

小组汇报 (5)

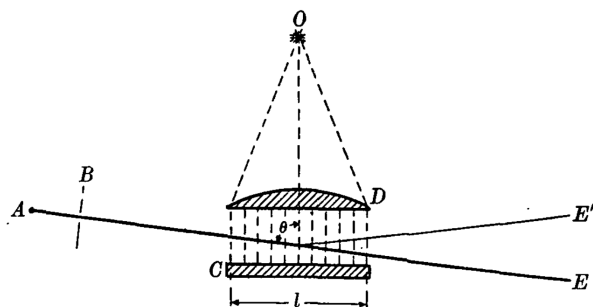
激光的光子动量在强激光场与原子和分子
相互作用过程中产生的影响和效应

小组成员：刘润泽（光电技术研究所，汇报人）
钱镜宇（物理学院）
王艺铭（国家授时中心）

目录

- 1, 强场KD效应 (刘润泽)
- 2, 强场里德堡原子 (钱镜宇)
- 3, 强场康普顿散射 (王艺铭)

1, 强场KD效应



Kapitza-Dirac效应
示意图

原子从激光束中**吸收了一个光子**，随后原子被反射的激光束刺激而**发射出一个光子**，从而引起两个光子反冲的净动量为 $2\hbar k$ 的变化

1933年 Kapitza-Dirac效应猜想

光在谐振腔中形成**驻波**，电子束入射到光驻波处，会出现类比X光被晶格散射的现象。当时这个设想的一大兴趣在于波粒二重性**中波与粒子角色的反串**

两种
作用
机制

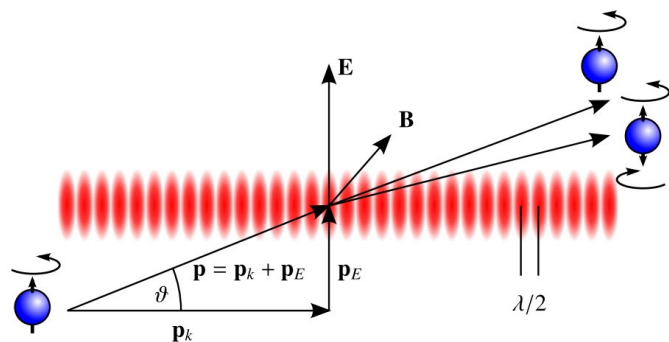
Bragg机制：当吸收光子方向不确定度 $\Delta\Phi$ 远大于衍射阶数之间的角度时，原子可以被散射成许多阶数

衍射机制： $\Delta\Phi$ 远小于衍射阶数之间的角度，只有在使动量不变的特殊入射角原子才能与两个光子相互作用，对应Bragg角

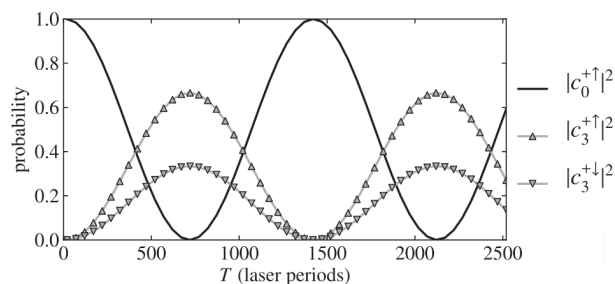
最初的KD效应

Kapitza PL, Dirac PAM. The reflection of electrons from standing light waves. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*. 1933;29(2):297-300. doi:10.1017/S0305004100011105

1, 强场KD效应



入射电子的自旋翻转



三光子过程的
Rabi oscillation

强场下考虑相对论性理论

$$I_{peak} = 2.0 \times 10^{23} W/cm^2$$

相对论性广义
Bragg条件

Rabi oscillation频率

$$\Omega_R = \Omega_0 \sqrt{\frac{25}{2} \left(\frac{|\mathbf{p}_E|}{k} \right)^2 + 1} \quad \Omega_{R, \text{nonrel.}} = \frac{243}{128} \Omega_0 \sqrt{4 \left(\frac{|\mathbf{p}_E|}{k} \right)^2 + 1}.$$

$$\Omega_{R, \text{spinless}} = \Omega_0 \frac{5}{\sqrt{2}} \frac{|\mathbf{p}_E|}{k}$$

