

聚变 α 粒子对第一壁辐照损伤的 蒙特-卡罗研究 (I)*

轰击第一壁的 α 粒子能谱

霍裕昆 吴选红 邵其璠 陈建新 吴士明 潘正瑛

复旦大学物理二系, 上海, 200433

高 兴 华

中国科学院等离子体物理研究所, 合肥, 230031

1990 年 6 月 1 日收到

本文研究从托卡马克聚变堆等离子体边界损失的 α 粒子能谱。分析 α 粒子的损失机制, 建立描述 α 粒子输运的慢化-扩散方程。同时考虑香蕉捕获粒子、飞行粒子和波纹约束粒子对扩散系数的贡献以及 α 粒子的直接损失机制。针对典型的聚变堆参数数值求解方程得到待求的 α 粒子能谱。讨论了解的物理意义。

PACC: 2852; 5225F; 6180J

一、引 言

在聚变堆的设计中, 材料的辐照损伤被看作是除了等离子体物理外最重要的问题, 特别是第一壁, 它要经受热等离子体、聚变 α 粒子、14 MeV 聚变中子、中性原子、电子和光子的直接照射。以托卡马克聚变堆的概念设计为例, 如果第一壁的负载为 1 MW/M^2 (这仅是一个低负载设计), 则第一壁的 14 MeV 中子通量为 $4 \times 10^{13}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$, 总中子通量为 $2 \times 10^{14}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$; 在不考虑偏滤器的稳态运行情况下, 直接轰击第一壁的 α 粒子通量与 14 MeV 中子通量同一数量级; 而热等离子体 (D, T 离子) 通量约为 $10^{16}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$ 。这么高通量的多种粒子照射使得第一壁辐照损伤的研究变得格外重要。

材料的辐照损伤可分为两类。一类是表面损伤, 主要由带电粒子和中性原子的照射引起, 其主要表现形式为表面溅射、表面起泡 (blister) 和蒸发等。另一类是体损伤, 主要由快中子引起, 因其射程长, 体损伤主要表现为由空洞 (void) 和气泡 (bubble) 引起的体积肿胀、材料物理力学性能的变化和材料的活化等。各种辐照损伤的微观机制都可归结为原子位移密度 (用 DPA 度量) 和入射粒子及反应产物在材料内的沉积。

辐照损伤不仅破坏和改变材料的性能, 而且是聚变等离子体杂质的主要来源。

* 国家 863 高技术项目资助的课题。

聚变 α 粒子引起第一壁的表面损伤是当今聚变堆研究十分关切的问题, 它有如下的一些特点:

1. 对于大多数结构材料, 氦气(α 粒子)是溶解性极低的气体, 与氢气相比, 氦气在金属中的扩散系数较低, 从而容易在表面层内由空位形成的空洞中聚集而使空洞变成气泡。在表面能较低的区域, 例如缺陷高度集中的区域, 这类气泡会长大起来并最终爆裂开来。因此表面气泡不仅构成强烈的辐照损伤区域, 而且是等离子体的一个严重的杂质源。

2. 有高能分量。D-T 聚变反应产生的 α 粒子初始能量为 3.5 MeV。高能 α 粒子的漂移轨道对磁面有较大的偏离, 因而存在一些 α 粒子, 当它们形成时就已处于非约束轨道, 直接轰击第一壁构成立即损失。此外, 正在慢化过程中但能量仍远大于背景等离子体温度的高能 α 粒子也可能从等离子体边界上泄漏出来。高能 α 粒子轰击第一壁将沿着其轨迹造成大量密集的原子位移, 构成空洞和间隙原子, 甚至出现局部的热斑。

3. α 粒子的质量较 D, T 为重, 在固体内的射程短, 形成的原子位移集中在表面层, 易于表面起泡。

4. 在托卡马克等磁约束装置中, 由于拉莫尔运动, α 粒子轰击第一壁的入射角可能是多种多样的, 入射角(相对表面法线)越大的 α 粒子其溅射产额越大, 而且形成的原子位移都集中在靠近表面的薄层内, 易于表面起泡。

这一组论文集中研究聚变 α 粒子在聚变堆第一壁上引起的辐照损伤问题。本文计算聚变 α 粒子在托卡马克聚变堆等离子体中的输运, 目的是求出轰击第一壁的 α 粒子能谱。文献[18]讨论 α 粒子在不锈钢第一壁引起的物理溅射。

