

文章编号: 1007-4627(2002)02-0242-03

激光辅助的电子对氢原子的自由-自由跃迁*

李书民, 陈 激, 周子舫, 张声涛

(中国科学技术大学近代物理系选键化学开放实验室, 安徽 合肥 230027)

摘 要: 在一级玻恩近似和软光子近似下, 研究了激光场中电子对氢原子基态的自由-自由跃迁, 并考虑入射电子对束缚电子的交换效应. 发现 Kroll-Watson 截面求和规则在大角度遭到明显破坏.

关键词: 激光场; 电子; 氢原子; 自由-自由跃迁

中图分类号: O562.5 **文献标识码:** A

1 引言

自从 Bunkin 等^[1]的先驱性工作问世以来, 激光辅助的电子-原子碰撞过程就引起了理论和实验方面的广泛关注^[2-5]. 尽管人们对此类过程已经有了一定程度的了解, 但对某些效应和机制仍不十分清楚. 本文考察此类过程中最简单的一种——激光辅助的电子对氢原子的自由-自由跃迁(“弹性”散射). 计算采用原子单位制 $\hbar=e=m=1$.

为使讨论简单, 取激光场为一单模线偏振的经典电磁场, 其电场强度为 $\mathbf{E}(t) = \mathbf{e}_0 \sin \omega t$. 激光场中的“自由”电子态用 Volkov 波函数^[6]

$$\chi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}_0, t) = (2\pi)^{-3/2} \exp\{i[\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_0 - \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\alpha}_0 \cdot \sin \omega t - Et - \frac{1}{2c^2} \int_{-\infty}^t A^2(t') dt']\} \quad (1)$$

描述. 式中 \mathbf{r}_0 和 \mathbf{k} 分别为电子的坐标和动量, $E = k^2/2$ 为电子动能. $A(t) = (c/\omega) \mathbf{e}_0 \cos \omega t$ 为场的矢量势(c 为真空中的光速), $\boldsymbol{\alpha}_0 = \mathbf{e}_0/\omega^2$. 原子基态的缀饰波函数可由含时微扰论得到^[7]

$$\psi_0^H(\mathbf{r}_1, t) = \left\{ 1 - \left[\frac{i}{\omega} \cos \omega t + \frac{1}{\bar{\omega}_H} \sin \omega t \right] \cdot \mathbf{e}_0 \cdot \mathbf{r}_1 \right\} \phi_0^H(\mathbf{r}_1) \times \exp\{-i[W_0^H t + \frac{1}{2c^2} \int_{-\infty}^t A^2(t') dt']\}, \quad (2)$$

其中 $W_0^H = 1/2$ arb. unit 为氢原子基态能量, $\bar{\omega}_H = 4/9$ arb. unit 为基态平均激发能^[8]. $\phi_0^H(\mathbf{r}_1) = \pi^{-1/2} \cdot e^{-\mu r_1}$ ($\mu=1$) 为“裸”原子基态的定态波函数.

在激光场中, 电子对氢原子直接散射过程的 S 矩阵为

$$S^{\text{dir}} = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \chi_{\mathbf{k}_f}(\mathbf{r}_0, t) \psi_0^H(\mathbf{r}_1, t) \cdot \left[-\frac{1}{r_0} + \frac{1}{r_{10}} \right] \chi_{\mathbf{k}_i}(\mathbf{r}_0, t) \psi_0^H(\mathbf{r}_1, t) \rangle = i(2\pi)^{-1} \sum_{l=-\infty}^{\infty} f_l^{\text{dir}} \delta(E_f - E_i + l\omega), \quad (3)$$

其中

$$f_l^{\text{dir}} = 2J_l(\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\alpha}_0) \frac{[(q^2 + 4\mu^2)^2 - 16\mu]}{(q^2 + 4\mu^2)^2} - \frac{256}{\bar{\omega}_H} J'_l(\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\alpha}_0) \frac{\mathbf{e}_0 \cdot \mathbf{q}}{q^2(q^2 + 4\mu^2)^3}, \quad (4)$$

式中 $\mathbf{q} = \mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i$ 为入射电子的动量转移.