自旋翻转在入射角很小的情况下变为主导，其三光子KD散射依赖于非零的电子自旋

KD效应中的自旋动力学

PRL 109, 043601 (2012)

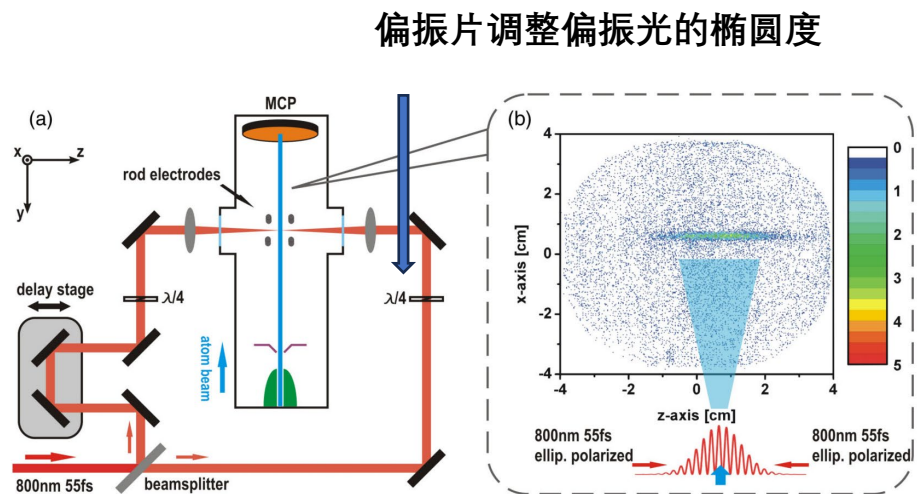
$$i\dot{c}_n^\gamma(t) = i\langle \psi_{n,\mathbf{p}}^\gamma | \dot{\psi} \rangle = \epsilon^\gamma \mathcal{E}(\mathbf{p} + n\mathbf{k}) c_n^\gamma(t)$$

$$- \frac{w(t)e \sin(ckt)}{2k} \sum_{\xi} \langle u_{n,\mathbf{p}}^\gamma | \mathbf{E} \cdot \boldsymbol{\alpha} | u_{n-1,\mathbf{p}}^\xi \rangle c_{n-1}^\xi(t)$$

$$- \frac{w(t)e \sin(ckt)}{2k} \sum_{\xi} \langle u_{n,\mathbf{p}}^\gamma | \mathbf{E} \cdot \boldsymbol{\alpha} | u_{n+1,\mathbf{p}}^\xi \rangle c_{n+1}^\xi(t),$$

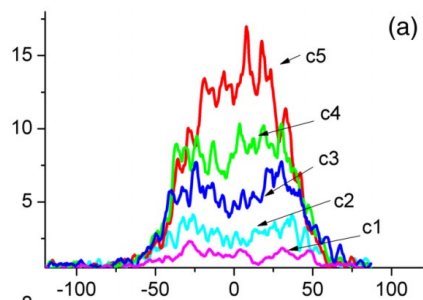
$$\frac{\cos \vartheta}{\lambda_p} = -\frac{n_r - n_l}{2\lambda} + \frac{n_r - n_l}{|n_r - n_l|} \times \frac{n_r + n_l}{2} \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{n_r n_l} \left(\frac{\sin^2 \vartheta}{\lambda_p^2} + \frac{1}{\lambda_C^2} \right)}$$

1, 强场KD效应



入射He原子到光学谐振腔中

短激光脉冲光源光强量级: $10^{14} W/cm^2$



改变光强, He原子z方向速度分布, 但最终速度不随光强改变

被强场电离或者强梯度场对电子的重新捕获被阻断

梯度场的
有质动力

$$F_p = -\frac{\partial U_p}{\partial z} = -\frac{1}{2\omega^2} (q^2/M) \frac{\partial \bar{I}(z)}{\partial z}$$

