

文章编号: 1007-4627(2002)01-0007-06

低能带电粒子聚变反应中的静电屏蔽效应*

白希祥

(中国原子能科学研究院, 北京 102413)

摘要: 系统地评述了天体物理感兴趣能区带电粒子核反应中电子屏蔽效应的实验及理论研究的进展, 简要地介绍了恒星热核反应中等离子体静电屏蔽效应理论探讨的概况, 着重说明深入研究天体物理环境对核过程的影响是核天体物理学的重要课题之一。

关键词: 带电粒子核反应; 库仑势垒; 天体物理 $S(E)$ 因子; 静电屏蔽效应

中图分类号: O571.4; P14 **文献标识码:** A

1 引言

热核燃烧不仅是恒星抗衡其自引力收缩的能源, 而且是宇宙中绝大多数核素赖以合成的机制. 恒星的演化与其内部热核燃烧和化学组成演变的进程紧密地联系在一起. 带电粒子热核反应截面是研究恒星演化进程中核能的产生和核素的合成所必需的关键核物理输入量之一.

实验室带电粒子核反应中的原子和分子效应是多年来核天体物理学家倾力研究的重要课题之一. 人们建立了一些特殊的装置和方法使实验不断向天体物理感兴趣的低能区延伸, 测量了一系列轻核反应的截面^[1-13]. 这些测量清楚地揭示出电子屏蔽效应的存在及其随着能量变化的趋势. 与实验成果相配合, 理论工作也有一些进展^[14-21]. 这些实验和理论研究的目标在于确定带电粒子核反应中的电子屏蔽倍增因子, 得到感兴趣能区的裸核反应截面.

恒星中物质的典型状态是由裸核与电子组成的等离子体, 其密度、温度和物理特性的跨度很大. 关于恒星等离子体环境对热核反应的影响, 核天体物理学家做过长期和广泛的理论探讨^[22-29]. 其中既有弱屏蔽的情况, 又有强屏蔽的情况, 还涉及热核反应机制向高密度物质核反应 (pynonuclear reaction) 机制的转变.

根据实验室测量的天体物理感兴趣能区的截面

估算恒星中的热核反应率必需经过两步修正. 首先要对实验室数据进行电子屏蔽效应的修正, 得出裸核的截面; 再估算恒星等离子体环境中的屏蔽倍增因子, 得出“真实”的反应率. 由于两个环节, 尤其是后者还存在很大的不确定性, 对实验室带电粒子核反应中的原子、分子效应和恒星热核反应中的等离子体效应的深入研究无疑仍是核天体物理学的重要课题之一^[30]. 本文概括介绍此项研究的进展.

2 带电粒子核反应中的电子屏蔽效应

在天体物理感兴趣的远低于库仑势垒的能区, 带电粒子反应截面 $\sigma(E)$ 随能量降低而近似指数地下降. 由于一般的核反应实验难以达到这一反应截面极小的能区, 只得采用按较高能区实验数据的走势向低能区外推的方法. 为了便于外推, 通常将 $\sigma(E)$ 转换成天体物理 $S(E)$ 因子, 其定义为

$$\sigma(E) = S(E)E^{-1}\exp(-2\pi\eta), \quad (1)$$

式中 η 是索末菲参数, 由

$$2\pi\eta = \frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} = 31.29 Z_1 Z_2 \left(\frac{\mu}{E}\right)^{1/2}$$

给出, Z_1 和 Z_2 分别表示靶核和入射核的电荷数, μ 和 E 分别是约化质量 (采用原子质量单位) 和质心系的能量 (以 keV 为单位). $S(E)$ 表征纯粹的核相

收稿日期: 2001-07-23; 修改日期: 2002-01-10

* 基金项目: 国家自然科学基金重点基金资助项目(19735010-1, 19935030); 国家重点基础研究发展规划资助项目(G2000077400); 国家杰出青年自然科学基金资助项目(10025524)

作者简介: 白希祥(1935-), 男(汉族), 辽宁灯塔人, 研究员, 博士生导师, 从事实验核物理和核天体物理研究.

