

研究快讯

强激光驱动产生的氢原子高次谐波中的法诺共振*

陈苏琪 何峰†

(上海交通大学物理与天文学院, 激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240)

(2025 年 5 月 11 日收到; 2025 年 5 月 24 日收到修改稿)

利用数值模拟含时薛定谔方程的方法, 研究了氢原子在强激光场作用下产生的阈下高次谐波辐射. 在波长为 608 nm 激光作用下, 氢原子可以吸收 5 个光子, 由基态 $|1s\rangle$ 共振跃迁至激发态 $|2p\rangle$ 态; 氢原子也可以吸收更多光子发生电离, 某些连续态 $|c\rangle$ 在激光缀饰下能量和 $|2p\rangle$ 态能量相当. 随后发生的 $|2p\rangle \leftrightarrow |1s\rangle$ 复合, 或 $|c\rangle \leftrightarrow |1s\rangle$ 复合, 可辐射出能量相同的光子. 这两个复合路径相互干涉, 在第 5 次谐波中形成典型的法诺线形. 进一步研究发现, 该法诺线形依赖于激光强度. 研究表明, 即便是在单电子体系中, 法诺干涉也可以存在, 并且可以通过控制激光参数改变法诺线形.

关键词: 氢原子, 强激光场, 阈下高次谐波, 法诺共振**PACS:** 32.80.-t, 33.60.+q, 33.90.+h**DOI:** 10.7498/aps.74.20250617**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250617

1 引言

20 世纪 60 年代, 法诺 (Fano) 在研究原子的光电离时, 提出了法诺干涉的著名图像. 后来发现, 法诺干涉普遍存在^[1-6]. 法诺共振一般发生于离散态与连续态之间存在耦合的量子系统中. 例如, 在氢原子的单光子电离过程中, 一条电离路径是其中一个电子独占所有超出电离能的能量直接电离; 另一条路径则是两个电子共同吸收光子能量跃迁至双激发态, 随后通过电子关联发生自发电离. 这两条路径的最终产物都是处于基态的氦离子以及能量相同的光电子. 双激发态和连续态之间存在组态相互作用. 这两条路径的干涉导致光电离截面产生典型的法诺线形.

近年来, 法诺共振在时间域的动态演化也引起了广泛关注^[7-17]. Wickenhauser 等^[7] 利用泵浦-探测方案在飞秒尺度上捕捉到了法诺共振的时间演

化过程; Themelis 等^[8] 将氦原子激发至双激发态 $2s2p$, 随后通过第二束光将 $2s2p$ 迁移至更高激发态 $2s3d$, 并从光电子谱中提取出自由电子激光的脉冲形状信息. Tong 和 Lin^[9] 研究发现, 红外脉冲的强度与载波包络相位对自电离过程中的电子谱具有决定性影响; Zhao 和 Lin^[10] 进一步揭示了法诺共振寿命与时间延迟之间的关系. 2010 年, Wang 等^[11] 首次在氦原子中通过阿秒瞬态吸收光谱实验直接观测到了法诺共振的时间演化. 此后, Kaldun 等^[13] 在氦原子中改进实验方案, 通过时间门控技术截断双电子激发态的自电离过程, 观察到 $2s2p$ 态的瞬态积累及其法诺线形的形成过程. 2024 年, Serov 和 Kheifets^[18] 观察到了共振双光子电离中的法诺线形蜕变. 2025 年, Han 等^[19] 证明了高次谐波中, 法诺共振的振幅和相位可分别在飞秒和阿秒时间尺度上进行调控, 并动态成像了共振增强电子波包在时间演化中的行为. 在多电子原子的光电离过程中, 双激发态的存在是法诺共振形成

* 国家自然科学基金 (批准号: 12450405, 11925405) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: fhe@sjtu.edu.cn

的基础. 然而在最简单的单电子体系——氢原子中, 不存在双激发态, 束缚态能量无法嵌入连续谱中, 因此在其光电离截面中难以观察到法诺线形. 因此, 一般认为共振是多电子系统的特有现象.

