

用激光散射法测量等离子体的电子温度 和 θ -收缩等离子体能量损失的研究*

姚鑫兹 祖钦信 徐 瑶
高 鹏 何凤杰 李宝环

(中国科学院物理研究所)

提 要

本文叙述了用红宝石激光的汤姆逊散射测量 θ -收缩等离子体的电子温度。应用一维单流体模型分析了 θ -线圈中心平面处电子温度随时间变化的规律。实验表明,电子温度比绝热压缩的理论值小得多,考虑了电子的热传导损失以后,实验与理论符合得比较好。根据一维单流体模型,计算了热导系数。它比 Spitzer 计算的经典值大两至三倍。约在 $3\mu\text{s}$ 以后,电子温度迅速下降,热导理论不再适用。一种可能的解释是终端损失起主要作用,使等离子体迅速瓦解。

一、引 言

在直线 θ -收缩等离子体中,有关能量损失的问题基本上可以分为两类^[1]。一类是长线圈中的情况,其中粒子损失是能量损失的主要机构, Wesson^[2] 计算了在高 β 情况下,稀疏波从线圈的终端向中心传播的速度为 $c\sqrt{1-\beta}$ 。另一类是短线圈的情况,其中电子的热导是能量损失的主要机构。Bickerton^[3] 建立了热导损失的理论。它指出,当电子的平均自由程与系统的线度之比满足 $0.023 < L_0/L < 1$ 时,电子的热导起主要作用。热导损失的结果使直线 θ -线圈中心平面的等离子体电子温度不能因磁压缩加热不断上升,而当温度上升速率与热传导引起的能量损失速率达到平衡时,保持温度不再变化。

Green 等人^[4]应用 X 射线吸收法与光谱法测量了 θ -线圈中等离子体电子温度的平均值,推导出一个温度的可能上限。根据这个上限,应用一维单流体模型计算了热导系数。他们认为 θ -收缩等离子体的轴向热导系数与 Spitzer^[5] 用经典输运方法计算的结果不一致,估计大三倍。

本实验是应用激光散射的方法直接测量 θ -线圈中心平面处的电子温度随时间变化的规律。在满足 Bickerton 条件时,实验证明: 1. 等离子体的电子温度并非象无能量损失的绝热压缩那样迅速上升,它比理论值要小得多。 2. 根据电子温度的极大值,应用一维单流体模型计算了热导系数,它比 Spitzer 的经典值大两至三倍。再根据得到的热导系数,

* 1978年6月22日收到。

作出电子温度随时间变化的曲线, 并与实验结果相比较, 证明理论与实验符合得很好。3. 大约在 $3\mu\text{s}$ 以后, 电子温度迅速下降, 理论与实验相差很大, 热导模型不再适用。一种可能的解释是, 这时终端粒子损失的稀疏波已经传到中心平面, 使等离子体迅速瓦解。

二、红宝石激光的汤姆逊散射实验

我们是在一个储能为十万焦耳的 θ -收缩装置^[6]上进行红宝石激光的汤姆逊散射实验的。在本实验中, 能量仅使用到 35 kJ。产生等离子体的线圈的长度为 20cm, 内直径为 8cm。储能电容器分为两组, 一组是主放电电容器, 型号为 MY 50-3, 共 12 台 $36\mu\text{F}$ 。本实验使用的最高电压为 45kV。另一组是预电离电容器, 型号为 MY100-0.022, 共 18 台 $0.4\mu\text{F}$, 充电电压为 60kV, 没有偏磁场。放电管是纯 Al_2O_3 管, 其本底真空度为 6×10^{-6} Torr, 工作气体是氢气, 工作气压为 80mTorr。

散射实验的光学安排示于图 1。由红宝石激光器输出的激光被透镜 L_1 , 光阑 D 和透镜 L_2 组成的聚焦系统聚焦于 θ -线圈的中心平面处。在放电管中心的管壁处封接上石英的散射窗口, 因而在 90° 方向的散射光由透镜 L_3 、道威稜镜 L_4 成象在光谱仪的入射狭缝上, 并被接收系统接收和记录。