互作用对截面的固有贡献, 在无共振的情况下随能量平缓变化. E 是与德布罗意波长相关的非核因子. Gamow 因子 $\exp(-2\pi\eta)$ 表征对反应截面随能量降低而急剧下降的走势起决定性作用的库仑势垒穿透几率, 它对势垒高度和宽度的变化相当敏感. 应强调指出, 核反应理论研究的对象是裸核, 而核反应实验中的靶核是中性原子(或分子), 入射粒子则通常是有某种电荷态分布的正离子. 当质心系的能量足够低时, 靶原子的电子云对入射离子与靶核之间库仑相互作用的影响如图 1 所示^[1]. 入射离子的电子云有同样的效应.

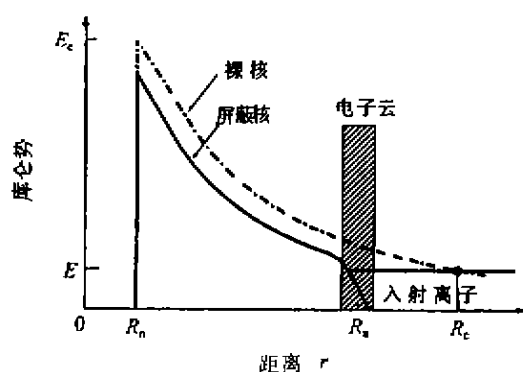


图 1 靶原子的电子云对入射离子与靶核之间库仑相互作用的影响(夸张和理想化的示意)

R_n , R_a 和 R_c 分别为靶核半径、靶原子半径和入射离子经典轨迹的拐点.

靶原子的电子云对核电荷的屏蔽作用可以用与裸核的库仑势符号相反的电子屏蔽势描述. 在原子半径 R_a 之外, 作为两者之和的总库仑势为零. 因而入射离子在穿过 R_a 之前不经受库仑斥力. 在 R_a 以内, 电子云的静电势是常数, 近似等于 Z_1e/R_a , 总库仑势为 $Z_1e/r - Z_1e/R_a$, 入射离子与靶原子库仑相互作用的总能量为 $Z_1Z_2e^2/r - Z_1Z_2e^2/R_a$. 有效库仑势垒的高度是

$$E_{eff} = \frac{Z_1Z_2e^2}{R_n} - \frac{Z_1Z_2e^2}{R_a}. \quad (2)$$

在通常情况下, 电子屏蔽对势垒高度的影响可以忽略不计. 但当入射离子经典轨迹的拐点 R_c 接近或超过靶原子半径 R_a 时, 屏蔽效应渐趋明显. 因为 $E = Z_1Z_2e^2/R_c$, $R \geq R_a$ 的条件可写作

$$E \leq \frac{Z_1Z_2e^2}{R_a}. \quad (3)$$

上述分析说明, 与裸核的情况相比, 靶原子和

入射离子的电子云对各自核电荷的屏蔽作用导致有效库仑势垒的高度降低和宽度变窄, 从而使测到的被原子或分子效应‘扭曲’的反应截面 $\sigma_s(E)$ 高于裸核的反应截面 $\sigma_b(E)$. 这种电子屏蔽效应相当于将裸核情况下的质心系能量从 E 提高到 $E_{eff} = E + U_e$, 反应截面的倍增因子可表示为^[11,14]

$$f_{lib}(E) = \frac{\sigma_s(E)}{\sigma_b(E)} = \frac{S_s(E)}{S_b(E)} \approx \frac{\sigma_0(E + U_e)}{\sigma_0(E)} \approx \exp\left(\frac{\pi\eta U_e}{E}\right), \quad (4)$$

式中 U_e 为电子屏蔽势能. 此式表明, 倍增因子随能量降低而近似指数地增大. 在 $E/U_e \geq 10^3$ 的能区, 屏蔽效应可忽略不计, $\sigma_s(E)$ 实际上等同于 $\sigma_b(E)$. 但是在 $E/U_e \leq 10^2$ 的能区, 屏蔽效应渐趋显著, 若仍按 $\sigma_s(E)$ 的走势向低能区外推, 将无法得到真实的 $\sigma_b(E)$. 鉴于恒星等离子体中的屏蔽效应与实验室的情况有巨大的差别, 两者必需分别修正. 为了计算恒星中的热核反应率, 首先要分析实验室测量中的电子屏蔽效应, 确定 U_e 和 $f_{lib}(E)$, 从而得出可靠的 $\sigma_b(E)$.