最好情况下可在55fs内吸收400个光子, 即
超过 $10^{16} s^{-1}$ 的超高散射率

中性原子的强场KD散射

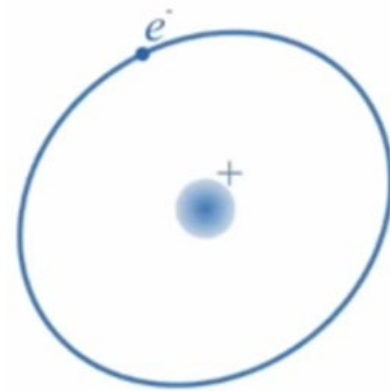
PRL 112, 113001 (2014)

2, 强场里德堡态激发(Rydberg State Excitation, RSE)

在强激光场作用下, 电子有一定的概率不被电离而被囚禁在里德堡态, 形成稳定的中性里德堡原子分子。

里德堡原子(Rydberg Atoms): 原子的一个外层电子被激发到主量子数 n 很大的轨道上。 $n=20\sim 100$

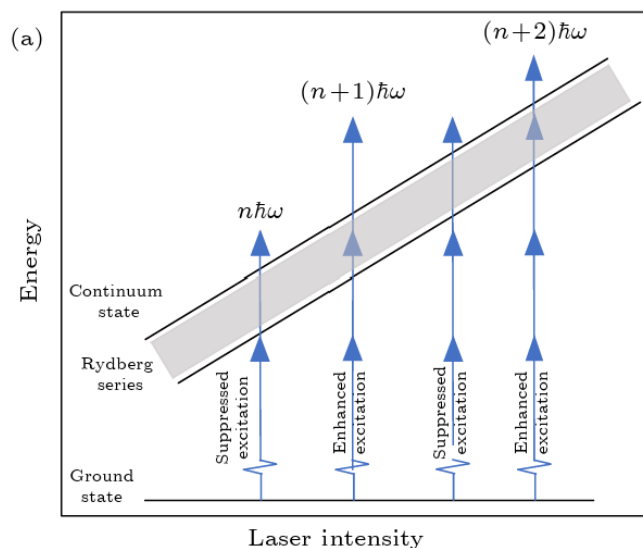
- 与 n^4 成正比的偶极-偶极相互作用
- 与 n^3 成正比的辐射寿命
- 里德堡阻塞
- 对外场敏感
- 电磁感应透明效应 (Electromagnetically induced transparency, EIT)
-



2, 强场里德堡态激发(Rydberg State Excitation, RSE)

两种产生机制理解

多光子共振激发(Multiphoton Resonance Excitation):
里德伯态是通过 AC-Stark 移动的多光子共振过程产生的

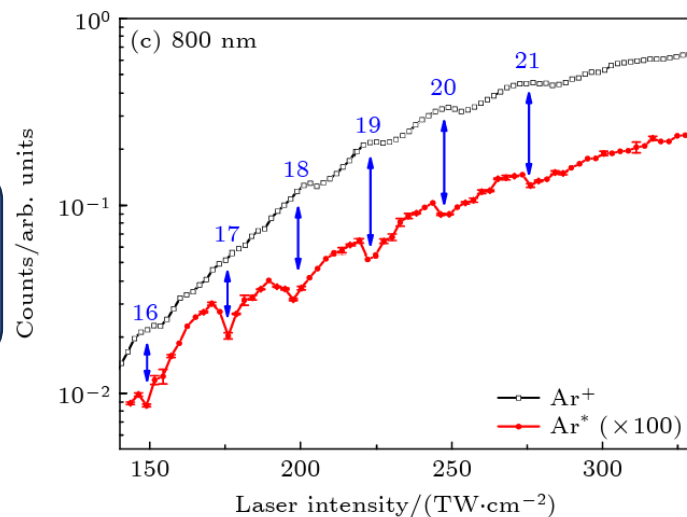


强场里德伯态激发过程的示意图（多光子共振激发）

X. C. Shen, Y. Liu, Q. Chen, H. Lü, H. F. Xu. Rydberg state excitation of atoms and molecules in ultrafast intense laser field [J]. Acta Physica Sinica, 2022, 71(23).