然而, 本文提出即便在孤立氢原子中, 也可在其阈下高次谐波辐射 (below-threshold harmonics, BTH) 中观察到法诺线形. BTH 因在高重复率光源及高分辨率光谱技术中的潜在应用而受到持续关注. 与可由三步模型描述的阈上高次谐波生成 (above-threshold harmonic generation) 不同, BTH 的产生机制更加复杂, 库仑势与束缚态动力学均在其中发挥重要作用^[20–32]. Soifer 等^[21] 在分子 N_2 和 O_2 中实验证实了束缚态轨道对近阈谐波的影响; Yost 等^[22] 发现, 在氙原子的谐波强度随激光强度变化的实验中也可见类似效应. 理论方面, 2010 年 Hostetter 等^[23] 利用半经典轨迹模拟表明, 回返能量低于电离阈值的轨迹也对 BTH 有显著贡献; Xiong 等^[24] 和 Beaulieu 等^[29] 进一步揭示了 BTH 的波长依赖性及其与固定能量光子的非线性增强行为; Camp 等^[26] 则在氢原子中发现激光强度与波长对 BTH 的显著调控作用, 进一步强调了束缚态动力学的重要性.

本文研究氢原子在强激光场中产生 BTH 时的法诺线形. 利用波长为 608 nm 的少周期激光脉冲辐照氢原子, 氢原子可通过吸收 5 个光子实现 $|1s\rangle \rightarrow |2p\rangle$ 的共振跃迁, 也可以吸收更多光子而电离. 在库仑场和激光场共同作用下, 连续态的某些能级与 $|2p\rangle$ 能级接近, 而使 $|1s\rangle \leftrightarrow |2p\rangle$ 与 $|1s\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ 两条复合路径辐射出相同频率的光子. 这两条复合路径相互干涉, 最终在第 5 次谐波中形成法诺线形. 本文结构如下: 第 2 节介绍采用的数值方法; 第 3 节展示仿真结果并进行物理分析; 第 4 节给出结论与展望.

2 数值方法

2.1 含时薛定谔方程

氢原子在强激光场中的超快动力学行为由含时薛定谔方程 (time-dependent Schrödinger equation, TDSE) 描述. 在球坐标系中, 波函数展开形式为

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \sum_{l=0}^{L_{\max}} \sum_{m=-l}^l \frac{u_{lm}(r, t)}{r} Y_l^m(\theta, \phi), \quad (1)$$

其中 l 为角动量量子数, m 为磁量子数, $Y_l^m(\theta, \phi)$ 为球谐函数, $u_{lm}(r, t)$ 为径向波函数. 本文考虑线偏振激光场与氢原子的相互作用, 磁量子数 m 在相互作用中守恒, 固定为 $m = 0$. 此时 TDSE 的径向形式在原子单位制下写为

$$\begin{aligned} i \frac{\partial u_{lm}(r, t)}{\partial t} = & \left[-\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial r^2} + V(r) + \frac{l(l+1)}{2r^2} \right] u_{lm}(r, t) \\ & + iA(t) \left[-r \sum_{l'} \langle Y_{lm} | \cos \theta | Y_{l'm} \rangle \frac{\partial}{\partial r} \frac{u_{l'm}(r, t)}{r} \right. \\ & \left. + \sum_{l'} \langle Y_{lm} | \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} | Y_{l'm} \rangle \frac{u_{l'm}(r, t)}{r} \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

为精确表示径向波函数并高效运算, 本文采用 B 样条 (B -spline) 基函数展开径向波函数, 其表达式为

$$u_{lm}(r, t) = \sum_{i=1}^N C_i^l(t) \frac{B_i^k(r)}{r}, \quad (3)$$

其中 N 为每个 l 对应的 B 样条函数个数, k 为 B 样条阶数, $C_i^l(t)$ 为时间相关的展开系数. 将 (3) 式代入 (2) 式, 可得矩阵形式的含时薛定谔方程:

$$i\mathbf{S} \frac{\partial \mathbf{C}}{\partial t} = (\mathbf{H}_0 + \mathbf{D}(t)) \mathbf{C}, \quad (4)$$