电子屏蔽效应导致反应截面升高的起因在于库仑势垒穿透几率的变化, 但表征该几率的 Gamow 因子无法体现电子屏蔽效应引起的变化, 结果使反应截面的升高表现为 $S_s(E)$ 因子的增大. 作为有代表性的实验结果, ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ ^[3] 和 ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ ^[11] 反应的 $S_s(E)$ 因子随能量的变化示于图 2. 从该图可以看出, 电子屏蔽效应在低能区的影响十分明显. 从测量的 $S_s(E)$ 导出 U_e 的步骤如下^[9,11]: (1) 用多项式对屏蔽效应可忽略不计的高能区数据进行参数化分析, 拟合出裸核的 $S_b(E)$; (2) 向屏蔽效应渐趋明显的低能区外推 $S_b(E)$; (3) 以 U_e 作为唯一的待定参数, 利用外推的 $S_b(E)$ 按(4)式拟合 $S_s(E)$ 数据.

表 1 列出了若干轻核聚变反应中电子屏蔽势能 U_e 的实验测量值 U_e^{exp} 和基于原子物理模型的计算值 U_e^{th} , 以及目前实验达到的最低能量 E_{min} . 在 ${}^3\text{He}+d$ 和 $\text{Li}+p/d$ 反应的实验中, 还通过正、逆两种运动学的测量比较了靶的不同物理状态(${}^3\text{He}$ 气体原子靶, D_2 和 H_2 气体分子靶)对电子屏蔽效应的影响. 从表 1 中 ${}^3\text{He}+d$ 反应测量值的差别可见, 用 ${}^3\text{He}$ 原子靶的 U_e^{exp} 比用 D_2 分子靶的大. 对于三个

采用同位素靶的反应，也有类似的趋势，但在误差范围以内。此外，这三个反应的实验结果没有显示

出预期的同位素效应^[5]。

为了准确定出电子屏蔽势能和屏蔽倍增因子，

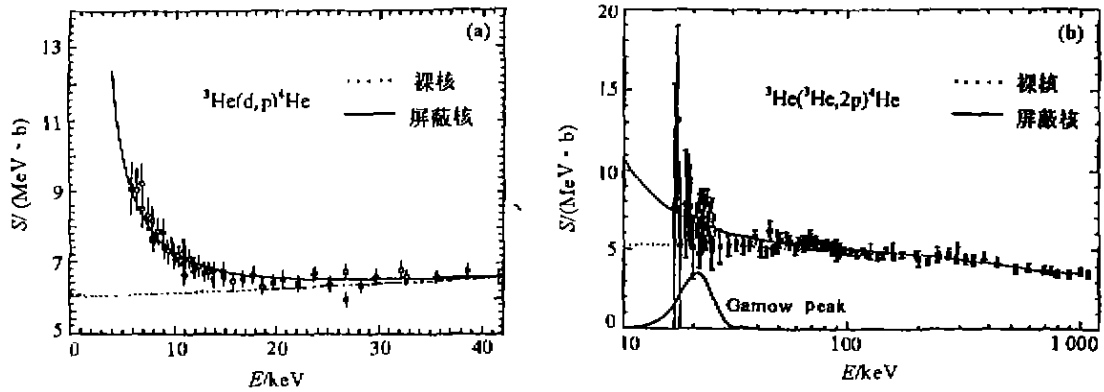


图 2 $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ (a)和 $^3\text{He}(^3\text{He},2p)^4\text{He}$ (b)的 $S(E)$ 因子

