

费米超流气体的非线性 Rosen-Zener 隧穿*

蒙红娟¹⁾ 杨阳¹⁾ 王文元¹⁾ 祁鹏堂¹⁾ 马云云¹⁾
马莹¹⁾ 王善进²⁾ 段文山^{1)†}

1) (西北师范大学物理与电子工程学院, 甘肃省原子分子物理与功能材料重点实验室, 兰州 730070)

2) (东莞理工学院电子工程学院, 东莞 523808)

(2011 年 5 月 23 日收到; 2011 年 7 月 9 日收到修改稿)

以非线性 Rosen-Zener 隧穿理论为基础, 用平均场近似的方法, 通过考虑高阶非线性项的影响, 研究了非线性两能级系统中费米超流气体的 Rosen-Zener 隧穿现象. 研究发现粒子间的非线性相互作用能够显著地影响量子隧穿. 分别在快扫描极限和绝热极限的条件下, 解释了 Rosen-Zener 隧穿现象, 并给出了矩形振荡周期与非线性参数之间的依赖关系. 这为更深入认识费米气体的基本属性提供了理论基础.

关键词: 费米超流气体, Rosen-Zener 隧穿

PACS: 03.75.Lm, 03.75.Kk, 37.10.Jk

1 引言

波色 - 爱因斯坦凝聚 (BEC) 实现以后^[1-3], 有关 BEC 现象的大量研究工作正在广泛进行, 由于在适当条件下费米气体可以形成库珀对, 有波色系统所具有的一些宏观量子效应现象, 加上费米气体的成功冷却与囚禁^[4], 激发了人们对费米气体研究的极大兴趣, 研究结果展示了丰富的物理内涵. 实验方面, 人们在实验中观察到相互作用的简并费米气体在一定条件下的坍塌^[5]等现象. 理论研究方面, 关于超冷原子气体的凝聚态特性^[6], 超低温费米气体在不同外界条件下的量子效应^[7], 不同外界条件下费米气体系统的稳定性^[8-10], 相对论费米气体的热力学性质^[11,12], 费米气体的有限尺度效应^[13]及外势场的非广延热力学性质^[14]等问题, 已经进行了广泛深入的研究.

Rosen-Zener 模型最早由 Roser 和 Zener 提出^[15], 与人们熟知的 Landau-Zener 模型^[16,17]不同, 在 Rosen-zener 模型中两模的能级差是固定的, 而两模间的耦合强度可以由含时的外场调制. 这个模型曾经吸引了大量学者的兴趣, 不仅因为它可

以解析求解从而为理解更复杂的多能级系统的行为架起了一座桥梁^[18], 更重要的是这个模型在许多领域有着非常重要的应用.

对 BEC 的非线性 Roser-Zener 隧穿, 许多学者已经进行了大量的研究^[19-22], 但是研究费米气体的非线性 Roser-Zener 隧穿, 也有许多丰富的物理内涵. 本文讨论费米超流气体在 Unitarity 区域^[22](散射长度 $a_f \rightarrow +\infty$) 的 Roser-Zener 隧穿. 目的是看看高阶非线性项如何影响体系的隧穿动力学. 我们首先利用两模模型, 引入了描述费米超流气体 Roser-Zener 隧穿的动力学方程. 在该模型下, 对一般情况, 绝热极限情况和快速扫描极限情况的 Roser-Zener 隧穿分别进行了讨论, 并且给出了解析结果, 我们发现, 数值解和解析解符合得非常好.

2 非线性两模模型

在温度趋于零的极限情况下, 对含有大量粒子的费米超流气体系统的动力学方程可以写成如下

* 国家自然科学基金 (批准号: 10725521, 91021021, 10875098)、国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2007CB814800, 2011CB921503) 和西北师范大学自然科学基金 (批准号: NWNK-KJCXGC-03-48) 资助的课题.

