

在几种约束模式下氦核对氦核的势垒贯穿^{*}

李家全 张年满

(核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(2001 年 9 月 24 日收到, 2001 年 11 月 11 日收到修改稿)

分别对游离态的氦-氦核系统, 磁阱位形下的氦等离子体, 共有电子对约束的氦-氦核系统, 以及在晶格强力约束下实现了高密度积累的氦-氦核系统中氦核间库仑相互作用的位能曲线进行了讨论, 并以此为基础在一维方势垒近似下研究了在上述几种约束模式下氦核对氦核的势垒贯穿, 以及因此而引起的核反应率随相关参数的变化情况. 研究表明, 冷聚变在物理上是说得通的, 但聚变率太低, 看不出有任何现实意义.

关键词: 势垒贯穿, 核聚变, 冷聚变

PACC: 4131, 5714, 2570

1. 引言

自 1989 年 3 月 23 日英国科学家弗莱希曼和美国科学家庞斯报道了在常温下进行核聚变研究并取得阶段性成果后, 在整个科学界引起了巨大的反响, 爆发了一场全球性的大争论. 肯定者有之, 认为该成果当属二十世纪最伟大的科研成果之一, 反对者有之, 将其斥之为伪科学. 当然绝大部分治学严谨的科研人员还是在冷静地分析, 仔细地研究. 从常温核聚变问题的提出迄今已有 12 年历史, 总的说来不仅常温核聚变的概念还没得到世界科学界的认同, 而且有关常温核聚变的研究文章也很难在有影响的刊物上发表. 但另一方面, 确实还有一批科研人员在持之以恒地深入研究. 两年一度的国际冷聚变会议如期举行, 2000 年 5 月于意大利召开的第八届国际冷聚变会到代表 148 人, 接收论文 108 篇^[1]. 那么常温核聚变能不能发生呢? 如果能发生, 又需要什么外界条件?

大家知道, 要引发核聚变首先要两个氦核相撞, 由于两个氦核均带正电荷, 在他们相撞之前必需历经两个氦核互相贯穿对方的库仑位垒的过程, 本文希望通过在几种约束模式下氦核对氦核的势垒贯穿问题的研究来回答上述问题.

2. 游离态下氦核对氦核的势垒贯穿

根据库仑定律, 两个氦核间的相互作用力为 $F = e^2/r^2$, 因此一个氦核在自己四周建立的库仑场为 $U(r) = e^2/r$, 式中 r 为离氦核的距离, e 为氦核所带电荷. 从上式可见, 欲使游离态氦核所组成系统处于热力学平衡态的充要条件是 $r \rightarrow \infty$, 此时 $U(r) \rightarrow 0$.

基于原子核的半径为 $r_0 = 2 \times 10^{-13} A^{1/3} \text{ cm}$ ^[2], 式中 A 为质量数, 对氦核 $A = 2$, 故氦核半径 $r_0 = 2.52 \times 10^{-13} \text{ cm}$, 因此两个氦核发生核力相互作用的临界距离为 r_0 . 此时库仑位垒的高度为 $U_{\max} = 5.72 \times 10^5 \text{ eV}$. 由于核力是引力, 库仑力是斥力, 因此核力对 r_0 附近的库仑势应有一个削峰的作用, 图 1 给出了氦核的位能曲线^[2].

由图见, 在不考虑核力对库仑位垒的削峰作用时, 一个游离态的氦核要仅依靠动能贯穿靶核的库仑位垒, 并实现核聚变, 其动能必需大于或等于 $5.72 \times 10^5 \text{ eV}$.

然而文献 3 表明, 在氦核的动能远小于上述临界值时, 两核相互作用仍可引发核聚变. 比如当动能 $E_0 = 20 \text{ keV}$ 时, 氦核的反应率参数 $\langle \sigma v \rangle = 2 \times 10^{-18} \text{ cm}^3/\text{s}$ ^[3]. 那么当氦核动能远小于 $5.72 \times 10^5 \text{ eV}$ 时, 氦核间又是如何克服库仑位垒, 并产生核聚变的呢?

设氦核 A 以动能 $E_0 = 20 \text{ keV}$ 射向氦核 B 的库

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10145003)资助的课题.