··· 是按较高能区的数据外推的 $S_b(E)$ ，— 是拟合测量数据得到的 $S_s(E)$ 。

表 1 若干轻核聚变反应中的电子屏蔽势能 U_e

反应	U_e^{exp}/eV	U_e^0/eV	E_{min}/keV
$D(d,p)^3\text{H}$	$25 \pm 5^{[9]}$	20	1.62
$^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$	$219 \pm 7^{[10]}$	120	5.01
$D(^3\text{He},p)^4\text{He}$	$109 \pm 9^{[11,12]}$	65	4.20
$^3\text{He}(^3\text{He},2p)^4\text{He}$	$294 \pm 47^{[13]}$	240	16.50
$^6\text{Li}(p,\alpha)^4\text{He}$	$430 \pm 120^{[3]}$		10.74
$^7\text{Li}(p,\alpha)^4\text{He}$	(平均值)	166	12.70
$^8\text{Li}(d,\alpha)^4\text{He}$			14.31
$^9\text{H}(^6\text{Li},\alpha)^4\text{He}$	$350 \pm 80^{[5]}$		10.94
$^9\text{H}(^7\text{Li},\alpha)^4\text{He}$	(平均值)	186	12.97
$D(^6\text{Li},\alpha)^4\text{He}$			15.89
$^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$			16.70
$^{11}\text{B}(p,\alpha)^8\text{Be}$	$430 \pm 80^{[5]}$	346	16.70

实验本身仍需改进。一是将测量推向更低的能区，二是提高测量的精度。把实验室搬到深层地下，降低宇宙射线本底是不可避免的选择。特别值得一提的是，前几年 Gran Sasso 地下核天体物理实验室已将 $^3\text{He}(^3\text{He},2p)^4\text{He}$ 反应的测量推进到对应太阳中心区温度的 Gamow 峰的低能边缘，如图 2 所示。在该实验的 16.50—24.36 keV 能区内截面的变化超过两个数量级。在最低能量 16.5 keV，截面值只有 $(0.02 \pm 0.02)\text{pb}$ ，大约相应于 2 事件/每月。

应当指出，对于具有较大正 Q 值的聚变反应，电子屏蔽效应主要体现在入射道中。某些出射道含有带电粒子的负 Q 值反应，在其阈能附近也可能出现电子屏蔽效应^[3]。

表 1 中的 U_e^0 值是用简单的原子物理模型和绝

热近似计算出来的^[14,16]。该模型分析了伴随原子核反应发生的各种原子过程，其中几率较大的是靶原子与入射粒子原子间交换电子和两者形成一个分子体系的过程。如果形成分子，其电子的总结合能 will 超过两个独立原子的电子结合能之和，电子交换过程中也有结合能的增加。绝热近似假定上述原子过程释放的电子结合能全部转化为两个原子核的相对运动，导致有效质心系能量的提高，从而使势垒穿透几率和反应截面大于裸核的对应值。按绝热近似算出的 U_e^0 应该是电子屏蔽势能的^{最大可能值}。但结果却与预期的相反，表 1 中的 U_e^0 值普遍低于相应的 U_e^{exp} 。由于低能区测量结果对入射粒子在靶上游物质和靶中的能量损失非常敏感，有人认为对缺乏阻止本领实验数据的低能区的能量损失估计过高也是导致 U_e 理论值低于实验值的一个重要因素^[20]。尽管改进低能区阻止本领数据的可靠性具有十分重要的意义，但人们普遍认为引起 U_e 理论值与实验值系统偏离的主要原因是理论模型不够完善^[9]。最近，Liolios^[21]提出了两种改进的模型。第一种模型讨论一个类氢原子与具有两个轨道电子的靶原子相碰撞的情况，基于 Hartree-Fock 近似全面分析了入射核与靶原子的电子、靶核与类氢原子的电子、靶原子的电子之间以及类氢原子的电子与靶原子的电子之间的相互作用。按此模型算出的电子屏蔽势能与 $^3\text{He}(^3\text{He},2p)^4\text{He}$ 反应的实验值符合得很好。另一种模型针对恒星演化后继阶段出现的反应中的多电子屏蔽情况，用 Thomas-Fermi 理论计

算电子屏蔽势能, 给出了天体物理感兴趣能区 CNO 链若干重要反应的屏蔽倍增因子. 这两种模型使电子屏蔽效应的理论分析前进了一步.