† E-mail: duanws@nwnu.edu.cn

的形式^[23,24]:

$$\left[-\frac{\hbar}{2m}\nabla^2 + U + \mu(n) - i\frac{\partial}{\partial t}\right]\psi(r, t) = 0, \quad (1)$$

其中 U 是囚禁势, $\psi(r, t)$ 是波函数, m 是费米对的质量 (是单个费米子质量的 2 倍), n 是耦合费米对的密度, μ 是系统的化学势. 本文考虑一维的情况, 一维双势阱的囚禁势为 $U = \frac{1}{2}m\omega^2x^2 + A\hbar\omega e^{-km\omega x^2/\hbar}$. 对方程 (1) 无量纲化, 长度用 $\sqrt{\hbar/(m\omega)}$ 无量纲化, 时间用 ω^{-1} 无量纲化, 则方程 (1) 可以写成如下形式:

$$\left[-\frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x) + \mu(n, a) - i\frac{\partial}{\partial t}\right]\Psi(x, t) = 0, \quad (2)$$

式中, $V(x) = \frac{1}{2}x^2 + Ae^{-kx^2}$.

对于化学势的描述, 近几年有关学者已经作了很好的研究^[23,25,26], 本文选择化学势^[25]: $\mu = \frac{\hbar^2}{m}n^{2/3}f(x)$, 其中 $x = n^{1/3}a_{sc}$, a_{sc} 为费米原子的 s 波散射长度. 在 Unitarity 区 ($x \gg 1$), 化学势可以写为^[23]

$$\mu = C_0n^{2/3}(1 + C_1n^{-1/3}), \quad (3)$$

其中, $C_0 = \frac{4\pi\alpha_0\hbar^2}{\beta m_b}$, $C_1 = \frac{\gamma}{\beta a_b}$; $\alpha_0 = \frac{32\nu}{3\sqrt{\pi}}$, $\beta = \frac{4\pi\alpha_0}{22.22}$; $\nu = 1.05, 1.0, 1.15$. 采用两模近似^[27-30], 波函数写为如下形式:

$$\psi(x, t) = \psi_1(t)\phi_1(x) + \psi_2(t)\phi_2(x), \quad (4)$$

其中 $|\psi_1(t)|^2 + |\psi_2(t)|^2 = N_1(t) + N_2(t) = N$, $N_1(t), N_2(t)$ 分别是两模中的粒子数. 把 (4) 式代入 (2) 式, 可以得到以下方程:

$$i\dot{\psi}_1 = E_1\psi_1 + (U_1N_1^{2/3} + V_1N_1^{1/3})\psi_1 - k\psi_2, \quad (5)$$

$$i\dot{\psi}_2 = E_2\psi_2 + (U_2N_2^{2/3} + V_2N_2^{1/3})\psi_2 - k\psi_1, \quad (6)$$

其中

$$E_i = \int \phi_i(x) \left[-\frac{1}{2} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) \right] \phi_i(x) dx,$$

$$k = \int \phi_1(x) \left[-\frac{1}{2} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) \right] \phi_2(x) dx,$$

$$U_1 = C_0 \int \phi_1^{8/3} dx, \quad V_1 = C_0 C_1 \int \phi_1^{7/3} dx,$$

$$U_2 = C_0 \int \phi_2^{8/3} dx, \quad V_2 = C_0 C_1 \int \phi_2^{7/3} dx.$$

令 $\psi_{1,2} = \sqrt{N_{1,2}}e^{i\theta_{1,2}}$, $U_1 = U_2 = U$, $V_1 = V_2 = V$, 并引入布居数差 $s = \frac{N_2 - N_1}{N}$ 和相对

相位 $\theta = \theta_2 - \theta_1$, 得到系统的经典形式哈密顿量为

$$\begin{aligned} H = & \gamma s + \frac{3}{5}e_0[(1+s)^{5/3} + (1-s)^{5/3}] \\ & + \frac{3}{4}e_1[(1+s)^{4/3} + (1-s)^{4/3}] \\ & - 2k\sqrt{1-s^2}\cos\theta, \end{aligned} \quad (7)$$

式中 $\gamma = E_2 - E_1$ 是两模间的能量差, $e_0 = \left(\frac{N}{2}\right)^{2/3}U$, $e_1 = \left(\frac{N}{2}\right)^{1/3}V$, y 表示粒子间的相互作用强度^[31], k 是两模间的耦合系数.