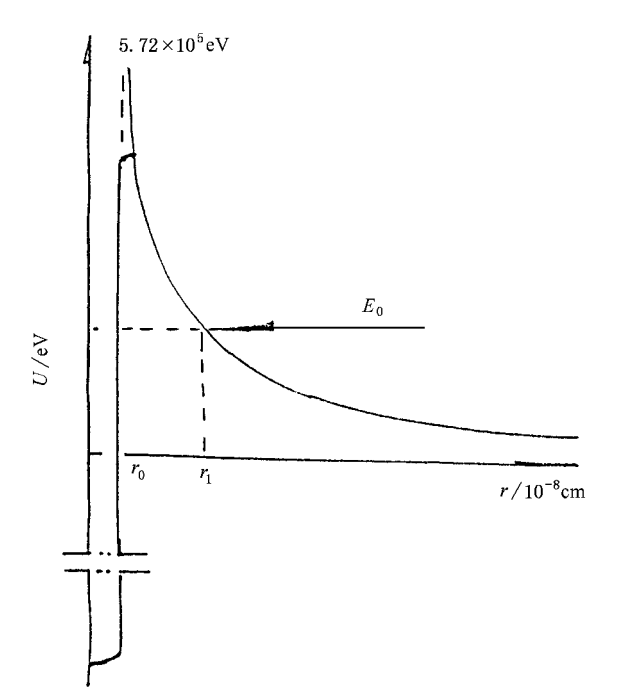


图1 氦核的位能曲线

仑位垒,当射至 $r = r_1$ 时氦核 A 的定向动能降为零,其位能提高到 $U(r_1) = e^2/r_1 = 20\text{ keV}$,由此可得 $r_1 = 7.2 \times 10^{-12}\text{ cm}$.按经典理论,此时氦核 A 应停止前进,并在氦核 B 的库仑斥力作用下折回,远离 B 核而去.然而根据量子理论,氦核 A 在 r_1 处虽然失掉

了定向动能,但还具有室温下的热运动能量.由这种热运动能量所决定的氦核的德布罗意波的波长 $\lambda_d = h/\sqrt{2\mu E}^{[2]}$,式中 $h = 6.626 \times 10^{-34}\text{ J}\cdot\text{s}$ 为普朗克常数, $\mu = 1.67 \times 10^{-24}\text{ g}$ 为氦核 A, B 的折合质量, $E = 0.026\text{ eV}$ 为室温氦核的热运动能量,可得 $\lambda_d = 1.78 \times 10^{-8}\text{ cm}$.由于 λ_d 大于在 r_1 处的势垒宽度($r_1 - r_0$) $\approx 7.2 \times 10^{-12}\text{ cm}$,因此氦核 A 可通过量子隧道效应贯穿氦核 B 库仑位垒的剩余部分,并进而通过两核相碰引发核聚变.

那么氦核 A 是不是一定要射至 r_1 处,其定向动能为零后才能产生量子隧道效应呢?量子力学表明微观粒子能对位垒进行隧道贯穿的前提是其面对位垒时能显示足够的波动性,即其德布罗意波长 λ_d 大于其所面临的位垒宽度,也就是说在本问题中只要氦核 A 射至 r_2 ,使其在 r_2 处的 λ_d 等于剩余势垒的宽度 $r_2 - r_0$,则在 $[r_1, r_2]$ 区间均可能发生量子隧道贯穿.由 $\lambda_d = h/\sqrt{2\mu E(r_2)} = r_2 - r_0$,考虑到 $r_2 \gg r_0$, $E(r_2) = E_0 - \frac{e^2}{r_2}$, E_0 为 A 核的初始动能,可解得

$$r_2 = \frac{e^2}{2E_0} \left[1 + \left(1 + \frac{2E_0 h^2}{\mu e^4} \right)^{1/2} \right]. \tag{1}$$

表1给出了 E_0 从 10 keV 到 100 keV 时,根据(1)式和位能公式计算得到的 r_1 和 r_2 的大小.

