

尾流效应对快速双原子分子离子在固体中电荷态 及分子轴取向的影响*

王友年 李宏伟

(大连理工大学物理系, 三束材料改性国家重点实验室, 大连 116024)

(2001 年 7 月 31 日收到 2001 年 9 月 23 日收到修改稿)

研究了快速双原子分子离子在固体中穿行时, 尾流效应对各离子电荷态以及库仑爆炸过程的影响. 借助于线性介电响应理论和局域介电函数, 离子之间的动力学相互作用势可以表示成对称的屏蔽库仑势和非对称的尾势. 通过对分子离子上所有束缚电子的总能量进行变分和求解单个离子的运动方程, 自洽地确定出分子离子中每个离子的电荷态. 数值结果表明, 由于尾流效应的影响, 在初始穿行阶段, 分子离子中导航离子的电荷数随穿行深度的增加而单调递增, 而尾随离子的电荷数则随穿行深度的增加而振荡. 但当穿行深度很大时, 两个离子的电荷数都趋于具有相同速度的孤立离子的电荷数. 此外, 还发现分子轴的取向朝入射速度方向偏转.

关键词: 分子离子, 尾流效应, 电荷态, 库仑爆炸

PACC: 6180M, 3480B

1. 引 言

由于加速器技术的快速发展, 产生 keV 到 MeV 高能分子离子或大离子团束已成为可能. 载能分子离子和离子团束不仅在材料表面改性和惯性约束聚变等领域有着重要的应用, 同时在基础研究方面, 它也是研究离子束与物质相互作用的一种有效手段. 例如, 通过测量穿过固体薄膜的分子离子的能谱, 可以确定分子离子的结构. 自 20 世纪 70 年代以来, 人们对载能离子团束与固体材料的相互作用过程进行了大量的理论和实验研究. 在实验方面, 早在 1974 年, Brandt 等^[1]首次从实验中观察到高速载能离子团 H_2^+ 和 H_3^+ 在固体中穿行时产生的“库仑爆炸”现象, 并发现了离子团的能量损失明显地大于相对应的独立运动的离子的能量损失之和. 之后, 在一些实验室中也对氢离子团在固体中的能量损失进行了类似的测量, 特别是 Ray 等^[2]测量了大的氢离子团 H_n^+ ($n \leq 25$) 在碳膜中的能量损失. 在 20 世纪末, 人们又开始对一些重原子组成的离子团(如硼离子团 B_n^+ 和碳离子团 C_n^+) 的能量损失进行了测量^[3,4].

在理论研究方面, Arista^[5]采用线性介电响应理

论, 对由点电荷组成的离子团在电子气中的能量损失进行了研究, 并定性地解释了能量损失中的邻近 (vicinage) 效应. 还有许多作者从不同的侧面对双原子分子离子及大离子团在固体材料中的能量损失进行了较系统地理论研究^[6-11]. 目前已有的关于离子团能量损失的理论研究基本上能够定性地解释实验中观察到的现象. 特别对于一些高速的小离子团, 如 H_2^+ 和 H_3^+ , 理论结果与实验值符合得较好. 在库仑爆炸研究方面, Nardi 和 Zinamon^[12]首次采用分子动力学模拟了 C_{60} 离子团在固体中的库仑爆炸过程, 不过在他们的模拟中采用的是裸库仑相互作用势. 最近, 我们考虑了动力学效应对离子之间相互作用势的影响, 并模拟了 C_{60} 离子团在固体中的库仑爆炸过程^[13-15].

不过现有的理论工作大部分都集中在对离子团的能量损失和库仑爆炸过程的研究上, 而对离子团的电荷态研究得较少. 最近, Brunelle 等^[16]的实验结果表明, 能量为 1 MeV 到 4 MeV 的碳离子团 C_n ($2 \leq n \leq 10$) 穿过碳薄膜时, 由于 vicinage 效应的影响, 离子团中离子的平均电荷数与相同速度下的孤立离子的电荷数相比明显减少. Mišković 等^[17,18]从理论上研究了 vicinage 效应对穿越薄膜的快速碳离子团中

* 国家自然科学基金(批准号: 19975008)和教育部“跨世纪优秀人才培养计划”基金资助的课题.

