

等离子体物理学与 受控热核反应的问题

第 三 卷

苏联科学院原子能研究所编

科学出版社



等离子体物理学与 受控热核反应的问题

第三卷

苏联科学院原子能研究所编

中国科学院原子核科学委员会编委会译

科学出版社

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ПРОБЛЕМА УПРАВЛЯЕМЫХ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ (Том III)

Институт атомной энергии АН СССР

Издательство АН СССР, 1958

內 容 簡 介

“等离子体物理学与受控热核反应的问题”这一部文献收集了苏联科学院原子能研究所从1951年到1958年所完成的理论的和实验的工作报告百篇左右,这些报告都是过去未曾在杂志上发表过的。全书按所包括的工作完成的先后分成四卷,其中第一、二两卷已由科学出版社出版。

本卷收集了1954年到1957年的工作报告26篇,其中主要讨论磁塞系统、磁网系统、等离子体在电磁场中的行径,等离子体的加热和辐射热输出等问题。

本书可供有关方面的科学研究工作者、工程师和大学师生阅读。

等 离 子 体 物 理 学 与 受 控 热 核 反 应 的 问 题 (第三卷)

苏联科学院原子能研究所编
中国科学院原子核科学委员会编委会译

※

科学出版社出版 (北京朝阳门大街117号)
北京市书刊出版业营业许可出字第061号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总经售

※

1962年6月第一版	书号: 7517 字数: 299,000
1962年6月第一次印刷	开本: 850×1168 1/32
(京) 0001-4,020	印张: 11 5/16

定价: 1.70 元

目 录

磁塞系统中的热核反应。关于将核能直接轉化成电能的問題(布德凱尔).....	1
与等离子体中环状电流的空間稳定性有关的某些問題(布德凱尔).....	28
电离气体中的多量子复合(貝里雅也夫,布德凱尔).....	37
在强磁場內稀薄气体的迁移方程(貝里雅也夫).....	46
强磁場內电离气体的动力学(貝里雅也夫).....	61
稠密高温等离子体的輻射热輸出(巴比科夫,柯岡).....	81
氫等离子体的复合輻射(柯岡).....	93
具有磁場时相对論性等离子体內的电磁波(特魯布尼柯夫).....	98
磁場內等离子体中的电子分布函数(庫德里雅甫采夫).....	108
等离子体层的磁輻射(特魯布尼柯夫,巴燃諾娃).....	115
在連續媒質中任意間断处的衰減問題(沃尔科夫).....	140
等离子体的高頻加热(魯达柯夫,沙格杰耶夫).....	145
快过程理論(奧索維茨).....	157
存在平衡軌道时强环形气体放电的研究(納謝特金,奧索維茨).....	175
存在有效电阻时的等离子体圈(奧索維茨,謝德林).....	190
磁場形态对环状气体放电的影响(納謝特金,巴甫洛夫).....	211
用压电測量器研究强脉冲气体放电的压强(菲里波夫).....	232
磁塞捕集器的电子模型中快电子的行径(安特罗波夫,羅曼諾夫斯 基,貝里雅也夫).....	249
带电粒子由强磁場区的排斥(菲尔索夫).....	258
磁場內稀薄等离子体的准流体动力学描述(魯达柯夫,沙格杰耶夫).....	266
磁場中离子速度各向异性分布的等离子体的某些性質(維杰諾夫, 沙格杰耶夫).....	276
具有“皺褶”磁場的磁捕集(庫多姆采夫).....	283
用保护导体穩定等离子体(布拉金斯基,卡多姆采夫).....	297
“磁网”內的等离子体(菲尔索夫).....	323

电磁場中等离子体密度的定态分布(沃尔科夫).....	331
用駐立电磁波压强約束等离子体(沙格杰耶夫).....	341

磁塞系統中的热核反应。

关于将核能直接轉化成电能的問題*

(物理原理和初步計算)

布德凱尔 (Г. И. Будкер)