能够解释的
实验现象

原子的强场RSE的产率随激光强度的变化呈现**振荡结构**

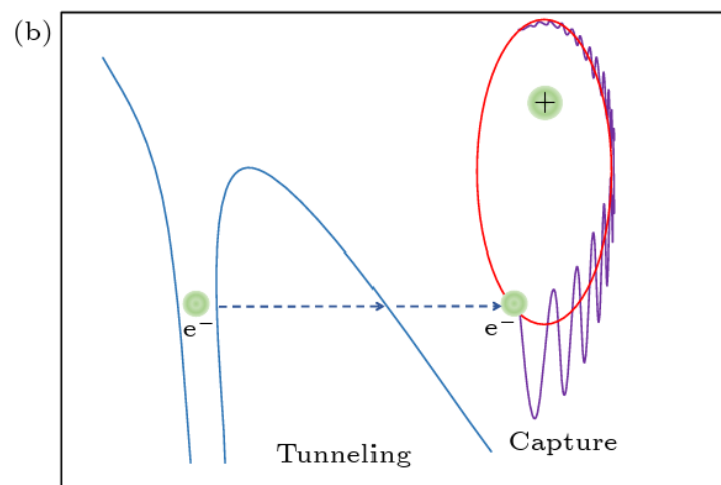


Ar原子在800 nm强激光场下实验测量的电离率和激发率随激光光强变化

Xu S P, Liu M Q, Hu S L, Shu Z, Quan W, Xiao Z L, Zhou Y, Wei M Z, Zhao M, Sun R P, Wang Y L, Hua L Q, Gong C, Lai X Y, Chen J, Liu X J 2020 Phys. Rev. A 102 043104

2, 强场里德堡态激发(Rydberg State Excitation, RSE)

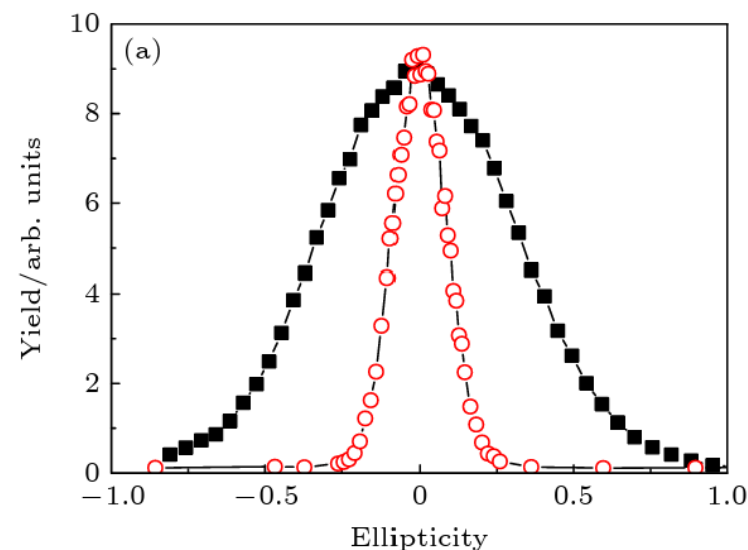
受挫隧穿电离(Frustrated Tunneling Ionization, FTI): 隧穿电离产生的电子, 其在激光场和库仑势的共同作用下被母核俘获形成里德堡态。



强场里德堡态激发过程的示意图 (受挫隧穿电离机制)

原子的RSE产率对**激光椭圆偏率**显现出强烈依赖 (类似重碰撞物理过程)

能够解释的
实验现象



800 nm飞秒强激光场中电离 (He+, 黑色方框) 和 RSE (He*, 红色圆圈)产率随激光椭圆偏率的变化关系

X. C. Shen, Y. Liu, Q. Chen, H. Lü, H. F. Xu. Rydberg state excitation of atoms and molecules in ultrafast intense laser field [J]. Acta Physica Sinica, 2022, 71(23).