其中 $\mathbf{C}$ 为系数列向量, $\mathbf{S}$ 为 B 样条重叠矩阵, $\mathbf{H}_0$ 和 $\mathbf{D}(t)$ 分别表示无场哈密顿量与激光作用项. 在 B 样条展开下, 矩阵稀疏且维数较大, 因此采用 Arnoldi-Lanczos 方法对波函数进行时间演化^[33]. 时间步长取 $\delta t = 0.05$ a.u., 径向网格范围为 $r \in [0, 500]$ a.u., 共使用最多 1000 个 B 样条函数. 为消除边界反射引起的非物理效应, 在靠近边界处引入吸收函数:

$$M(r) = \cos^{1/6} \left[\frac{\pi}{2} \frac{r - r_{\text{mask}}}{r_{\text{max}} - r_{\text{mask}}} \right], \quad (5)$$

其中吸收区起始位置 $r_{\text{mask}} = 400$ a.u.. 得到演化后的波函数后, 依据 Ehrenfest 定理计算含时偶极加速度 $a(t)$ ^[34]:

$$a(t) = \left\langle \psi(\mathbf{r}, t) \left| -\frac{\partial V(r)}{\partial z} - E(t) \right| \psi(\mathbf{r}, t) \right\rangle. \quad (6)$$

激光电场 $E(t)$ 与矢量势 $A(t)$ 的关系为 $E(t) = -\partial A(t)/\partial t$, 其中 $A(t)$ 的表达式为

$$A(t) = \frac{E_0}{\omega} \exp\left(-\frac{4t^2}{\tau^2}\right) \cos(\omega t), \quad (7)$$

式中, E_0 为激光峰值电场强度, τ 表示脉冲宽度,

对应 5 个光学周期. 最终, 通过傅里叶变换得到高次谐波谱:

$$S_q(\omega) = \frac{1}{2\pi} \left| \int_{-\sigma}^{\sigma} a(t) W(t) e^{-iq\omega t} dt \right|^2, \quad (8)$$

其中 q 为谐波阶数, $W(t) = \cos^2\left(\frac{\pi t}{2\sigma}\right)$ 为窗函数, 作用是使 $a(t)$ 在积分端点平滑衰减至零. 本文计算中取 $\sigma = 150$ 个光学周期.

2.2 二能级模型

除了基于第一性原理直接求解含时薛定谔方程外, 另一种常用于刻画原子和分子高次谐波产生的理论模型是二能级模型 (two-level model)^[35]. 在该模型中, 高次谐波的产生可视为两个能级之间随时间演化的布居数转移过程, 即由激光作用下的场修饰本征态之间的量子跃迁所驱动. 已有研究对两种模型进行了系统比较^[36,37], 并指出在如本文关注的 BTH 这类低能谐波区间中, 束缚态之间的跃迁贡献占主导地位.

在二能级模型框架下, 波函数可表示为无场哈密顿量两个本征态的线性叠加:

$$|\psi(t)\rangle = C_0(t) |\phi_0\rangle + C_1(t) |\phi_1\rangle, \quad (9)$$

其中 $|\phi_0\rangle$ 和 $|\phi_1\rangle$ 分别是哈密顿量的两个束缚态本征态, 对应的本征能量为 E_0 和 E_1 ; $C_0(t) = \langle\phi_0|\psi(t)\rangle$ 与 $C_1(t) = \langle\phi_1|\psi(t)\rangle$ 表示在这两个本征态上的概率振幅.

需要注意的是, 该模型未考虑束缚态与连续态之间的相互作用, 因此适用于以束缚态为主导的谐波生成机制. 在此假设下, 含时薛定谔方程可简化为

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} C_0(t) \\ C_1(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_0 & \mathbf{r}_{10} \cdot \mathbf{E}(t) \\ \mathbf{r}_{10} \cdot \mathbf{E}(t) & E_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_0(t) \\ C_1(t) \end{pmatrix}, \quad (10)$$

其中 $\mathbf{r}_{10} = \langle\phi_0|\mathbf{r}|\phi_1\rangle$ 为偶极矩元. 对于氢原子, 取 $\mathbf{r}_{10} = 0.7449$.

在二能级近似下, 含时偶极量可显式写为

$$\mathbf{r}(t) = [C_0^*(t)C_1(t) + C_1^*(t)C_0(t)]\mathbf{r}_{10}. \quad (11)$$

进而, 通过对偶极量进行两阶时间导数, 获得偶极加速度 $\mathbf{a}(t) = \ddot{\mathbf{r}}(t)$, 再根据 (8) 式即可计算谐波谱.