本文討論作者所提出的在二端被“磁塞”封鎖的直管中实现热核反应的基本物理原理和初步計算,

研究了高真空中放电加热方法和用“磁活塞”来加热等离子体的方法。

此外,在本文中還研究了关于将核能直接轉化成电能的問題。

§ 1. 引 言

本文研究一种热核反应器的构造原理,該反应器的热絕緣是在二端被“磁塞”封鎖的有纵向磁場的直管中实现的。

在这种装置中,看来可以消除在最初建造磁热核稳定反应器时遇到的大部分困难,这些困难是与粒子的漂移、等离子体的加热以及当强电流通过等离子体时所出現的宏观不稳定性相联系的。

如果应用現有基于双粒子碰撞假定的等离子体迁移現象的理論,并且如果在系統中沒有任何微观湍流或宏观运动,則提供的方法看来可以在实验室条件下(并且也完全有可能在工业規模內)实现热核反应。

有根据假定,在研究的系統中不應該形成湍流以及其他振蕩,因为过程是这样进行的: 第一,在任何时候,等离子体都处在准

* 本工作完成于 1954 年。

平衡状态中；第二，其密度的大小使得自由程远大于系统的綫度；第三，等离子体处在强的外磁场中；第四，等离子体中没有电流通过。

十分明显，由于现象极端复杂及缺乏完善的等离子体理论，关于实现上述建议的可能性的问题，只有在进行精密的理论和实验研究之后，才能给出较为肯定的答案。

本文只阐明物理原理和初步计算，其目的是为了更快地吸引更多的研究技术人员参与这个专题的讨论和研究。有个别问题的研究尚未结束，并且叙述中也可能有不精确的地方，为此，作者预先表示歉意。

作者衷心感谢齐里柯夫 (Б. В. Чириков) 参加的讨论和给与有益的指教。

§ 2. 在磁塞系统中带电粒子气体的隔离

纵向磁场柱体中的带电粒子将被封闭 (磁场在二端的值远大于体腔中的值)，只要带电粒子的

$$\frac{W_{\perp}}{W} > \alpha, \quad (2.1)$$

式中

$$\alpha = \frac{H_0}{H_{\text{磁塞}}},$$

W 为粒子的动能； $W_{\perp}$ 为这个动能在垂直于场方向的分量； H_0 为体腔中的磁场； $H_{\text{磁塞}}$ 为二端的磁场，该磁场以后我们称为磁塞 (图 1)。这不难由运动过程中粒子的动能及其磁矩 (它是绝热不变量) 不变的条件看出：

$$W = W_{\perp} + W_{\parallel} = \text{恒量},$$

$$\frac{W_{\perp}}{H} = \text{恒量}. \quad (2.2)$$

这样，在上述形态的场中可以实现粒子与器壁的隔离，这在所有情况下，只要 $nT \ll H^2/8\pi$ (式中 n ——密度， T ——气体的温度)，便与电荷的符号、能量和密度无关。粒子将在两个“磁塞”间

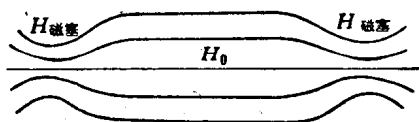


图 1

来回振动,直到由于碰撞的结果,跑到侧壁上或改变 $w_{\perp}$ 和 $w_{\parallel}$ 的比值,以致关系式 (2.1) 遭到破坏,因而粒子穿过“磁塞”为止。由于第一种机制跑出体腔的粒子数等于

$$I_1 = N \frac{\rho^2}{R^2} \frac{1}{\tau}, \quad (2.3)$$

式中 N 为体腔中的总粒子数; R 为管子的半径; $\rho = \frac{mU_{\perp}c}{eH}$ 为粒子的拉莫尔半径; τ ——粒子散射单位数量级的角度的时间。如果散射的形成主要是由于与中性原子的碰撞引起的,并且以大角度进行,压强又小到足以使自由程远大于两磁塞间的距离,则穿过磁塞的粒子流等于

