

文章编号: 1007- 4627(2002) 增刊- 0077- 04

在双色共振激光场中电子原子碰撞的自由-自由跃迁过程^y

张声涛, 陈 激, 李书民

(中国科学技术大学近代物理系, 安徽 合肥 230026)

摘 要: 研究了双色共振激光场中电子原子碰撞的自由-自由跃迁过程. 利用三能级模型和旋转波近似得到了靶原子的波函数, 在波恩近似的基础上进一步导出了多道碰撞的微分截面公式. 利用此公式计算了共振激光场中的激发碰撞对整个的碰撞贡献.

关 键 词: 共振; 双色激光场; 自由-自由跃迁

中图分类号: O562.5 文献标识码: A

1 引言

在激光场辅助下的电子-原子碰撞的理论研究中, 对于激光场缀饰下的自由电子的描述一般采用 Volkov 波函数, 但对于激光场中有结构的靶原子来说, 最常用的方法是用一阶时间微扰展开的方法加以描述. 当激光强度不强或频率远离共振频率时这种方法是有效的, 但是在激光场的频率接近共振频率时, 就会出现微扰项的不收敛, 从而导致这种方法的失效^[1-3]. 在共振的情况下, 最有效的方法是两能级模型和旋转波近似, 这种模型只考虑初态和共振能态之间的跃迁, 它已广泛的应用于研究共振和近共振激光场中的原子^[4-18]. 在碰撞的问题上, 单色共振激光场中的电子和原子碰撞已有了不少理论的工作^[12-23]. 随着激光技术的提高, 多色光场已成为辅助或诱导的原子分子过程的有效工具. 但在以往大量的关于双色激光场辅助下原子过程的理论工作中, 对于双色激光场中共振碰撞问题, 据我们所知几乎没有被研究. 本文的目的是研究双色共振和近共振光场下的电子原子碰撞. 由三能级模型和旋转波近似, 在强光场下导出了靶原子波函数, 并利用电子的 Volkov 波函数, 在波恩近似下导出了多道碰撞微分截面的公式. 我们将研究在双色共振激光场中电子与初态为 $2s$ 态的氢原子碰撞的自由-自由跃迁过程. 激光场的基础频率为 ω_0 , 双色光场

为线性极化, 其场强具有下列形式:

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_1 \cos(s_1 \omega_0 t) + \mathcal{E}_2 \cos(s_2 \omega_0 t + \delta), \quad (1)$$

这里 \mathcal{E}_1 和 \mathcal{E}_2 为双色激光场两分量的电场强度, δ 是相差, s_1 和 s_2 是两分量间的倍频数, 激光场的极化方向平行于入射电子的方向. 当选择 $s_1 = 4$, $s_2 = 5$ 时, 第一分量的频率为氢原子 $2s-3p$ 的共振频率, 第二分量的频率为 $2s-4p$ 的近共振频率, 电子的交换效应将不作考虑.

2 共振散射理论

利用三能级和旋转波近似, 得到的靶原子在双色激光场中的波函数为

$$\Psi(x, t) = c_2(t) \Phi_{2s} e^{-iE_2 t} + c_3(t) \Phi_{3p_z} e^{-iE_3 t} + c_4(t) \Phi_{4p_z} e^{-iE_4 t}, \quad (2)$$

其中

$$c_2(t) = \frac{1}{2}(e^{iu t} + e^{-iu t}),$$

$$c_3(t) = \frac{u_3}{2u}(e^{iu t} - e^{-iu t}),$$

$$c_4(t) = \frac{u_4}{2u}(e^{iu t} - e^{-iu t}),$$

$$u_3 = \sqrt{2} | \langle \mathcal{E}_1 z | 3 \rangle |, \quad u_4 = \sqrt{2} | \langle \mathcal{E}_2 z | 4 \rangle |, \\ u^2 = | u_3 |^2 + | u_4 |^2.$$

E_2 , E_3 和 E_4 分别是无光场下的氢原子 $| 2 \rangle$, $| 3 \rangle$

^y 收稿日期: 2002 - 03 - 05; 修改日期: 2002 - 06 - 25

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10075043, 10074060)

作者简介: 张声涛(1970-), 男(汉族), 安徽桐城人, 讲师, 从事强场物理研究.