二、聚变 α 粒子的输运方程

聚变 α 粒子的初始能量高, 漂移轨道对磁面有较大的偏离。托卡马克装置的实际位形很复杂, 除了有香蕉捕获粒子和飞行粒子外, 纵场波纹的存在还将导致超香蕉波纹约束粒子, 并对前两类粒子的输运产生影响。另外, α 粒子在位形空间和速度空间分布的不均匀性都可能导致各种不稳定性与反常输运。这些因素使得聚变 α 粒子的输运是一个十分复杂的问题。由于我们所关心的仅仅是从等离子体边界逸出的 α 粒子能谱, 并不打算详细探讨 α 粒子分布函数的细节, 因此在以下的计算中引入一些简化。计算中没有考虑偏滤器的影响。

1. 用线性的福克-普朗克碰撞项描写高能 α 粒子在动量空间的输运。设聚变 α 粒子高能分量 ($E > 5T_0$, T_0 为背景等离子体温度) 的分布函数为 $n(r, E, t)$, 它定义为单位体积单位能量间隔的粒子数, 则略去 α 粒子相互作用后的线性碰撞项为^[1]

$$\left(\frac{\partial n(r, E, t)}{\partial t} \right)_c = - \frac{\partial}{\partial E} [k_1 n(r, E, t)] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E^2} [k_2 n(r, E, t)]. \quad (1)$$

如果背景等离子体为麦氏分布, 则有

$$k_1 = mT \left(v \frac{\partial H}{\partial v} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 G}{\partial v^2} + \frac{1}{v} \frac{\partial G}{\partial v} \right), \quad (2)$$

$$k_2 = m^2 T v^2 \frac{\partial^2 G}{\partial v^2}, \quad (3)$$

$$T = \frac{4\pi e^4 \ln \Lambda}{m^2}, \quad (4)$$

$$H = \sum_j n_j \left(\frac{e_j}{e} \right)^2 \left(1 + \frac{m}{m_j} \right) \frac{1}{v} \operatorname{erf}(W_j), \quad (5)$$

$$G = \sum_j n_j \left(\frac{e_j}{e} \right)^2 v \left[\left(1 + \frac{1}{2W_j^2} \right) \operatorname{erf}(W_j) + \frac{1}{\sqrt{\pi} W_j} e^{-W_j^2} \right], \quad (6)$$

式中 n_j , m_j , e_j , v_j 和 T_j 分别为第 j 种背景等离子体粒子的密度、质量、电荷、速度和温度。不带下标的量指 α 粒子。 $W_j = v/\bar{v}_j$, $\bar{v}_j^2 = 2T_j/m_j$, $\operatorname{erf}(W_j)$ 为误差函数。(1) 式中 $k_1(E)$ 为单能 α 粒子束在能量轴上的慢化速率, 即

$$k_1(E) = \frac{dE}{d\tau}, \quad (7)$$

$\tau = \int_{E_0}^E \frac{dE}{k_1(E)}$ 为单能粒子束由初始能量 E_0 慢化到 E 所用的时间。 $k_2(E)$ 的大小反映单能粒子束在能量轴上扩展的速率。

2. 高能 α 粒子分量在位形空间的输运及其损失机制大体上可以分为两类。一类是由于漂移扩散引起的损失。另一类是立即损失, 即有些 α 粒子产生后其轨道马上与第一壁相碰。这种粒子大多为香蕉轨道在磁面外侧的反向粒子。立即损失可以用定义在相空间的损失区^[2]来描述。与立即损失有关的是有些粒子的轨道并不是一开始就与第一壁相碰, 而是在慢化过程中通过碰撞(俯仰角散射)进入损失区的。可以采用蒙特-卡罗方法^[3]或直接数值积分^[4-6]等方法来估算这一部分损失。对目前一代装置的计算表明, 直接损失可达 10%^[7]。但是对于未来的聚变堆, 由于其尺寸 ($A = R/a$) 大, 等离子体的密度与温度的分布变陡, 等离子体电流大, 这一比值仅为 1% 数量级^[8]。计算还表明, 由俯仰角散射引起的直接损失比上述立即损失小近一个数量级。

对于扩散和漂移引起的 α 粒子损失机制, 我们假设可以用扩散系数 D 来描述。 D 由以下三部分构成:

$$D = \eta_b D_b + \eta_t D_t + \eta_s D_s, \quad (8)$$

下标 b , t 和 s 分别表示香蕉捕获粒子、飞行粒子和超香蕉波纹约束粒子。 η_i 为第 i 种粒子所占的份额, 即 $\sum_i \eta_i = 1$ 。 $D_i = \nu_i \langle (\Delta r_i)^2 \rangle$ 为第 i 种粒子的扩散系数, ν_i 为相应的碰撞频率, $\langle (\Delta r_i)^2 \rangle$ 为平均平方步长。