3 结果与讨论

图 1(a) 给出了计算得到的高次谐波谱图. 计

算使用的激光强度为 $5 \times 10^{12} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, 波长为 608 nm. 由于氢原子基态 $|1s\rangle$ 与第一激发态 $|2p\rangle$ 之间的能级差正好对应于第 5 次谐波的光子能量, 因此原子可以被共振激发. 考虑到 $|2p\rangle$ 态的寿命约为 1.6 ns^[38], 远远超过激光的脉冲强度, 在本文的实际模拟中忽略了 $|2p\rangle$ 的衰减, 而认为其寿命无穷长. 这一组激光参数对应的 Keldysh 参数为 $\gamma = 6.28$, 振荡势能为 $U_p = 0.0063 \text{ a.u.}$. 图 1(a) 显示, 除了第 5 次谐波外, 其他次谐波呈现平滑分布, 而第 5 次谐波是在平滑的分布上叠加了明显的尖峰. 这一尖峰主要来源于 $|1s\rangle$ 与 $|2p\rangle$ 之间的复合过程, 而其背景宽谱来自激光-库仑修饰的连续态与基态之间的复合. 由于第 5 次谐波同时包含两个路径的贡献, 存在干涉效应. 如图 1(b) 所示, 第 5 次谐波呈现出典型的法诺非对称线形. 不同于光电离中由双激发态引发的法诺共振, 本研究中的法诺线形由单电子态之间的干涉引起.

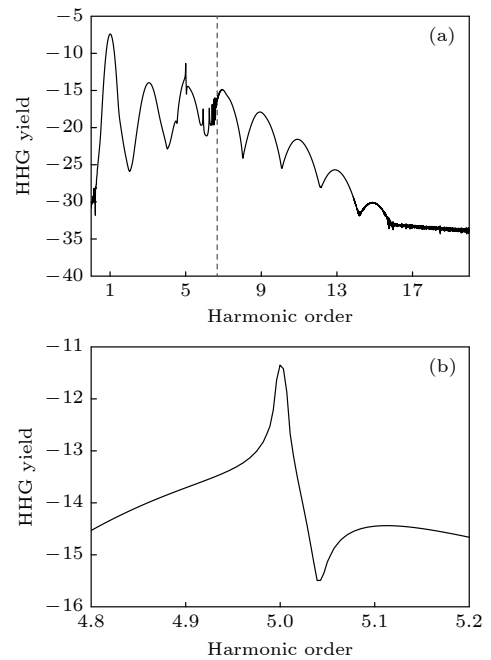


图 1 (a) 计算得到的高次谐波谱, 虚线标记了阈上和阈下谐波能量的分界点; (b) 图 (a) 中第 5 次谐波的局部放大图. 激光波长为 608 nm, 强度为 $5 \times 10^{12} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$

Fig. 1. (a) Calculated high-harmonic spectrum, the dashed line marks the boundary between above-threshold and below-threshold harmonic energies; (b) partial enlarged view of the fifth harmonic in panel (a). The laser wavelength is 608 nm with an intensity of $5 \times 10^{12} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$.

原子在激光作用下辐射高次谐波, 本质是在激光的驱动下, 原子形成了叠加态. 如方程 (11) 所示, 处于叠加态的电子形成了随时间振荡的偶极子,

从而产生偶极辐射. 在本研究中, 由 $|1s\rangle + |2p\rangle$ 形成的偶极子寿命无穷长 (已忽略 $|2p\rangle$ 的衰减), 而由 $|1s\rangle + |c\rangle$ 形成的偶极子寿命较短, 因为在激光的驱动下 $|c\rangle$ 和 $|1s\rangle$ 在空间的重叠会迅速消失. 我们可以把这两个振子和经典世界的振子作类比. 在经典体系中, 耦合振子系统在频域中亦可展现法诺线形^[39,40]. 具体而言, 若一个以 ω_1 为中心频率的阻尼振子 S_1 与一个频率为 ω_2 的简谐振子 S_2 通过弱耦合 S_3 连接, 当 ω_2 落入 S_1 的展宽范围内, S_1 的响应可写为

$$|c_1(\omega)|^2 \propto \frac{(\epsilon + q)^2}{\epsilon^2 + 1} (\omega_2^2 - \omega_1^2), \quad (12)$$