为准确定出电子屏蔽势能和屏蔽倍增因子, 实验和理论都需要继续改进. 在可预见的将来, 不可能在实验室的等离子体中进行恒星热核反应的模拟研究. 通过实验室核反应了解电子屏蔽效应的规律有助于正确分析恒星等离子体中的静电屏蔽效应.

3 恒星等离子体中的静电屏蔽效应

3.1 太阳等离子体中热核反应率的屏蔽倍增因子

在太阳中心区的低密度、弱简并和相对高温的等离子体中, 自由电子被两个反应离子所吸引, 而其它离子则被它们所排斥, 引起等离子体的极化. 环绕反应离子的极化电荷云对核电荷的屏蔽作用使

有效库仑势垒的高度降低、宽度变窄, 从而导致热核反应率的上升. 这种情况可与实验室的弱屏蔽条件相类比, 极化电荷云的屏蔽效应可等价地视为入射道相对运动动能的增加, 即 $E_{\text{eff}} = E + U(0)$. 这里 $U(0) = Z_1 Z_2 e^2 / R_D$ 表征极化电荷云的屏蔽势能, R_D 为 Debye-Hückel 半径^[21]. 在 $U(0) \ll E$ 的情况下, 热核反应率可表示为

$$\langle \sigma v \rangle_s = \exp \left[\frac{U(0)}{kT} \right] \langle \sigma v \rangle_b = f_s \langle \sigma v \rangle_b, \quad (5)$$

式中 $f_s = \exp(U(0)/kT)$ 为屏蔽倍增因子, $\langle \sigma v \rangle_b$ 表示发生反应的裸核与等离子体中所有电子和其它离子之间的库仑相互作用都可忽略不计的热核反应率. 表 2 列出了按不同理论模型估算的太阳中心区氢燃烧若干重要热核反应的屏蔽倍增因子^[22], 第 3

表 2 太阳中心区氢燃烧若干重要热核反应的屏蔽倍增因子^a

反应	E_{th} /keV	$f_s^{[22]}$	$f_s^{[56]}$	$f_s^{[21]}$	$f_s^{[22]}$	$f_s^{[22]}$	$f_s^{[22]}$
$p(p, e^+ \nu)D$	6.0	1.050	1.044	1.050	1.045	1.045	1.048
${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$	21.8	1.215	1.175	1.115	1.186	1.176	1.193 5
${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$	22.9	1.215	1.178	1.115	1.186	1.176	1.193 5
${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$	18.3	1.215	1.178	1.112	1.183	1.171	1.187
${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{B}$	27.2	1.405	1.367	1.192	1.316	1.293	1.316

^a a 和 b 表示用同一个理论框架取两种不同近似的计算结果.

列的 $f_s^{[21]}$ 是用经典的弱屏蔽模型算出的. 对于 $p(p, e^+ \nu)D$ 反应, 各种模型的结果相差不到 0.5%, 证明弱屏蔽模型完全适用. 其它反应则处于从弱屏蔽到中等屏蔽的过渡区. 这些计算都是按绝热假设进行的, 即电子和离子的电荷有足够的弛豫时间不断自行调整其分布, 环绕反应离子的电荷云不会由于它们的速度而拉长. 该假设对电子是正确的, 但对离子则很成问题. 不过对太阳中心区的情况, 屏蔽效应主要来自电子的贡献, 反应离子与背景离子的静电相互作用对反应率的影响较小, 只会使屏蔽倍增因子减低 2% ~ 2.5%.