$$I_2 = N \frac{\alpha}{2\tau}. \quad (2.4)$$

实际上,根据 (2.1),在动量空间中有一个张角为 $2\sqrt{\alpha}$ 的锥,粒子在落入这个锥中时,就会穿过磁塞(图 2)。这个锥的体积对整个动量空间体积之比等于 $\alpha/2$ 。这也就是当散射以大角度进行时粒子在每次碰撞中进入这个锥体的几率。在给定 $H_{\text{磁塞}}$ 时,总流量当 $I_1 = I_2/2$ 时为极小,且等于

$$I = \frac{3}{2} \frac{N}{\tau} \left(\frac{Tmc^2}{R^2 e^2 H_{\text{磁塞}}^2} \right)^{1/3}. \quad (2.5)$$

此时,体腔中的平均场应为

$$H_0 = 2 \left(\frac{Tmc^2 H_{\text{磁塞}}}{e^2 R^2} \right)^{1/3}, \quad (2.6)$$

式中 T 为温度,而 m 为荷电粒子的质量。例如,对于 $T = 30$ 电子

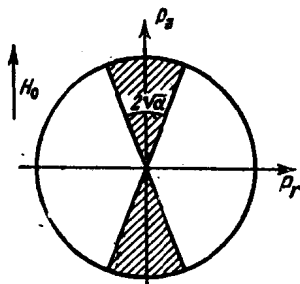


图 2

伏的电子來說,当 $H_{\text{磁}} = 10000$ 高斯,且 $R = 5$ 厘米时,体腔中的場应等于 80 高斯,而电子在体腔中存在的時間約为 170τ . 如果最佳 H_0 值太小,以致体腔中的場根据某些考虑而必須选取大于最佳值时,則粒子的总逸出量完全决定于它穿过磁塞的逸出量.

在充分电离,即当带电粒子彼此間的碰撞占主要地位时,穿过磁塞的逸出量迅速地增大. 这不仅是因为散射截面增大了,并且主要是由于散射性質改变了. 如果散射以小角度进行,則粒子将在动量空間內連續地扩散. 在这种情况下,粒子落入禁錐的时间对粒子散射了一个单位角度所需的时间之比完全不等于錐形体积对整个体积之比,而由相应的“扩散”方程的解来决定,在此方程中可以很近似地采用分布函数在錐表面上趋于零作为边界条件.

当粒子庫仑相互作用时,在福凱尔-普朗克近似下的迁移方程曾由 Л. Д. 朗道得出,它具有如下形式:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + [H, f] = - \frac{\partial}{\partial p_i} j_i + Q, \quad (2.7)$$

$[H, f]$ 是泊松括号; Q 是粒子源密度;

$$j_i = \sum 2\pi e^2 e'^2 L \int dp' \left[\frac{\partial f'}{\partial p'_k} f - \frac{\partial f}{\partial p_k} f' \right] w_{ik}, \quad (2.8)$$

$$w_{ik} = \frac{u^2 \delta_{ik} - u_i u_k}{u^3}, \quad (2.9)$$

L 为庫仑对数; $u_i = \frac{p_i}{m} - \frac{p_i}{m}$ 为相对速度.

在一般情况下,解这种方程是十分困难的. 我們只在动量空間中研究問題,此时在解中出現密度的均方值. 因为其他为我們感兴趣的量,例如核反应产額,也和这个平方有关,因此这个解完全使我們滿意.

