

强激光场阈上电离理论*

仝晓民 李家明

中国科学院物理研究所, 北京, 100080

1990年3月27日收到

本文提出一种统一的阈上电离理论. 根据该理论, 可以定量描述较真实的原子阈上电离过程并能清楚地阐明实验观测的阈上电离现象. 该现象可理解为前后相继的两个过程: (1) 先从无场的初态吸收 N 个光子而到场级末态的量子跃迁过程. (2) 欲定量描述实验测量, 还需考虑光电子逃离光场时与光场相互作用的“后作用效应”. 该“后作用效应”是由非均匀激光场所形成的无质动力所引起的经典物理过程.

PACC: 3280K

一、引言

随着激光技术的发展, 光场的强度已经能够达到原子单位 ($3.5 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$) 数量级, 强光场和原子的相互作用也越来越成为人们感兴趣的课题. 用强激光场激发原子, 观测到的光电子能谱在电离阈值以上是由几个能级间距为光子能量的峰组成的. 这种现象称为阈上电离现象 (ATI). 目前, 人们已经可以在实验上观测到各种阈上电离现象^[1-9], 促进了这方面基本理论的新发展. 大部分理论工作建立在经典的图象^[10]和模型原子的基础上^[11], 也有不少理论是进一步建立在量子理论基础上的^[12-23], 这些理论虽定性地提供了很重要的理论解释, 但无法对真实的原子进行定量的理论计算. 本文提出了一种统一的阈上电离理论. 根据该理论, 可以定量描述较真实的原子阈上电离过程并能清楚地阐明实验观测的阈上电离现象. 该现象是: (1) 先从无场的初态吸收 N 个光子而到场级末态的量子跃迁过程^[14, 16]. (2) 定量描述实验测量, 还需考虑光电子逃离光场时与光场相互作用的“后作用效应”. 该“后作用效应”是由非均匀激光场所形成的无质动力所引起的经典物理过程^[24]. 具体地说, 阐明了下列各种阈上电离现象: 1) 相同光强时, 不同脉宽的影响^[9, 24]; 2) 长脉宽时, 不同激光场强分布对光电子角分布的影响^[2]; 3) 阈上电离的圆偏振抑制^[4]; 4) 强激光多重电离的阈值几乎与原子序无关^[5, 6]; 5) 强激光产生超短波长谐波.

* 中国科学院科学基金和国家自然科学基金资助的课题.

二、理 论

无场下,独立电子自洽场理论可以较好地描述原子结构,所以,电子的初态可以由无场下的自洽场理论求得^[25,26]. 其波函数满足(本文一律采用原子单位, $\hbar = m = e = 1$)

$$i \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\mathbf{r}, t) = H_0 \Phi(\mathbf{r}, t). \quad (1)$$

这里 $H_0 = P^2/2 + V(\mathbf{r})$ 是无场下原子体系的哈密顿量, $V(\mathbf{r})$ 是向心的原子自洽势. 电子的末态是处在强激光场与粒子相互作用的体系中. 由于辐射场与电子的相互作用不是一个小量,普通的微扰理论这时不适用. 需要建立新的理论计算方法来处理这强场-原子相互作用物理体系,即场缀原子体系. 场缀单电子波函数 $\Psi(\mathbf{r}, t)$, 满足

$$i \partial/\partial t \Psi(\mathbf{r}, t) = H \Psi(\mathbf{r}, t). \quad (2)$$

这里

$$H = H_0 - \mathbf{A}(t) \cdot \mathbf{P}/c + A^2(t)/2c^2 = H_0 + H_I$$

是场缀原子体系的哈密顿量, H_I 是场与电子的相互作用.

求解方程 (1) 和 (2), (下面将详细讨论如何解方程 (2).) 可得到初、末态波函数 ($\Phi(\mathbf{r}, t)$, $\Psi(\mathbf{r}, t)$). 当光脉冲时间 ($1/\gamma$) 远大于光周期 ($1/\omega$) 时, 根据 Fermi 黄金定则, 从无场的初态 $\Phi(\mathbf{r}, t)$ 到场缀末态 $\Psi(\mathbf{r}, t)$ 的跃迁矩阵元是

$$A_{if} = -i \int \langle \Psi(\mathbf{r}, t) | H_I | \Phi(\mathbf{r}, t) \rangle dt. \quad (3)$$

现在讨论如何求解方程 (2) 及根据 (3) 式计算跃迁矩阵元.