交换散射过程的 S 矩阵

$$S^{\text{exc}} = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \chi_{\mathbf{k}_f}(\mathbf{r}_1, t) \psi_0^H(\mathbf{r}_0, t) \cdot \left[-\frac{1}{r_0} + \frac{1}{r_{10}} \right] \chi_{\mathbf{k}_i}(\mathbf{r}_0, t) \psi_0^H(\mathbf{r}_1, t) \rangle = i(2\pi)^{-1} \sum_{l=-\infty}^{\infty} f_l^{\text{exc}} \delta(E_f - E_i + l\omega), \quad (5)$$

其中

$$f_l^{\text{exc}} = 4\nu \left\{ J_l(\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\alpha}_0) + \left[\frac{l}{\omega \mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\alpha}_0} \cdot J_l(\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\alpha}_0) + \frac{1}{\bar{\omega}_H} J'_l(\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\alpha}_0) \right] \mathbf{e}_0 \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}_i} - \left[\frac{l}{\omega \mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\alpha}_0} J_l(\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\alpha}_0) - \frac{1}{\bar{\omega}_H} J'_l(\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\alpha}_0) \right] \right\}.$$

收稿日期: 2002-03-07; 修改日期: 2002-04-12

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(0074060, 10075043)

作者简介: 李书民(1963-), 男(汉族), 河南长垣人, 副教授, 从事原子分子理论研究.

$$\varepsilon_0 \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}_i} \left\} \times \left[\frac{4}{(k_i^2 + \mu^2)(k_i^2 + \nu^2)^2} - \mu \int_0^1 s(1-s) \frac{15\Gamma^4 + 14\Gamma^2\Lambda^2 + 3\Lambda^4}{\Gamma^5(\Gamma^2 + \Lambda^2)^3} ds \right], \quad (6)$$

这里 $0 \ll s \ll 1$ 为积分变量, $\mu = \nu = 1$ 为参数. $\Gamma = [\mu^2 s + \nu^2(1-s) + |\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_i|^2 s(1-s)]^{1/2}$, $\Lambda = s\mathbf{k}_i + (1-s)\mathbf{k}_i$.

伴随电子-原子系统与激光场交换 l 个光子的自由-自由跃迁的微分截面为

$$\frac{d\sigma_l}{d\Omega} = \frac{k_i}{k_i} \left(\frac{1}{4} |f_l^{dir} + f_l^{exc}|^2 + \frac{3}{4} |f_l^{dir} - f_l^{exc}|^2 \right). \quad (7)$$

对所有多光子过程求和, 得总微分截面

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \frac{d\sigma_l}{d\Omega}. \quad (8)$$

图 1 给出了沿两种极化方向 $\varepsilon_0 \parallel \mathbf{k}_i$ 和 $\varepsilon_0 \perp \mathbf{k}_i$ 极化的自由-自由散射的总微分截面. 图中结果显示, 在向前的相当大的角度范围内, 激光修正的结果与无场的截面重合, Kroll-Watson 截面求和规则^[9]得到很好的满足. 结果对求和规则的偏离主要发生在大角度, 且平行于入射方向极化的截面大于垂直于入射方向极化的截面. 因为小角和中间角对应于“掠射”或“浅度”散射, 且核场被束缚电子场屏蔽, 故 Volkov 态中的虚光子过程转化为实光子过程的较少. 大角散射相应于入射电子“深度”进入靶原子

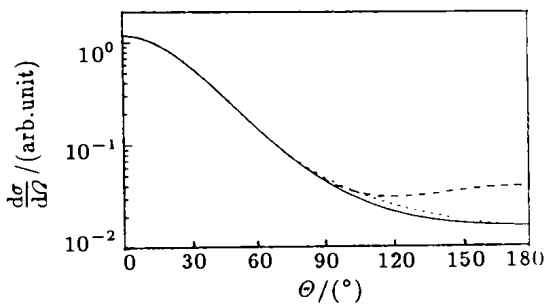


图 1 激光场中电子对氢原子自由-自由跃迁的总微分截面 (取出射动量与入射动量和极化矢量共面)
入射电子能量 $E_i = 50$ eV; 激光振幅 $\varepsilon_0 = 5 \times 10^7$ V cm⁻¹, 频率 $h\omega = 1.17$ eV; — 无场情形; --- $\varepsilon_0 \parallel \mathbf{k}_i$ 的情形; ... $\varepsilon_0 \perp \mathbf{k}_i$ 的情形.