每个离子的平均电荷态的影响,并且与 Brunelle 等的实验数据符合得很好.然而,在 Mišković 等的理论模型中,采用的是一种对称性 Yukawa 屏蔽势,从而使得离子团中每个离子的电荷态是一样的.本文将采用一种非对称性的动力学相互作用势,研究尾流效应对双原子分子离子电荷态及库仑爆炸过程的影响.为了讨论方便,本文采用原子单位(a. u.),即 $m_e = \hbar = e = 1$.

2. 基本公式

我们考虑一个同核的双原子分子离子(如氮分子离子)以速度 v 在固体中运动.固体中的电子成分被看成密度为 n_0 的均匀电子气.在 t 时刻,单个离子的电荷空间分布为

$$\rho_j(\mathbf{r}, t) = Z_1 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j - \mathbf{v}t) - \rho_{ej}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j - \mathbf{v}t) \quad (j = 1, 2), \quad (1)$$

式中 Z_1 为单个离子的核电荷数, \mathbf{r}_j 是第 j 个离子的位置, $\rho_{ej}(\mathbf{R})$ 为该离子上的束缚电荷分布.这里我们已假定两离子的速度近似相等.根据线性介电响应理论,两个离子之间的动力学相互作用能为^[15]

$$E_v = \frac{1}{2} \sum_{l=1}^2 \sum_{l \neq j=1}^2 \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{4\pi\rho_l(\mathbf{k})\rho_j^*(\mathbf{k})}{k^2 \epsilon(\mathbf{k}, \omega)} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{jl}}, \quad (2)$$

式中 $\epsilon(\mathbf{k}, \omega)$ 为固体的介电函数, $\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$, $\mathbf{r}_{jl} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_l$ 为两个离子的相对位置, $\rho_j(\mathbf{k})$ 为第 j 个离子的电荷空间分布的傅里叶变换.根据 Brandt-Kitagawa (简称为 BK) 的模型^[19], $\rho_j(\mathbf{k})$ 的表示式为

$$\rho_j(\mathbf{k}) = Z_1 [q_j + (k\Lambda_j)^2] [1 + (k\Lambda_j)^2], \quad (3)$$

式中 $q_j = 1 - N_j/Z_1$ 为该离子的电离度, N_j 为束缚电子数, Λ_j 为屏蔽长度.在一般的情况下,每个离子上的束缚电荷空间分布的特征长度(即 Λ_j)远小于两离子之间的相互距离 r_{jl} .因此,可以近似地有 $\rho_j(\mathbf{k}) \approx Z_1 - N_j$, 进而离子之间的相互作用能可以近似地表示为

$$E_v \approx \frac{1}{2} \sum_{j=1}^2 \sum_{l \neq j=1}^2 (Z_1 - N_j)(Z_1 - N_l) U(\mathbf{r}_{jl}), \quad (4)$$

式中

$$U(\mathbf{r}_{jl}) = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{4\pi}{k^2} \frac{e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{jl}}}{\epsilon(\mathbf{k}, \omega)} \quad (5)$$

为两个单位点电荷之间的相互作用势能.

可以看出,离子之间的相互作用能与固体的介

电函数有关.在如下讨论中,我们假设分子离子的速度大于 Bohr 速度 v_B , 因此可以使用局域近似介电函数^[20]

$$\epsilon(\mathbf{k}, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} \Theta(k_c - k), \quad (6)$$

式中 $\omega_p = (4\pi n_0)^{1/2}$ 为电子气的振荡频率, γ 为电子气的振荡衰减因子, $k_c = \omega_p/v_F$ 为截止波数, $v_F = (3\pi^2 n_0)^{1/3}$ 为电子气的 Fermi 速度, $\Theta(k_c - k)$ 为阶跃函数.借助于这种介电函数,两个电位点电荷之间的相互作用势能可以写成两部分,即 $U(\rho_{il}, \rho_{jl}) = U_d(\rho_{il}, \rho_{jl}) + U_w(\rho_{il}, \rho_{jl})$, 其中

$$U_d(\rho_{il}, \rho_{jl}) = \frac{1}{r_{jl}} - \frac{1}{\lambda_p} \int_0^\infty \frac{J_0(\kappa\rho_{jl}/\lambda_p) e^{-\kappa|z_{jl}|/\lambda_p}}{1 + \kappa^2} d\kappa \quad (7)$$