其中 q 与阻尼系数有关, $\epsilon = \omega^2 - \omega_2'^2$ 表示耦合引起的频率. 由于 $|2p\rangle$ 和被激光以及库仑势缀饰的 $|c\rangle$ 能量可以相同, 这两个态之间存在类似于多电子体系中的组态相互作用, 因此氢原子内的两个振子存在耦合. 图 2 展示了基态 $|1s\rangle$ 、激发态 $|2p\rangle$ 与连续态 $|c\rangle$ 的含时概率分布. 其中 $P_{1s}(t)$ 与 $P_{2p}(t)$ 由对无场本征态的投影计算而得, $P_c(t)$ 则由 1 减去所有束缚态概率之和得到. 从图中可见, 不同态之间存在显著的概率交换, 也即氢原子中的两个振子存在着相互关联.

法诺线形依赖于两个量子路径的相位差. 在本研究中, 电子跃迁至 $|c\rangle$, 然后 $|c\rangle$ 在激光场以及库仑场中的演化过程比较复杂, 激光强度显著改变自由电子在空间的传播, 即 $|c\rangle$ 的相位对激光强度较敏感. 与此相反, $|1s\rangle \rightarrow |2p\rangle$ 跃迁可用高阶微扰理

论近似处理. 两个偶极振子的相位对激光的依赖关系不一样. 这意味着, 改变激光的强度, 两个振子之间的相位差会发生改变, 法诺干涉的线形也会发生变化. 图 3(a) 展示了第 5 次谐波在不同激光强度下的归一化谱. 当激光强度从弱到强变化时, 法诺非对称线形逐步演变为对称的洛伦兹线形, 再转变为另一种非对称线形. 洛伦兹线形是描述共振现象的一个对称峰形函数, 其数学形式写为 $I(\omega) \propto 1/[(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2]$, 其中 ω_0 是共振频率, Γ 是线宽. 图 3(b) 给出了三组代表性强度下的谐波谱线形, 分别对应于 $q < 0$ (黑实线)、 $q \rightarrow \infty$ (红虚线) 与 $q > 0$ (蓝点线).

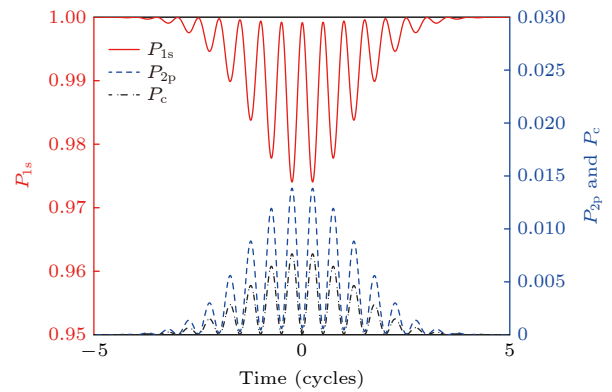


图 2 随时间演化的态概率. 左轴为基态 $|1s\rangle$, 右轴为激发态 $|2p\rangle$ 与连续态 $|c\rangle$ 的概率分布

Fig. 2. Time evolution of state probabilities. The left axis corresponds to the ground state $|1s\rangle$, and the right axis shows the probabilities of the excited state $|2p\rangle$ and continuum state $|c\rangle$.