1. 方程 (2) 的求解

将在 Kramers 表象中^[12,27]求解场缀单电子末态波函数 $\Psi(\mathbf{r}, t)$, 设场缀单电子波函数是 $\Psi(\mathbf{r}, t) = \exp\left(-i \int H_I dt\right) \cdot \phi(\mathbf{r}, t)$, 代入 (2) 式, 得

$$i \frac{\partial}{\partial t} \phi(\mathbf{r}, t) = (P^2/2 + V(|\mathbf{r} - \mathbf{s}(t)|)) \phi(\mathbf{r}, t). \quad (4)$$

这里 $\mathbf{s}(t) = \frac{1}{c} \int \mathbf{A}(t) dt$. 对圆偏振, $\lambda = \pm 1$, 取 $\hat{k}$ 为 $\hat{z}$ 轴, $\mathbf{A}(t) = a(\hat{x} \cos \omega t +$

$\lambda \hat{y} \sin \omega t)$, $\mathbf{s}(t) = s(\hat{x} \sin \omega t - \lambda \hat{y} \cos \omega t)$. 对线偏振, $\lambda = 0$, 取偏振方向为 $\hat{z}$ 轴,

$$\mathbf{A}(t) = a \cdot \hat{z} \cos \omega t, \quad \mathbf{s}(t) = s \cdot \hat{z} \sin \omega t.$$

其振幅是 $s = a/c\omega = (8\pi c I)^{1/2}/\omega^2$, I 是激光光强. $V(|\mathbf{r} - \mathbf{s}(t)|)$ 进行傅里叶变换后可写成

$$V(|\mathbf{r} - \mathbf{s}(t)|) = \sum_n V_n^A(\mathbf{r}, s, \hat{r} \cdot \hat{s}) \exp(-in\omega t).$$

这里 ω 是辐射场的频率. $V_n^A(\mathbf{r}, s, \hat{r} \cdot \hat{s})$ 的形式在附录 A 中给出. 假定方程的解是

$$\phi_\varepsilon(\mathbf{r}, t) = \sum_n \sum_l \sum_m \exp(-i(\varepsilon + n\omega)t) \cdot F_{\varepsilon n l m}(\mathbf{r}) Y_{lm}(\hat{r}), \quad (5)$$

代入方程(4)得

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - 2\langle lm | V_0^\lambda(r, s, \hat{r} \cdot \hat{s}) | lm \rangle + k_n^2 \right\} F_{\varepsilon n l m}(r) \\ = 2 \sum_q \sum_l \sum_m \langle lm | V_{n-q}^\lambda(r, s, \hat{r} \cdot \hat{s}) | l' m' \rangle F_{\varepsilon q l' m'}(r). \quad (6)$$

这里 $k_n^2 = 2(\varepsilon + n\omega)$ 。附录 A 中将给出 $\langle lm | V_n^\lambda(r, s, \hat{r} \cdot \hat{s}) | l' m' \rangle$ 的计算方法。求解一维偶合微分方程(6), 即可得到方程(4)的解 $\psi(\mathbf{r}, t)$, 并要求其满足外向波边条件, 即 $r \rightarrow \infty$ 时, $F_{\varepsilon 0 l m}(r)$ 外向波(其方向是 $\hat{k}$)的振幅不为零, 而 $F_{\varepsilon n l m}(r)$ ($n \neq 0$) 的外向波振幅皆为零。

2. 跃迁矩阵元的计算

为了计算方便, 将 $F_{\varepsilon n l m}(r)$, $\Phi_{il' m'}(r)$ 作傅里叶变换而得到动量空间波函数 $F_{\varepsilon n l m}(P)$, $\Phi_{il' m'}(P)$, 则

$$A_{il'}^\lambda = -i \sum_n \sum_l \sum_m \iint F_{\varepsilon n l m}^*(P) \Phi_{il' m'}(P) Y_{lm}^*(\hat{P}) Y_{l' m'}(\hat{P}) \\ \cdot H_l \exp(-i(\varepsilon_i - \varepsilon - n\omega)t + i \int H_l dt) \cdot d^3 P dt. \quad (7)$$