3.2 中等和高密度等离子体中核反应率的倍增效应

在中等密度和温度的等离子体中, 除具有较高相对热运动能量的反应离子仍可视作近似自由的以外, 大部分离子都被束缚在库仑点阵结构之中, 静电相互作用对热核反应率有较大的影响. 这种强屏蔽效应主要来自库仑点阵中离子的贡献, 电子基本

上扮演均匀分布的负本底电荷的角色, 其效应相对

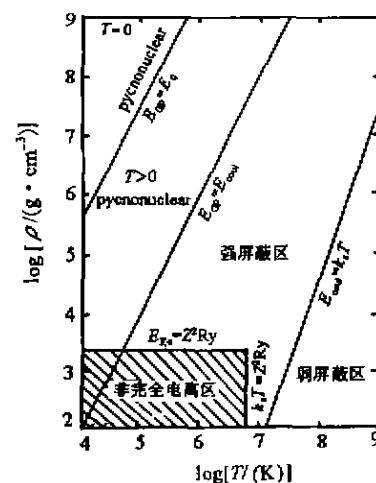


图 3 纯 ${}^{12}\text{C}$ 核和电子组成的等离子体中, 不同物理内涵的静电屏蔽效应在密度-温度平面上的分布. E_G , E_0 与 E_{00} 分别表示 Gamow 峰能量、库仑点阵中每原子核的零点振动能量和每原子核的总静电相互作用能量. E_T 与 Ry 分别表示电子的费密能量和 Rydberg 能量.

较弱. 在密度足够高而温度相对较低的等离子体中, 包括反应离子在内的所有离子都被束缚在库仑点阵之中, 驱动穿透库仑势垒的能量主要来自点阵的基态振动能, 而不再是热运动能. 这时, 热核反应机制被高密度物质核反应机制所取代. 以纯 ^{12}C 核与电子组成的等离子体为例, 在密度-温度平面上可将静电相互作用对核反应率的影响划分为 4 个物理内涵不同的区域, 如图 3 所示^[24]. $E_{\text{coul}} \ll k_{\text{B}}T$ 的高温、低密度部位是静电效应较小的弱屏蔽区. $E_{\text{coul}} \gg k_{\text{B}}T$ 同时 $E_{\text{c,p}} \gg E_{\text{coul}}$ 的温度较低而密度较高的

部位是静电效应非常显著的强屏蔽区. 当 $E_{\text{GP}} \approx E_{\text{coul}} \gg k_{\text{B}}T$ 时, 达到高密度物质核反应的边界. 对于纯 ^{12}C 核与电子组成的等离子体中 $\text{C}+\text{C}$ 的反应率, 用不同理论模型估算的几种密度和温度条件下的屏蔽倍增因子如表 3 所列^[25]. 恒星等离子体环境中热核反应率的倍增效应是一个非常复杂的物理问题. 从表 3 可以看出, 目前各种理论模型对弱屏蔽区倍增因子的预言比较接近, 具有较高的可信度; 对于强屏蔽和高密度区倍增因子的估计则相去甚远, 但可看出随温度和密度变化的趋势.

表 3 纯 ^{12}C 核与电子组成的等离子体中, $\text{C}+\text{C}$ 反应率的倍增因子*

ρ_e ($\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$)	$1.36 \cdot 10^5$	$2.51 \cdot 10^5$	$2.0 \cdot 10^6$	$2.0 \cdot 10^{10}$	$2.0 \cdot 10^{10}$
T_e	502	251	300	300	100
模型[23]	2.30	$1.34 \cdot 10^4$	$7.9 \cdot 10^6$	$7.3 \cdot 10^{14}$	$3.8 \cdot 10^{14}$
模型[24] _a	2.30	$1.2 \cdot 10^4$	$4.7 \cdot 10^6$	$1.22 \cdot 10^{13}$	$8.3 \cdot 10^{14}$
模型[24] _b	2.30	$5.1 \cdot 10^3$	$1.1 \cdot 10^6$	$1.06 \cdot 10^{12}$	$1.2 \cdot 10^{14}$
模型[25] _a	2.12	$1.25 \cdot 10^4$	$6.4 \cdot 10^6$	$1.3 \cdot 10^{14}$	$7.3 \cdot 10^{15}$
模型[25] _b	2.06	$4.1 \cdot 10^4$	$5.1 \cdot 10^7$	$1.3 \cdot 10^{15}$	$1.08 \cdot 10^{12}$
模型[26]	2.06	$4.2 \cdot 10^4$	$6.1 \cdot 10^7$	$7.3 \cdot 10^{15}$	$5.6 \cdot 10^{10}$
模型[28]	3.26	$6.8 \cdot 10^3$	$5.6 \cdot 10^6$	$1.0 \cdot 10^{21}$	
模型[29]	2.20	$7.8 \cdot 10^3$	$3.2 \cdot 10^7$	$1.1 \cdot 10^{14}$	

* a 和 b 的意义与表 2 相同.