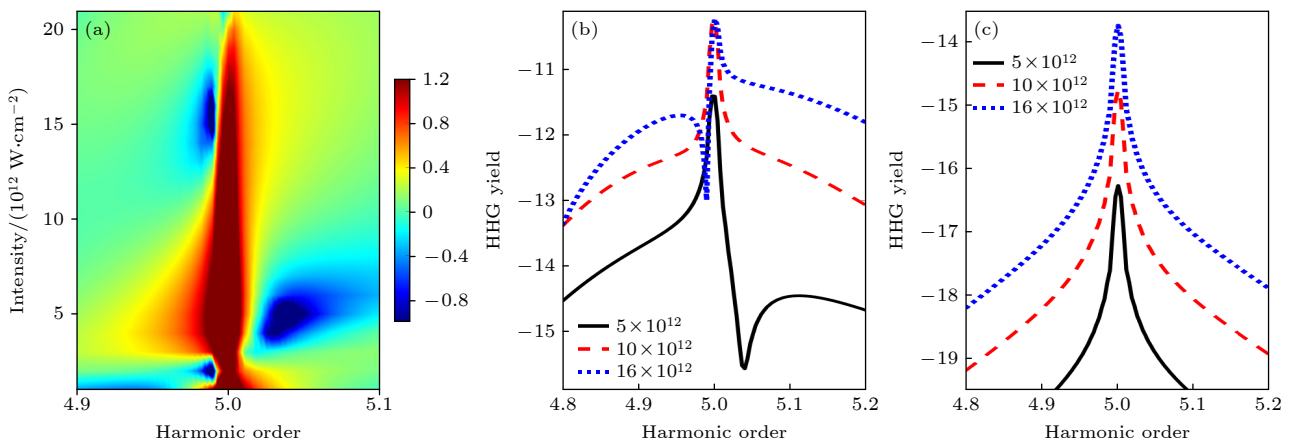


图 3 (a) 归一化的第 5 次谐波强度随激光强度变化的谱图, 激光强度从 $10^{12} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 扫描至 $2 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$; (b) 对应三种典型强度下的谱线形; (c) 使用简化二能级模型所得结果, 仅包含 $|1s\rangle \rightarrow |2p\rangle$ 偶极路径

Fig. 3. (a) Spectral map of normalized fifth harmonic intensity versus laser intensity scanned from $10^{12} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ to $2 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$; (b) spectral line shapes at three representative intensities; (c) results obtained using a simplified two-level model considering only the dipole $|1s\rangle \rightarrow |2p\rangle$ transition pathway.

为验证法诺线形的是由两个偶极振子之间的干涉导致的, 本文用简化的二能级模型计算谐波. 这个模型中仅保留 $|1s\rangle$ 与 $|2p\rangle$ 形成的偶极振子, 但没有保留连续态 $|c\rangle$. 因此, 两个振子之间的干涉也就被人为排除了. 利用二能级模型计算的高次谐波如图 3(c) 所示. 很明显, 在这种情况下, 不同激光强度驱动形成的谐波谱均呈洛伦兹对称线形, 这也证实了连续态在法诺共振的研究中具有不可忽略的作用.

4 结 论

本文通过第一性原理计算模拟, 发现了氢原子高次谐波谱上的法诺干涉结构, 并揭示这一结构形成的机制. 该线形来源于两个可以辐射相同光子能量的路径之间的干涉, 这两个路径分别对应于 $|1s\rangle$ 与 $|2p\rangle$ 、以及 $|1s\rangle$ 与 $|c\rangle$ 形成的偶极子的辐射. 这两个偶极子可类比为经典世界中的两个耦合的弹簧振子系统. 通过调节激光强度, 可有效改变两个偶极辐射的相位差, 从而调控法诺线形中的非对称参数 q . 这一机制不仅揭示了阈值下高次谐波中干涉机制的微观来源, 也表明即便在最简单的单电子体系中, 法诺共振仍可作为观测与操控电子动力学的重要手段. 法诺共振有望在更复杂体系中 (如分子、多原子电子) 拓展应用, 为理解光与物质相互作用的相干调控机制提供新途径.