进一步可写成

$$A_{il'}^\lambda = \sum_N \delta(\varepsilon - \varepsilon_i - N\omega + (|\lambda| + 1)a^2/4c^2) T_N^\lambda(\hat{k}, \varepsilon). \quad (8)$$

当吸收“N”个光子后, 产生能量是 ε , 方向是 $\hat{k}$ 的光电子的跃迁振幅可写成 $T_N^\lambda(\hat{k}, \varepsilon)$, 其详细表达式在附录 B 中给出。

得到跃迁矩阵元后, 即可讨论跃迁速率。入射强激光场在焦斑区的时空分布(采用柱坐标, 光频变化除外)一般可写成

$$a(\mathbf{r}, t) = \frac{a_0}{R(z)} \exp[-\rho^2/2R^2(z)] \cdot \exp(-\tau|t - z/c|/2).$$

这里 $R(z) = R_0[1 + (\lambda_0 z/\pi R_0^2)^2]^{1/2}$ 是在主轴 z 处的焦斑半径, R_0 是主焦面焦斑半径, λ_0 是光波长。为讨论方便, 仅考虑 $t = 0$ 时刻的跃迁速率(如要进一步考虑其不同时刻强激光场所引起的跃迁, 只需对本文结果作进一步时间平均)。假定焦斑区的原子数密度是 N_a , 如果可以直接测量由于吸收 N 个光子, 单位时间内焦斑区所有产生的光电子, 则其数目是

$$W = 2\pi N_a \iiint |T_N^\lambda(\hat{k}, \varepsilon)|^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon_i - N\omega + (|\lambda| + 1)a^2(\mathbf{r}, 0)/4c^2) d\varepsilon d\hat{k} d^3 \mathbf{r}. \quad (9)$$

但是, 真实的物理测量是在远离原子和光场相互作用区外进行的。因此, 定量地描述实验测量, 必需考虑光电子逃离光场时与光场相互作用的“后作用效应”, 即逃离的光电子所感受到非均匀激光场所形成的无质动力^[24] (ponderomotive force),

$$\mathbf{F} = -(|\lambda| + 1)\nabla a^2(\mathbf{r}, t)/4c^2.$$

通过运算, 可以得到逃离光场后的光电子能量是

$$E = \varepsilon + \int_0^\infty \mathbf{F} \cdot \mathbf{k} dt$$

$$= \varepsilon + (|\lambda| + 1)a^2(\mathbf{r}, 0)/4c^2 - \Delta, \quad (10)$$

$$\Delta = \gamma R_0/|\mathbf{k}| \cdot (|\lambda| + 1)a^2(\mathbf{r}, 0)/4c^2 \cdot \int a^2(\mathbf{r} + \mathbf{k}t, t)/a^2(\mathbf{r}, 0) \cdot |\mathbf{k}|/R_0 dt = \beta(|\lambda| + 1)a^2(\mathbf{r}, 0)/4c^2 \cdot \Theta.$$

$\Theta = \int_0^\infty a^2(\mathbf{r} + \mathbf{k}t, t)/a^2(\mathbf{r}, 0) \cdot |\mathbf{k}|/R_0 dt$ 是一个无量纲的正数, 其值一般约小于 1. 当光电子在平行焦面的平面上运动时(即固定 z 及 $\hat{k}_z = 0$),

$$\Theta = R(z)/R_0 \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} e^{\xi^2} \cdot \operatorname{erfc}(\xi).$$

这里

$$\beta = \gamma R_0/k, \quad \xi = R(z)(\gamma + 2\mathbf{p} \cdot \mathbf{k}/R(z))/2k.$$

如果跃迁时刻 $t \neq 0$, 则由 $a(\mathbf{r}, t)$ 取代 $a(\mathbf{r}, 0)$, 即可得到 t 时刻的跃迁电子. 在实验上所观测的能量是 E . 根据经典运动理论, 可以得到 $(\varepsilon, \hat{k})$ 与 $(E, \hat{Q})$ 的对应关系. $\hat{Q}$ 表示实验上所观测的光电子方向. 因此, 实验上观测的光电子数是

$$W = 2\pi N_s \iiint |T_N^k(\hat{k}, \varepsilon)|^2 J(\mathbf{r}) \delta(E - \varepsilon_i - N\omega + \Delta) d^3\mathbf{r} dE d\hat{Q}. \quad (11)$$