表1 在不同的 E_0 时的 r_1 和 r_2 的理论值

E_0/keV	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
$r_1/10^{-8}\text{ cm}$	1.44×10^{-3}	7.21×10^{-4}	4.81×10^{-4}	3.6×10^{-4}	2.88×10^{-4}	2.40×10^{-4}	2.06×10^{-4}	1.8×10^{-4}	1.6×10^{-4}	1.44×10^{-4}
$r_2/10^{-8}\text{ cm}$	2.87×10^{-3}	1.84×10^{-3}	1.43×10^{-3}	1.2×10^{-3}	1.06×10^{-3}	9.56×10^{-4}	8.75×10^{-4}	8.1×10^{-4}	7.6×10^{-4}	7.2×10^{-4}

由于氦核 A 依靠动能横越 $[r_2, r_1]$ 空间所需的时间小于隧道贯穿该区间所需的时间,也就是说氦核 A 在 r_2 附近还来不及隧道贯穿就飞到 r_1 附近了,所以下面主要讨论氦核 A 在 r_1 点的隧道贯穿.

由于游离态的氦核系统在热力学平衡时有 $r \rightarrow \infty$,即氦核密度 $n_i \rightarrow 0$,因此讨论游离态氦核的核反应没有任何实际意义.

3. 外界约束对氦-氦相互作用的影响

3.1. 磁约束下的氦等离子体系统

利用现代电磁技术可构造一个四周强中间弱的磁阱系统,并将氦等离子体约束于磁阱中,比如托卡

马克型受控热核研究装置已成功约束能量达几个 keV 密度达 $10^{12}/\text{cm}^3$ 的氦等离子体,在这样的等离子体中氦核间的平均距离被压缩到 10^{-4} cm .由于几个 keV 能量的氦核不能仅依赖动能穿越相邻氦核的位垒而进入其核位阱区,因此在磁约束高温氦等离子体中要产生核聚变仍需借助量子隧道效应.又由于 10^{-4} cm 的平均核间距远大于高能氦核的德布罗意波长(如氦核温度为 5 keV 时, $\lambda_d = 4.05 \times 10^{-11}\text{ cm}$)因此氦核间在处于平衡位置时不可能产生隧道效应.氦-氦核聚变只有通过如下过程才能完成:首先高能氦核凭借自己的动能以库仑散射的形式贯穿相邻氦核的位垒区,随着核间距被压缩其动能转化为势能,当核间距最小时,若氦核在此时的德布罗意波长大于剩余位垒的厚度,而且该氦核还没被靶

氦核散射开,则将引发量子隧道效应,并由此导致核聚变.

在磁约束高温等离子体中,氦核间的库仑相互作用多以散射的形式进行,在散射过程中两核间的最近距离不完全等于正碰时的 r_1 .

由上述分析可见,若欲采用磁约束手段实现核聚变,首先要求氦核具有很高的能量,以使氦核间能通过库仑散射将核间距压到最小,以利于引发量子隧道效应并提高隧道概率.为了确保氦核有足够的时间完成动能贯穿和隧道贯穿这两个过程,要求氦核有足够的能量约束时间和寿命,这些都给受控热核研究的工程实施带来不少困难,同时也引发了一系列新的物理问题.

3.2. 共有电子对对氦核-氦核间相互作用的影响

文献[4]表明,若两个氦原子的核外电子自旋方向相反,则在一定条件下可复合成氦分子,氦分子是共价键,此时,两个氦核通过对共有电子对的吸引连在一起.这种吸引力可使两个氦核间的距离被压缩至 $a = 0.74 \times 10^{-8} \text{ cm}$, 小于两个氦原子半径之和 $2a_1 = 1.06 \times 10^{-8} \text{ cm}$, 式中 $a_1 = 0.529 \times 10^{-8} \text{ cm}$ 为第一玻尔轨道半径^[5]. 自旋相反的两个电子相互耦合会使体系自由能下降,从而使氦分子具有 4.51 eV 的结合能^[4]. 文献[2]用线性谐振子理论来描述双原子分子间的相互作用情况,其势能为