4 结束语

本文概括介绍了实验室带电粒子核反应中的原子与分子效应和恒星热核反应中的等离子体效应. 通篇论述的焦点是核反应中的非核因素对反应截面

的库仑势垒穿透因子的影响. 这个问题对核天体物理十分重要. 它从一个层面体现出核天体物理学是一个高度交叉的领域. 为了研究天体中的核过程, 不仅要确切掌握核过程本身的规律, 还必须了解天体环境对核过程的影响.

参 考 文 献:

- [1] Krauss A, Becker H W, Trautvetter H P, *et al.* Low-energy Fusion Cross Sections of $\text{D}+\text{D}$ and $\text{D}+^3\text{He}$ [J]. Nucl Phys, 1987, **A465**: 159-172.
- [2] Krauss A, Becker H W, Trautvetter H P, *et al.* Astrophysical $S(E)$ Factor of $^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)^4\text{He}$ at Solar Energies [J]. Nucl Phys, 1987, **A467**: 273-290.
- [3] Engstler S, Krauss A, Neldner K, *et al.* Effects of Electron Screening on the $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$ Low-energy Cross Sections [J]. Phys Lett, 1988, **B202**: 179-184.
- [4] Brown R E, Jarmie N. Differential Cross Sections at Low-energies for $^3\text{H}(d, p)^3\text{H}$ and $^3\text{H}(d, n)^3\text{He}$ [J]. Phys Rev, 1990, **C41**: 1391-1400.
- [5] Engstler S, Raimann G, Angulo C, *et al.* Isotopic Dependence of Electron Screening in Fusion Reactions [J]. Z Phys, 1992, **A342**: 471-482.
- [6] Angulo C, Engstler S, Raimann G, *et al.* The Effects of Electron Screening and Resonances in (p, α) Reactions on ^{10}B and ^{11}B at Thermal Energies [J]. Z Phys, 1993, **A345**: 231-242.
- [7] Prati P, Arpesella C, Bartolucci F, *et al.* Electron Screening in the $d+^3\text{He}$ Fusion Reaction [J]. Z Phys, 1994, **A350**: 171-176.
- [8] Greife U, Gornis F, Junker M, *et al.* Oppenheimer-Phillips Effect and Electron Screening in $d+d$ Fusion Reactions [J]. Z Phys, 1995, **A351**: 107-112.
- [9] Kalls C, Somorjai E. Status Report on Electron Screening [J]. Nucl Instr and Meth, 1995, **B99**: 297-300.
- [10] Junker M, D' Alessandro A, Zavatarelli S, *et al.* Cross Section of $^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)^4\text{He}$ Measured at Solar Energies [J]. Phys Rev, 1998, **C57**: 2700-2710.

