

强激光场对原子核 α 衰变的影响*

张凯林 韩胜贤 岳生俊 刘作业 胡碧涛[†]

(兰州大学核科学与技术学院, 兰州 730000)

(2023 年 10 月 9 日收到; 2023 年 11 月 9 日收到修改稿)

为了探究强激光对原子核 α 衰变的影响, 根据 Gamow 模型、双折叠模型、团簇模型理论, 给出了一套求解原子核 α 衰变寿命的方法. 计算了部分原子核 α 衰变的半衰期, 与实验测量值符合较好, 并进一步获取强激光作用下原子核 α 衰变半衰期的改变量. 结果表明, 当强激光的功率密度达到 10^{26} W/cm² 时, 超强激光可以减少部分原子核的半衰期约 0.1%, 有效地影响原子核的 α 衰变过程. 同时, 还理论计算了 α 衰变半衰期随着原子核自身参数与激光功率密度的变化关系, 讨论相关参数对于原子核 α 衰变的影响.

关键词: 超强激光, α 衰变, 半衰期**PACS:** 21.10.Tg, 23.60.+e, 42.55.-f**DOI:** 10.7498/aps.73.20231627

1 引言

衰变是自发的核反应过程, 是核物理研究的良好工具, 其中 α 衰变是研究最多的衰变形式之一. α 衰变的研究推动了原子核结构、核能利用等理论及实际应用的发展, 包括从微观角度计算核间参数与建立核结构, 也包括实际生产应用中核燃料生产、循环图的制作. 1928 年 Gamow^[1] 和 Gurney 与 Condon^[2] 分别成功运用量子力学解释了 α 衰变, 并实现对衰变寿命的计算. 这一理论在当时与实验符合较好, 有力地证明了量子力学的正确性, 实现理论与实验测量的相互印证. Yahya 和 Kimene Kaya^[3] 根据双折叠模型求解核子间相互作用势能, 计算了重核的 α 衰变半衰期. Gontchar 和 Chushnyakova^[4] 编写一套求解核间势能的计算程序, 核衰变过程的计算变得更加精确. 邓军刚等^[5,6] 研究 α 衰变模型中的预形成因子, 推导得到相应的计算方法. 随着核实验数据的日益增多, 描述 α 衰变过程的理论模型日渐完善且得到

了实验验证^[7].

在对 α 衰变过程取得合理正确的认识后, 如何通过外部作用改变其反应进程, 从而加深对反应机制的进一步认知并创新其应用成为了新的研究方向. 但由于原子核的空间尺度十分狭小, 想对其衰变过程产生影响十分困难. 半个世纪以来激光技术发展迅速^[8,9], 目前实验室所能达到的最高激光功率密度已超过 10^{23} W/cm², 该强度下激光所激发的电场, 其强度接近 10^{13} V/cm, 这相当于在原子大小范围上加约 126 kV 的电压, 在原子核大小范围上加约 1.2 V 的电压. 超强超短激光能在实验室内创造出前所未有的超高能量密度、超强电磁场和超快时间尺度等综合性极端物理条件, 在激光加速、阿秒科学、激光聚变、等离子体物理、核物理与核医学、原子分子物理、实验室天体物理等领域有着重要应用. 利用强激光脉冲诱发核反应、改变核反应过程成为一个被广泛关注的热点问题^[10-16]. 目前, 激光诱导核反应的实验实现主要是间接的, 如光致核裂变中激光的作用是产生电子束从而诱导发生核裂变^[11]; 激光惯性约束聚变装置使用功

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFE0103900)、国家自然科学基金 (批准号: 12374266, 12027809) 和中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: lzujbky-2022-ey05, lzujbky-2023-stlt01) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: hibt@lzu.edu.cn

率巨大的激光压缩燃料体积,将原子核加热到一个极高的温度,致使原子核能够克服斥力相互碰撞发生聚变.随着激光强度的不断提高,最近的一些研究表明激光直接影响核反应进程是能够实现的.祁金涛等^[14,17,18]理论计算了强激光场对于核裂变过程的影响,包括 α 衰变、质子衰变、团簇衰变等.Pálffy等^[19,20]通过WKB(Wentzel-Kramers-Brillouin)和ITM(imaginary time method)两种方法计算解释强激光对于 α 衰变过程的诱导作用.Cortés的博士论文详细推导阐述激光诱导 α 衰变的理论^[12].Queisser和Schützhold^[21]研究强激光对核聚变过程的影响,并进行相关理论的推导.可以预见的是,即将建成的欧洲极端光基础设施(ELI)^[22,23]和上海超强超快光源设施(SULF)^[24,25]都将实现激光功率密度的进一步提高并推动核物理的发展.