$$U(r) = U_0 + \frac{K}{2}(r - a)^2. \quad (2)$$

由 $r = a = 0.74 \times 10^{-8} \text{ cm}$ 时 $U(r) = U_0 = -4.51 \text{ eV}$, $r = 2a_1 = 1.06 \times 10^{-8} \text{ cm}$ 时,氦分子裂解为两个氦原子,故 $U(2a_1) = 0$ 得 $K = 8.92 \times 10^{17} \text{ eV/cm}^2$. 由于线性谐振子的势能还可表为^[2]

$$U(r) = U_0 + \frac{1}{2} \mu \omega_0^2 (r - a)^2,$$

由此可解谐振子振荡频率 $\omega_0 = 9.24 \times 10^{14} \text{ /s}$ 或 $\nu_0 = 1.47 \times 10^{14} \text{ /s}$.

(2)式只适用于平衡点附近.当 $r < a$ 且偏离平衡点较远时,两核间的库仑斥力仍将发挥重要作用,势能可表为

$$U(r) = (1 - \alpha) \frac{e^2}{r} + U_0 + \frac{K}{2}(r - a)^2, \quad (3)$$

式中 α 为电子屏蔽系数,它特征了共有电子云对氦核间库仑相互作用的屏蔽作用, α 和 r 有关,当 $r = 2a_1$ 时氦分子裂解为两个氦原子,故 $\alpha(2a_1) = 1$,在 $r = a$ 附近,为保证(2)式的准确性, $\alpha \approx 1$. 但当 $r \rightarrow 0$

时,两个核趋近重合,核间电子云趋于消失,此时 $\alpha \rightarrow 0$. 在后面进行的有关势垒贯穿的讨论中,为简化计算取 α 在 $[r_0, a]$ 内的平均值为 0.5.

在共有电子对约束的氦-氦系统中,以氦核的热运动动能所特征的德布罗意波长 $\lambda_d = 1.78 \times 10^{-8} \text{ cm}$, 大于由氦核间距 a 所特征的势垒宽度,所以从理论上讲氦核间也可通过隧道效应互相贯穿,并引发核聚变.

3.3. 晶格强力约束对氦-氦核间相互作用的影响

采用可控温度高压渗氦法或氦离子注入法可在亲氦晶格中实现氦核的高密度积累,同时不改变基材晶格的尺寸.比如由于钛原子对氦原子的高亲和性以及二氧化钛的高结合能,钛晶格内的氦核密度可达 $6.8 \times 10^{22} / \text{cm}^3$ ^[6]. 由于钛晶格为面心立方结构,晶格常数为 $2.64 \times 10^{-8} \text{ cm}$, 钛离子的半径为 $1.49 \times 10^{-8} \text{ cm}$ ^[4], 在一个晶格中约束两个氦原子的条件下,两个氦核间的距离可被压缩到 $0.376 \times 10^{-8} \text{ cm}$ ^[6].

从能量的角度看,由于钛晶格吸附氦并进一步生成二氧化钛,使系统的自由能减少,以此为代价,将使氦核间的位能上升,氦核间的距离被压缩.就动力学过程看可认为是处于钛晶格对角的两个钛原子分别强力把两个氦原子拉到自己的作用范围之内,并迫使两个氦核的核间距被压缩.

由于被约束在同一晶格内的两个氦原子其核外电子自旋方向相反并形成共有电子对时,体系的自由能最低,因此当在晶格中实现了氦的高密度积累后,最可能出现的是上述情况.位于同一晶格内的两个氦原子,一方面受晶格的作用力,另一方面相互之间也有作用力.当我们讨论氦核对氦核的势垒贯穿时,氦原子间的作用力起主导作用,此时两氦核间相互作用的势能公式仍可近似由(3)式表示,将 $r = 0.376 \times 10^{-8} \text{ cm}$ 代入,可得

$U(r = 0.376 \times 10^{-8} \text{ cm}) = [38.3(1 - \alpha) + 1.4] \text{ eV}$, 将其减去势能曲线的最小值 $U_{\min} = -4.51 \text{ eV}$, 即可得因晶格强力约束,氦-氦系统势能的增加量

$$[38.3(1 - \alpha) + 5.91] \text{ eV},$$

这个增加量约等于二氧化钛的结合能,由此可得 $\alpha \approx 0.9$, 即此时百分之九十的库仑势被电子屏蔽掉了.