参考文献

- [1] Fano U 1961 *Phys. Rev.* **124** 1866
- [2] Kobayashi K, Aikawa H, Katsumoto S, Iye Y 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 256806
- [3] Wang Y, Liao L, Hu T, Luo S, Wu L, Wang J, Zhang Z, Xie W, Sun L, Kavokin A V, Shen X, Chen Z 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 063602
- [4] Karmakar S, Kumar D, Varshney R K, Chowdhury D R 2020 *Opt. Lett.* **45** 3386
- [5] Ott C, Aufleger L, Ding T, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 163201
- [6] Fasshauer E, Madsen L B 2020 *Phys. Rev. A* **101** 043414
- [7] Wickenhauser M, Burgdörfer J, Krausz F, Drescher M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 023002
- [8] Themelis S I, Lambropoulos P, Meyer M 2004 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **37** 4281
- [9] Tong X M, Lin C D 2005 *Phys. Rev. A* **71** 033406
- [10] Zhao Z X, Lin C D 2005 *Phys. Rev. A* **71** 060702
- [11] Wang H, Chini M, Chen S, Zhang C H, He F, Cheng Y, Wu Y, Thumm U, Chang Z 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 143002
- [12] Kaldun A, Ott C, Blättermann A, Laux M, Meyer K, Ding T, Fischer A, Pfeifer T 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 103001
- [13] Kaldun A, Blättermann A, Stooß V, Donsa S, Wei H, Pazourek R, Nagele S, Ott C, Lin C D, Burgdörfer J, Pfeifer T 2016 *Science* **354** 738
- [14] Peng P, Marceau C, Hervé M, Corkum P B, Naumov A Y, Villeneuve D M 2019 *Nat. Commun.* **10** 5269
- [15] Stooß V, Birk P, Blättermann A, Hartmann M, Borisova G D, Ott C, Pfeifer T 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 032041
- [16] Harkema N, Cariker C, Lindroth E, Argenti L, Sandhu A 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 023202
- [17] Peng P, Mi Y H, Lytova M, Britton M, Ding X Y, Naumov A Y, Corkum P B, Villeneuve D M 2022 *Nat. Photonics* **16** 4551
- [18] Serov V V, Kheifets A S 2024 *Phys. Rev. A* **110** 043107
- [19] Han M, Liang H, Ji J B, Sun L C, Ueda K, Rost J M, Wörner H J 2025 *Ultrafast Science* **5** 0091
- [20] Lewenstein M, Balcou P, Ivanov M Y, L'Huillier A, Corkum P B 1994 *Phys. Rev. A* **49** 2117
- [21] Soifer H, Botheron P, Shafir D, Diner A, Raz O, Bruner B D, Mairesse Y, Pons B, Dudovich N 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 143904
- [22] Yost D C, Schibli T R, Ye J, Tate J L, Hostetter J, Gaarde M B, Schafer K J 2009 *Nat. Phys.* **5** 815820
- [23] Hostetter J A, Tate J L, Schafer K J, Gaarde M B 2010 *Phys. Rev. A* **82** 023401
- [24] Xiong W H, Geng J W, Tang J Y, Peng L Y, Gong Q 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 233001
- [25] Xiong W H, Jin J Z, Peng L Y, Gong Q 2017 *Phys. Rev. A* **96** 023418
- [26] Camp S, Schafer K J, Gaarde M B 2015 *Phys. Rev. A* **92** 013404
- [27] Li P C, Sheu Y L, Laughlin C, Chu S I 2015 *Nat. Commun.* **6** 7178
- [28] Chu W C, Travers J C, Russell P S J 2016 *New J. Phys.* **18** 023018
- [29] Beaulieu S, Camp S, Descamps D, Comby A, Wanie V, Petit S, Légaré F, Schafer K J, Gaarde M B, Catoire F, Mairesse Y 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 203001
- [30] Du L L, Wang G L, Li P C, Zhou X X, Zhao Z X 2018 *Phys. Rev. A* **97** 023404
- [31] Guo Q L, Li P C, Zhou X X, Chu S I 2018 *Opt. Commun.* **410** 262
- [32] Wang B, Zhang Y, Lan P, Zhai C, Li M, Zhu X, Chen J, Lu P, Lin C D 2021 *Phys. Rev. A* **103** 053119
- [33] Park T J, Light J C 1986 *J. Chem. Phys.* **85** 5870
- [34] Burnett K, Reed V C, Cooper J, Knight P L 1992 *Phys. Rev. A* **45** 3347
- [35] Sundaram B, Milonni P W 1990 *Phys. Rev. A* **41** 6571
- [36] Figueira de Morisson Faria C, Dörr M, Sandner W 1998 *Phys. Rev. A* **58** 2990
- [37] Figueira de Morisson Faria C, Rotter I 2002 *Phys. Rev. A* **66** 013402
- [38] Bickel W S, Goodman A S 1966 *Phys. Rev.* **148** 1
- [39] Bo L, Rujiang L, Jiahui F, Qun W, Kuang Z, Wan C, Zhefei W, Ruyun M 2016 *Sci. Rep.* **6** 31884
- [40] Iizawa M, Kosugi S, Koike F, Azuma Y 2021 *Phys. Scr.* **96** 055401