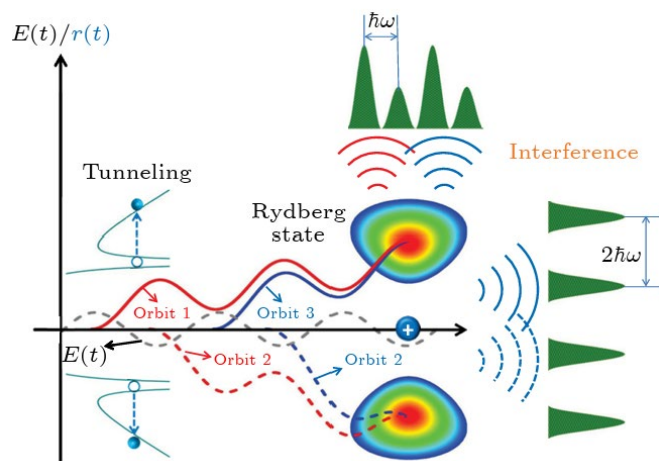
Nubbemeyer T, Gorling K, Saenz A, Eichmann U, Sandner W 2008 Phys. Rev. Lett. 101 233001

2, 强场里德堡态激发(Rydberg State Excitation, RSE)

能否合二为一?

伴随阈上电离的相干俘获过程:

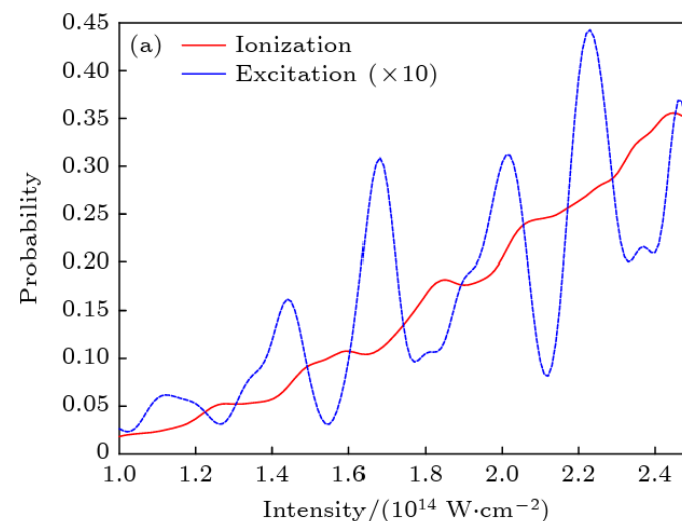
电子被电离到连续态后在激光场中运动, 一些自由电子被不同的轨道上的里德伯态俘获, 不同光学周期电离的电子轨道间的干涉导致了里德伯态产率随光强变化的振荡结构, 同时俘获概率强烈依赖于里德伯态的空间位置和奇偶对称性, 从而导致了振荡峰值结构的调制.



强场RSE的量子图像. 在激光不同半周期内电离的隧穿电子被俘获到特定的里德伯态, 不同轨道的干涉产生 随激光强度变化的振荡峰结构

Hu S L, Hao X L, Lv H, Liu M Q, Yang T Q, Xu H F, Jin M X, Ding D J, Li Q G, Li W D, Becker W, Chen J 2019 Opt. Express 27 31629

能够解释数值模拟结果中出现的振荡峰值结构的调制现象



H原子在800 nm激光场下电离率(红色实线)和激发率(蓝色虚线)随激光光强变化的TDSE数值模拟结果

Li Q G, Tong X M, Morishita T, Jin C, Wei H, Lin C D 2014 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 47 204019