$$e_0 = \frac{4\pi\alpha_0}{\beta} \left(\frac{N}{2}\right)^{2/3} \int \phi_1^{8/3}(x) dx,$$

$$e_1 = \frac{4\pi\alpha_0\gamma k_F}{\beta^2} \left(\frac{N}{2}\right)^{1/3} y \int \phi_1^{7/3}(x) dx,$$

$$y = \frac{1}{k_F a}.$$

s, θ 是经典哈密顿系统的一对正则变量, 满足 $\dot{s} = -\frac{\partial H}{\partial \theta}$, $\dot{\theta} = \frac{\partial H}{\partial s}$. 于是有

$$\dot{s} = -2k\sqrt{1-s^2}\sin\theta, \quad (8)$$

$$\dot{\theta} = \gamma + e_0[(1+s)^{2/3} - (1-s)^{2/3}]$$

$$+ e_1[(1+s)^{1/3} - (1-s)^{1/3}]$$

$$+ \frac{2ks}{\sqrt{1-s^2}}\cos\theta. \quad (9)$$

下面来研究系统的 Rosen-Zener 隧穿现象, 本文研究的系统初始时刻 ($t = 0$), $k = 0$, 末态 ($t = T$), $k = 0$. 在数值模拟过程中, $1/(k_F a)$ 为常数, $\gamma = 0$. Rosen-Zener 模型是利用外场调制两模间的耦合强度 k 来研究粒子在两模间的量子隧穿, 我们取 k 的表达式为 $0 \leq t \leq T$ ^[19] 区域, $k = k_0 \sin^2(\pi t/T)$; 在 $t < 0$ 和 $t > T$ 区域内 $k = 0$, 其中 T 为外场的扫描周期.

首先假设粒子全部在其中的一个模态上, 然后开始外场扫描, 粒子在两模间振荡, 我们定义隧穿率为外场扫描结束后粒子在另一个模中出现的概率.

为了便于对比, 我们先给出线性情况下 ($U = V = 0$) 的解析结果. 这时方程 (5), (6) 可以解析求解. 假设初始时刻粒子全部在其中一个模上, 可以求得粒子布局在另一个模中的概率为

$$\Gamma(t) = \sin^2 \left(k_0 \frac{2\pi t - T \sin(2\pi t/T)}{8\pi} \right), \quad (10)$$

令 $t = T$, 则隧穿率为

$$\Gamma(T) = \sin^2 \left(\frac{k_0 T}{4} \right). \quad (11)$$

公式 (11) 表明随着扫描周期 T 的增加, 粒子在另一个模中的概率作规则的正弦变化. 在 BEC 中也得到类似的结果 [19].

3 计算结果

随着非线性 (U, V) 的出现, 系统的隧穿动力学发生变化, 在这种情况下, 方程 (5), (6) 无法解析求解 [32], 我们利用 Runge-Kutta 法对方程 (5), (6) 进行数值求解, 从而追踪整个过程中粒子数随时间的演化, 并确定最终隧穿率.

3.1 两种极限情况

我们先来研究非线性 Rosen-zener 隧穿的一些基本规律, 数值结果见图 1. 图 1 展示了在不同的非线性参数情况下隧穿率随扫描周期 T 的变化关系. 图 1(a) 中 $1/(k_F a) = 0, U = 0$, 隧穿率随外场扫描周期作规则的正弦型振荡, 模拟结果 (图 1a) 与解析公式 (11) 相一致. 图 1(b) 给出了 $1/(k_F a) = 0.1, U = 0.9, V = 0.3$ 时的数值计算结果. 对于非线性参数较小的情况, 周期性的破坏仅仅发生在短脉冲极限下 (T 较小), 在长脉冲情况下 (T 较大) 则出现了规则的矩形振荡, 这意味着粒子只能聚集在同一个模上. 图 1(c) 给出了 $1/(k_F a) = 0.2, U = 0.9, V = 0.6$ 的结果. 图 1(d) 给出了 $1/(k_F a) = 0.3, U = 0.9, V = 0.9$ 的结果. 短脉冲极限下 (T 较小), 有隧穿现象, 而在长脉冲情况下 (T 较大), 量子隧穿被完全阻塞. 这些现象完全类似于 BEC 中的 Rosen-Zener 隧穿 [19].