RAPID COMMUNICATION

Fano resonance in high-order harmonics of hydrogen atoms driven by intense laser pulse^{*}CHEN Suqi HE Feng[†]*(Key Laboratory of Laser Plasma, School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240)**(Received 11 May 2025; revised manuscript received 24 May 2025)***Abstract**

We numerically solved the time-dependent Schrödinger equation (TDSE) for a hydrogen atom interacting with intense near-infrared laser fields to investigate the mechanism of below-threshold high-harmonic generation (HHG). The primary focus was on understanding the spectral features, particularly resonant structures, arising in the fifth harmonic region under specific driving conditions. Our simulations utilized a laser wavelength of 608 nm. At this wavelength, hydrogen atoms can resonantly absorb five photons, promoting electrons from the ground state $|1s\rangle$ to the excited state $|2p\rangle$. Concurrently, the atom can absorb additional photons leading to ionization. Crucially, due to the AC Stark shift induced by the intense laser field (laser dressing), some laser-dressed continuum states $|c\rangle$ become energetically degenerate with the laser-dressed $|2p\rangle$ state. High-harmonic radiation at the fifth harmonic frequency can then be emitted via two distinct quantum paths: 1) Bound-bound recombination: Direct recombination from the laser-dressed $|2p\rangle$ state back to the ground state $|1s\rangle$. 2) Continuum-bound recombination: recombination from the laser-dressed continuum states $|c\rangle$ (reached via ionization) back to $|1s\rangle$. Both pathways emit photons of identical energy corresponding to the fifth harmonic. Our important finding is that there is significant quantum interference between these two recombination channels. This interference is manifested in the spectrum as an asymmetric Fano lineshape of the fifth harmonic intensity profile. Furthermore, we demonstrate that the shape of this Fano resonance exhibits strong and controllable dependence on the intensity of the driving laser field. This study provides clear evidence that Fano quantum interference, typically associated with multi-electron correlations or autoionizing states in complex systems, can emerge in the fundamental single-electron hydrogen atom system under the condition of intense laser field. The interference arises directly from the coherent superposition of the bound-bound and continuum-bound recombination pathways caused by laser-induced degeneracy. Importantly, by adjusting the laser intensity the spectral profile of the Fano resonance can be actively manipulated, providing a novel method for coherently controlling the harmonic emission in simple atomic systems.

Keywords: hydrogen atom, intense laser field, below-threshold high-harmonic generation, Fano resonance**PACS:** 32.80.-t, 33.60.+q, 33.90.+h**DOI:** [10.7498/aps.74.20250617](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250617)**CSTR:** [32037.14.aps.74.20250617](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250617)^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12450405, 11925405).[†] Corresponding author. E-mail: fhe@sjtu.edu.cn



强激光驱动产生的氢原子高次谐波中的法诺共振

陈苏琪 何峰

Fano resonance in high-order harmonics of hydrogen atoms driven by intense laser pulse

CHEN Suqi HE Feng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 133202 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250617

CSTR: 32037.14.aps.74.20250617

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250617>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

优化组合激光场驱动原子产生高次谐波及单个超短阿秒脉冲理论研究

Theoretical study of high-order harmonics and single ultrashort attosecond pulse generated by optimized combination of laser field

物理学报. 2022, 71(23): 233204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221298>

非对称波形激光驱动的氢原子高次谐波频移及控制

Frequency shift and control of high-order harmonics of H atom driven by an asymmetric laser pulse

物理学报. 2022, 71(7): 073201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212146>

强激光等离子体相互作用驱动高次谐波与阿秒辐射研究进展

Research progress of high-order harmonics and attosecond radiation driven by interaction between intense lasers and plasma

物理学报. 2021, 70(8): 084206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210339>

驱动激光波长对超短脉冲与原子相互作用产生高次谐波发射的影响

Influence of driving-laser wavelength on emission of high-order harmonic wave generated by atoms irradiated by ultrashort laser pulse

物理学报. 2022, 71(23): 233205 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220743>

极性分子CO高次谐波产生过程中的不对称性

Asymmetry in high-order harmonic generation of polar molecule CO

物理学报. 2022, 71(23): 234204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221714>

优化双色近红外激光及其二次谐波场驱动原子产生孤立阿秒脉冲

Generation of isolated attosecond pulses from atoms driven by optimized two near-infrared pulses and their second harmonic fields

物理学报. 2022, 71(23): 233207 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221375>