在晶格约束下的氦-氦系统,由氦核的热运动动能特征的德布罗意波长 $\lambda_d = 1.78 \times 10^{-8} \text{ cm}$, 大于由氦核间距所特征的库仑位垒的宽度 $r_1 = 0.376 \times$

10^{-8}cm ,因此从理论上讲氘核也可能通过隧道效应相互间进行势垒贯穿 ,并引发核聚变 .

4. 几种约束下氘核对氦核的势垒贯穿

在量子力学中讨论微观粒子的势垒贯穿时一般是解薛定谔方程 ,在一维情况下方程为

$$\frac{d^2\psi(r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2}[E - U(r)]\psi(r) = 0, \quad (4)$$

式中 E 和 $\psi(r)$ 分别为微观粒子的动能和波函数 , $\hbar = h/2\pi$,在一般情况下求解上述方程很困难 ,为了锁紧物理问题 ,简化数学计算 ,本文采用一维方势垒近似来处理上述问题 .

如图 2 ,氘核 A 在射向氦核 B 的过程中在 $r = r_1$ 处发生隧道效应 ,则 A 核隧道贯穿的有效位垒厚度为 $(r_1 - r_0)$,设在一维方势垒近似下的方势垒高度为 $\overline{U}$ 则

$$\overline{U} = \int_{r_0}^{r_1} U(r)dr / \int_{r_0}^{r_1} dr = \frac{1}{(r_1 - r_0)} \int_{r_0}^{r_1} U(r)dr. \quad (5)$$

在一维方势垒近似下采用量子力学的势垒贯穿公式得贯穿系数^[2]

$$D = \exp\left[-\frac{2(r_1 - r_0)}{\hbar} \sqrt{2\mu(\overline{U} - E_0)}\right]. \quad (6)$$

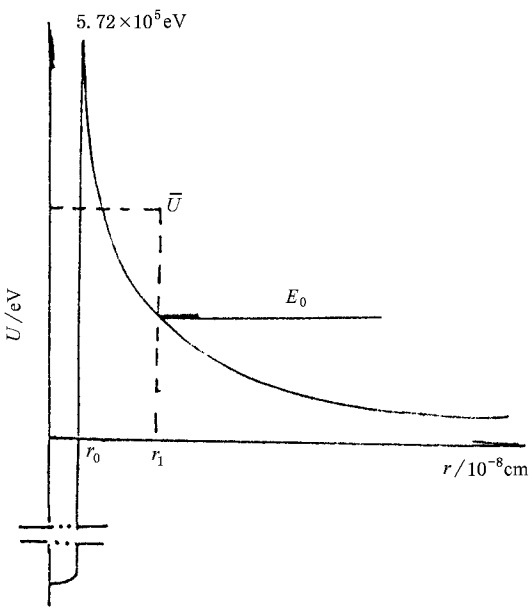


图 2 一维方势垒近似

4.1. 游离态下氘核对氦核的势垒贯穿

由前所述 ,在氘核 A 射向氦核 B 的过程中 ,最

可几隧道贯穿点在 $r = r_1$ 附近 .在计算 r_1 点的贯穿概率时 (6)式中的 E_0 取氘核的初始动能

$$\overline{U} = \frac{1}{(r_1 - r_0)} \int_{r_0}^{r_1} \frac{e^2}{r} dr = \frac{e^2}{r_1 - r_0} \ln \left| \frac{r_1}{r_0} \right|. \quad (7)$$

根据表 1 提供的在不同 E_0 下的 r_1 值 ,以及 (7)式计算的不同 r_1 下的 $\overline{U}$ 值 ,代入 (6)式即可得在游离态下在不同 E_0 时氘核与氦核相互作用所引起隧道贯穿的贯穿系数 D .