为对称的屏蔽库仑势,而

$$U_w(\rho_{il}, \rho_{jl}) = \frac{2}{\lambda_p} \int_0^{v/v_F} \frac{\kappa J_0(\kappa\rho_{jl}/\lambda_p)}{1 + \kappa^2} d\kappa \times \sin(z_{jl}/\lambda_p) \exp(\gamma z_{jl}/2v) \Theta(-z_{jl}) \quad (8)$$

为非对称的尾势,其中 $\lambda_p = v/\omega_p$ 动力学屏蔽长度, $J_0(x)$ 为零阶 Bessel 函数, $\rho_{jl} = \sqrt{x_{jl}^2 + z_{jl}^2}$.可以看出,随着离子之间的纵向距离 $|z_{jl}|$ 变大,对称的屏蔽库仑势快速地衰减,而尾势则呈现出明显地振荡.特别是尾势仅对尾随离子($z_{jl} < 0$)有作用,而对导航离子($z_{jl} > 0$)无作用.实际上,尾势的这种非对称性是来源于介质的非对称性极化效应,即尾流效应.后面将看到,尾势的这种非对称性将对分子离子中单个离子的电荷态及库仑爆炸过程产生重要的影响.

3. 电荷态

在实验坐标系中,设该分子离子中电子的总能量 E_t 为

$$E_t = \sum_{j=1}^2 N_j v^2 / 2 + \sum_{j=1}^2 E_0(N_j) + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^2 \sum_{l \neq j=1}^2 (Z_1 - N_j)(Z_1 - N_l) U(\mathbf{r}_{jl}) \quad (9)$$

式中等号右边第一项为分子离子中所有电子的总动能,第二项为两个孤立原子离子的基态能量 $E_0(N_j) = -(Z_1^2 N_j^{1/3} / 0.96) [1 - N_j / (7Z_1)]^2$ 之和^[19], 而第三项则是两个离子之间的相互作用能.按照 BK 的变分方法,当该分子离子处于基态时,应有 $\partial E_t / \partial N_j = 0$. 这样由方程(9),则得到

$$\frac{v_x^2}{2} + E'_0(N_1) - (Z_1 - N_2)U_{12}(\mathbf{r}_{12}) = 0, \quad (10)$$

$$\frac{v_x^2}{2} + E'_0(N_2) - (Z_1 - N_1)U_{21}(\mathbf{r}_{21}) = 0, \quad (11)$$

式中 $E'_0(N_j)$ 为 $E_0(N_j)$ 的一阶求导.

方程 (10) 和 (11) 是一个关于 N_j 的非线性方程组, 需要进行数值求解. 如果尾流效应不是太强, 则分子离子中单个离子的束缚电子数 N_j 接近于一个相对应的孤立离子上的束缚电子数 N_0 , 其中 N_0 由 $v^2/2 + E'_0(N_0) = 0$ 确定. 这样, 我们将 $E_0(N_j)$ 在 N_0 处作泰勒展开, 保留到一阶项, 并代入到方程 (10) 和 (11) 中, 则得到

$$N_1 = N_0 + Q_0 \frac{E''_0(N_0)U(\mathbf{r}_{12}) - U(\mathbf{r}_{12})U(\mathbf{r}_{21})}{[E'_0(N_0)]^2 - U(\mathbf{r}_{12})U(\mathbf{r}_{21})}, \quad (12)$$

$$N_2 = N_0 + Q_0 \frac{E''_0(N_0)U(\mathbf{r}_{21}) - U(\mathbf{r}_{12})U(\mathbf{r}_{21})}{[E'_0(N_0)]^2 - U(\mathbf{r}_{12})U(\mathbf{r}_{21})}, \quad (13)$$