跃迁的微分速率是

$$\frac{d^2W}{dE d\hat{Q}} = 2\pi N_s \int |T_N^k(\hat{k}, \varepsilon)|^2 J(\mathbf{r}) \delta(E - \varepsilon_i - N\omega + \Delta) d^3\mathbf{r}. \quad (12)$$

这里 $J(\mathbf{r}) = \partial(\varepsilon, \hat{k})/\partial(E, \hat{Q})$ 是雅可比变换. 对长脉冲而言, $\beta \approx 0$, $\Delta \approx 0$, 上式 δ 函数可以写成 $\delta(E - \varepsilon_i - N\omega)$, 与 $\mathbf{r}$ 无关. 这样, 可以清楚地看到吸收 N 个光子的光电子能谱是一个无线移的谱峰, 而且谱峰较窄. 对短脉冲而言, β 较大, Δ 不是一个可忽略的小量, 并与 $\mathbf{r}$ 相关. 因此, 光电子能谱存在红移和加宽.

三、讨 论

上面介绍了阈上电离的形式理论. 根据该形式理论, 可以定量计算较真实的原子阈上电离过程. 将另文报道这类定量计算结果. 从本文理论分析, 能清楚地阐明实验观测的阈上电离现象. 该现象是: (1) 先从无场的初态吸收 N 个光子而到场级末态的量子跃迁过程. (2) 欲定量描述实验测量, 还需考虑光电子逃离光场时与光场相互作用的“后作用效应”; 该“后作用效应”是由非均匀激光场所形成的无质动力所引起的经典物理过程. 具体地可清楚地理解:

1. 相同光强 I 时, 不同脉宽 $(1/\gamma)$ 的影响

从方程 (12) 可以看出: 短脉宽时, 观测的光电子能谱出现红移而且谱峰加宽. 同时, 在加宽的谱峰内^[3], 由于方程 (12) 中的 $T_N^k(\hat{k}, \varepsilon)$ 随 ε 变化而形成共振结构^[9]. 长脉宽时, 由于后作用效应使得不同 ε 光电子的观测能量均是 E , 所以光电子能谱是无线移而且较窄的谱峰, 而无共振结构^[27].

2. 长脉宽时,不同激光场强分布对光电子角分布的影响

对长脉宽激光,光电子能谱虽无线移,但其角分布则由于“后作用效应”而与场强分布有关。“后作用效应”的无质动力将改变光电子的运动方向,其定量的描述将反映在方程(12)的雅可比 $J(\mathbf{r})$ 上。当激光光强增加,则其梯度(无质动力)增大而使得观测的光电子角分布趋于各向同性^[2]。

3. 阈上电离的圆偏振抑制

从跃迁矩阵元的表达式(附录 B 中 (B. 2), (B. 5) 式),圆偏振和线偏振分别存在不同的选择定则。线偏振要求末态的磁量子数是 $m = m'$, 因此跃迁矩阵元所涉及末态分波的角动量是 $l \geq |m'|$ 。圆偏振要求吸收 N 个光子的末态磁量子数是 $m = m' + \lambda N$, 因此跃迁矩阵元所涉及末态分波的角动量以 $l \geq |m' + \lambda N|$ 为主。对于接近阈值的低能光电子峰,由于离心势,圆偏振所产生的光电子数将比线偏振的少^[4]。

4. 强激光多重电离的阈值几乎与原子序无关

强激光多重电离过程是由阈上电离过程所引起的逐级电离过程。每级电离的阈值光强定义为其阈上电离总概率达 10^{-4} 时的激光强度^[5]。从附录 A 可以看出,当 s 很大时, Kramers 表象下的自洽势趋于 Kramers 表象下的库仑势而与原子结构无关。因此强激光多重电离的阈值几乎与原子序无关而只与其初态的电离阈值有关^[5,6]。

5. 强激光产生超短波长谐波

强激光场中,原子(或离化态原子)可吸收 N 个光子而转放出一个短波长光子。根据本文所提出的形式理论可以定量地描述这类短波长谐波的产生。首先由无场的初态吸收 N 个光子而跃迁到场缀的中间态,再由场缀的中间态放出一个光子而跃迁回较低能态(或场缀态)。根据本文理论,可以计算所涉及的波函数以及相应的跃迁矩阵元,从而可定量描述该谐波的产生。从附录 B 所给出的跃迁矩阵元表达式,可得到相应的选择定则,再加上单光子跃迁的选择定则,即可得到如下的理论预测:为提高谐波转换效率,最好采用线偏振的人射强激光。