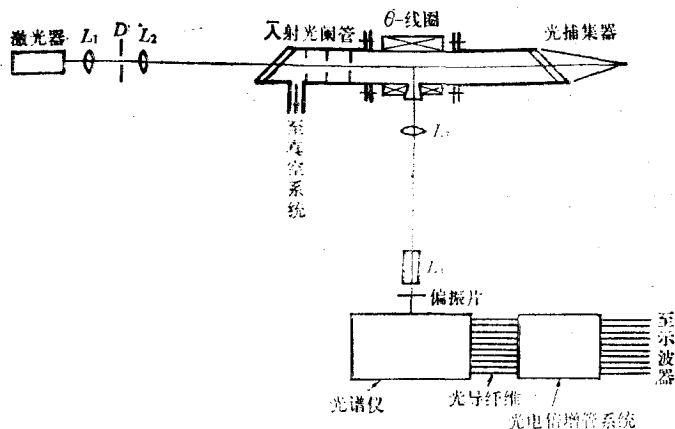


图 1

红宝石激光器产生 6943 \AA 波长的激光。激光棒的尺寸为 $10\text{mm} \times 100\text{mm}$ 。用四支直管氙灯组成光泵, 用 KDP 晶体作为电光调 Q 开关。激光器输出功率达 150 MW, 在实验中, 使用于 100 MW。激光脉冲的宽度为 20ns, 发散度是 4.5mrad 。

散射光的接收系统是一个多色仪, 在一米光栅光谱仪出射狭缝处安置有十个玻璃纤维束所组成的光导管组, 它们能同时传输十个不同波长的散射光, 并被光电倍增管接收。整个接收系统的灵敏度、线性、时间响应和光谱响应都进行了校正。为保证使用过程中灵敏度的一致, 在光谱仪中安放了一个 GaAsP 发光二极管, 随时对光电倍增管的灵敏度进行监视。GaAsP 发光二极管的发光上升时间为 2ns。用毫微秒脉冲发生器作为电源, 因而可产生脉宽为 25ns 的脉冲光信号来模拟激光脉冲。

在散射实验中,杂散光的消除是一个很重要的问题。我们除采用 L_1 , D 和 L_2 所组成聚焦系统来减少杂散光的办法外,在放电管前面接有一个入射光阑管。它由铜管制成,内壁全部镀黑,入射口是一个光学玻璃的布儒斯特窗,管内配有三个 QB9 蓝玻璃组成的光阑,使杂散光在进入放电管前被蓝玻璃全部吸收掉。激光的出射口也是光学玻璃的布儒斯特窗,在外面配有黑纸光锥的光捕集器,把出射激光吸收掉。为了减少等离子体的韧致辐射信号和散射信号之比,在光谱仪入射狭缝前安放了偏振片。整个入射光路和散射光路都放在光屏蔽罩内。

整个放电过程用同步线路控制,保证能测量主放电开始后不同时刻的散射信号。为了使测量数据误差不致很大,放电过程必须很好重复。每个实验点经五次以上重复放电,求得平均值,并在实验数据上用误差棒估计误差的大小。

三、电子温度的测量

根据以前在该装置上进行的 X 射线测量和激光干涉实验^[7],估计电子密度为 $N_e \sim 5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, 电子温度 $T_e \sim 100 \text{eV}$, 对于红宝石激光 6943 \AA , 在 90° 方向观察散射光, 计算散射的特征参量^[8] $\alpha = 1/|K|\lambda_D \sim 0.2$, 因此我们的散射实验满足 $\alpha \ll 1$, 即电子云的非相干散射或称汤姆逊散射。根据理论计算, 散射谱为高斯型, 其半宽度公式为

$$\Delta\lambda_{\frac{1}{2}} = 4\lambda_0 \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{2kT_e}{m_e c^2} \cdot \ln 2}.$$

对于红宝石激光 ($\lambda = 6943 \text{ \AA}$) 和 90° 散射

$$\Delta\lambda_{\frac{1}{2}}(\text{ \AA}) = 32.4 \sqrt{T_e(\text{eV})}. \quad (1)$$

在实验上测量散射谱的半宽度, 就可求得电子温度。

图 2 (见图版 I) 是一组典型的激光散射信号的照片。实验同时测量了本底噪声信号 (即杂散光水平) 其信噪比 $S/N > 10$, 根据散射信号, 扣除本底噪声并作出高斯型的实验分布, 根据(1)式计算得到电子温度。

四、实验结果和讨论

1. 热导理论的适用性

Bickerton 指出, 在 θ -收缩等离子体中, 能量的轴向输运过程存在有三种机构: (1) 离子和电子的质量流, 其时间常数为 L/v_i , 其中 L 是系统的线度, v_i 是离子速度。 (2) 电子的热传导损失, 其时间常数为 $L^2/L_0 v_e$, 其中 L_0 为电子的平均自由程, v_e 是电子速度。 (3) 电子的束流损失。当满足下述条件时, 电子的热传导损失起主要作用

$$0.023 = \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2} < \frac{L_0}{L} < 1.$$