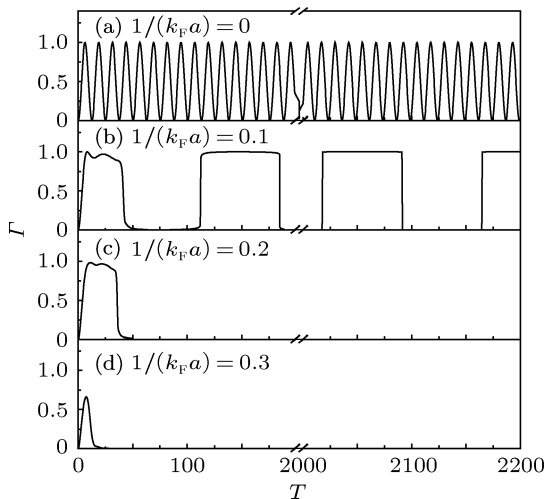


图 1 不同非线性强度下隧穿率随扫描周期的变化规律, (a) $1/(k_F a) = 0$; (b) $1/(k_F a) = 0.1$; (c) $1/(k_F a) = 0.2$; (d) $1/(k_F a) = 0.3$

为了解释图 1 中的这些现象, 我们将从快扫描极限和绝热极限两种情况讨论.

3.2 快扫描极限 ($T \ll 4\pi/k_0$)

快扫描极限, 也就是外场的扫描周期足够小, 从图 1 可以看出非线性总是抑制两模间的隧穿, 对于给定的耦合强度 k , 非线性相互作用越大, 两模间的隧穿越不容易发生.

做变量代换, 令 $a = \psi_1, b = \psi_2, U_1 = U_2 = U, V_1 = V_2 = V, N_1 = |a|^2, N_2 = |b|^2, \gamma = E_1 - E_2$, 则 (5), (6) 式可以写成以下形式:

$$i\dot{a} = \frac{\gamma}{2}a + (UN_1^{2/3} + VN_1^{1/3})a + \frac{k}{2}b, \quad (12)$$

$$i\dot{b} = -\frac{\gamma}{2}b + (UN_2^{2/3} + VN_2^{1/3})b + \frac{k}{2}a, \quad (13)$$

设

$$\begin{aligned} a &= a' \exp \left\{ -i \int_0^t \left[\frac{\gamma}{2} + UN_1^{2/3} + VN_1^{1/3} \right] dt \right\}, \\ b &= b' \exp \left\{ -i \int_0^t \left[\left(-\frac{\gamma}{2} \right) + UN_2^{2/3} + VN_2^{1/3} \right] dt \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

把 (14) 式代入 (12), (13) 式得

$$\begin{aligned} i\dot{a}' &= \frac{k}{2}b' \exp \left\{ [-i] \int_0^t \left[(-\gamma) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + U \left(|b'|^{2(2/3)} - |a'|^{2(2/3)} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + V \left(|b'|^{2(1/3)} - |a'|^{2(1/3)} \right) \right] dt \right\}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} i\dot{b}' &= \frac{k}{2}a' \exp \left\{ i \int_0^t \left[(-\gamma) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + U \left(|b'|^{2(2/3)} - |a'|^{2(2/3)} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + V \left(|b'|^{2(1/3)} - |a'|^{2(1/3)} \right) \right] dt \right\}, \end{aligned} \quad (16)$$

设初始时刻 $a' = 1, b' \approx 0, k = k_0 \sin^2 \left(\frac{\pi t}{T} \right)$, 则

$$ib = \int_0^t \frac{k}{2} \exp[(-i)(\lambda + U + V)t] dt,$$

再令 $t = T$ 得隧穿概率

$$\Gamma = \frac{2\pi^4 k_0^2 \{1 - \cos[(\gamma + U + V)T]\}}{(\gamma + U + V)^2 [4\pi^2 - (\gamma + U + V)^2 T^2]^2}. \quad (17)$$

对于线性情况 ($U = V = 0$), (17) 式可以简化成 $\Gamma(T) = \left(\frac{k_0 T}{4} \right)^2$, 与精确解 (11) 式的一阶近似展开相同. 对于非线性 ($1/(k_F a) = 0.1, U = 0.9, V = 0.3$) 情况, 图 2 描绘了隧穿率随扫描周期 T 的

变化关系. 解析结果 ((17) 式) (实线) 和数值计算结果 (黑点) 进行比较, 两者符合得很好.