这样,問題就在于解如下方程:

$$\sum 2\pi e^2 e'^2 n^2 L \frac{\partial}{\partial p_i} \int dp' \left(\frac{\partial f'}{\partial p_k} f - \frac{\partial f}{\partial p_k} f' \right) w_{ik} - Q = 0, \quad (2.10)$$

式中 n 为粒子密度, 而 f 现在仅代表分布函数的动量部分且其边界条件为: 当 $\theta = \theta_0$ 时, $f = 0$, θ 为在动量空间内以磁场方向为轴的球坐标系中的夹角, 而

$$\sin \theta_0 = \sqrt{\alpha}; \quad (2.11)$$

首先探讨同类粒子间的相互散射. 在这种情况下, f' 和 f 相同. 因为在(2.10)中, 关于 f' 的积分是对 p' 求取的, 所以它和 f 不同, 在第一级近似下可认为是麦克斯韦型的:

$$f' = \frac{1}{(2\pi m T)^{3/2}} e^{-\frac{p'^2}{2mT}}. \quad (2.12)$$

应当指出, 在这种近似下, 我们得到的在禁锥中的粒子流要比真实的大一些. 实际上, 在禁锥附近的粒子密度相对地要偏低一点. 将未偏低的值代入积分, 我们便会使相对于进入锥内的粒子具有小速度的致散射粒子数增多. 因为 w_{ik} 在 u 小时最大, 所以我们可利用这一点来增大流量. 然而, 由于在积分时乘上 u^2 , 这种增大是不显著的.

将(2.12)代入(2.10), 得

$$\frac{2\pi e^4 L n^2}{(2\pi m T)^{3/2}} \frac{\partial}{\partial p_i} \int d p' \left(\frac{p'_k}{m T} f + \frac{\partial f}{\partial p_k} \right) e^{-\frac{p'^2}{2mT}} w_{ik} = -Q. \quad (2.13)$$

其次, 如注意到矢量 u_i 和张量 w_{ik} 正交:

$$w_{ik} u_k = 0, \quad (2.14)$$

在(2.13)中可以用 p_k 来代替 p'_k (因 $p'_k = p_k + u_k$). 我们要引入无量纲变数

$$p_i \sim \frac{p_i}{\sqrt{2mT}}; \quad p'_i \sim \frac{p'_i}{\sqrt{2mT}}; \quad u_i \sim \frac{u_i}{\sqrt{\frac{2T}{m}}}. \quad (2.15)$$

于是方程具有如下形式:

$$\frac{\partial}{\partial p_i} \left[\frac{\partial f}{\partial p_k} + 2 p_k f \right] \bar{w}_{ik} = -q, \quad (2.16)$$

式中

$$q = Q \frac{\sqrt{2\pi m T}^{3/2}}{e^4 n^2 L}, \quad (2.17)$$

$$\bar{w}_{ik} = \int e^{-p^2} \frac{u^2 \delta_{ik} - u_i u_k}{u^3} dp'. \quad (2.18)$$

在(2.18)中积分号后引入新变数

$$\mathbf{u} = \mathbf{p}' - \mathbf{p},$$

并在这些变数中选取其轴沿着 $\mathbf{p}$ 的方向的球坐标; 则对方位角 φ 积分后, 方程(2.18)具有下列形式:

$$\bar{w}_{ik} = e^{-p^2} \int_0^\infty e^{-u^2} u \int_0^\pi e^{-2pu \cos \theta} w_{ik}(\theta) \sin \theta d\theta du, \quad (2.19)$$

式中

$$w_{ik} = 2\pi \begin{vmatrix} \cos^2 \theta + \frac{\sin^2 \theta}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 \theta + \frac{\sin^2 \theta}{2} & 0 \\ 0 & 0 & \sin^2 \theta \end{vmatrix}. \quad (2.20)$$

所以在任意坐标系中, 可以写出

$$\bar{w}_{ik} = a(p) \delta_{ik} - b(p) \frac{p_i p_k}{p^2}, \quad (2.21)$$

式中

$$\begin{aligned} a(p) &= 2\pi e^{-p^2} \int_0^\infty e^{-u^2} u \int_0^\pi e^{-2pu \cos \theta} \times \\ &\quad \times \left(\cos^2 \theta + \frac{1}{2} \sin^2 \theta \right) \sin \theta d\theta du, \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned} b(p) &= 2\pi e^{-p^2} \int_0^\infty e^{-u^2} u \int_0^\pi e^{-2pu \cos \theta} \times \\ &\quad \times \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{2} \sin^2 \theta \right) \sin \theta d\theta du. \end{aligned}$$