电子的平均自由程可表示为

$$L_0 = \left(\frac{2 \times 10^{13}}{\log \Lambda}\right) \frac{T_e^2}{n}.$$

在 θ -收缩等离子体中, 取 $\log A = 12$. 根据本实验参数 $T_e \sim 100\text{eV}$, $n \sim 5 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$, $L = 10\text{cm}$, 得到 $L_0/L \approx 0.034$. 因此, 我们的实验是适合于热导损失起主要作用的条件的, 而粒子损失可以忽略.

2. 能量损失的一维单流体模型和电子温度随时间变化的规律

为了分析和计算热导损失的效果, 我们引用了一维单流体模型. 在磁压缩阶段, 离子从上升的磁场得到能量而温度升高, 电子是从电子-离子的碰撞过程获得能量的. 决定电子温度的时间常数即电子-离子能量均分时间为

$$\tau_{eq} = \frac{3.16 A_i T_e^{3/2}}{n_e \ln A} \times 10^8,$$

其中 A_i 为离子的原子量, 对于氢等离子体, $A_i = 1$, 式中 n_e 的单位为 cm^{-3} , T_e 的单位为 eV , τ_{eq} 的单位为 s . 对于我们这样的情况 $T_e \sim 100\text{eV}$, $n_e \sim 5 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$, 因此 $\tau_{eq} \sim 0.5\mu\text{s}$. 也就是说, 在我们的实验过程中, 可以认为电子温度与离子温度是基本上相等的, 即认为是一个单流体. 同时在不考虑粒子的终端损失的情况下认为在压缩过程中, 线密度保持常数, 并且还假设等离子体是处于平衡态的(即 Maxwell 分布), 温度和密度是轴向 z 和时间 t 的函数, 而与径向 r 无关. 在具有轴向磁场的情况下, 横越磁力线的输运要比轴向输运小得多. 因此等离子体电子温度随时间变化的规律是由主放电磁压缩过程的绝热加热和电子轴向热传导过程的能量损失所支配的. 决定 θ -线圈中心平面处电子温度随时间变化的微分方程可以表示为^[4]

$$\frac{1}{T_e} \frac{dT_e}{dt} = \frac{4}{6 - \beta} \frac{1}{B} \frac{dB}{dt} - \frac{16\pi a \times 0.47(2 - \beta)}{B^2 L^2 (6 - \beta)} T_e^{7/2}. \quad (2)$$

(2)式中 B 是磁压缩过程的磁场强度, $B = B_0 \sin \omega t$, $\beta = 8\pi n k T / B^2$, L 是系统的线度, a 是电子的热传导系数(即热传导率 $K = aT^{5/2}$). 令 $a = \alpha a_0$, 而 a_0 是根据 Spitzer 输运理论计算得到的等离子体的经典热传导系数, 它为 $1.85 \times 10^{-6} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{k}^{-7/2}$. 在实验上, 我们测量了放电线圈中心平面处的电子温度随时间变化的数据(见图 3), 其实验参数是放电电压为 37kV , 电容为 $18\mu\text{F}$, 能量为 12.3kJ , 放电周期为 $10.4\mu\text{s}$. 图中曲线是 $\alpha = 0$, $\beta = 1.0$ 的理论曲线(即忽略了热传导损失的理论曲线). 由此可见, 实际温度比

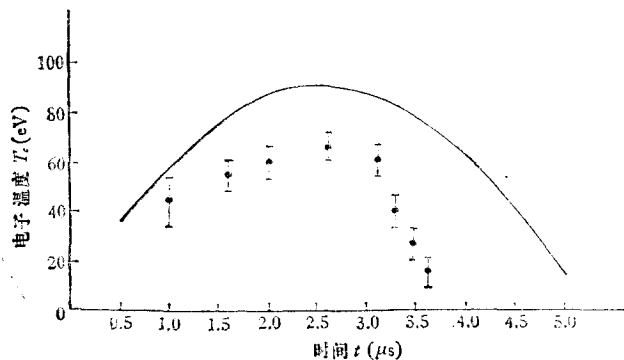


图 3

只考虑绝热压缩过程的温度小三分之一。图 4 示出了同样的实验数据和 $\alpha = 2, \beta = 1.0$ 的理论曲线。可以看出,在约 $3\mu s$ 以前,实验数据与热导损失理论比较好地符合。因此,可以认为这时热导损失是能量损失的主要机构。