为了探究强激光对原子核 α 衰变过程的影响,本文基于双折叠模型、团簇模型、Gamow模型建立了一套强激光与原子核相互作用的计算方法,合理再现了不同质量原子核 α 衰变半衰期,并借助这套方法计算原子核自身参数和激光功率密度对原子核 α 衰变半衰期的改变量,讨论相关参数对原子核 α 衰变的影响.

2 理论方法

根据Gamow模型 α 衰变主要分为两个过程,首先 α 粒子在原子核表面形成,其次 α 粒子穿越核间相互作用形成的势垒发射出去.为了简化起见,将初始束缚状态下 α 粒子所处的势阱描述为等效方形势阱,方形势阱的深度定义为 $\frac{Z_\alpha Z e^2}{R} - U_0$ ^[26].其中, U_0 为方形势阱参数, Z_α 为 α 粒子的质子数, Z 为子核的质子数, R 为方形势阱宽度, $e^2 = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0}$, q 为单位电荷电量, ϵ_0 为真空介电常数.唯象理论的光学势由实验数据得出,可以给出准确的势阱变化,但是受现有的 α 衰变实验数据的限制.微观理论推导涉及大量参数,使得计算复杂的同时容易失去物理意义^[26].从后文计算与实验结果的对比,可以发现方形势阱的近似处理是合理的.Gamow模型在描述 α 衰变时使用了团簇理论模型^[27,28],预形成的 α 粒子沿围绕子核的不同轨道运动.为了描述 α 粒子运动,引入描述轨道特征的全量子数 G ^[12].

根据泡利不相容原理, G 需要满足 $G \leq 2\eta + L$, η 为相对运动的量子数, L 为 α 粒子和子核之间的相对角动量.由玻尔-索末菲量子化条件可得

$$\int_0^R \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} \left(Q_\alpha + U_0 - \frac{Z_\alpha Z e^2}{R} \right)} dr = (G+1) \frac{\pi}{2}, \quad (1)$$

式中, μ 为约化质量, \hbar 为约化普朗克常量, r 为 α 粒子与子核的距离, Q_α 为核反应衰变能.处于方形势阱内预形成的 α 粒子具有能量 $Q_\alpha = (M - m_1 - m_2)c^2$, M 为母核质量, m_1, m_2 为子核质量, c 为真空中光速.(1)式中 G 的取值范围定为 23 ± 3 ^[26].Buck等^[13]结合实验数据将方形势阱参数 U_0 定为135.6 MeV.由(1)式得到方形势阱宽度 R :

$$R = \frac{2Z}{e^2} + \frac{\sqrt{\left(\frac{2Z}{e^2}\right)^2 + 4(Q_\alpha + U_0) \frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\frac{\pi}{2}(G+1)\right]^2}}{2(Q_\alpha + U_0)}. \quad (2)$$

详细计算发现,方形势阱宽度 R 对应于母核核力作用半径 $c_0 A_p^{1/3}$ ^[29], c_0 为参数因子, A_p 为母核质量数.

引入描述 α 粒子碰撞势垒时发生隧穿效应的概率 P ,对于其求解可以从薛定谔方程出发,使用WKB近似方法求解^[26,30].对于约化径向方程:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + V(r) \right] u(r) = E u(r). \quad (3)$$

数学上假设该微分方程的解为

$$u(r) = \left(\frac{dS(r; \hbar)}{dr} \right)^{-1/2} \exp \left[\frac{i}{\hbar} S(r; \hbar) \right]. \quad (4)$$

对其级数展开并代入微分方程,得到满足方程的近似解为

$$u(r) = \frac{1}{\sqrt{k(r)}} \exp \left(\pm \frac{i}{\hbar} \int k(r') dr' \right), \quad (5)$$

$$k(r) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar} (V(r) - E)}.$$

使用该方法求解薛定谔方程后,得到 α 粒子隧穿概率 P 的具体表达式^[13,31]:

$$P \approx \exp \left[-2 \int_R^b \sqrt{2\mu (V(r) - Q_\alpha)} / \hbar dr \right]. \quad (6)$$

这里, b 为 α 粒子隧穿效应的出口即 Q_α 与 $V(r)$ 的交点, α 粒子到达 b 点时已经完全穿透势垒. $V(r)$ 为核间势能,其表达式为

$$V(r) = V_C(r) + V_N(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2}, \quad (7)$$