由于核反应率参数 $\langle \sigma v \rangle$ 等于两核间散射前的相对速度 v_r 乘上核反应截面 σ ,由于氘核对库仑位垒的穿透过程包括以库仑散射为特征的动能穿透和隧道穿透 ,因此我们自然可设想核反应截面 σ 等于库仑散射截面 σ_1 乘上隧道贯穿系数 .文献 [3] 给出卢瑟福库仑散射截面为

$$\sigma_1(\theta \cdot v_r) = \frac{e^4}{4\mu^2 v_r^4} \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} = \frac{e^4}{16E_0^2} \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}. \quad (8)$$

设两氘核间发生核力相互作用后 ,发生核反应的概率为 β 则有

$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle &= \beta \cdot v_r \cdot D \cdot \sigma_1 = \frac{\beta D e^4}{16E_0^2} \sqrt{\frac{2E_0}{\mu}} \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \\ &= A \cdot \frac{D e^4}{16E_0^{3/2}} \sqrt{\frac{2}{\mu}}, \end{aligned} \quad (9)$$

式中 $A = \beta / \sin^4 \frac{\theta}{2}$, $E_0 = \frac{1}{2} \mu v_r^2$.

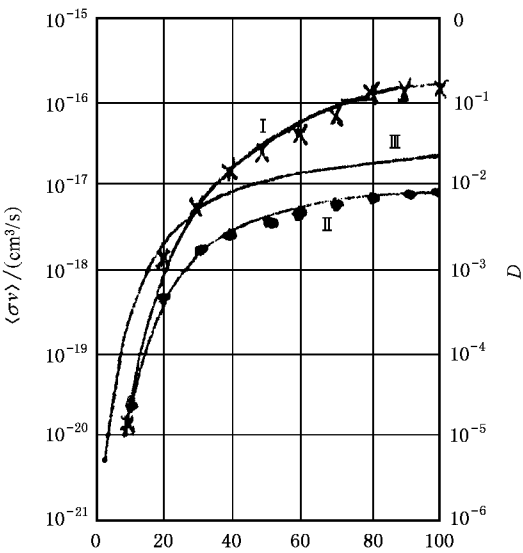


图 3 在一维方势垒模型下氘核对氦核的势垒贯穿系数 D (曲线 I) 核反应参数 $\langle \sigma v \rangle$ (曲线 III) 以及 $\langle \sigma v \rangle / A$ 的理论值 (曲线 II) 随 E_0 的变化

图 3 给出了由(6)式计算的 D 和由(9)式计算的 $\langle \sigma v \rangle / A$ 随 E_0 的变化曲线 I 和 II ,同图还给出了文献 [3]提供的核反应参数 $\langle \sigma v \rangle$ 随 E_0 的变化曲线 III .由于曲线 II 和曲线 III 无论变化规律还是数量级都几乎相同 ,这说明在 高能区采取一维方势垒近似来描述氘核对氘核的隧道贯穿现象有足够高的精度 .也证明了本文所采用的研究氘-氘核聚变的方法的正确性 .

表 2 在一维方势垒近似下 不同 E_0 时的 D 和 $\langle \sigma v \rangle / A$

E_0/keV	0.05	0.1	0.5	1.0	2.0	4.0	6.0	8.0	10.0
D	1.13×10^{-112}	1.54×10^{-76}	8.04×10^{-31}	9.65×10^{-16}	5.86×10^{-14}	2.54×10^{-9}	2.26×10^{-7}	3.12×10^{-6}	1.79×10^{-5}
$\langle \sigma v \rangle / A$	5.73×10^{-124}	2.76×10^{-88}	1.29×10^{-43}	5.47×10^{-29}	1.17×10^{-27}	1.8×10^{-23}	8.72×10^{-22}	7.82×10^{-21}	3.21×10^{-20}

4.3. 共有电子对约束下氘核对氘核的势垒贯穿

在共有电子对约束下 ,在一维方势垒近似下的隧道贯穿系数仍由(6)式计算 .然而其中比较关键的是 E_0 怎么取 .根据量子力学基本概念 , E_0 是氘核 A 射向氘核 B 的初始动能 ,当氘核 A 射向氘核 B 并在 $r = r_1$ 点以热运动动能进行势垒贯穿时 ,其初始动能已全部转换为该点的势能 . E_0 越高 , r_1 点的势能也越高 , r_1 越小 ,因此隧道贯穿的势垒厚度也就越小 .在共有电子对约束或晶格约束条件下 ,氘核不具备初始动能 ,但却具备初始势能 ,由于此时氘核也可以热运动动能进行隧道贯穿 ,因此可以将初始势能等值于初始动能 .若晶格约束或共有电子对约束使氘核间的距离越小 ,其初始势能就越高 ,因此等值的 E_0 也就越高 .