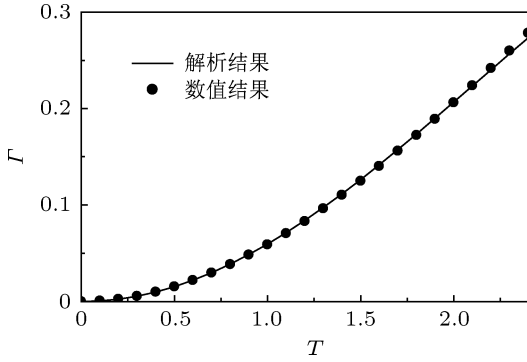


图2 快扫描极限下, 对于给定的非线性参数 ($1/(k_F a) = 0.1$), 隧穿率随外场扫描周期的变化规律. 黑点是方程 (5), (6) 的数值结果, 实线是 (17) 式的解析结果

3.3 绝热极限 ($T \gg 4\pi/k_0$)

由非线性量子力学的绝热理论, 在绝热极限条件下, 系统量子本征态的特征可以决定量子隧穿的性质, 量子本征态的绝热演化等效于经典哈密顿系统不动点的移动^[33]. 令 $\dot{s} = 0, \dot{\theta} = 0$ 得

$$\begin{aligned} & \frac{\gamma}{k} + \frac{e_0}{k} \left[(1+s)^{2/3} - (1-s)^{2/3} \right] \\ & + \frac{e_1}{k} \left[(1+s)^{1/3} - (1-s)^{1/3} \right] \\ & \pm \frac{2s}{\sqrt{1-s^2}} = 0, \end{aligned} \quad (18)$$

上面式子的正负号分别取决于 $\theta = 0$ 和 $\theta = \pi$.

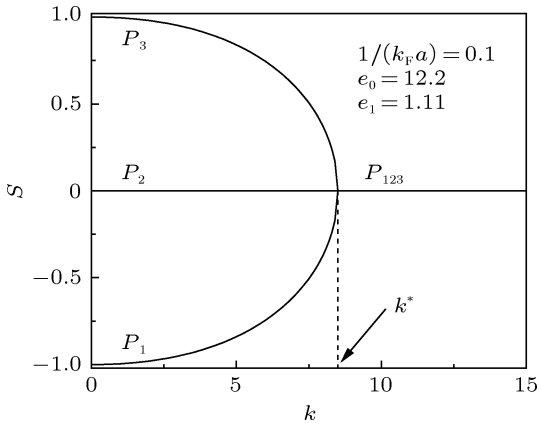


图3 布局数差 s 随两模间耦合强度 k 的曲线变化 $\theta = \pi$

图3 从方程 (18) 出发给出了 $\theta = \pi$ 情况下不动点的变化情况. 不动点的数量取决于 k . 模拟计算得, 当 $k < k^* \approx 8.5$ 时, 存在三个不动点, p_1, p_3 是稳定不动点, p_2 是不稳定不动点. 随着 k 的增加, 当 $k > k^*$ 时, p_1, p_2 和 p_3 合成一个新的稳定不动点 p_{123} . 如果两模间的耦合系数 k 随时间变

化, $k = k_0 \sin^2(\pi t/T)$, 则随着时间的演化, 系统将从不动点 p_1 演化到 p_{123} , 直到 k 达到最大值; 之后开始沿着原来的路径返回到 p_{123} , 当 k 小于 k^* 时, p_{123} 再次分裂成 p_1, p_2 和 p_3 , 那么量子态会随哪个点返回呢? 如果量子态随 p_1 点返回, 隧穿率等于 0, 相反地, 如果量子态随 p_3 点返回, 隧穿率等于 1. 这也就解释了为什么在图 1 观测到了矩形振荡图案.