結果, 方程(2.16)具有下列形式:

$$\frac{\partial}{\partial p_i} \left\{ \left(\frac{\partial f}{\partial p_k} + 2p_k f \right) \left[a(p) \delta_{ik} - b(p) \frac{p_i p_k}{p^2} \right] \right\} = -q. \quad (2.23)$$

轉化成球坐标系, 得

$$\begin{aligned} &\frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left\{ p^2 \left[a(p) - b(p) \right] \left(\frac{\partial f}{\partial p} + 2fp \right) \right\} + \\ &\quad + \frac{a(p)}{p^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) = -q. \end{aligned} \quad (2.24)$$

到现在为止, 我們还没有闡明源作为 p 的函数的明显形式. 假定粒子的产生是球对称的, 即 q 与 θ 无关. 在确定的关系 $q(p)$ 下, 即

$$q(p) = q_0 e^{-p^2 \frac{a(p)}{p^2}} \quad (2.25)$$

时 (式中 q_0 为恒量), 可以求出方程 (2.24) 的满足边界条件的解. 在这种情况下, 所求的解具有下列形式:

$$f = e^{-p^2} \psi(\theta). \quad (2.26)$$

如注意到这个函数使 (2.24) 中对 p 求微商的符号后的表式等于零, 我們便得到 ψ 的下列方程:

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) = -q_0. \quad (2.27)$$

不难看出

$$\psi = q_0 \ln \frac{\sin \theta}{\sin \theta_0} \quad (2.28)$$

满足方程 (2.27) 及边界条件. 因此, 在这种情况下, 所求函数等于

$$f = q_0 e^{-p^2} \ln \frac{\sin \theta}{\sin \theta_0}. \quad (2.29)$$

因子 q_0 由归一化条件决定:

$$q_0 = \frac{1}{\pi^{3/2} \left[-\ln \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} - \cos \theta_0 \right]},$$

或对于小的 θ_0 , $\sin^2 \theta_0 = \alpha \ll 1$,

$$q_0 = \frac{2}{\pi^{3/2} (|\ln \alpha| + 2 \ln 2 - 2)}. \quad (2.30)$$

从单位体积落入禁錐的粒子流等于源 Q 对所有动量的积分. 由 (2.17), (2.25) 和 (2.30) 得

$$I = 4\pi \int_0^\infty Q(p) p^2 dp = \frac{4 \sqrt{2} L e^4 n^2}{\pi \sqrt{m} T^{3/2}} \frac{\int_0^\infty e^{-p^2} a(p) dp}{|\ln \alpha| + 2 \ln 2 - 2}. \quad (2.31)$$

为得到粒子流, 还要计算下列积分:

$$\int_0^\infty e^{-p^2} a(p) dp = \pi \int_0^\infty e^{-2p^2} \int_0^\infty e^{-u^2} u \int_{-1}^1 e^{-2pux} \times \\ \times (1+x^2) dx du dp.$$

首先考察下列的积分:

$$I_1(\beta) = \int_0^\infty dp \int_0^\infty u du \int_{-1}^1 dx e^{-p^2(1+1/\beta^2)} e^{-u^2-2pux},$$

对 x 和 u 的积分很简单, 结果我们得到

$$I_1(\beta) = \int_0^\infty \frac{e^{-p^2/\beta^2}}{p} dp \int_0^p e^{-t^2} dt = \int_0^\infty \frac{e^{-p^2}}{p} dp \int_0^{\beta p} e^{-t^2} dt,$$