式中 $Q_0 = Z_1 - N_0$ 为一个孤立离子的电荷数, $E''_0(N_j)$ 为对 $E_0(N_j)$ 的二阶求导. 可以看出, 由于相互作用势能是不对称的, 即 $U(\mathbf{r}_{jl}) \neq U(\mathbf{r}_{lj})$, 则分子离子中两个离子的电荷态是不一样的. 如果假设离子 1 为导航离子, 而离子 2 为尾随离子, 则由 (7) 和 (8) 式可以看出, 当两离子之间的纵向距离 z_{jl} 变得充分地大时, 有 $U(\mathbf{r}_{12}) \rightarrow 0$, 而 $U(\mathbf{r}_{21}) \rightarrow U_w(\mathbf{r}_{21})$. 这表明, 当两个离子相距充分远时, 导航离子的电荷态接近于孤立离子的电荷态, 即 $N_1 \rightarrow N_0$, 而尾随离子的电荷态则变成 $N_2 = N_0 + Q_0 U_w(\mathbf{r}_{21})/E'_0(N_0)$, 它随离子之间距离的增加而振荡.

4. 库仑爆炸

方程 (12) 和 (13) 表明, 分子离子中每一个离子上的束缚电荷数是离子间相互作用距离的函数, 即 $N_j = N_j(\mathbf{r}_{jl})$. 我们知道, 当一个分子离子在固体中穿行时, 由于受到内部库仑力的排斥作用, 离子之间的距离将逐渐变大, 这就是所谓的库仑爆炸现象. 因此, 为了确定离子的电荷态变化, 必须研究分子离子的库仑爆炸过程. 分子离子中单个离子的运动方程为

$$\frac{d\mathbf{r}_j}{dt} = \mathbf{v}_j, \quad (14)$$

$$m \frac{d\mathbf{v}_j}{dt} = \mathbf{F}_j^s + \sum_{l \neq j=1}^2 \mathbf{F}_{jl}, \quad (15)$$

式中 $\mathbf{F}_j^s = -Q_0^2 \partial U(\mathbf{r}_{jl}) / \partial \mathbf{r}_{jl} |_{r_{jl}=0}$ 为第 j 个离子产生的自阻止力, 而 $\mathbf{F}_{jl} = -Q_j Q_l \partial U(\mathbf{r}_{jl}) / \partial \mathbf{r}_{jl} (j \neq l)$ 则是两个离子之间的相互作用力, 其中 $Q_j = Z_1 - N_j$ 为第 j 个离子的电荷数. 注意, 我们在计算离子之间的相互作用势和电荷数时, 已假定了每个离子的速度近似地等于分子离子的质心速度, 即 $\mathbf{v}_j \approx \mathbf{v}_l \approx \mathbf{v}$. 这是由于在很短的时间内 (飞秒量级) 分子离子中两个离子就被爆炸开, 它们的速度相对于质心的速度变化不是太大, 因此用质心速度 \mathbf{v} 来计算相互作用势和电荷数不会产生太大的误差. 但在研究分子离子库仑爆炸时, 必须考虑两个离子的速度差别. 与相互作用势 $U(\mathbf{r}_{jl})$ 相对应, 两个离子之间的相互作用力 \mathbf{F}_{jl} 也可以分解成屏蔽的库仑排斥力 $\mathbf{F}_d(\mathbf{r}_{jl})$ 和非对称的尾力 $\mathbf{F}_w(\mathbf{r}_{jl})$.

这样, 方程 (12)–(15) 构成了一套封闭的自治方程组, 即离子的电荷态 N_j 变化依赖于离子之间的相互距离 r_{jl} , 而相互距离的变化又取决于它们的电荷态. 在下节, 我们采用数值方法自治地研究分子离子中每个离子的电荷态的变化及库仑爆炸过程.