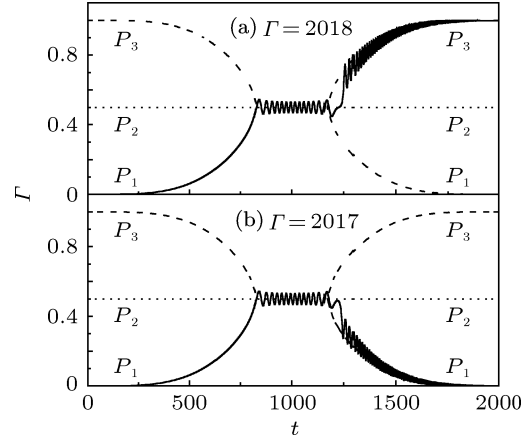


图4 隧穿率随时间的演化曲线 (a) $T = 2018$; (b) $T = 2017$; 其中 $1/(k_F a) = 0.1, U = 0.9, V = 0.3$

通过跟踪隧穿率的演化过程, 我们证实了上面的结果, 如图 4. 图 4(a) 和 4(b) 分别给出了隧穿率为 1 和 0 的两条实际演化路径. 从图中可以看出, 在扫描过程的前半段, 量子态随着 p_1 演化. 然后随着 p_1, p_2 和 p_3 的融合, 量子态开始出现小幅振荡. 此后, 量子态可能跟随着不动点 p_1 和 p_3 演化. 其中图 4(a) 是量子态最后随 p_3 演化, 图 4(b) 是量子态最后随 p_1 演化. 有意义的是, 对于一些特定的参数, 扫描周期的微小变化能够彻底改变隧穿概率. 量子态随着 p_1 还是 p_3 演化完全取决于量子态在 p_{123} 周围的振荡时间间隔, 也就是从 t_1 到 t_2 . 其中 t_1 是 p_1 和 p_3 融合成 p_{123} 的时刻, 而 t_2 是 p_{123} 再次分裂成 p_1 和 p_3 的时刻. 为了求得 t_1 与 t_2 的值, 我们先求出在不动点 p_{123} 上的小振幅振荡频率. 从微分方程 (8) 和 (9) 出发, 引入无穷小量 x 和 α , s_f 和 θ_f 是不动点, 利用 $s = s_f + x$ 和 $\theta = \theta_f + \alpha$, 代入微分方程 (8) 和 (9) 得到

$$\begin{aligned} \dot{x} &= \mp 2k \sqrt{1-s_f^2} \alpha, \\ \dot{\alpha} &= \left\{ \frac{2}{3} e_0 \left[(1+s_f)^{-\frac{1}{3}} + (1-s_f)^{-\frac{1}{3}} \right] \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{3} e_1 \left[(1+s_f)^{-\frac{2}{3}} + (1-s_f)^{-\frac{2}{3}} \right] \right\} \end{aligned} \quad (19)$$

$$\pm \frac{2k}{\sqrt{1-s_f^2}} \left(1 + \frac{s_f^2}{1+s_f^2} \right) \Big\} x. \quad (20)$$

在不动点 p_{123} 处,

$$\ddot{x} = 2k\dot{\alpha}, \quad \dot{\alpha} = \left(\frac{4}{3}e_0 + \frac{2}{3}e_1 - 2k \right) x, \quad (21)$$

则有

$$\omega^2 = 4k^2 - 4k \left(\frac{2}{3}e_0 + \frac{1}{3}e_1 \right), \quad (22)$$

于是得到振荡频率为

$$\omega(t) = \sqrt{2k \left[2k - 2 \left(\frac{2}{3}e_0 + \frac{1}{3}e_1 \right) \right]}. \quad (23)$$