3，强场康普顿散射

与静止的电子发生康普顿散射

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))}$$

根据费曼规则写出跃迁矩阵元表达式

$$M(p_A, p_B \rightarrow p'_A, p'_B) = (\vec{k}'\lambda', \vec{p}'\sigma' | T | \vec{k}\lambda, \vec{p}\sigma) = \bar{u}_{\vec{p}'\sigma'} t_{\mu\nu} u_{\vec{p}\sigma} e_{\vec{k}'\lambda'}^\nu e_{\vec{k}\lambda}^\mu$$
$$t_{\mu\nu} = ie^2 (\gamma_\nu \frac{\gamma \cdot (p+k) + im}{(p+k)^2 + m^2} \gamma_\mu + \gamma_\mu \frac{\gamma \cdot (p-k') + im}{(p-k')^2 + m^2} \gamma_\nu)$$

散射截面Klein-Nishina公式

$$d\sigma = \frac{1}{2E_A 2E_B |v_A - v_B|} \left(\frac{d^3 p'_A}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p'_B}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_f} \right) \cdot |M(p_A, p_B \rightarrow p'_A, p'_B)|^2 (2\pi)^4 \delta^{(4)}[p_A + p_B - (p'_A + p'_B)]$$
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_e^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \frac{1}{[1 + R(1 - \cos \theta)]^2} \left\{ 1 + \frac{R^2 (1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + R(1 - \cos \theta)]} \right\}$$

R=0时，散射截面角分布与经典理论相同，随着R增大，微分散射截面偏离经典计算结果，对于高能光子需要用量子理论处理

3，强场康普顿散射

单电子与多光子集团的作用与场强度有关，还要考虑多光子集团，Klein-Nishina公式（单光子）不再适用。一些研究采用了半经典QED的方法求解自由电子的Dirac方程

将电磁场视作经典场，发射场视为量子光场，初末系统状态为

$$|\Psi_i\rangle = |\psi_p; 0\rangle = |\psi_p\rangle \otimes |0\rangle, \quad |\Psi_f\rangle = |\psi_{p'}; 1(\vec{k}'\lambda')\rangle = |\psi_{p'}\rangle \otimes |1(\vec{k}'\lambda')\rangle$$

利用微扰的方法可以求解

$$\begin{aligned} \Delta E &= \omega \left\{ n - \frac{\omega'}{\omega} \left[1 + \frac{\xi^2}{2\gamma_e(1-\beta\cos\alpha)} \frac{1-\cos\theta}{\gamma_e(1-\beta\cos\alpha) - (1-\cos\theta)\chi\omega'/\omega} \right] \right\} \\ &= \frac{n\omega(1-\beta\cos\alpha')}{(1-\beta\cos\alpha') + (1-\cos\theta)\xi^2/[2\gamma_e^2(1-\beta\cos\alpha)]} \\ &\quad - \frac{n\omega(1-\beta\cos\alpha)}{(1-\beta\cos\alpha') + (1-\cos\theta) \cdot \{n\chi/\gamma_e + \xi^2/[2\gamma_e^2(1-\beta\cos\alpha)]\}} \\ \omega' &= \frac{n\omega(1-\beta\cos\alpha)}{(1-\beta\cos\alpha') + (1-\cos\theta) \cdot \{n\chi/\gamma_e + \xi^2/[2\gamma_e^2(1-\beta\cos\alpha)]\}} \end{aligned}$$

散射前后，电子能量的变化和光子频率都与光强 ξ 有关



3，强场康普顿散射

计算电子发射能谱

一些研究利用**QED**描述非线性的康普顿散射和Breit-Wheeler过程，因为随着初始状态和末态粒子数的增多，计算过程会更加复杂，在研究中采用了一些近似方法（比如**准经典场近似**，**局域恒定场近似**）简化S矩阵，最终得到在强场下康普顿散射截面的表达式。研究结论表述，在强场中，康普顿散射截面与场强有关，与经典理论比较也更加准确。

$$\frac{dE}{d^3k} = \frac{\alpha m^2}{4\pi^2 \omega_0^2 p_-^2} \left[\xi^2 (|f_1|^2 - \text{Re } f_0 f_2^*) - |f_0|^2 \right],$$
$$f_i = \int_{-\infty}^{+\infty} d\phi \left(\frac{eA(\phi)}{m\xi} \right)^i e^{-i \int_0^\phi \frac{d\phi'}{p_-} \pi_p(\phi') k},$$

THANKS