附 录 A

Kramers 表象中,原子自洽势的傅里叶展开式

根据自洽理论,在 r_0 附近的向心原子自洽势可写成

$$V(r) = \frac{q_0 + q'_0(r - r_0) + q''_0(r - r_0)^2}{r} \quad (\text{A.1})$$

这里 q_0, q'_0, q''_0 是 r_0 的函数,即根据自洽势,将 $rV(r)$ 在 r_0 附近做二阶 Lagrange 展开而获得的展开系数,因此,当 $|r - s(t)|$ 在 r_0 附近时, Kramers 表象下的原子自洽势可写成

$$V(|r - s(t)|) = \frac{q_0 + q'_0(|r - s(t)| - r_0) + q''_0(|r - s(t)| - r_0)^2}{|r - s(t)|}$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{q_0 - q_0 r_0 + q_0' r_0^2}{|r - s(t)|} + (q_0 - 2q_0' r_0) + q_0' |r - s(t)| \\
 &= \sum_{N=-\infty}^{\infty} V_N^{\lambda}(r, s, \hat{r} \cdot \hat{s}) \cdot e^{-iN\omega t}, \quad (\text{A.2})
 \end{aligned}$$

$$V_N^{\lambda}(r, s, \hat{r} \cdot \hat{s}) = (q_0 - 2q_0' r_0) \delta_{N,0} + (q_0 - q_0' + q_0') B_N^{\lambda} + q_0' D_N^{\lambda}. \quad (\text{A.3})$$

这里参数 r_0 可根据 r 和 s 确定, 同时, 也就确定了合适的 q_0, q_0', q_0'' . 一般而言, 确定 (r_0, q_0, q_0', q_0'') 时, 要作一些近似, 其优劣则需根据其定量计算结果与实验的比较来确定, 对库仑势, $q_0 = z, q_0' = q_0'' = 0$, 以及 $r_0 = 0$. 本文的结果与 Faisal 的工作是一致的^[18]. 当 $\lambda = \pm 1$ (圆偏振) 时,

$$\begin{aligned}
 B_N^{\lambda} &= 1/(r^2 + s^2)^{1/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(4n+2|N|-1)!! i^{|N|}}{2^{2n+|N|} \cdot (2n+|N|)!} \cdot \left[\frac{s \cdot r \sin \vartheta}{r^2 + s^2} \right]^{2n+|N|} \\
 &\cdot C_{2n+|N|}^q \cdot e^{i\lambda N \varphi}. \quad (\text{A.4a})
 \end{aligned}$$

这里 $C_N^q = N!/(n! \cdot (N-n)!)$,

$$D_N^{\lambda} = (r^2 + s^2) \left\{ B_N^{\lambda} + i \frac{s \cdot r \sin \vartheta}{r^2 + s^2} (B_{N+1}^{\lambda} e^{-i\lambda \varphi} - B_{N-1}^{\lambda} e^{i\lambda \varphi}) \right\}. \quad (\text{A.4b})$$

当 $\lambda = 0$ (线偏振) 时,

$$B_N^{\lambda} = 1/(r^2 + s^2)^{1/2} \sum_b \sum_n \sum_q C_{2q+b-n}^p C_b^q C_n^q \frac{(2b-1)!! (2sr \cos \vartheta)^{b-n} s^{2n}}{2^b \cdot b! (r^2 + s^2)^{b/2} 2^{2q+b-n}} (-)^q \cdot i^N, \quad (\text{A.5a})$$

$$D_N^{\lambda} = (r^2 + s^2) \left\{ B_N^{\lambda} + i \frac{s \cdot r \cos \vartheta}{r^2 + s^2} (B_{N+1}^{\lambda} - B_{N-1}^{\lambda}) - \frac{s^2}{r^2 + s^2} (B_{N+2}^{\lambda} + B_{N-2}^{\lambda} + 2B_N^{\lambda})/4 \right\}. \quad (\text{A.5b})$$

这里 $2p - 2q + n - b = N$, 并且 $b \geq n \geq q \geq p \geq 0$.