5. 数值结果与分析

假定分子离子的初始速度为 \mathbf{v} , 且沿 z 轴方向, 以及两个离子的初始位置矢量 (即分子轴) 为 \mathbf{r}_0 . 这样在 zx 平面上, 两个离子的初始位置分别为 $\mathbf{r}_{10} = (0.5r_0 \cos \vartheta_0, 0.5r_0 \sin \vartheta_0)$ 和 $\mathbf{r}_{20} = (-0.5r_0 \cos \vartheta_0, -0.5r_0 \sin \vartheta_0)$, 其中 ϑ_0 为分子轴的初始方位角, 在 $\pi/2$ 到 $-\pi/2$ 内取值. 在一般的实验中, 分子离子在没碰撞到固体表面之前, 分子轴的取向是随机的, ϑ_0 为随机量. 在如下计算中, 我们随机地取 100 个不同的 ϑ_0 值, 即对应于 100 个分子轴不同取向的分子离子, 来求解方程 (14) 和 (15), 研究分子在固体中穿行时两个离子之间的相互距离 $r = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ 和分子轴的取向 ϑ 随穿行距离 $D = vt$ 的变化关系, 进而研究每个离子的电荷数 $Q_j = Z_1 - \langle N_j \rangle$ 随穿行距离的变化关系, 其中 $\langle N_j \rangle$ 表示束缚电荷数对不同 ϑ_0 取值的平均.

图 1(a)–(c) 显示了不同速度的氮分子离子在 Al 靶中穿行时两个离子的电荷态的比值 Q/Q_0 随穿行深度的变化情况, 其中氮分子离子的初始键长^[10] 为 $r_0 = 2.177$, Al 的电子气的振荡频率为 $\hbar\omega_p = 15.6\text{eV}$, 衰减因子为 $\gamma = 0.616\omega_p$ ^[20]. 可以看出, 随着

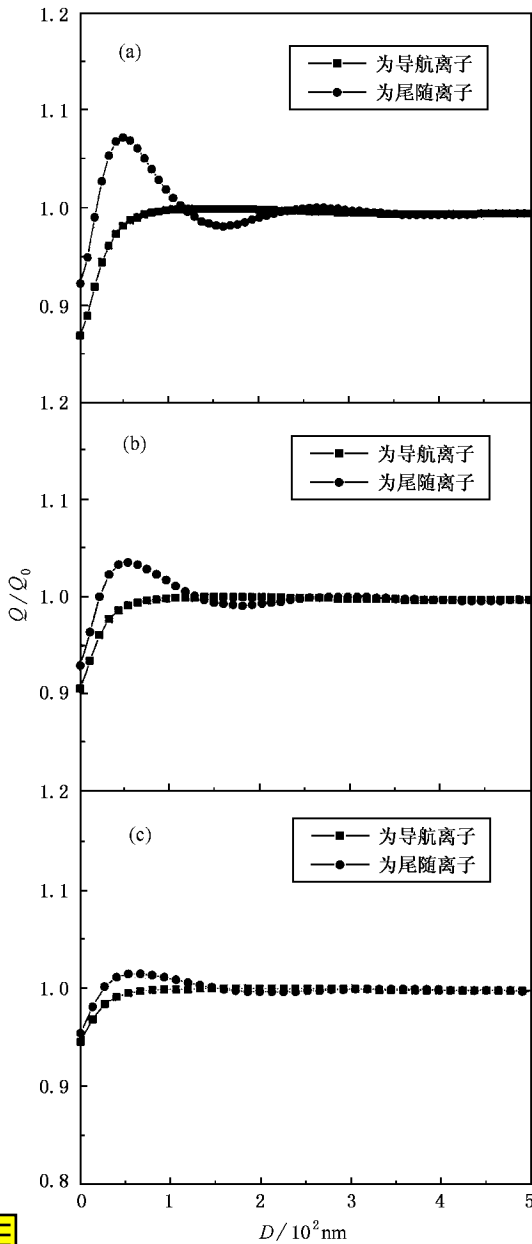


图 1 (a)–(c)为氮分子离子在 Al 靶中穿行时,两个离子的电荷数的比率 Q/Q_0 随穿行深度 D 的变化 入射速度分别为 (a) 为 $v = 3$ a.u. (b) 为 $v = 4$ a.u. (c) 为 $v = 5$ a.u.

穿行深度的增加,导航离子的电荷数是逐渐增加的,而尾随离子的电荷数则是振荡的.当穿行深度很大时,两个离子的电荷数都趋于孤立离子的电荷数 Q_0 ,即 $Q/Q_0 \rightarrow 1$.这是因为在这种情况下,分子离子在固体中产生的电激发干扰效应消失.此外,我们还看到,随着分子离子的速度增加,尾随离子电荷数的振荡则越来越小.

