z_2^{2/3} Z_1^{-1} V_0 / V, \quad (17)$$

$$\sigma_c = 4\pi a_0^2 Z_2^{1/3} Z_1^5 (V_0 / V)^6, \quad (18)$$

式中  $a_0$  为 Bohr 半径 ( $a_0 = 5.29 \times 10^{-9}$  cm),  $V$  为入射离子速度,  $Z_1$  和  $Z_2$  分别为入射离子和靶原子核电荷. 对于  $H^+$  离子与碳靶相互作用, 用 Bohr 理论表达式计算  $\sigma_c$  和  $\sigma_1$  的公式和相应的  $\phi(\infty)$ , 即  $\phi(H)$  和  $\phi(H^-)$  为

$$\sigma_1 = 2.9029 \times 10^{-16} / V_1 \quad (\text{cm}^2) \quad (19)$$

$$\sigma_c = 6.3901 \times 10^{-16} / V_1^6 \quad (\text{cm}^2) \quad (20)$$

$$\phi(\infty) = \sigma_c / \sigma_1 = 2.201 / V_1^5 \quad (21)$$

$$\phi(H^-) = \frac{1}{2} (\sigma_c / \sigma_1)^2 = 2.422 / V_1^{10} \quad (22)$$

若用关于电子损失和电子俘获截面的 BS 理论表达式<sup>[2,14]</sup>计算  $\sigma_1$  和  $\sigma_c$ , 则对于  $H^+$  离子与碳靶相互作用的情况为

$$\sigma_c^{BS} = 3.584 \times 10^{-8} / [V_1^6 (V_1^2 + 303.82)^3] \quad (\text{cm}^2) \quad (23)$$

$$\sigma_1^{BS} = 1.477 \times 10^{-14} / [(V_1 + 3.3)(V_1 + 50.88)] \quad (\text{cm}^2), \quad (24)$$

由此可以计算在各种入射速度下的  $\sigma_c^{BS}$  和  $\sigma_1^{BS}$  并估计  $\phi(H)$  和  $\phi(H^-)$ .

图 5 表示了在各种入射速度下  $\phi(H)$  和  $\phi(H^-)$  的观察值和相应的理论计算结果. 由此看到 Bohr 理论估计的  $\phi(H)$  和  $\phi(H^-)$  分别比观察值大 2~4 倍左右, 而由 BS 理论估计的  $\phi(H)$  和  $\phi(H^-)$  值比测量值大 1~2 个量级. 因此 Bohr 理论和 BS 理论计算的  $\phi(H)$  和

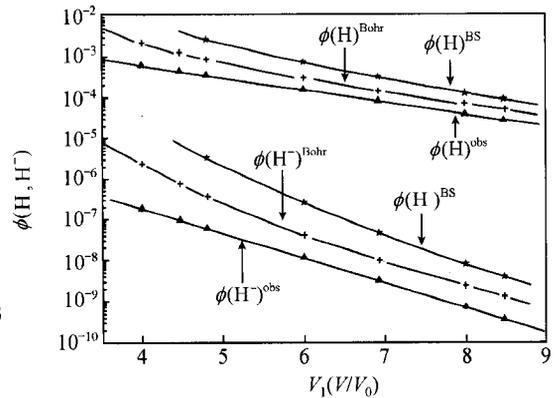


图 5 在不同  $V_1$  下  $\phi(H)$  和  $\phi(H^-)$  的观察值与理论计算结果的比较

▲表示由(13)和(12)式计算的  $\phi(H)^{obs}$  和  $\phi(H^-)^{obs}$  测量值,

+表示由(21)和(22)式计算的  $\phi(H)$  和  $\phi(H^-)$  Bohr 理论值,

★表示由 BS 理论计算的  $\phi(H)$  和  $\phi(H^-)$  值

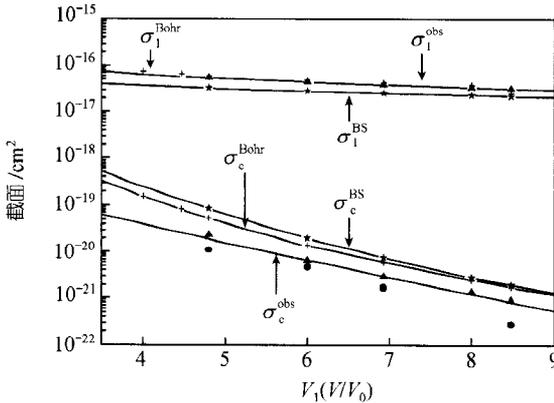


图 6 在不同  $V_1$  下  $\sigma_1$  和  $\sigma_c$  的观察值与理论计算结果的比较

▲表示由(14)和(16)式计算的  $\sigma_1^{\text{obs}}$  和  $\sigma_c^{\text{obs}}$  测量值, ●表示由(15)式计算的  $\sigma_c^{\text{obs}}$  测量值, +表示(19)和(20)式计算的  $\sigma_1$  和  $\sigma_c$  的 Bohr 理论值, ★表示由(23)和(24)式计算的  $\sigma_c^{\text{obs}}$  和  $\sigma_1^{\text{obs}}$  BS 的理论值