然而在共有电子对约束下 ,两氘核间的距离 a 是一个定值 ,初始势能 U_0 也是一个负数 .此时的初始动能 E_0 怎么取 ,还是一个需要研究的问题 .进一步分析(6)式可发现 ,由于 E_0 在根号中 , D 随 E_0 变

4.2. 磁阱约束下氘核对氘核的势垒贯穿

表 2 给出了在磁约束高温氘等离子体中 ,当氘离子温度为不同值时从(6)式计算的贯穿系数 D 和从(9)式计算的 $\langle \sigma v \rangle / A$.由于氘-氘之间的核反应率 $R_i = \frac{1}{2} n_i^2 \langle \sigma v \rangle$,因此 ,当等离子体密度为 $10^{12} / \text{cm}^3$ 时 ,欲产生可观察到的核反应 ,离子温度应在 5keV 以上 .

化非常缓慢 ,同时 $\overline{U} \gg E_0$,因此在近似情况下 ,我们假定 $E_0 = 0$,并从(6)式算得在这种条件下的最大贯穿系数 ,基于共有电子对约束时

$$\overline{U} = U_0 + \frac{0.5e^2}{(a - r_0)} \ln \frac{a}{r_0} + \frac{k}{6} (a - r_0)^3. \quad (10)$$

将相关参数代入上式可得 $\overline{U} = 103.8 \text{eV}$,因一维方势垒宽度 $r_1 - r_0 \approx 0.74 \times 10^{-8} \text{cm}$,故从(6)式可算出 $D_{\text{max}} = 2.81 \times 10^{-144}$.

4.4. 晶格强力约束下氘核对氘核的势垒贯穿

若在晶格强力约束下 ,氘核 A 在 $r = r_1$ 点隧道贯穿氘核 B 的势垒 ,则在 $[r_0, r_1]$ 区间一维方势垒的高度为

$$\overline{U} = U_0 + \frac{0.5e^2}{(r - r_0)} \ln \left| \frac{r_1}{r_0} \right| + \frac{k}{6 (r_1 - r_0)} \times [(a - r_0)^3 - (a - r_1)^3]. \quad (11)$$

隧道贯穿系数 D 用(6)式计算 ,氘核的初始动能 E_0 用 $r = r_1$ 时的等值势能替代 ,表 3 给出了贯穿系数 D 的理论值随 r_1 的变化 .

表 3 在晶格强力约束下的高密度氘核之间的隧道贯穿系数随氘核间的距离的变化

$r_1/10^{-8} \text{cm}$	0.22	0.26	0.30	0.34	0.38	0.42	0.46	0.50	0.54	0.58	0.62
D	1.50×10^{-69}	1.47×10^{-76}	3.55×10^{-83}	1.73×10^{-89}	2.35×10^{-95}	2.34×10^{-101}	1.86×10^{-108}	2.99×10^{-112}	2.15×10^{-117}	2.21×10^{-122}	3.18×10^{-127}

由此可见 ,在晶格常数不变所可能达到的高密度氘核积累条件下 ,以及在共有电子对约束条件下氘核对氘核的隧道贯穿系数都非常之低 .

5. 讨论

1. 在以磁约束高温氘等离子体为代表的高能

核聚变领域 ,即使氘核温度高达几十 keV ,氘核间也不能简单地通过库仑散射发生核聚变 ,氘核必需历经与之发生相互作用的其他氘核的库仑位垒的动能贯穿和隧道贯穿过程 ,才能进入对方的核位阱区 ,并引发核聚变 .

2. 无论是在共有电子对约束的氘-氘核系统中 ,还是在晶格约束的高密度氘核系统中 ,由于以热运

动动能特征的氦核的德布罗意波长大于其即将贯穿的库仑位垒的宽度 ,因此通过隧道效应发生核聚变的可能性在物理上是存在的 ,从基础研究的角度对其进行研究也是很有意义的 .