式中, $V_C(r)$ 为库仑势能, $V_N(r)$ 为核力作用势能, l 为轨道角动量量子数. (7) 式中最后一项为角动量导致的离心势能. 库仑势可以通过库仑公式直接求解, 离心势可以通过自旋宇称选择定则确定原子核轨道角动量求解^[32]. 核力作用势能的求解十分复杂, 本文根据双折叠模型^[33,34]来计算求解. 双折叠模型描述的核力作用势能 $V_N(r)$ 可以表示为

$$\begin{cases} U(E, a) = U_d(E, a) + U_{ex}(E, a), \\ U_d(E, a) = \int \rho_1(a_1)\rho_2(a_2)\nu_d(\rho, E, a)da_1da_2, \\ U_{ex}(E, a) = \int \rho_1(a_1, a_1 + s)\rho_2(a_2, a_2 - s) \\ \times \nu_{ex}(\rho, E, a) \exp\left[\frac{ik(E, a) \cdot s}{\mu}\right] da_1da_2. \end{cases} \quad (8)$$

这里, U_d 为直接项, U_{ex} 为交换项; a_1 为发射核核子与发射核质心之间的距离, a_2 为子核核子与子核质心之间的距离; $\rho(a)$ 为核子密度, $\rho(a, a \pm s)$ 为单体密度矩阵; s 为发射核核子与子核核子之间的距离; $\nu_d(s)$ 和 $\nu_{ex}(s)$ 为核力作用的直接项和交换项; E 为发射核能量; k 为与碰撞核相对运动有关的波数. 考虑到能量依赖因子和密度依赖因子, DDM3 Y1-Reid 核力作用项^[4]的具体表达形式为

$$\nu(\rho, E, s) = \nu(s)0.2963 \left[1 + 3.7231e^{-3.7384(\rho_1 + \rho_2)}\right] \times [1 - 0.002(E/A)], \quad (9)$$

其中 A 为发射核质量数, 在 α 衰变中 $A = 4$. $\nu_d(s)$ 和 $\nu_{ex}(s)$ 的具体表达形式为

$$\begin{cases} \nu_d(s) = 7999 \frac{e^{-4s}}{4s} - 2134 \frac{e^{-2.5s}}{2.5s} - 276\delta(s), \\ \nu_{ex}(s) = 4631.4 \frac{e^{-4s}}{4s} - 1787.1 \frac{e^{-2.5s}}{2.5s} \\ - 7.847 \frac{e^{-0.7072s}}{0.7072s} - 276\delta(s). \end{cases} \quad (10)$$

对于非定域交换项的精确数值处理过于复杂, 通过如下近似获得等效定域势

$$\begin{cases} \rho(a, a + s) \simeq \rho(a + s/2)j_1(k_F(a + s/2)s), \\ j_1(x) = 3[\sin(x) - x\cos(x)]/x^3, \\ k_F(a) = \left\{ \left[\frac{3}{2}\pi^2\rho(a) \right]^{2/3} + \frac{5C_S[\nabla\rho(a)]^2}{3\rho^2(a)} + \frac{5\Delta\rho(a)}{36\rho(a)} \right\}^{1/2}, \\ C_S = 1/36. \end{cases} \quad (11)$$

求解出隧穿概率 P 后, 由衰变常数 λ 与半衰期 $T_{1/2}$ 的关系:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{\ln 2}{fP} \approx \frac{\ln 2}{f \exp\left[-2 \int_R^b \frac{\sqrt{2\mu(V(r) - Q_\alpha)}}{\hbar} dr\right]}. \quad (12)$$

这里, f 为 α 粒子碰撞势垒的频率, 具体表达式为

$$f = \frac{E_{cfm\alpha}}{E_{cfm}} \frac{\hbar K}{2\mu R}, \quad (13)$$

其中 K 为 α 粒子波数, $E_{cfm\alpha}$ 为 α 粒子形成所需的能量, E_{cfm} 为形成 α 粒子所需的能量和 α 粒子与子核之间的相互作用能量之和. $\frac{E_{cfm\alpha}}{E_{cfm}}$ 又称为 α 粒子预形成因子. $E_{cfm\alpha}$ 和 E_{cfm} 都是与结合能相关的项, 其值与母核的质量数与质子数有关, 具体计算公式详见文献^[5], 计算中所需的原子核结合能数据见文献^[35].

团簇模型认为 α 衰变生成的 α 粒子预形成在母核内, 其能量由衰变能决定, 速度可达到 10^7 m/s. 隧穿效应中的隧穿路径长度为数十飞米, 隧穿时间约为 10^{-20} s, 在量级上远低于激光周期, 符合准静态条件, 可以认为激光的作用近似不变, 相关详细讨论见文献^[14,36]. 在原子核的空间尺度上, 库仑力要远大于洛伦兹力, 通常不考虑洛伦兹力影响. 对 α 衰变过程施加功率密度为 I 的激光, 激光场场强 ε 与功率密度 I 的关系为

$$I = \frac{1}{2}c\varepsilon_0\varepsilon^2. \quad (14)$$

结合 (12) 式, 将强激光场对原子核 α 衰变的影响量化为其半衰期 $T_{1/2}$ 的变化,

$$T_{1/2} \approx \frac{\ln 2}{f \exp\left[-2 \int_R^b \frac{\sqrt{2\mu(V(r) - e z_{eff}\varepsilon r - Q_\alpha)}}{\hbar} dr\right]}, \quad (15)$$