按照新经典输运理论, 香蕉捕获粒子的扩散系数为

$$D_b = \rho_\theta^2 \nu_\perp, \quad (9)$$

式中 $\rho_\theta = \frac{m v c}{e B_\theta}$ 为粒子在极向磁场 B_θ 中的拉莫尔半径,

$$\nu_\perp = \frac{\delta \pi \sum_i (e e_i)^2 n_i \ln \Lambda \operatorname{erf}(W_i)}{m^2 v^3}$$

为 90° 偏转的库仑散射频率。

$$\eta_b = \left(\frac{r}{R}\right)^{1/2}. \quad (10)$$

波纹约束粒子也称作超香蕉粒子, 它们被约束在很小的极向范围, 旋转变换无效, 漂移无法得到补偿, 因而存在净的径向漂移, 其等效的波纹扩散系数为^[10,11]

$$D_i = \delta^{3/2} \frac{v_d^2}{v_\perp}, \quad (11)$$

式中 δ 为环向场的波纹度, $v_d = \frac{mv_\perp^2}{ReB}$ 为 α 粒子的漂移速度。波纹约束粒子所占的份额为

$$\eta_i \approx \delta^{1/2}. \quad (12)$$

最后, 飞行粒子的扩散系数和份额分别^[9]为

$$D_i = v_\perp \frac{mv_c}{eB_\phi}, \quad (13)$$

$$\eta_i = 1 - \eta_b - \eta_s, \quad (14)$$

B_ϕ 为环向磁场强度。

环向场的波纹不仅造成波纹约束粒子的存在及其漂移损失, 而且对香蕉捕获粒子和飞行粒子的约束^[12]以及立即损失^[13]都有影响。例如香蕉捕获粒子在完成其轨道飞行过程中要经过多次波纹陷阱, 磁漂移得不到完全的补偿, 其轨道不再封闭, 导致附加的径向漂移。此外, α 粒子在位移空间及速度空间分布的非均匀性也可能驱动各种不稳定性^[14-17], 影响其约束行为, 由于这一类机制目前都处于物理模型探索阶段, 在我们的计算中没有考虑这些因素。

3. 慢化-扩散方程。 α 粒子在等离子体中产生的速率为 $n_D n_T \langle \sigma_i u_i \rangle$, 其中 σ_i 为 D, T 聚变反应截面, u_i 为相对运动速度, $\langle \rangle$ 表示对等离子体分布函数的平均。综合上述, 在稳态、准稳态运行的聚变堆中, 高能 α 粒子分量满足如下的输运方程:^[11]

$$\begin{aligned} \nabla \cdot D \nabla n(r, E) - \frac{\partial}{\partial E} [k_1 n(r, E)] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E^2} [k_2 n(r, E)] \\ + n_D n_T \langle \sigma_i u_i \rangle \delta(E - E_0) = 0. \end{aligned} \quad (15)$$

方程的边界条件为

$$\left. \frac{\partial n(r, E)}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad n(r, E)|_{r=0} = 0. \quad (16)$$

文献[1]指出, 当引入慢化密度

$$q(r, E) = -k_1(E)n(r, E) \quad (17)$$

后, 方程(15), (16)可以进一步化简。

4. 热化 α 粒子分量的方程。本文采用的物理模型为: α 粒子通过与背景等离子体碰撞而被慢化和在位形空间中扩散, 背景等离子体被看作是一个大热源, 因而必然存在与背景等离子体达到热平衡的热化 α 粒子部分, 设其分布函数为 $n_c(r, t)$, 它满足方程

$$\nabla \cdot D_c \nabla n_c(r, t) + q(r, E_c) = \frac{\partial n_c(r, t)}{\partial t} \quad (18)$$

及边值条件

$$n_c(r, t)|_{r=0} = 0, \quad \frac{\partial n_c(r, t)}{\partial r} \bigg|_{r=0} = 0, \quad n_c(r, t)|_{t=0} = 0. \quad (19)$$

高能 α 粒子不断地产生, 慢化并被补充到热化 α 粒子群中, 这可以看作是热化 α 粒子分量的一个源项, 即方程 (18) 等号左端第二项 $q(r, E_c)$. E_c 为高能分量与热化分量的界面, 取作 $E_c = 5T_i$.