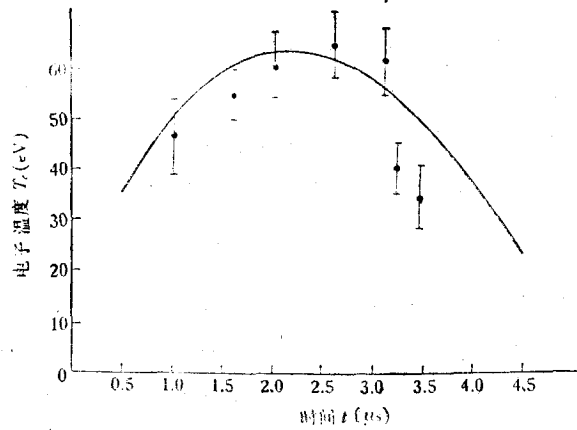


图 4

3. 电子温度随初始气压变化的规律

根据 θ -收缩理论,放电开始以后,放电线圈内等离子体边界处带电粒子将受到强洛伦兹力作用,致使此处等离子体首先被压缩,并向内运动,这种磁压缩过程象一个快速运动的磁活塞,使活塞前的等离子体被堆集,同时形成一个冲激波。这种激波过程使等离子体得到加热。当激波达到中心时,被反弹回来,与磁活塞碰撞,使激波加热过程结束,随后等离子体以磁压缩过程加热。理论指出,反弹时的离子温度与初始气体气压的平方根成反比。而这反弹时的温度就是磁压缩过程的初始温度。考虑到 $\tau_{eq} \sim 0.1\mu s$ 数量级,可以认为 $T_e \sim T_i$ 。随着初始气压的减小,磁压缩过程的初始电子温度应该增加,因而电子温度的极大值也应该增大。图 5 给出了电子温度与初始气压之间的关系。可以看出,实验结果与上述理论是不一致的。如果考虑了热导引起的能量损失,根据(2)式,电子温度随

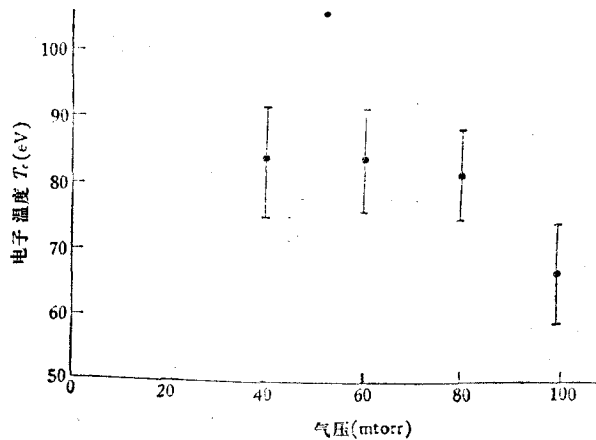


图 5

放电电压为 38kV, 电容为 $36\mu F$, 能量为 26kJ

时间的变化率 dT_e/dt 是与 $T_e^{3/2}$ 成比例下降, 所以即使减小气压, 提高磁压缩过程的初始温度也不可能使等离子体的最大电子温度增加。这再次证明了热导损失的存在。

4. 电子热导系数的测定

根据(2)式, 当 $dT_e/dt = 0$ 时, 电子温度达到了极大值, 因而可以得到热导系数 αa_0 与峰值电子温度 T_p 之间的关系:

$$\alpha a_0 = \frac{\omega B_0^2}{8\pi} \cdot L^2 \sin(2\omega t_p) [0.47(2 - \beta) T_p^{3/2}]^{-1}, \quad (3)$$

其中 t_p 是达到峰值电子温度的时间。

在实验上, 选取了另外三种放电能量(即用最大能量输入率 $\omega B_0^2/8\pi$ 来表示), 分别测量了电子温度随时间变化的数据, 示于图 6—8 中。根据 T_p , t_p 并应用(3)式可以得到 α 值。表 1 列出了图 4 和图 6—8 中四种情况的参数以及 α 值。

所有的实验数据和计算结果都表明, 实验测得的电子热导系数与 Spitzer 的经典热导系数都不一致, 要大两至三倍。

把计算得到的热导系数, 根据(2)式再算出电子温度随时间变化的理论曲线, 把它作在同一个图上, 结果理论与实验符合得很好。根据本实验条件, 初始气压为 80mTorr, 电子密度大于 10^{16}cm^{-3} , 温度在 50eV 以上, 所以 β 是接近于 1 的。