图 2 显示了两个离子之间的相互距离 r 随穿行深度的变化.可以看出,由于两个离子受到屏蔽库仑

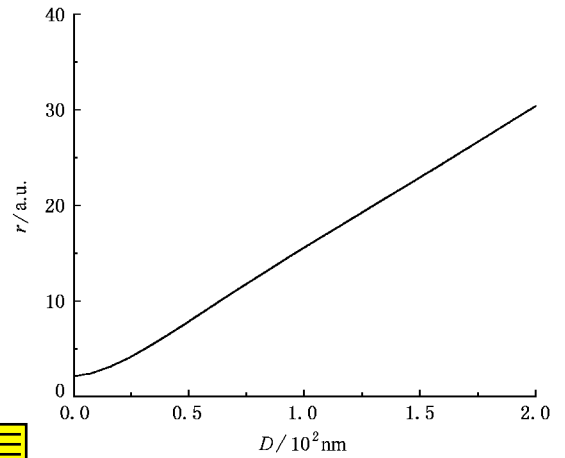


图 2 氮分子离子在 Al 靶中穿行时,两个离子之间的相对距离 r 的随穿行深度 D 的变化 入射速度为 $v = 3$ a.u.

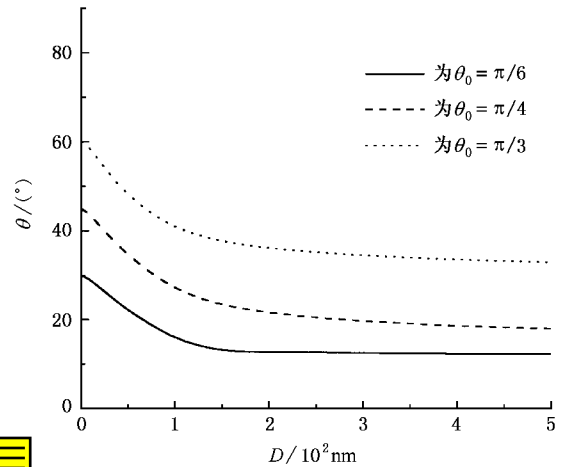


图 3 氮分子离子在 Al 靶中穿行时,分子轴的取向随穿行深度 D 的变化 入射速度为 $v = 3$ a.u.

力 F_d 的排斥作用,它们之间的距离随穿行距离的增加将很快变大.在图 3 我们进一步显示了两个离子之间的相互位置矢量 r 与入射速度 v 的夹角 ϑ 随穿行深度的变化.由于相互作用力中的尾力 F_w 部分是非对称的,即它仅作用在尾随离子上,而对导航离子不作用.因此在该力的作用下,两个离子之间的相互位置矢量的取向,即夹角 ϑ ,将朝入射方向偏转.图 3 表明,在穿行的初始阶段,由于尾力的作用, ϑ 角不断地变小;但当穿行距离很大时,尾力将变得很小,位置矢量 r 将不在偏转.实际上,早在 1975 年 Gemmell^[21]就在实验中观察到这种分子轴取向的偏转效应,但至今尚未见到定量的理论分析.

由以上结果可以看出,分子离子在固体中穿行时,其库仑爆炸过程包含两部分:在对称的屏蔽库仑

力作用下,离子之间的距离逐渐被炸开;在非对称的尾力作用下,离子之间的位置矢量的取向将向入射速度方向偏转.特别是对于一些大分子离子或离子团,库仑爆炸的结果将使其几何结构发生非对称性的变化^[15].

6. 结 论

本文在线性介电响应理论框架内推导出一个快速双原子分子离子在固体中穿行时的动力学相互作用势,发现这种势可以分解成对称的屏蔽库仑势和非对称的尾势.利用变分方法研究了尾流效应对两个离子电荷态的影响,发现导航离子的电荷数随穿

行深度的增加而单调地增加,而尾随离子的电荷数则随穿行深度的增加而振荡.当穿行深度很大时,两个离子的电荷数都趋于孤立离子的电荷数.通过求解单个离子的运动方程,研究了分子离子在固体中的库仑爆炸过程,发现由于受到对称的屏蔽库仑力的作用,两离子之间的距离随穿行距离的增加而逐渐变大,而在非对称尾力的作用下,分子轴的取向则向入射速度方向偏转.