- [11] Bonetti R, Broggini C, Campajola L, *et al.* First Measurement of the ${}^4\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ Cross Section down to the Lower Edge of the Solar Gamow Peak [J]. *Phys Rev Lett*, 1999, **82**: 5 205–5 208.
- [12] Zavatarelli S, Corvisiero P, Costantini H, *et al.* The $\text{E}({}^3\text{He}, p){}^4\text{He}$ Fusion Reaction: Electron screening effect and astrophysical $S(E)$ factor at low energies [J]. *Nucl Phys*, 2001, **A688**: 514c–517c.
- [13] Aliotta M, Raola F, Gyurky G, *et al.* Electron Screening Effect in the Reactions ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ and $d({}^3\text{He}, p){}^4\text{He}$ [J]. *Nucl Phys*, 2001, **A690**: 790–800.
- [14] Assenbaum H J, Langanke K, Rolfs C. Effects of Electron Screening on Low-energy Fusion Cross Sections [J]. *Z Phys*, 1987, **A327**: 461–468.
- [15] Rolfs C E, Rodney W S. *Cauldrons in the Cosmos* [M]. Chicago: The University of Chicago Press, 1988.
- [16] Bracci L, Fiorentini G, Melezhik V S, *et al.* Atomic Effects in the Determination of Nuclear Cross Sections of Astrophysical Interest [J]. *Nucl Phys*, 1990, **A513**: 316–343.
- [17] Benze Gy. Electron Screening Effects in Low-energy Fusion Reactions [J]. *Nucl Phys*, 1989, **A492**: 459–472.
- [18] Shoppa T D, Koonin S E, Langanke K, *et al.* One- and Two-electron Atomic Screening in Fusion Reactions [J]. *Phys Rev*, 1993, **C48**: 837–840.
- [19] Shoppa T D, Jeng M, Koonin S E, *et al.* Electron Screening in Molecular Fusion Reactions [J]. *Nucl Phys*, 1996, **A605**: 387–402.
- [20] Langanke K, Shoppa T D, Barnes C A, *et al.* Energy Loss, Electron Screening and Astrophysical ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ Cross Section [J]. *Phys Lett*, 1996, **B369**: 211–214.
- [21] Lobos T E. Atomic Effects in Astrophysical Nuclear Reactions [J]. *Phys Rev*, 2001, **C63**: 045801-1–045801-8.
- [22] Dzitko H, Turck-Chieze S, Delbourgo-Salvador P, *et al.* The Screened Nuclear Reaction Rates and the Solar Neutrino Puzzle [J]. *Ap J*, 1995, **447**: 428–442.
- [23] Salpeter E E. Electron Screening and Thermonuclear Reactions [J]. *Australian J Phys*, 1954, **7**: 373–388.
- [24] Salpeter E E, Van Horn H M. Nuclear Reaction Rates at High Densities [J]. *Ap J*, 1969, **155**: 183–202.
- [25] Mitler H E. Thermonuclear Ion-electron Screening at All Densities: I Static solution [J]. *Ap J*, 1977, **212**: 513–532.
- [26] Graboske H C, DeWitt H E, Grossman A S, *et al.* Screening Factors for Nuclear Reactions: II Intermediate screening and astrophysical applications [J]. *Ap J*, 1973, **181**: 457–474.
- [27] Ichimaru S, Utsumi K. Screening Potential and Enhancement of Thermonuclear Reaction Rate due to Relativistic Degenerate Electrons in Dense Multi-ionic Plasmas [J]. *Ap J*, 1984, **278**: 382–384.
- [28] Cameron A G W. Pycnonuclear Reactions and Nova Explosions [J]. *Ap J*, 1959, **130**: 916–940.
- [29] Harrison E R. Thermonuclear and Pycnonuclear Reactions [J]. *Proc Phys Soc*, 1964, **84**: 213–229.
- [30] Arnould M, Takahashi K. Nuclear Astrophysics [J]. *Rep Prog Phys*, 1999, **62**: 395–464.

Electrostatic Screening Effect in Charged-particle Induced Fusion Reactions at Low Energies*

BAI Xi-xiang

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

Abstract: The experimental and theoretical studies of the electron screening effects in charged-particle induced reactions at energies of astrophysical interest are systematically reviewed, and the theoretical discussions on the electrostatic screening effects in the thermonuclear reactions in stellar plasma are also summarized briefly. This paper demonstrates that a deep understanding of the influences of astrophysical environment on the nuclear processes is one of the important topics in nuclear astrophysics.

Key words: charged-particle induced reaction; Coulomb barrier; astrophysical $S(E)$ factor; electrostatic screening effect

* **Foundation item:** National Natural Science Major State Fund (1973501(-L, 19935030); Program Major State Basic Research Development (G2000077400); National Natural Science Fund for Distinguished Young Scholar (10025524)