3. 由于在冷聚变条件下的隧道贯穿系数太低 ,故其核反应率也非常之低 .可以说在实验误差范围之内不应该观察到冷聚变发生的现象 .至于在现有冷聚变研究中所出现的“ 过热 ”或“ 滞后放热 ”现象^[1 6 7]是否应从其他角度进行研究 .比如在文献 [8] 中表明非对称核物质在化学上是极其不稳定的 ,在返回稳定态的过程中就可能出现滞后放热现象 .

4. 基于无论初始能量小于 500keV 的高能核聚变 ,还是冷聚变都需经过隧道效应才能发生 ,而且都是以热运动动能进行隧道贯穿 .既然在高能核聚变时能观察到大量中子和 γ 射线释放 ,因此 ,那种认为在冷聚变领域发生的是没有中子释放、没有 γ 释

放的温和的核过程的说法是值得商榷的^[1 6 7] .而且 ,面临 2MeV 深的核位阱 ,两核能温和相碰么 ?

5. 采用一维方势垒模型来代替真正的势垒分布曲线 ,在氦核初始动能很高 ,能够动能贯穿绝大部分库仑位垒时有相当的精度 .在核子初始动能不太高或在冷聚变条件下误差较大 .如何降低误差 ,更准确地进行描述 ,还有待于进一步研究 .

6. 在计算贯穿系数时 ,我们取在整个位垒贯穿区间电子屏蔽系数的平均值为 0.5 ,这虽有一定依据 ,但不充分 .在文献 [6] 中 ,将 α 取到 0.95 ,在隧道贯穿的初期 ,共有电子对屏蔽还比较厉害 ,取 $\alpha = 0.95$ 是很有道理的 .但在隧道贯穿的过程中 ,共有电子对被破坏 , α 应逐步下降 ,并最终降为零 .因此有关 α 对 D 的影响也需进一步研究 .

本项工作得到石秉仁研究员、王恩耀研究员的大力支持 ,借此表示感谢 .

[1] Li X Z On the Spot Report of the Eighth International Conference on Cold Fusion (in Chinese) 李兴中 第八届国际冷聚变会议纪实]

[2] Zhou S X Quantum Mechanics (in Chinese) 周世勋 量子力学]

[3] Plasma Physics(University of science and technology of China)(in Chinese) 等离子体物理学(中国科学技术大学)]

[4] Inorganic Chemistry compile group Inorganic Chemistry (in Chinese) [无机化学编写组 无机化学]

[5] Gou Q Q , Wu Z F Atomic Physics(teaching materials of common physics)(in Chinese) 苟清泉、吴知非 普通物理学(原子物理部分)]

[6] Gou Q Q 1998 Chinese Journal of Atomic and Molecular Physics 15 (in Chinese) 苟清泉 1998 原子与分子物理学报 15]

[7] Summary of the seventh international conference on cold fusion 2000 Fusion Technology 37

[8] Li W F and Zhang F S 2001 Acta Phys . Sin 50 1888 (in Chinese) [李文飞、张丰收 2001 物理学报 50 1888]

Penetration of deuteron into coulomb potential barrier of neighboring deuteron under several restriction conditions^{*}

Li Jia-Quan Zhang Nian-Man

(*Southwestern Institute of Physics , Chengdu 610041 , China*)

(Received 24 September 2001 ; revised manuscript received 11 November 2001)

Abstract

Coulomb interaction between deuterons under several restriction conditions is discussed .The restriction conditions are (1) free deuteron system . (2) deuterium plasma confined by magnetic potential well . (3) two deuterons attracted by common pair of electrons . (4) deuteron system with very high density under strong restriction by lattice . Investigation on penetrating of deuteron into coulomb potential barrier of neighboring deuteron is proceeded by one dimensional rectangle potential barrier simulation under the conditions . Penetration coefficient, nuclear reaction ratio and their variation with relatively parameters are got . The results indicate : even cold fusion may be possible from physics view , but the nuclear reaction ratio is too small to have any practical significance .

Keywords : barrier penetration , nuclear fusion , cold fusion

PACC : 4131 , 5714 , 2570

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10145003).