在进一步的工作中,我将自洽地研究这种非对称的尾流效应对大分子离子或离子团的电荷态、库仑爆炸及能量损失的影响,并考虑固体中原子内壳层电子的贡献.

-
- [1] Brandt W, Ratkowski A and Ritchie R H 1974 *Phys. Lett.* **33** 1325
- [2] Ray E *et al* 1992 *Nucl. Instr. Meth. B* **69** 133
- [3] Narumi K *et al* 1998 *Nucl. Instr. Meth. B* **135** 77
- [4] Brunelle A 1999 *Phys. Rev. A* **59** 4456
- [5] Arista N R 1978 *Phys. Rev. B* **18** 1
- [6] Steure M F and Ritchie R H 1989 *Nucl. Instr. Meth. B* **40/41** 372
- [7] Wang Y N and Ma T C 1993 *Phys. Lett. A* **178** 209
- [8] Wang Y N and Ma T C 1994 *Phys. Rev. A* **50** 3192
- [9] Kaneko T 1999 *Nucl. Instr. Meth. B* **153** 15
- [10] Jensen J and Sigmund P 2000 *Phys. Rev. A* **61** 032903
- [11] Arista N R 2000 *Nucl. Instr. Meth. B* **164/165** 108
- [12] Nardi E and Zinamon Z 1995 *Phys. Rev. A* **51** R3407.
- [13] Wang Y N 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1118 (in Chinese) 王友年 1999 物理学报 **48** 1118]
- [14] Qiu H T and Wang Y N 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1528 (in Chinese) 邱华檀、王友年 2000 物理学报 **49** 1528]
- [15] Qiu H T and Wang Y N 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1534 (in Chinese) 邱华檀、王友年 2000 物理学报 **49** 1534]
- [16] Brunelle A *et al* 1999 *Phys. Rev. A* **59** 4456
- [17] Mišković Z L *et al* 2000 *Phys. Rev. A* **61** 062901
- [18] Mišković Z L *et al* 2001 *Phys. Rev. A* **63** 022901
- [19] Brandt W and Kitagawa W 1982 *Phys. Rev. A* **25** 5631
- [20] Echenique P M, Ritchie R H and Brandt W 1979 *Phys. Rev. B* **20** 2567
- [21] Gemmell D S 1975 *Phys. Rev. Lett.* **34** 1420

Wake effects on charge states and molecular-axis orientations of fast diatomic molecular ions in solids^{*}

Wang You-Nian Li Hong-Wei

(*State Key Laboratory for Material Modification by Laser, Ion, and Electron Beams, Department of Physics, Dalian University of Technology, Dalian 116023, China*)

(Received 31 July 2001; revised manuscript received 23 September 2001)

Abstract

We have studied the wake effects on charge states and molecular-axis orientations of diatomic molecular ions, such as N_2^+ , moving in solids. Based on the linear response dielectric theory with the local dielectric function, the dynamic interacting potential is expressed as a sum of the symmetric screened Coulomb potential and the asymmetric wake potential. The equilibrium charge state of individual ions in the molecular ions is determined by a variational approach to the total energy of bound electrons in the molecular ions. The Coulomb explosion patterns of the molecular ions are also simulated by solving equations of motion for individual ions. It has been found that, in the initial stages of penetration through the solid, the charge of the trailing ion oscillates with increasing penetration depth due to the wake effects in the dynamic interaction potential, while the charge of the leading ion increases monotonically towards the value characteristic of an isolated ion at the same speed. Moreover, the molecular-axis orientations incline towards the direction of the projectile's velocity.

Keywords: molecular ions, wake effects, charge states, Coulomb explosions

PACC: 6180M, 3480B

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19975008) and by the Fund for Trans-Century Excellent Scholar from Ministry of Education of China.