由此得

$$\frac{\partial I_1(\beta)}{\partial \beta} = \int_0^\infty e^{-p^2(1+\beta^2)} dp = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{1}{\sqrt{1+\beta^2}},$$

因为 $I_1(0) = 0$, 故

$$I_1(1) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \int_0^1 \frac{d\beta}{\sqrt{1+\beta^2}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \ln(1 + \sqrt{2}).$$

积分

$$I_2 = \int_0^\infty dp \int_0^\infty u du \int_{-1}^1 x^2 e^{-2p^2-u^2-2pux} dx$$

对 u 和 p 分部积分后可化为

$$I_2 = 2I_1 - 2 \int_0^\infty e^{-2p^2} dp = \frac{\sqrt{\pi}}{2} [2 \ln(1 + \sqrt{2}) - \sqrt{2}].$$

结果, 我们得到在禁锥内的粒子流为

$$I = 2\sqrt{2\pi} \frac{Le^4 n^2}{\sqrt{m} T^{3/2}} \times \frac{3 \ln(1 + \sqrt{2}) - \sqrt{2}}{|\ln \alpha| + 2 \ln 2 - 2}, \quad (2.32)$$

或用数值写出为

$$I = \frac{6.1}{|\ln \alpha| - 0.6} \times \frac{Le^4 n^2}{\sqrt{m} T^{3/2}}. \quad (2.33)$$

不难看出, 从体腔流出的能流等于

$$Q^- = \frac{4\sqrt{2}}{\pi} \frac{Le^4 n^2}{\sqrt{m} T^{1/2}} \frac{\int_0^\infty e^{-p^2} a(p) p^2 dp}{|\ln \alpha| + 2 \ln 2 - 2}; \quad (2.34)$$

在(2.34)中的积分是用对参数微分的方法取的, 結果得

$$Q^- = 2\sqrt{2\pi} \frac{\sqrt{2} - \ln(1 + \sqrt{2})}{|\ln \alpha| - 2\ln 2 - 2} \frac{Le^4 n^2}{\sqrt{mT}}. \quad (2.35)$$

被每个粒子带走的平均能量为

$$E = \frac{\sqrt{2} - \ln(1 + \sqrt{2})}{3\ln(1 + \sqrt{2}) - \sqrt{2}} T \simeq 0.43T. \quad (2.36)$$

平均带走的能量比 $\frac{2}{3}T$ 要小, 这与下面二个效应有关: 第一, 在粒子横向能量小时, 它会逸出; 第二, 慢粒子的散射截面大于平均截面。

这样得到的是当源选成 (2.25) 形式时的粒子流。源的具体形式并不重要, 只要它和角度无关, 并且对能量的分布近于麦克斯韦型 [所选的形式是在小能量区域增强的准麦克斯韦型

$q \sim \frac{\Phi(p)}{p^3} e^{-p^2}$, 式中 $\Phi(p)$ 为克拉木普函数。对于大 p , $q \sim \frac{e^{-p^2}}{p^3}$, 而对于小 p , $q \sim 1/p^2$].

还需考察下列的情况, 此时源

$$q = q_0 \frac{a(p)}{p^2} e^{-p^2} \delta(\theta - \pi/2), \quad (2.37)$$

即粒子垂直于磁场而注入。在这种情况下, 方程 (2.23) 具有下列形式:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{a(p)} \frac{\partial}{\partial p} \left\{ p^2 \left[a(p) - b(p) \right] \left(\frac{\partial f}{\partial p} + 2pf \right) \right\} + \\ & + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) = -q_0 e^{-p^2} \left(\theta - \frac{\pi}{2} \right), \end{aligned} \quad (2.38)$$

其边界条件为 $f_{\theta=\theta_0} = 0$; $f_{\theta=\pi-\theta_0} = 0$ 。

我們要求的是下列形式的解:

$$f = e^{-p^2} \psi(\theta), \quad (2.39)$$

于是对 $\psi(\theta)$ 得

$$\psi = \frac{q_0}{2} \left[\left| \ln \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} \right| - \left| \ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right| \right]. \quad (2.40)$$