具体计算矩阵元 $\langle lm | V_N^{\lambda}(r, s, \hat{r} \cdot \hat{s}) | l' m' \rangle$ 时, 将涉及角度积分 $\langle lm | \cos^{\alpha} \vartheta \sin^{\beta} \vartheta e^{i\gamma \varphi} | l' m' \rangle$.

$$\langle lm | \cos^{\alpha} \vartheta \sin^{\beta} \vartheta e^{i\gamma \varphi} | l' m' \rangle = \sum_{L \geq |\gamma|} C_L^{\gamma}(ll'mm') a_L^{-1}(\alpha, \beta) \delta_{m-m'\gamma}. \quad (\text{A.6})$$

这里

$$\begin{aligned}
 C_L^{\gamma}(ll'mm') &= (-1)^{m+(\gamma+|\gamma|)/2} \cdot \sqrt{(2l+1) \cdot (2l'+1) \cdot (L-|\gamma|)!/[4 \cdot (L+|\gamma|)!]} \\
 &\cdot \langle ll'00 | L0 \rangle \langle ll' - mm' | L - \gamma \rangle. \quad (\text{A.7})
 \end{aligned}$$

当 $L + |\gamma| + \alpha$ 为奇数时, $a_L^{\gamma}(\alpha, \beta) = 0$, 否则

$$\begin{aligned}
 a_L^{\gamma}(\alpha, \beta) &= \int_{-1}^1 P_L^{\gamma}(u) u^{\alpha} (1-u^2)^{\beta/2} du \\
 &= \sum_b (-1)^b \frac{(2L-2b)! \Gamma((\beta+|\gamma|+2)/2) \cdot \Gamma((L-|\gamma|-2b+\alpha+1)/2)}{2^L \cdot (L-b)! (L-|\gamma|-2b)! \Gamma((L+\alpha+\beta-2b+3)/2) \cdot b!} \quad (\text{A.8})
 \end{aligned}$$

这里对 L 求和从 $|\gamma|$ 到 $l+l'$, 对 b 求和从零到 $\left[\frac{L-|\gamma|}{2} \right]$.

附 录 B

跃迁矩阵元的表达式

当 $\lambda = \pm 1$ (圆偏振) 时

$$\begin{aligned}
 T_N^{\lambda}(\hat{k}, \vartheta) &= -i \sum_n (a^2/2c^2 - (N+n)\omega) \\
 &\cdot \sum_l \sum_m \int F_{nm}^*(p) \varphi_{ll'm'}(p) F_{N+n}^{\lambda}(lm, l'm', ap/(c\omega)) p^3 dp. \quad (\text{B.1})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 F_N^{\lambda}(lm, l'm', X) &= \langle lm | J_N'(X \cdot \sin \vartheta) e^{iN'\lambda \varphi} | l'm' \rangle \\
 &= (-1)^{(N'-|N'|)/2} \delta_{m-m', \lambda N'} \cdot \sum_L \sum_b (-1)^b \cdot \frac{(2L-2b)! \cdot \Gamma((L-|N'|-2b+1)/2)}{2^L (L-b)! b! (L-|N'|-2b)!} \\
 &\cdot C_L^{N'\lambda}(ll'mm') [\Gamma(\alpha+1)]^{-1} (X/2)^{|N'|} \cdot {}_0F_1(\alpha+1; -X^2/4). \quad (\text{B.2})
 \end{aligned}$$

这里

$${}_pF_q(\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_p; \gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_q; z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(\alpha_1)_k (\alpha_2)_k \cdots (\alpha_p)_k}{k! (\gamma_1)_k (\gamma_2)_k \cdots (\gamma_q)_k} \cdot \frac{z^k}{k!} \quad (\text{B.3})$$

为广义超几何函数, $(s)_n = \Gamma(n+s)/\Gamma(s)$.

当 $\lambda = 0$ (线偏振) 时,

$$T_N^{\lambda} = -i \sum_n \sum_q (a^2/4c^2 - (N+n)\omega) J_q(a^2/8c^2\omega) \cdot \sum_l \sum_m \int F_{n+l,m}^*(p) \varphi_{l',m'}(p) F_{N+n+l,q}^{\lambda}(lm, l'm', ap/(c\omega)) p^2 dp. \quad (\text{B.4})$$

$$F_{N'}^{\lambda}(lm, l'm', X) = \langle lm | J_{N'}(X \cdot \cos \vartheta) | l'm' \rangle \\ = (-1)^{(N'-|N'|)/2} \delta_{m,m'} \cdot \sum_L \sum_b (-1)^b C_L^0(l'l'mm') \frac{(2L-2b)!}{2^L(L-b)!b!(L-2b)!} \\ \cdot [\alpha \cdot |N'|!]^{-1} (X/2)^{|N'|} \cdot {}_1F_2(\alpha; |N'|+1, \alpha+1; -X^2/4). \quad (\text{B.5})$$