式中, $e z_{eff}$ 为系统质心运动的有效电荷, $z_{eff} = \frac{Z_\alpha A - A_\alpha Z}{A + A_\alpha}$, 其中 A 为子核质量数, A_α 为 α 粒子质量数, 当 α 粒子和子核质荷比相同时, α 粒子不存在由激光电场引起的相对运动即激光对 α 衰变无影响. 与 (12) 式相比, 强激光的作用是改变原子核 α 衰变过程中的势垒高度, 使得 α 衰变更容易发生, 缩短了原子核 α 衰变到原来数目一半所

需的时间,使半衰期发生变化.定义 $n = \frac{\Delta T_{1/2}}{T_{1/2}} \times 100\%$,用于量化激光诱导作用,即强激光对原子核 α 衰变半衰期的影响.

3 计算结果与讨论

根据前文所述理论方法,研究了强激光对不同原子核 α 衰变过程的影响.首先计算不同原子核预形成的 α 粒子具有的能量 Q_α 即原子核 α 衰变的反应能,以及 α 粒子所处的等效方形势阱宽度 R ,其值基本满足核力作用半径公式 $R = c_0 A_p^{1/3}$, $c_0 \simeq 1.4-1.5$.进一步计算,得到无强激光场作用的多种原子核 α 衰变的半衰期,与前人的实验测量值和理论计算结果进行对比,如表 1 所列, $T_{1/2}^{cal}$ 为本文计算方法得到的半衰期计算值, $T_{1/2}^{ex}$ 为前人实验测量得到的半衰期数据, $T_{1/2}^{ref}$ 为不同理论方法得到的半衰期计算值.

将表 1 所列的半衰期数据按照原子核质子数的不同作图,得到图 1 所示结果.通过原子核 α 衰变半衰期计算值和实验测量值的对比可以发现,本文的理论计算结果与实验测量值具有很好的一致性,表明该理论计算方法有效.同时本文原子核 α 衰变半衰期的计算结果相较于前人理论计算结果,与实验数据符合更好.这是因为本文计算方法

对于核间势能、核力作用半径及 α 粒子碰撞频率有了更加精准的描述. Pálffy 和 Popruzhenko^[19] 的计算未考虑 α 粒子预形成因子,将其取值定为 1,也未考虑核力作用势能对于计算结果的影响. Qi 和 Fu^[18] 的计算中 α 粒子预形成因子的取值方式偏向于由实验数据得到,适用范围有限. Royer^[37] 使用经验公式计算半衰期,适用范围有限. Basu^[38] 的计算同样未考虑预形成因子的影响.

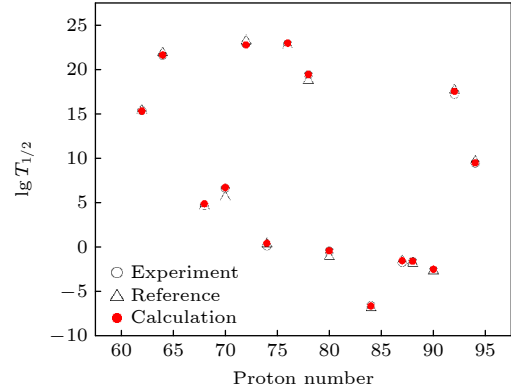


图 1 原子核半衰期数值计算结果及对比

Fig. 1. Results and comparison of nuclear half-lives.

计算强激光对多种原子核 α 衰变的影响,并将影响量化为其半衰期的变化,即表 1 中的 n 值.这里将强激光的功率密度设定为 $1.0 \times 10^{26} \text{ W/cm}^2$,高于现有激光技术能够达到的水平.发现强激光能

表 1 原子核半衰期数值计算结果及对比,其中核素的实验数据及不同理论方法计算数据分别来自文献 [7,19,37,38]

Table 1. Calculation results and comparison of nuclear half-lives. These data are from Refs. [7,19,37,38].