和 4 重三态(即 2s, 3p, 4p)的本征能量. 从上式可以看出在旋转波近似下, 激光场的相位对靶原子没有影响, 光场只是把一个态激发到另外两个态, 并分裂了它们的能级, 在原来能级的基础上, 把能量平移了 $\pm u$.

光场中的自由电子可以用 Volkov 波函数描述:

$$\chi = (2\pi)^{-3/2} e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} + \alpha(t)\cdot\mathbf{k} - Et)}. \quad (3)$$

其中 \mathbf{k} 是自由电子的动量, $E = (1/2)k^2$ 是电子的能量. 而

$$\alpha(t) = -\frac{2\mathcal{E}_1 \sin(\omega_1' t)}{\omega_1^2} - \frac{2\mathcal{E}_2 \sin(\omega_2' t + \delta)}{\omega_2^2}. \quad (4)$$

为了得到碰撞截面, 我们必须先导出多道碰撞的微分截面公式. 假定靶原子在激光场中由 m 个不同的态组成:

$$\Phi = \sum_{j=1}^m c_j \phi_j e^{-iE_j t}, \quad (5)$$

其中 ϕ_j 是分立态, E_j 是它的本征能量, c_j 是归一化常数. 而且自由电子的波函数可以用 Volkov 波函数表示, 并且可以进一步定义一个光电子态的分量:

$$\begin{aligned} \chi_\xi^a(t) &= (2\pi)^{-3/2} J_n(\alpha_0 \cdot \mathbf{k}) e^{i(-n\omega t + \mathbf{k}_\xi \cdot \mathbf{r} - E_\xi t)} \\ &= \chi_\xi^a e^{i(-n\omega t - E_\xi t)}, \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $\chi_\xi^a(t) = (2\pi)^{-3/2} J_n(\alpha_0 \cdot \mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}_\xi \cdot \mathbf{r}}$. 当动能为 k_0 的自由电子从 n 光子态沿着 z 轴方向入射, 则在一阶 Born 近似下散射矩阵元为

$$\begin{aligned} S_{ab, mn} &= \delta_{ab} \delta_{mn} + \iint \Phi_a(t) \chi_i^n(t) \cdot \\ &\quad \left| \frac{V}{E_a + E_{i+} - n\omega + i\epsilon - H_0} \right| \cdot \\ &\quad \Phi_b(t) \chi_f^m(t) \iint e^{i(E_a + E_i - E_f - E_b + n\omega - m\omega + i\epsilon)}. \end{aligned} \quad (7)$$

因此, 此过程的跃迁几率为

$$W_{an, bm} = 2\pi \delta(E_a + E_{i-} - E_b - E_{f+} - n\omega - m\omega) |T_{an, bm}|^2, \quad (8)$$

其中

$$\begin{aligned} T_{an, bm} &= c_a c_b \iint \phi_a \chi_i^n |V| \phi_b \chi_f^m \iint = c_a c_b J_n^* \cdot \\ &\quad (\mathbf{k}_i \cdot \alpha_0) J_m(\mathbf{k}_f \cdot \alpha_0) \iint \phi_a |e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_2} V| \phi_b \iint \\ &\quad \mathbf{q} = \mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i \end{aligned} \quad (9)$$

这里 a 和 b 分别表示靶的初态和末态, n 和 m 表示光电子的初态和末态. 因此散射振幅为

$$f_{an, bm} = \frac{1}{2\pi} T_{ab, mn}, \quad (10)$$

它的碰撞截面为

$$\left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{an, bm} = \frac{k_f}{k_i} |f_{an, bm}|^2. \quad (11)$$

因为初态的选定是随机的, 当系统交换 $l = n - m$ 个光子时, 因 n 可以是任意的, 所以必须对所有的光电子初态求和:

$$\left| \frac{d\sigma^l}{d\Omega} \right|_l = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{an, b(n-l)}. \quad (12)$$

而对于整个系统来说, 考虑到靶原子不同态之间的跃迁, 当系统交换 l 个光子数时, 总的微分截面为

$$\frac{d\sigma^l}{d\Omega} = \sum_{a, b} \left| \frac{d\sigma^a, b}{d\Omega} \right|_l. \quad (13)$$