当 $\omega(t) > 0$ 时, p_{123} 是稳定的不动点, 当 $\omega(t) < 0$ 时, p_{123} 是不稳定的. 因此由 $\omega(t) = 0$ 可以求出临界点 $k^* = \frac{2e_0}{3} + \frac{e_1}{3}$, 由此可以求得

$$t_1 = \frac{T}{\pi} \arcsin \sqrt{\frac{2e_0/3 + e_1/3}{k_0}}, \quad (24)$$

$$t_2 = T - t_1. \quad (25)$$

对 $\omega(t)$ 从 t_1 到 t_2 做积分得出总相位

$$\varphi = \int \omega(t) dt = \frac{2k_0 - 2 \left(\frac{2}{3}e_0 + \frac{1}{3}e_1 \right)}{4} T. \quad (26)$$

(26) 式表明总相位随着扫描周期线性增加, 相位每增加 π , 量子态就发生变化. 因此图 1 中矩形振荡的周期可以解析给出

$$T_r = \frac{2\pi}{k_0 - \left(\frac{2}{3}e_0 + \frac{1}{3}e_1 \right)}, \quad (27)$$

把 (27) 式做归一化处理得

$$T_r = \frac{2\pi}{k_0 - \left(\frac{2}{3} \left(\frac{1}{2} \right)^{2/3} U + \frac{1}{3} \left(\frac{1}{2} \right)^{1/3} V \right)}. \quad (28)$$

为了更好地验证上述结论, 我们从较大参数范围内解析求解了非线性强度下的矩形振荡周期.

如图 5. 从图 5 中可以看出, 在绝热极限下, 随着参数 $1/(k_F a)$ 的增加, 振荡周期也不断增加, 因而量子隧穿受到了抑制. 这和图 1(d) 描述的现象相一致.

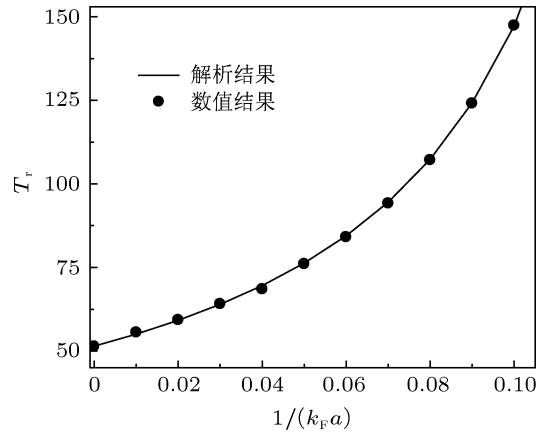


图 5 振荡周期 T_r 随非线性参数 $1/(k_F a)$ 的变化关系 实线是由 (28) 式给出的解析结果, 其中 $k_0 = 0.5$

4 结论

本文在两模型中讨论了费米超流气体的非线性 Rosen-Zener 隧穿. 在这个模型中, 费米超流气体的隧穿动力学可以很好地用非线性方程 (5), (6) 描述. 通过对此模型的深入讨论, 揭示出了非线性对隧穿动力学的显著影响, 研究发现, 在非线形参数较小的情况下, 粒子可以在两能级间实现完全的传递, 而在非线性参数较大的情况下, 量子隧穿被完全地锁定. 在快扫描极限下, 近似得到了隧穿率的解析表达式, 解析结果与数值结果做了比较, 发现结果符合得很好; 在绝热极限下, 我们得到了等效经典哈密顿量. 本文所描述的两模间的量子隧穿, 可以通过 Feshbach 共振技术来调控实现.

- [1] Bradley C C, Sackett C A, Tollett J J, Hulet R G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1687
- [2] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R, van Druten N J, Durfee D S, Kurn D M, Ketterle W 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969
- [3] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, Wieman C E, Cornell E A 1995 *Science* **269** 198
- [4] DeMaico B, Jin D S 1999 *Science* **285** 1703
- [5] Modugno G, Roati G, Riboli F, Ferlaino F, Brecha R J, Inguscio M 2002 *Science* **297** 2240
- [6] Regal C A, Ticknor C, Bohn J L, Jin D S 2003 *Nature* **424** 47