三、损失 α 粒子的能谱

针对以下典型的托卡马克聚变堆参数, 计算从等离子体边界漏失的 α 粒子能谱. 背景 D, T 等离子体密度分布为

$$n_D = n_T = 1.2 \times 10^{20} \left[1 - 0.83 \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] (\text{m}^{-2}), \quad (20)$$

其温度分布为

$$T_i = T_D = T_T = 10 \left[1 - 0.83 \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] (\text{keV}). \quad (21)$$

装置大半径 $R = 5.64 \text{ m}$, 小半径 $a = 1.41 \text{ m}$, 环向磁场强度 $B_\phi = 5.5 \text{ T}$, 在等离子体边界处的环向场波纹度 $\delta = 0.75\%$. 数值求解联立的方程组 (15)–(19), 计算它们在边界上的扩散流, 求得损失的快 α 粒子能谱

$$\frac{dN}{dE} = - \int D \nabla n(r, E) |_{r=a} ds \quad (22)$$

和热化 α 粒子的损失率

$$- \int D_c \nabla n_c(r, t) |_{t=\infty} ds.$$

假定 α 粒子产生时在速度空间是各向同性的, 通过在损失区上的数值积分求得能量为 3.5 MeV 的 α 粒子立即损失部分.

此外, 还可以计算 α 粒子的自加热率, 即 α 粒子的能量中用于加热背景等离子体部分所占的比例,

$$\eta_\alpha = \frac{N_{\alpha\alpha} E_0 - \int \frac{dN_\alpha}{dE} E dE}{N_{\alpha\alpha} E_0}, \quad (23)$$

式中 $E_0 = 3.5 \text{ MeV}$, $N_{\alpha\alpha}$ 为 α 粒子的产生率, 即单位时间由等离子体边界损失的 α 粒子总量. (23) 式等号右端分子上的第二项应当理解为包括立即损失部分.

图 1 和图 2 分别给出当等离子体电流 $I = 6 \text{ MA}$ 和 3 MA 时归一化的损失 α 粒子能谱. 图上的横轴采用对数坐标 $\ln(E/T_0)$, $T_0 = 10 \text{ keV}$, 故 3.5 MeV 对应 $\ln 350 = 5.86$. 表 1 给出上述能谱在不同的能量区的积分值, 即占总数的份额, 以及立即损失的份额和自加热率. 在比较表 1–5 图 1, 图 2 的数据时, 有一点需要特别注意, 即表 1 不同间隔的能量宽度是不相同的, 而图 1, 图 2 上给出的是相同能量间隔的分布.

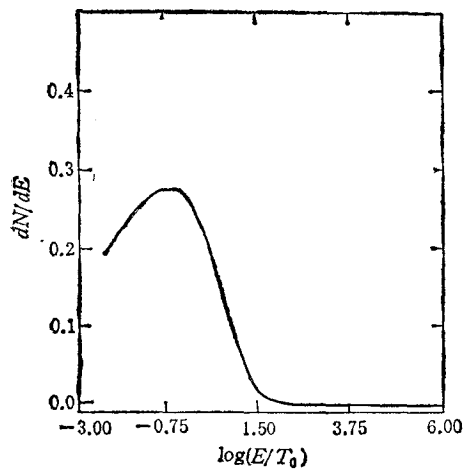


图1 由等离子体边界损失的 α 粒子的能谱 等离子体电流 $I = 6\text{MA}$, 其它参数见原文

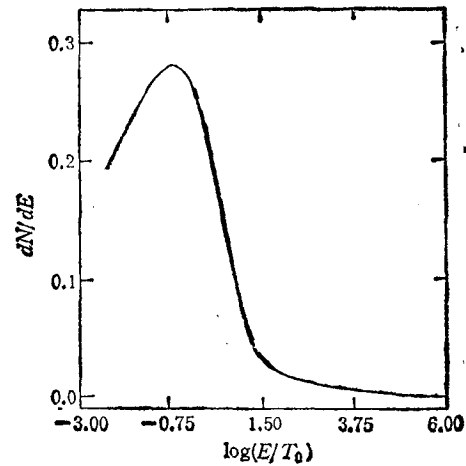


图2 由等离子体边界损失的 α 粒子的能谱 等离子体电流 $I = 3\text{MA}$; 其余图注同图1

在以上的计算中没有考虑等离子体的圆环形状以及可能的非圆截面引起的通量在第一壁上分布的非均匀性(相对极向角的非轴对称)。

四、结论与讨论

1. α 粒子在金属结构材料中的溶解性低;与氢同位素相比,其扩散系数小、质量大;轰击第一壁的 α 粒子有高能分量、入射角大;由于以上因素,聚变 α 粒子是造成第一壁表面辐照损伤的一个主要因素。本文研究通过等离子体边界漏向第一壁的 α 粒子能谱。