这里 $l+l' \geq L \geq |l-l'|$, b 从 0 到 $\left\lfloor \frac{L-|N'|}{2} \right\rfloor$, $X = \frac{ap}{c\omega}$, $\alpha = \frac{L+|N'|-2b+1}{2}$.

- [1] J. Morellec, D. Normand and G. Petite, *Phys. Rev.*, **A14**(1976), 300.
- [2] R. R. Freeman, T. J. McIlrath, P. H. Bucksbaum and M. Bashkansky, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 3156.
- [3] R. R. Freeman, P. H. Bucksbaum, H. Milchberg, S. Darack *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 1092.
- [4] P. H. Bucksbaum, M. Bashkansky, R. R. Freeman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 2590.
- [5] M. D. Perry, A. Szoke, O. L. Landen and E. M. Campbell, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 1270.
- [6] S. L. Chin, C. Rolland, P. B. Corkum and P. Kelly, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 153.
- [7] H. G. Muller *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 565.
- [8] R. Wolff, H. Rotke, D. Geldmann and K. H. Welge, *Z. Phys. D*, **10**(1988), 35.
- [9] H. Rotke, B. Wolff, M. Brickwedde, D. Feldmann and K. H. Welge, submitted to *Phys. Rev. Lett.*
- [10] M. H. Mittleman, *Phys. Rev.*, **A29**(1984), 2245.
- [11] J. Javanainen, J. H. Eberly and Qichang Su, *Phys. Rev.*, **A38**(1988), 3430.
- [12] W. C. Henneberger, *Phys. Rev. Lett.*, **21**(1968), 838.
- [13] J. Kupersztych, *Europhys. Lett.*, **4**(1987), 23.
- [14] F. H. M. Faisal, *J. Phys. B*, **6**(1973), L89.
- [15] J. Grochmalicki, J. R. Kuklinski and M. Lewenstein, *J. Phys. B*, **19**(1986), 3649.
- [16] J. Kupersztych, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 1385.
- [17] J. I. Gersten and M. H. Mittleman, *J. Phys. B*, **9**(1976), 2561.
- [18] L. Dimou and F. H. M. Faisal, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 872.
- [19] T. W. B. Kibble, *Phys. Rev. Lett.*, **16**(1966), 1054.
- [20] B. Chen, F. H. M. Faisal, S. Jetzke, H. O. Iutz and P. Scanzano, *Phys. Rev.*, **A36**(1987), 4091.
- [21] M. Pont, N. R. Walet and M. Gavrila, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 939.
- [22] P. B. Corkum, N. H. Burnett and F. Brunel, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 1259.
- [23] 陈宝振, 物理学报, **39**(1990), 40.
- [24] P. Agostini, J. Kupersztych *et al.*, *Phys. Rev.*, **A36**(1987), 4111.
- [25] 赵中新, 李家明, 物理学报, **30**(1981), 105.
- [26] F. Herman and S. Skillman, Atomic Structure Calculations Prentice-Hall Inc. Englewood Cliffs, New York, (1963).
- [27] H. A. Kramers, Collected Scientific Papers, North-Holland, Amsterdam, (1956), p. 866.

THEORY OF ABOVE THRESHOLD IONIZATION PHENOMENA IN INTENSE LASER FIELDS

TONG XIAO-MIN LI JIA-MING

Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing, 100080

(Received 27 March 1990)

ABSTRACT

Here we present a unified theory of above threshold ionization (ATI) phenomena. Based on this theory, we can describe ATI processes in realistic atomic screen potentials and can also elucidate experimental observations of ATI phenomena. The ATI phenomena mainly involve two successive processes: (1) Quantum transition processes from an initial field-free state to final strong laser field dressed states. (2) in order to describe experimental observations, one must consider post-interactions between the escaping photoelectron and the strong laser fields, which are classic processes owing to ponderomotive forces generated by non-uniform laser fields.

PACC: 3280K