核素	Q_α/MeV	R/fm	$T_{1/2}^{ex}/\text{s}$	$T_{1/2}^{cal}/\text{s}$	$T_{1/2}^{ref}/\text{s}$	文献	$n/\%$
$^{144}_{60}\text{Nd}$	1.907	7.755	$(7.222 \pm 0.505) \times 10^{22}$	7.371×10^{22}	5.600×10^{22}	[19]	0.304
$^{146}_{62}\text{Sm}$	2.529	7.758	$(2.144 \pm 0.221) \times 10^{15}$	1.889×10^{15}	2.176×10^{15}	[7]	0.180
$^{152}_{64}\text{Gd}$	2.205	7.786	$(3.406 \pm 0.252) \times 10^{21}$	3.640×10^{21}	6.276×10^{21}	[7]	0.240
$^{154}_{68}\text{Er}$	4.280	7.767	$(4.786 \pm 0.266) \times 10^4$	2.294×10^4	3.890×10^4	[37]	0.072
$^{158}_{70}\text{Yb}$	4.180	7.790	$(4.266 \pm 0.517) \times 10^6$	5.709×10^6	4.169×10^5	[38]	0.074
$^{174}_{72}\text{Hf}$	2.559	8.161	$(6.307 \pm 1.261) \times 10^{22}$	4.944×10^{22}	1.397×10^{23}	[7]	0.250
$^{162}_{74}\text{W}$	5.675	7.787	1.390 ± 0.142	2.752	2.450	[19]	0.035
$^{186}_{76}\text{Os}$	2.822	7.887	$(6.307 \pm 3.469) \times 10^{22}$	7.679×10^{22}	4.226×10^{22}	[7]	0.235
$^{190}_{78}\text{Pt}$	3.243	7.895	$(2.050 \pm 0.095) \times 10^{19}$	2.422×10^{19}	5.248×10^{18}	[37]	0.195
$^{178}_{80}\text{Hg}$	6.580	7.820	0.363 ± 0.010	0.416	0.091	[38]	0.034
$^{212}_{84}\text{Po}$	8.953	8.676	$(2.990 \pm 0.002) \times 10^{-7}$	2.615×10^{-7}	1.600×10^{-7}	[19]	0.052
$^{219}_{87}\text{Fr}$	7.460	8.457	$(1.995 \pm 0.517) \times 10^{-2}$	3.079×10^{-2}	3.020×10^{-2}	[38]	0.072
$^{220}_{88}\text{Ra}$	7.600	8.463	$(2.512 \pm 0.060) \times 10^{-2}$	2.728×10^{-2}	1.660×10^{-2}	[38]	0.066
$^{222}_{90}\text{Th}$	8.133	8.467	$(2.818 \pm 0.302) \times 10^{-3}$	3.433×10^{-3}	2.188×10^{-3}	[38]	0.062
$^{238}_{92}\text{U}$	4.274	8.918	$(1.400 \pm 0.175) \times 10^{17}$	3.070×10^{17}	4.300×10^{17}	[19]	0.213
$^{238}_{94}\text{Pu}$	5.593	9.196	$(2.771 \pm 0.003) \times 10^9$	2.930×10^9	4.400×10^9	[19]	0.139

够减少原子核 α 衰变的半衰期, 相对改变量在千分之二左右. 由表 1 可以发现, 反应能 Q_α 值较小的原子核 α 衰变受强激光影响较大. 这是因为反应能 Q_α 与隧穿出口 b 满足关系式 $Q_\alpha = V(b)$, 在 b 值附近 $V(r)$ 由库仑相互作用占主导, $V(r)$ 呈下降趋势. Q_α 值的减小使得隧穿出口 b 的计算值增加, 则 α 粒子受强激光影响的隧穿路径长度增加. 即 Q_α 值较大的原子核, 强激光对原子核 α 衰变半衰期的影响较小. 在表 1 中还注意到半衰期较长的原子核受强激光的影响相对较大. 由 (12) 式和 (15) 式可以发现, 强激光通过提高 α 粒子的隧穿概率 P 缩短原子核 α 衰变的半衰期, 则隧穿概率较小的原子核 α 衰变受强激光影响相对较大, 即半衰期较长的原子核, 强激光对原子核 α 衰变半衰期的影响较大.

保持激光功率密度为 1.0×10^{26} W/cm², 改变全量子数 G 和原子核 α 衰变的反应能 Q_α , 理论计算表 1 中部分原子核 α 衰变半衰期在设定激光功率密度下的变化 n , 结果如图 2 所示. 由图 2(a) 可以发现, 对于同一原子核, 随着全量子数 G 值的增加, n 值线性增加. 这是因为 G 值和 R 值呈正相关, G 值的增加对应等效方形势阱宽度 R 的增加, 即 α 衰变中 α 粒子隧穿过程的势垒变窄. 但减少的部分是隧穿过程的前半部分, 由 (7) 式核间势能的计算和 (15) 式可以发现强激光对原子核 α 衰变半衰期的影响在前半部分要小于后半部分, G 值改变不影响后半部分的长度, 所以 G 值增大后强激光对原子核 α 衰变半衰期的影响增加. 改变原子核 α 衰变的反应能 Q_α , 改变量为 ± 1 MeV, 结果如图 2(b) 所示. 原子核 α 衰变的反应能 Q_α 增加后, 强激光对原子核 α 衰变半衰期的影响减弱. 这是因为 Q_α 增加后 R 值和隧穿出口 b 值都会降低, 但是 R 值的变化明显小于 b 值, 整体上来说强激光影响的隧穿路径减小, 所以 Q_α 增大后强激光对原子核 α 衰变半衰期的影响减弱.