由归一化条件得: 当 $\alpha \ll 1$ 时,

$$q_0 = \frac{4}{\pi^{3/2} |\ln \alpha|}. \quad (2.41)$$

在禁錐內的通量等于

$$I = \frac{6.1}{|\ln \alpha|} \frac{L e^4 n^2}{\sqrt{m T^{3/2}}}, \quad (2.42)$$

它与各向同性注入的区别在于以 α 代替 0.55α 。今后,在这二种情况下我們简单地写作 $(\ln \alpha)$ 。

最后还要研究由于电子在离子上散射而引起的电子逸出。在这种情况下,不难看出,方程(2.24)具有下列形式(精确到 m/M):

$$\frac{\pi^{3/2}}{p^3 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) = -q, \quad (2.43)$$

这是因为精确到 m/M 項,

$$a(p) = b(p) = \frac{\pi^{3/2}}{p}. \quad (2.44)$$

这个解的物理意义在于:电子并不和离子交换能量,而只是在它上面散射。在这种場合下,在任意的 $q(p)$ 形式下,对于各向同性注入求得的解为

$$f = \frac{q(p) p^3}{\pi^{3/2}} \ln \frac{\sin \theta}{\sin \theta_0}, \quad (2.45)$$

而对于垂直于磁場的注入为

$$f = \frac{q(p) p^3}{2\pi^{3/2}} \left[\left| \ln \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} \right| - \left| \ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right| \right]. \quad (2.46)$$

选取 $q = q_0 e^{-p^2}$, 則通量等于

$$I = 4\pi \int_0^\infty \mathcal{L}(p) p^2 dp = \frac{\sqrt{2} \pi^{3/2}}{4 |\ln \alpha|} \frac{e^4 L n^2}{\sqrt{m T^{3/2}}} = \frac{2}{|\ln \alpha|} \frac{e^4 L n^2}{\sqrt{m T^{3/2}}}. \quad (2.47)$$

这个結果在形式上只有在电子上散射时的結果的三分之一。然而,必須考虑到,在选择这种源的情况下,分布函数将使得平均能量大于 $\frac{2}{3} T$ 。如果把公式(2.47)和(2.42)中的 T 理解为平均能量的三分之二,則(2.47)还需要乘上 $\left(\frac{8}{\sqrt{\pi}}\right)^{3/2}$, 因而在离子上的散射

要比在电子上的大到三倍。

最后,对于粒子穿过磁塞的逸出,有必要引入有效截面 $\sigma_{\text{有效}}$ 的概念,使得

$$I = n^2 \sigma_{\text{有效}} v_{\text{相对}}. \quad (2.48)$$

这里 $v_{\text{相对}}$ 为粒子的相对速度。对于粒子的彼此散射, $v_{\text{相对}} = \sqrt{\frac{T}{m}}$,

因而

$$\sigma_{\text{有效}} = \frac{3}{|\ln \alpha|} \frac{L e^4}{T^2} = \frac{3L}{4 |\ln \alpha|} \frac{10^{-25}}{T^2_{(\text{兆电子伏})}} [\text{厘米}^2]. \quad (2.49)$$

§ 3. 稳定热核反应. 关于它的工业应用的问题

当温度约 1 兆电子伏时, 粒子穿过磁塞逸出的有效截面在数量级上等于核截面。这就意味着, 在磁塞系统中当离子温度约为 1 兆电子伏时, 可以实现自持的稳定热核反应, 如果能作到: (1) 粒子穿过磁塞的逸出决定于离子时间 (即离子由于互相碰撞的结果而逸出的时间); (2) 电子传给离子的能量足够小; (3) 能够将新离子注入体腔以补偿穿过磁塞的逸出¹⁾。