内部, 有较多的虚光子过程转化为实光子过程. 另一方面, 依照(4)和(9)式, 分波振幅在很大程度上依赖于 Bessel 函数及其导数. 当动量转移较大(即

大散射角)时, Bessel 函数的宗量较大, 因而对截面的影响也较大.

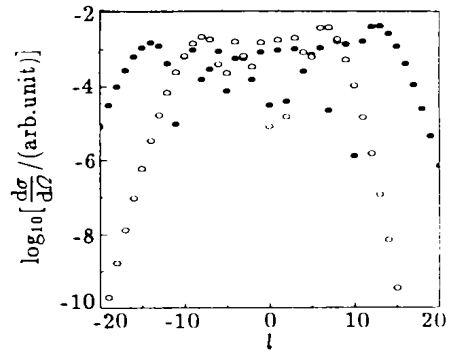


图 2 散射角为 120° 时, 各多光子过程所对应的分波截面值 (跃迁几率)
入射能量、激光参数及几何条件同图 1. ● 为 $\varepsilon_0 \parallel \mathbf{k}_i$ 的情形; ○ 为 $\varepsilon_0 \perp \mathbf{k}_i$ 的情形.

图 2 为当散射角为 120° 时, 各分波截面值对交换光子数的分布. 它反映了自由-自由跃迁所伴随的各个多光子过程的贡献. 正的 l 代表电子-原子系统向辐射场发射光子(受激韧致辐射), 负的 l 代表光子吸收(逆韧致辐射). 图中结果显示: 不论辐射场的偏振方向平行于或垂直于电子入射方向, 都是受激韧致辐射占主导地位. 当偏振平行于入射方向时, 分波截面分布在更广的范围内.

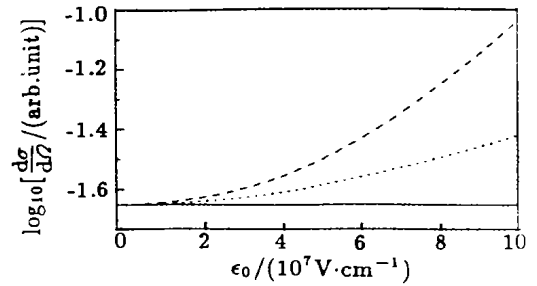


图 3 120° 角总微分截面随激光振幅(强度)的变化
光场频率 $h\omega = 1.17$ eV, 入射能量与几何条件同图 1, — 无场情形, --- $\varepsilon_0 \parallel \mathbf{k}_i$ 的情形, ... $\varepsilon_0 \perp \mathbf{k}_i$ 的情形.

图 3 和图 4 反映了总微分截面随激光强度和频率的变化趋势. 光场越强, 截面的修正越大; 频率越低, 截面修正越大. 垂直于入射方向极化的截面始终小于平行极化的截面. 当激光强度趋于零, 或频率趋于无穷大时, 二者均趋于无场的结果. 因为光场越强, 它对入射与束缚电子状态的影响就越大; 频率越低, 光场对电子的平均效应越明显(此处未考虑共振).

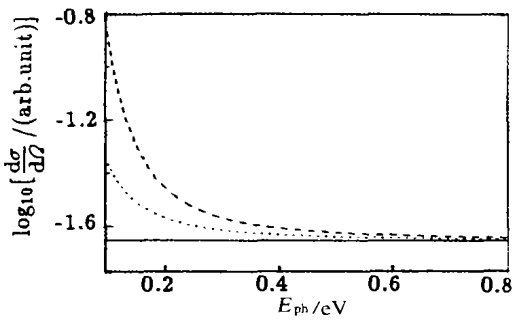


图 4 120°角总微分截面随光子能量(激光频率)的变化
入射电子能量 $E_i = 50 \text{ eV}$, 激光振幅 $(\epsilon)_0 = 1.0 \times 10^7 \text{ Vcm}^{-1}$.
— 无场情形; --- $\epsilon_0 \parallel k_i$ 的情形; - · - $\epsilon_0 \perp k_i$ 的情形.