2. 用福克-普朗克碰撞项描写 α 粒子在动量空间的输运,包括慢化和动量空间的扩散两项。在感兴趣的条件下,慢化项是主要的。

3. α 粒子在托卡马克位形空间的输运可以用扩散系数描写,它包括香蕉捕获粒子、飞行粒子和超香蕉波纹约束粒子的贡献。

4. 直接损失的 α 粒子所占的比例非常敏感于等离子体密度和温度的分布,以及等离子体电流的大小。一般说来,分布愈尖、电流愈大,这一比例愈小。在通常采用的聚变堆

表1 从托卡马克聚变堆等离子体边界漏出的 α 粒子能谱(%)
(本表的数值即对图1和图2中给出的能谱在所示能量区间的积分值)

等离子体 电流	能谱 (%)	能量范围 (keV)						立即损 失份额 (%)	自加热率 (%)
		0—1.0	1.0—5.0	5.0—15.0	15.0—30.0	30.0—50.0	50.0— 100.0	100.0— 3500	
3MA		1.6	12.3	28.5	19.5	5.5	7.3	23.7	0.65
6MA		2.18	17.2	40.0	27.4	9.1	3.26	1.04	0.085

参数范围内,立即损失的比例不到1%。由于 α 粒子的慢化时间(通常为零点几秒或更小)远小于粒子的约束时间,因此通过俯仰角散射进入损失区的高能 α 粒子数目更少。

5. 图1和图2以及表1给出典型的聚变参数条件下,通过等离子体边界损失的 α 粒子能谱。由图(表)可看到高能 α 粒子分量的大小敏感于等离子体电流的大小。在本文的计算条件下,当等离子体电流由3 MA增至6 MA,损失的高能分量减少近10倍。

6. 在所研究的聚变堆参数范围内, α 粒子的自加热率大于90%。

作者感谢邱励俭、陶悦群和张澄同志提供未发表的工作报告和有益的讨论。

- [1] 霍裕昆,物理学报,29(1980),320.
- [2] M. Lisak *et al.*, *Nucl. Fusion*, 22(1982), 515.
- [3] M. Ohnishi *et al.*, *Nucl. Fusion*, 18(1976), 895.
- [4] D. C. Mealees, ORNL-TM-4661, (1974).
- [5] M. Ohnishi *et al.*, *Nucl. Fusion*, 16(1976), 690.
- [6] L. M. Hively, *Nucl. Fusion*, 17(1976), 1031.
- [7] E. Bittoni *et al.*, *Nucl. Fusion*, 22(1982), 1675.
- [8] Ya I. Kolesnichenko, *Nucl. Fusion*, 20(1980), 727.
- [9] L. M. Hively, *Nucl. Fusion*, 20(1980), 969.
- [10] J. A. Rome *et al.*, *Nucl. Fusion*, 19(1979), 1193.
- [11] K. C. Shaing, *Nucl. Fusion*, 22(1982), 1067.
- [12] P. N. Yushmanov, *Nucl. Fusion*, 23(1983), 1599.
- [13] R. J. Goldston *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, 47(1981), 647.
- [14] D. L. Sigmar *et al.*, *Nucl. Fusion*, 18(1978), 1569.
- [15] A. B. Mikhailovskij *et al.*, *Conf-770866*, (1981), p. 49.
- [16] E. L. Berezovskij *et al.*, *Nucl. Fusion*, 23(1983), 1575.
- [17] V. A. Mazur, *Nucl. Fusion*, 20(1980), 213.
- [18] 邵其鏊等,本刊本期

MONTE-CARLO STUDIES OF RADIATION DAMAGE INDUCED BY FUSION(I) α -PARTICLES AT THE FIRST-WALL

HUO YU-KUN WU XUAN-HONG SHAO QI-YUN

CHEN JIAN-XIN WU SHI-MING PAN ZHENG-YING

Department of Nuclear Science, Fudan University, Shanghai, 200433

GAO XING-HUA

Institute of Plasma Physics, Academia Sinica, Hefei, 230031

(Received 1 June 1990)

ABSTRACT

This paper investigates the spectra of fusion α -particle leaking out from the plasma boundary in a Tokamak fusion reactor, bombarding the first wall. The loss mechanisms of α -particle were studied, and the slowing down-diffusion equations describing the α -particle transport in plasma were set up. The contributions from banana-trapped particles, transit particles and superbanana ripple trapped particles to the diffusion coefficient were included in the study. The equations were numerically solved for Tokamak reactors with typical parameters to obtain the required α -particle spectra. The physical significance of the results is discussed finally.

PACC: 2852; 5225F; 6180J