改变强激光的功率密度, 图 3 所示为激光诱导作用 n 值随激光功率密度的变化. 可以发现随着激光功率密度的增加, 强激光对原子核 α 衰变半衰期的影响随之增加, 且增长明显. 当激光功率密度达到 1.0×10^{28} W/cm² 时, ¹⁸⁶O_s α 衰变半衰期的改变量超过了 2%. 量子电动力学中施温格极限场强 [39-41] 为 1.32×10^{16} V/cm, 对应的激光功率是 2.314×10^{29} W/cm². 当电磁场场强超过此值时, 真

空撕裂产生正负电子对, 也就是说当激光功率接近或超过此值时就需要考虑更多物理效应来解释激光对原子核衰变的影响.

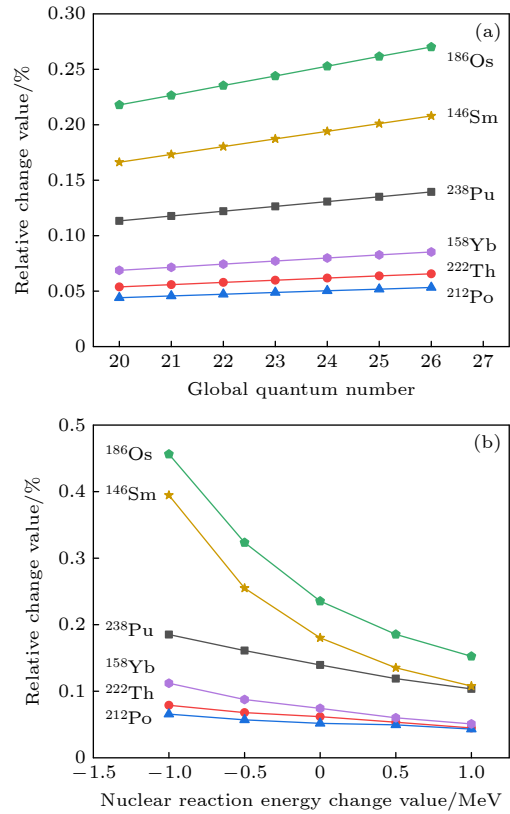


图 2 G 值 (a) 和 Q_α 值 (b) 与激光诱导作用的相关性
Fig. 2. Correlation between G (a) and Q_α (b) values and laser induction.

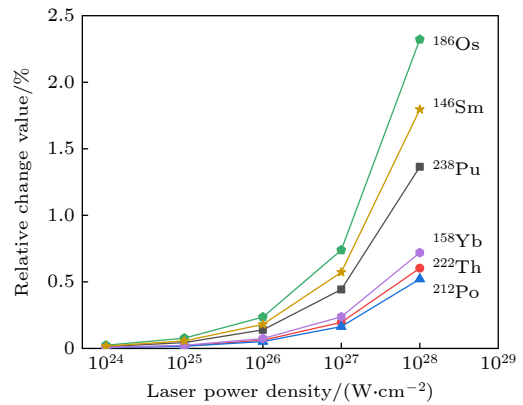


图 3 激光功率密度与激光诱导作用的相关性
Fig. 3. Correlation between laser power density and laser induction.

4 结 论

随着激光技术的进步, 超强激光功率密度不断提升, 通过超强激光对核 α 衰变过程施加直接影

响将成为可能. 本文结合 Gamow 模型、双折叠模型与团簇模型给出了计算原子核 α 衰变半衰期的理论方法, 合理再现了实验测量结果. 基于该方法理论研究了强激光对多种原子核 α 衰变的影响, 发现强激光能有效影响原子核的 α 衰变. α 衰变反应能 Q_α 值较小的原子核受激光影响程度较大, 这可能与激光作用路径有关. 接着计算了原子核的自身参数与强激光对原子核 α 衰变半衰期的影响的关系, 发现了势阱宽度和反应能与激光诱导作用的相关性. 不同激光功率密度对于 α 衰变半衰期影响的结果表明, 虽然当前可达到的激光强度无法对 α 衰变产生明显影响, 但随着激光强度的增加该影响会呈现明显上升.