- [7] Xiong H W, Lin S J, Zhang W P, Zhan M S 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 120401
- [8] Yuan D Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3912 (in Chinese) [袁都奇 2006 物理学报 **55** 3912]
- [9] Men F D, Lin H, Zhu H Y 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3236
- [10] Qin F, Chen J S 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2654
- [11] Men F D, Liu H, Fan Z L, Zhu H Y 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2649
- [12] Fan Z L, Men F D, Dou R B 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3715 (in Chinese) [范召兰, 门福殿, 窦瑞波 2010 物理学报 **59** 3715]
- [13] Su G Z, Ou C J, Wang A Q P, Chen J C 2009 *Chin. Phys. B* **18**

- [14] Huang Z F, Ou C J, Chen J C 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1380
- [15] Rosen N, Zener C 1932 *Phys. Rev.* **40** 502
- [16] Landau L D 1932 *Phys. Z. Sowjetunion* **2** 46
- [17] Zener G 1932 *Proc. R. Soc. London Ser. A* **137** 696
- [18] Kyoseva E S, Vitanov A I 2006 *Phys. Rev. A* **73** 023420
- [19] Ye D F, Fu L B, Liu J 2008 *Phys. Rev. A* **77** 013402
- [20] Ye D F, Fu L B, Liu J, Zhao H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5071 (in Chinese) [叶地发, 傅立斌, 刘杰, 赵鸿 2007 物理学报 **56** 5071]
- [21] Liu W M, Fan W B, Zheng W M, Liang J Q, Chui S T 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 170408
- [22] Wen W, Shen S Q, Huang G X 2010 *Phys. Rev. B* **81** 014528
- [23] Ancilotto F, Salasnich L, Toigo F 2009 *Phys. Rev. A* **79** 033627
- [24] Adhikari S K, Salasnich L 2008 *Phys. Rev. A* **78** 043616
- [25] Adhikari S K, Salasnich L 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033618
- [26] Giorgini S, Pitaevskii L P, Stringeri S 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1215
- [27] Adhikari S K, Lu H, Pu H 2009 *Phys. Rev. A* **80** 063607
- [28] Liu J, Zhang C W, Raizen M G, Niu Q 2006 *Phys. Rev. A* **73** 013601
- [29] Wang G F, Ye D F, Fu L B, Chen X Z, Liu J 2006 *Phys. Rev. A* **74** 033414
- [30] Fu L B, Liu J 2006 *Phys. Rev. A* **73** 063614
- [31] Tan W H, Yan K Z 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1909 (in Chinese) [谭维翰, 闫珂柱 2000 物理学报 **49** 1909]
- [32] Wu Y, Yang X X 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 013601
- [33] Liu J, Fu L B, Ou B Y, Chen S G, Choi D I, Wu B, Niu Q 2002 *Phys. Rev. A* **66** 023404

Nonlinear Rosen-Zener transition of Fermi superfluid gases*

Meng Hong-Juan¹⁾ Yang Yang¹⁾ Wang Wen-Yuan¹⁾ Qi Peng-Tang¹⁾
 Ma Yun-Yun¹⁾ Ma Ying¹⁾ Wang Shan-Jin²⁾ Duan Wen-Shan^{1)†}

1) (Key Laboratory of Atomic and Molecular Physics and Functional Materials of Gansu Province, College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China)

2) (School of Electronic Engineering, Dongguan University of Technology, Dongguan 523808, China)

(Received 23 May 2011; revised manuscript received 9 July 2011)

Abstract

By considering the contribution of the higher order term representing the lowest approximation of beyond mean field correction and taking Rosen-Zener tunneling as the underlying process, we study the nonlinear Rosen-Zener transition of Fermi superfluid gas in a two-level system. We find that the nonlinearity can affect the quantum transition in the fast scan limit and the adiabatic limit. We also derive the analytical expression for the rectangular oscillation period dependent on nonlinear parameter. This provides a theoretical basis for a deeper understanding of the basic properties of Fermi gases.

Keywords: Fermi superfluid gases, Rosen-Zener transition

PACS: 03.75.Lm, 03.75.Kk, 37.10.Jk

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10725521, 91021021, 10875098), the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2007CB814800, 2011CB921503), and the Natural Science Foundation of Northwest Normal University, China (Grant No. NWNNU-KJCXGC-03-48).

† E-mail: duanws@nwnu.edu.cn