在上述公式中我们引进的是单色光, 对于本文中的双色光场下的辅助碰撞, 必须定义一个生成 Bessel 函数, 根据(4)式, 有

$$\begin{aligned} e^{i\mathbf{k}\cdot\alpha(t)} &= \sum_{n_1} J_{n_1}(\mathbf{k} \cdot \alpha_1) e^{in_1 \omega_1' t} \cdot \\ \sum_{n_2} J_{n_2}(\mathbf{k} \cdot \alpha_2) e^{in_2(\omega_2' t + \delta)} &= \sum_m B_m e^{im \omega_0 t}, \end{aligned} \quad (14)$$

其中

$$\begin{aligned} B_m &= \sum_{n_1} J_{(m-n_2s_2)/s_1}(\mathbf{k} \cdot \alpha_1) J_{n_2} \cdot \\ &\quad (\mathbf{k} \cdot \alpha_2) e^{in_2(s_2 \omega_0 t + \delta)}, \\ n_1 &= \frac{m - n_2 s_2}{s_1}. \end{aligned}$$

因为 s_1/s_2 为分数, 而 n_1 必须是整数时才满足实际的物理过程, 所以我们重新定义 4 个生成 Bessel 函数, 从而避开 n_1 为分数的情况:

$$\begin{aligned} \text{当 } m = 4k \text{ (} k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \text{)} \text{ 个光子态时,} \\ B_{4k} &= \sum_l J_{k-5l}(\mathbf{k} \cdot \alpha_1) J_{4l}(\mathbf{k} \cdot \alpha_2) e^{i4l\delta}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{当 } m = 4k + 1 \text{ (} k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \text{)} \text{ 个光子态} \\ \text{时, } B_{4k+1} &= \sum_l J_{k-5l-1}(\mathbf{k} \cdot \alpha_1) J_{4l+1}(\mathbf{k} \cdot \alpha_2) e^{i(4l+1)\delta}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{当 } m = 4k + 2 \text{ (} k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \text{)} \text{ 个光子态} \\ \text{时,} \\ B_{4k+2} &= \sum_l J_{k-5l-2}(\mathbf{k} \cdot \alpha_1) J_{4l+2}(\mathbf{k} \cdot \alpha_2) e^{i(4l+2)\delta}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{当 } m = 4k + 3 \text{ (} k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \text{)} \text{ 个光子态} \\ \text{时,} \\ B_{4k+3} &= \sum_l J_{k-5l-3}(\mathbf{k} \cdot \alpha_1) J_{4l+3}(\mathbf{k} \cdot \alpha_2) e^{i(4l+3)\delta}. \end{aligned}$$

由于共振激光场的作用, 靶原子分裂成 3 个不同的态, 当系统交换 l 光子的时候, 出射的电子有 21 种不同的动能, 再根据靶原子的碰撞过程, 可以分为激发碰撞和非激发碰撞, 其中前者有 18 项, 后者有 3 项.

3 结果与讨论

首先我们考察非激发碰撞过程在整个碰撞过程中的作用. 定义 DCS 代表全部的碰撞截面(激发过程与非激发过程), 而 PDCS 代表激发过程的碰撞截面.

图 1 给出了自由-自由跃迁过程中靶原子的激

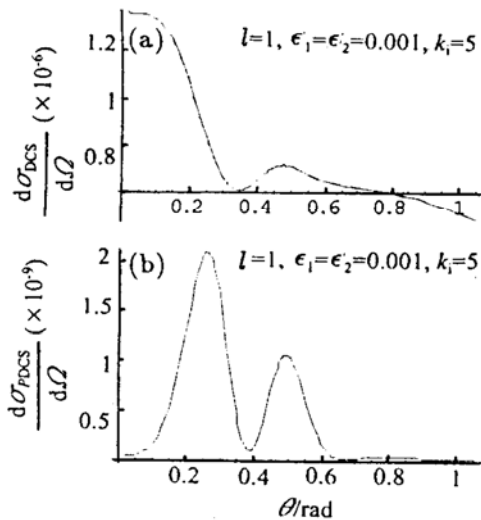


图 1 微分截面与散射角之间的关系

交换光子数 $l=1$, 激光的电场强度为 $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0.001$ (ato. unit), 相差为 $\delta=0$, 入射电子的动量为 $k_i=5$ (ato. unit). 在图(a)中, —为包括靶原子的激发过程和非激发过程的截面, ---为非激发过程的截面; 图(b)为激发过程的截面.