图 5 为截面随偏振方向的变化情况(θ 为偏振方向与入射方向的夹角). 偏振方向越接近入射方向, 截面越大. 因为 Bessel 函数的宗量是由动量转移与偏振矢量的标量积所决定的. 以上理论结果表明: 对电子的弹性散射过程加上激光背景后, 因电子和场交换能量, 将导致一系列多

光子过程. 在大角度, 辐射场引起截面的显著改变. 当偏振方向接近平行或反平行于电子入射方向时, 截面修正较大. 光场越强, 频率越低, 截面修正越大. 因而可通过施加一平行于入射方向的强场来增加大角度的角分布.

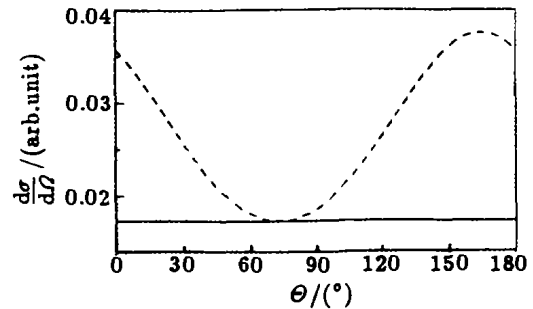


图 5 120°角微分截面随极化方向与入射方向间夹角的变化
(取极化矢量位于入射动量和出射动量所定的平面内)
入射电子能量与激光参数同图 1; — 无场截面, --- 激光修正截面.

参 考 文 献:

[1] Bunkin F V, Fedorov M V. Bremsstrahlung in a Strong Radiation Field [J]. Sov Phys JETP, 1966, 22: 844.
[2] Francken P, Joachain C J. Theoretical Study of Electron-atom Collisions in Intense Laser Fields [J]. J Opt Soc Am B, 1990, 7: 554.
[3] Ehlotzky F, Jaron A, Kamiński J Z. Electron-atom Collisions in a Laser Field [J]. Phys Rep, 1998, 297: 63.
[4] Ehlotzky F. Atomic Phenomena in Bichromatic Laser Fields [J]. Phys Rep, 2001, 345: 175.
[5] Mason N J. Laser-assisted Electron-atom Collisions [J]. Rep Prog Phys, 1993, 56: 1 275.
[6] Berestetskii V B, Lifshitz E M, Pitaevskii L P. Quantum Electrodynamics--2nd edn (Course of Theoretical Physics Vol. 4) [M]. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1982, 148.
[7] Bhattacharya M, Sinha C, Sil N C. Positronium Formation in a Laser Field Including the Dressing Effect [J]. Phys Rev, 1989, A40: 567.
[8] 王竹溪, 郭敦仁. 特殊函数概论[M]. 北京: 北京大学出版社, 2000, 351, 341.
[9] Kroll N M, Watson K M. Charged-particle Scattering in the Presence of a Strong Electromagnetic Wave [J]. Phys Rev, 1973, A8: 804.

Laser-assisted Electron-atomic-hydrogen Free-free Transition*

LI Shu-min, CHEN Ji, HOU Zi-fang, ZHANG Sheng-tao

(Open Laboratory of Bond Selective Chemistry, Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China)

Abstract: In the first Born approximation and the soft-photon approximation, the laser-assisted electron-atomic-hydrogen free-free transition is investigated with taking the exchange effect into account. We find that the Kroll-Watson sum rule is significantly violated in the backward direction.

Key words: laser field; electron; atomic hydrogen; free-free transition

* Foundation item: National Natural Science Foundation of China (10074060, 10075043)