参考文献

- [1] Gamow G 1928 *Z. Phys.* **51** 204
- [2] Gurney R W, Condon E U 1929 *Phys. Rev.* **33** 127
- [3] Yahya W A, Kimene Kaya B D C 2022 *Int. J. Mod. Phys. E* **31** 2250002
- [4] Gontchar I I, Chushnyakova M V 2010 *Comput. Phys. Commun.* **181** 168
- [5] Deng J G, Zhao J C, Chu P C, Li X H 2018 *Phys. Rev. C* **97** 044322
- [6] Deng J G 2022 *Ph. D. Dissertation* (Lanzhou: Lanzhou University) pp27–44 (in Chinese) [邓军刚 2022 博士学位论文 (兰州: 兰州大学) 第 27–44 页]
- [7] Qian Y, Ren Z 2014 *Phys. Lett. B* **738** 87
- [8] Mourou G 2019 *Rev. Mod. Phys.* **91** 030501
- [9] Shen B F, Ji L L, Zhang X M, Bu Z G, Xu J C 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 084101 (in Chinese) [沈百飞, 吉亮亮, 张晓梅, 步志刚, 徐建彩 2021 物理学报 **70** 084101]
- [10] Ledingham K W D, Spencer I, McCanny T, Singhal R P, Santala M I K, Clark E, Watts I, Beg F N, Zepf M, Krushelnick K, Tatarakis M, Dangor A E, Norreys P A, Allott R, Neely D, Clark R J, Machacek A C, Wark J S, Cresswell A J, Sanderson D C W, Magill J 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 899
- [11] Xi X F, Guo B, Fu C B, Lü C, Zhang G Q 2023 *At. Energy Sci. Technol.* **57** 865 (in Chinese) [席晓峰, 郭冰, 符长波, 吕冲, 张国强 2023 原子能科学技术 **57** 865]
- [12] Castañeda Cortés H M 2012 *Ph. D. Dissertation* (Heidelberg: Ruprecht-Karls-Universität) pp69–103
- [13] Buck B, Merchant A C, Perez S M 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 2975
- [14] Qi J T, Li T, Xu R H, Fu L B, Wang X 2019 *Phys. Rev. C* **99** 044610
- [15] Delion D S, Ghinescu S A 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 202501
- [16] Wang X 2020 *Phys. Rev. C* **102** 011601
- [17] Qi J 2022 *Nucl. Phys. A* **1020** 122394
- [18] Qi J, Fu L 2020 *Phys. Rev. C* **102** 064629
- [19] Pálffy A, Popruzhenko S V 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 212505
- [20] Cortés H C, Popruzhenko S V, Bauer D, Pálffy A 2011 *New J. Phys.* **13** 063007
- [21] Queisser F, Schützhold R 2019 *Phys. Rev. C* **100** 041601
- [22] Ur C A, Balabanski D, Cata-Danil G, Gales S, Morjan I, Tesileanu O, Ursescu D, Ursu I, Zamfir N V 2015 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **355** 198
- [23] Balabanski D L, Constantin P, Rotaru A, State A 2019 *Hyperfine Interact.* **240** 49
- [24] Zhang Z X, Wu F X, Hu J B, Yang X J, Gui J Y, Ji P H, Liu X Y, Wang C, Liu Y Q, Lu X M, Xu Y, Leng Y X, Li R X, Xu Z Z 2020 *High Power Laser Sci. Eng.* **8** e4
- [25] Li W Q, Gan Z B, Yu L H, Wang C, Liu Y Q, Guo Z, Xu L, Xu M, Hang Y, Xu Y, Wang J Y, Huang P, Cao H, Yao B, Zhang X B, Chen L R, Tang Y H, Li S, Liu X Y, Li S M, He M Z, Yin D J, Liang X Y, Leng Y X, Li R X, Xu Z Z 2018 *Opt. Lett.* **43** 5681
- [26] Buck B, Merchant A C, Perez S M 1991 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **17** 1223
- [27] Bertsch G, Borysowicz J, McManus H, Love W G 1977 *Nucl. Phys. A* **284** 399
- [28] Wildermuth K, Kanellopoulos T 1958 *Nucl. Phys.* **7** 150
- [29] Lu X T 2000 *Nuclear Physics* (Rev. Ed.) (Beijing: Atomic Energy Publishing House) p22 (in Chinese) [卢希庭 2000 原子核物理 (修订版) (北京: 原子能出版社) 第 22 页]
- [30] Jeffreys H 1925 *Proceedings of the London Mathematical Society* **s2-23** 428
- [31] Xing F Z, Cui J P, Wang Y Z, Gu J Z 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 062301 (in Chinese) [邢凤竹, 崔建坡, 王艳召, 顾建中 2022 物理学报 **71** 062301]
- [32] Maroufi N, Dehghani V, Alavi S A 2019 *Nucl. Phys. A* **983** 77
- [33] Sinha B 1975 *Phys. Rep.* **20** 1
- [34] Satchler G R, Love W G 1979 *Phys. Rep.* **55** 183
- [35] Wang M, Huang W J, Kondev F G, Audi G, Naimi S 2021 *Chin. Phys. C* **45** 030003
- [36] Landau L D, Lifshitz E M 2013 *Quantum Mechanics: Non-relativistic Theory* (Castellana: Elsevier) p472
- [37] Royer G 2010 *Nucl. Phys. A* **848** 279
- [38] Basu D N 2003 *Phys. Lett. B* **566** 90
- [39] Heisenberg W, Euler H 1936 *Z. Phys.* **98** 714
- [40] Sauter F 1931 *Z. Phys.* **69** 742
- [41] Schwinger J 1951 *Phys. Rev.* **82** 664