在测量 H 的探测器之前有一个  $20^\circ$  偏转磁铁, 根据  $H^+$  离子束流的荧光确定  $0^\circ$  方向受到它的剩磁影响, 因此  $0^\circ$  方向难以准确确定. 而偏离  $0^\circ$  方向多少总会造成 H 产物的损失; 另外由于中性产物的产额比负离子产物的产额大 3~4 个数量级, 故中性产物计数  $N_H$  特别高, 测量时不得不降低入射  $H^+$  的束流强度, 这导致监测计数  $N_1$  和  $N_2$  特别小, 统计误差加大. 因此对 H 的产额测量误差较大, 并且它的漏计数造成  $\phi(H)$  偏小. 估计在较高能量下偏离  $0^\circ$  方向更明显, 漏计数更多. 所以  $\phi(H)$  偏小.

## 参 考 文 献

- Cue N, de Castro Faria N V, Faillard M J, et al. Transmission of Fast  $H_2^+$  through Thin Foils. *Phys Rev Lett*, 1980, 45(8): 613~616
- Brandt W, Sigmann R. Atomic collisions in solids, New York: Plenum Press, 1975. 305~310
- Gemmell D S. The Collision Induced Fragmentation of Fast Molecular Ions in Solids and Gases. *Nucl Instr and Meth*, 1980, 170: 41~56
- Matsumami N. Energy Loss Distribution of  $H_2^+$  with ~100 keV in Thin Carbon Films. *Nucl Instr and Meth B*, 1996, 115: 55~57
- Susuki Y, Fritz M, Kimura K, et al. Stopping Power of Carbon for 9.6 MeV/amu  $H_2^+$  Ions. *Phys Rev A*, 1994, 50(4): 3533~3536
- Remmilieux J. Interaction of Fast Molecular Ions with Solids. *Nucl Instr and Meth*, 1980, 170: 31~40
- Hamu D B, Baer A, Faldman H, et al. Energy Loss of Fast Clusters through Matter. *Phys Rev A*, 1997, 56(6): 4786~4794
- 杨百方, 缪竞威, 师勉恭, 等. 氢分子离子和质子在碳膜中的能量损失测量. *四川大学学报(自然科学版)*, 1993, 30: 216~220
- 蒋增学, 郝土琢, 杨百方, 等. 一种高分辨多功能原子碰撞装置. *原子与分子物理学报*, 1986, 3: 299~312
- 蒋增学, 郝土琢, 杨百方, 等. 原子碰撞装置的研制及其应用. *原子核物理*, 1987, 9: 271~277
- Cue N, 郝土琢, 蒋增学, 等. 快  $H_2^+$  通过碳膜的透射率测量. *四川大学学报(自然科学版)*, 1983, 20: 60~67
- 杨百方, 师勉恭, 郝土琢, 等. 用卢瑟福散射法测量超薄碳膜厚度. *核仪器与方法*, 1984, 4: 54~58
- 杨百方, 蒋增学, 师勉恭, 等. 固体中氢、氘负离子的形成和电荷交换截面的测量. *四川大学学报(自然科学版)*, 1989, 26: 317~323
- Gaillard M J, Poizat J C, Ratkowski A, et al. Nonequilibrium effects in the proton neutral fraction emerging from solids bombarded with MeV  $H^0$ ,  $H^+$ ,  $H_2^+$ , and  $H_3^+$  beams. *Physics Review A*, 1977, 16: 2323~2330

$\phi(H^-)$  都偏大, Bohr 理论更接近观察值. 理论和实验之间的差别有待进一步研究.

图 6 表示了在各种入射速度下  $\sigma_1$  和  $\sigma_c$  的观察值和相应的理论计算结果. 由图 6 看到,  $\sigma_1$  的观察值与 Bohr 理论相差不大, 而  $\sigma_1^{\text{BS}}$  偏小  $\sigma_c$ . 的观察值与 Bohr 理论更接近, 而  $\sigma_c^{\text{BS}}$  比  $\sigma_c^{\text{obs}}$  更大. 所以 BS 理论估计的  $\phi(H)$  和  $\phi(H^-)$  值比测量值大 1~2 个量级, 是因为  $\sigma_1^{\text{BS}}$  比  $\sigma_1^{\text{obs}}$  小, 而  $\sigma_c^{\text{BS}}$  比  $\sigma_c^{\text{obs}}$  大, 即估计的电子损失截面偏小, 而电子俘获截面偏大造成的.

由  $\phi(H)$  测量结果得到的  $\sigma_c^{\text{obs}}$  值比由  $\phi(H^-)$  测量结果得到的小, 即由(15)式计算的  $\sigma_c^{\text{obs}}$  比(16)式计算的值小. 从图 4 也看到  $\phi(H)$  比  $\phi(\infty)$  小, 在  $V_1 = 8.48V_0$  下更明显. 这是由于对中性产物 H 的测量存在较大的误差造成的. 从第 2 节知道, H 是在  $0^\circ$  方向的测量