我们现在来研究反应器的这样的确定的工作状况, 即此时看来能够实现自持反应, 但如何达到这种状况的问题留到下节去研究。

假定在中部有大磁场和在二端上有磁塞的大尺寸螺旋管中有等离子体。等离子体的离子温度约为 1 兆电子伏, 而电子的温度则小很多。

在这种状况下, 粒子穿过磁塞的逸出将决定于离子时间。实际上, 在不带电的等离子体中, 电子的逸出要比离子的逸出大 $\sqrt{\frac{M}{m} \left(\frac{T_{\text{离子}}}{T_{\text{电子}}} \right)^{3/2}}$ 倍。这表示等离子体将很快充电到约达若干电子温度的正电势, 从而急剧地减弱电子的逸出。电子逸出的减少不仅

1) 当然, 如果利用作为计算 $\sigma_{\text{有效}}$ 的基础的粒子成对碰撞的理论, 以及如果在系统中, 不显示出任何不稳定性。

是由于对大部分电子来说出现了势阱，而且还由于对动能大于势阱深度的那部分电子，当它们跑向磁塞时，其速度的纵向和横向分量之比得到了改善。对离子来说，速度分量间比值的恶化并不显著地改变离子的逸出。

对于单个粒子，由穿过磁塞的逸出引起的从体腔中带走的能量可按(2.36)计算：

$$q^- = n\nu_{\text{相对}\sigma_{\text{有效}}} \times 0.43T = \frac{0.32 \times 10^{-25}}{|\ln \alpha| T_{\text{(兆电子伏)}}} n\nu_{\text{相对}} \left[\frac{\text{兆电子伏}}{\text{秒}} \right]. \quad (3.1)$$

在体腔中带出的能量的增量(以单个粒子计)

$$q^+ = n\nu_{\text{相对}\sigma_{\text{核}}q_{\text{核}}}, \quad (3.2)$$

式中 $\sigma_{\text{核}}$ 和 $q_{\text{核}}$ 分别为核反应中的截面和能量产额。如果注入的是冷离子，并且其他损耗可以略去不计，则自持反应的条件具有下列形式：

$$T > \frac{0.32 \cdot 10^{-25} L}{|\ln \alpha| q_{\text{核}}(\text{兆电子伏}) \sigma_{\text{核}}} [\text{兆电子伏}] \quad (3.3)$$

因为温度约为1兆电子伏，所以 $\sigma_{\text{核}} = 10^{-25}$ 厘米²，并且当认为 $q_{\text{核}} = 3$ 兆电子伏， $L = 20$ ； $|\ln \alpha| \simeq 2.3$ 时，

$$T > 0.85 \text{ 兆电子伏} \simeq 1 \text{ 兆电子伏}.$$

其次考察离子传给电子的能量。传给电子的热量(根据对单个粒子的计算)为^[1]

$$q^+ = 4\sqrt{2\pi} \frac{m}{M} \frac{T_{\text{离子}} - T_{\text{电子}}}{\sqrt{m T_{\text{电子}}^{3/2}}} e^4 L n. \quad (3.4)$$

由电子气体传出的热量，第一，伴随穿过磁塞的电子逸出；第二，被电磁辐射带走。当只考虑到第一种机制时，

$$q^- = \frac{6.1}{|\ln \alpha|} \frac{L e^4 n}{\sqrt{M T_{\text{离子}}^{3/2}}} V, \quad (3.5)$$

式中 U 为势阱深度。设 $U = \kappa T_{\text{电子}}$ ，这里的 $\kappa = \frac{1}{2} \ln \sqrt{\frac{M}{m}} \simeq 2$ ，如认为 $T_{\text{离子}} - T_{\text{电子}} \sim T_{\text{离子}}$ ，则得

$$T_{\text{电子}} = \left(2.7 \frac{m}{M} \frac{|\ln \alpha|^2}{\kappa^2} \right)^{1/5} T_{\text{离子}} \approx \frac{T_{\text{离子}}}{4}. \quad (3.6)$$