参 考 文 献:

- [1] Landau L D, Lifshitz E M. Non relativistic Quantum Mechanics [M]. Oxford: Pergamon, 1965, Sec 40.
- [2] Dubois A, Maquet A, Jetzke S. Phys Rev, 1986, **A34**: 1 888.
- [3] Francken P, Joachain C J. Phys Rev, 1987, **A35**: 1 590.
- [4] Agarwal G S. Phys Rev, 1978, **A18**: 1 490.
- [5] Ballagh R J, Cooper J. Astrophys J, 1977, **213**: 479.
- [6] Burshtein A I. JETP. 1966, **22**: 99.
- [7] Cooper J, Ballagh R. J Phys Rev, 1978, **A18**: 1 302.
- [8] Mollow B R. Phys Rev, 1970, **A2**: 76.
- [9] Mollow B R. Phys Rev, 1972, **A5**: 2 217.
- [10] Mollow B R. Phys Rev, 1976, **A13**: 758.
- [11] Mollow B R. Phys Rev, 1977, **A15**: 1 023.
- [12] Mittleman M H. Phys Rev, 1978, **A18**: 685.
- [13] Mittleman M H. Phys Rev, 1980, **A21**: 79.
- [14] Mittleman M H. Phys Rev, 1979, **A19**: 99.
- [15] Purohit S P, Jain A K, Mathur K C. Europe Phys J D, 1998, **2**: 41.
- [16] Francken P, Attaouri Y, Joachain C J. Phys Rev, 1988, **A30**: 1 785.
- [17] Pundir R S, Mathur K C. J Phys : At Mol Opt Phys, 1985, **B18**: 523.
- [18] Byron F W, Francken P, Joachain C J. J Phys : At Mol Opt Phys, 1987, **B20**: 5 487.
- [19] Hahn L, Hertel I V. J Phys: At Mol Opt Phys, 1972, **B5**: 1 995.
- [20] Cavaliere P, Ferrante G, Leone. J Phys: At Mol Opt Phys, 1982, **B15**: 475.
- [21] Purohit S P, Mathur K C. Phys Rev, 1992, **A45**: 6 502.
- [22] Unnikrishnan K. Phys Rev, 1988, **A38**: 2 317.
- [23] Gazazian A D. J Phys: At Mol Opt Phys, 1976, **B9**: 3 197.

发过程对微分截面的贡献, 计算结果表明这部分的贡献非常小, 并随角度增大而减小, 尽管组成这部分碰撞的过程有十几种之多, 但其贡献是极其微小, 特别是在大角度散射, 其贡献几乎为零. 从另一角度说明, 在共振光场辅助下的电子原子碰撞的自由-自由跃迁过程中, 尽管靶原子存在激发碰撞过程, 但是这些过程对整个碰撞贡献极小, 主要的碰撞过程还是靶原子的非激发碰撞. 因此在实际计算中, 我们可以忽略这些过程的计算.

4 结论

本文研究了氢原子亚稳态 $2s$ 态在双色共振激光场作用下的电子原子碰撞的自由-自由跃迁过程. 把两能级模型推广到三能级模型, 利用旋转波近似, 得出了靶原子在双色激光场中的波函数, 靶原子由其初始的 $2s$ 态, 部分的跃迁到了 $3p_z$ 和 $4p_z$ 两个激发态, 其能级均发生了分裂, 在原本征能量的基础上作了 $\pm u$ 的平移, 并且在此近似下的靶原子的波函数与相位是无关的. 从波恩近似出发, 推导出了多道碰撞微分截面的公式. 利用此公式我们计算了在电子原子碰撞中自由-自由跃迁过程的靶激发过程和靶非激发过程, 结果表明靶激发过程的贡献极其微小.

Free-free Transition in Presence of a Resonant Bichromatic Laser Field*

ZHANG Sheng tao, CHEN Ji, LI Shu min

(*Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

Abstract: We investigate the free-free transition in the presence of the resonant bichromatic laser field. The target atom is described by the three-level model and the rotating wave approximation. The differential cross section for a multi-channel collision is derived. The calculations show that excitation collision has quite small contribution to the whole collision processes.

Key words: resonant; bichromatic laser field; free-free transition

* **Foundation item** : National Natural Science Foundation of China (1007504, 10074060)