Influence of strong laser field on nuclear α decay^{*}

Zhang Kai-Lin Han Sheng-Xian Yue Sheng-Jun Liu Zuo-Ye Hu Bi-Tao[†]*(School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)*

(Received 9 October 2023; revised manuscript received 9 November 2023)

Abstract

With the development of pulse amplification and compression technology, the peak power of the pulse has been improved by several orders of magnitude, and it is possible for the ultra strong laser field to affect nuclei directly. The α decay, as one of the most major forms in nuclear reaction, is a critical research topic in nuclear physics. According to the theory of Gamow model explaining nuclear α decay in quantum mechanics, double folding model solving nuclear potential energy, and cluster model describing atomic nucleus, we present a complete set of solutions for the half-life of nuclear α decay to study the influence of ultra strong laser field on nuclear α decay. These half-lives of α decay of different nuclei from medium to heavy in the absence of laser field are obtained, which accord well with the experimental data. Subsequently, we introduce the effects of ultra strong laser field into our theoretical method to achieve the variations of the half-life of nuclear α decay. Considering that the optical period of the laser pulse is much longer than the theoretical tunneling time and the Lorentz force is much smaller than the Coulomb force, the laser field is treated as an electrostatic field. The results show that the half-life of nuclear α decay will reduce about 0.1% by the strong laser field with a peak power density of about 1.0×10^{26} W/cm², demonstrating that the half-life of nuclear α decay is effectively affected by the strong laser field. Furthermore, the influences of the nuclear parameters, e.g. total quantum number G describing α particle orbits, and α decay reaction energy Q_α , on the variations of these half-lives of α decay of different nuclei are discussed with the help of the calculation results. The dependence of the half-lives of nuclear α decay on the laser peak power density is also explained correspondingly. In summary, we provide a more accurate method of calculating the half-life of nuclear α decay, which is used to study the influences of ultra strong laser field on these half-lives of nuclear α decay of different nuclei. With the further construction of strong laser devices, more interesting phenomena and results will be found from the experiment on the atomic nucleus under strong laser field.

Keywords: strong laser, α decay, half-life**PACS:** 21.10.Tg, 23.60.+e, 42.55.-f**DOI:** [10.7498/aps.73.20231627](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231627)

^{*} Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFE0103900), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12374266, 12027809), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant Nos. lzujbky-2022-ey05, lzujbky-2023-stlt01).

[†] Corresponding author. E-mail: hbt@lzu.edu.cn



强激光场对原子核 α 衰变的影响

张凯林 韩胜贤 岳生俊 刘作业 胡碧涛

Influence of strong laser field on nuclear α decay

Zhang Kai-Lin Han Sheng-Xian Yue Sheng-Jun Liu Zuo-Ye Hu Bi-Tao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 062101 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231627

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231627>

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

激发态丰质子核的双质子发射

Two-proton emission from excited states of proton-rich nuclei

物理学报. 2022, 71(6): 062301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211839>

超强激光驱动的辐射反作用力效应与极化粒子加速

Laser-driven radiation-reaction effect and polarized particle acceleration

物理学报. 2021, 70(8): 085203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210091>

超强激光与泡沫微结构靶相互作用提高强流电子束产额模拟研究

Enhancement of high-energy electron yield by interaction of ultra-intense laser pulses with micro-structured foam target

物理学报. 2019, 68(9): 094101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182291>

相对论圆偏振激光与固体靶作用产生高次谐波

High order harmonics generation by relativistically circularly polarized laser-solid interaction

物理学报. 2018, 67(21): 214205 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181574>

超强磁场下中子星壳层的电导率和磁星环向磁场欧姆衰变

Conductivity of neutron star crust under superhigh magnetic fields and Ohmic decay of toroidal magnetic field of magnetar

物理学报. 2019, 68(18): 180401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190760>

时空耦合畸变对超快超强激光参数测试及性能评估的影响

Influence of spatiotemporal coupling distortion on evaluation of pulse-duration-characterization and focused intensity of ultra-fast and ultra-intensity laser

物理学报. 2022, 71(17): 174204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220563>