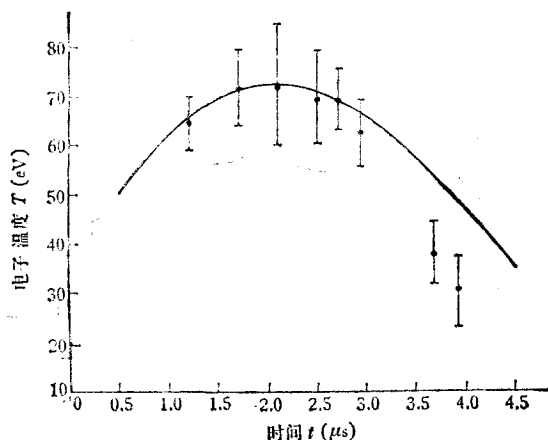


图 6 放电电压为 30kV, 电容为 $36\mu\text{F}$, 能量为 16.2kJ, 放电周期为 $11.2\mu\text{s}$, $\alpha = 3$, $\beta = 1.0$

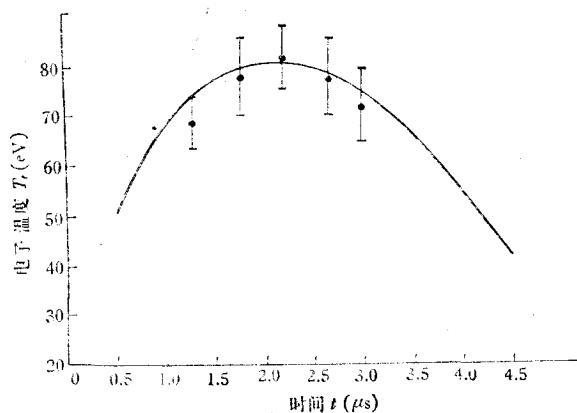


图 7 放电电压为 38kV, 能量为 26kJ, 其余参数同图 6

应该指出, 等离子体的辐射能量损失引起的温度下降是无关紧要的。对于氧杂质辐射或者连续辐射, 其能量损失为 $10^{12}\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ 的数量级^[4], 比热导引起的能量损失小

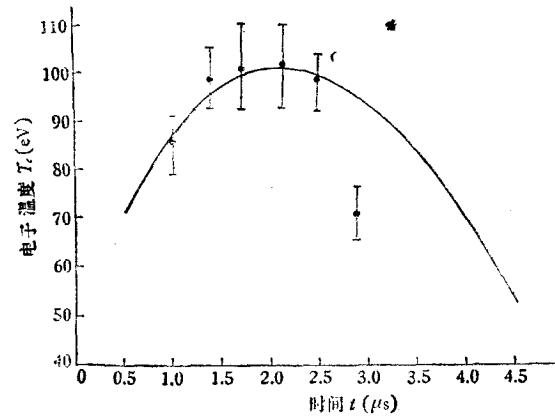


图 8 放电电压为 44.5kV, 能量为 35.6kJ, $\alpha = 2$, $\beta = 1.0$, 其余参数同图 6

表 1

No.	C (μF)	V (kV)	E (kJ)	B_0 (kG)	ω (sec^{-1})	$\frac{\omega B_0^2}{8\pi}$ ($\text{erg} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$)	T_p (eV)	t_p (μs)	αa_0^* ($\text{erg} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-7/2}$)	α
1	18	37.0	12.3	20.4	6.1×10^5	1.01×10^{13}	64	2.05	4.1×10^{-6}	2.2
2	36	30.0	16.2	28.2	5.6×10^5	1.77×10^{13}	72	2.07	5.1×10^{-6}	2.8
3	36	38.0	26.0	36.5	5.6×10^5	2.97×10^{13}	82	2.02	5.6×10^{-6}	2.9
4	36	44.5	35.6	42.8	5.6×10^5	4.08×10^{13}	101	1.93	4.1×10^{-6}	2.2

* $a_0 = 1.85 \times 10^{-6} \text{ erg} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-7/2}$

一至两个数量级,故可不必考虑.

5. 输入能量与电子温度的定标关系

图 9 给出了在一定初始气压下, 电子温度的峰值 T_p 与输入放电能量速率 $\frac{\omega B_0^2}{8\pi}$

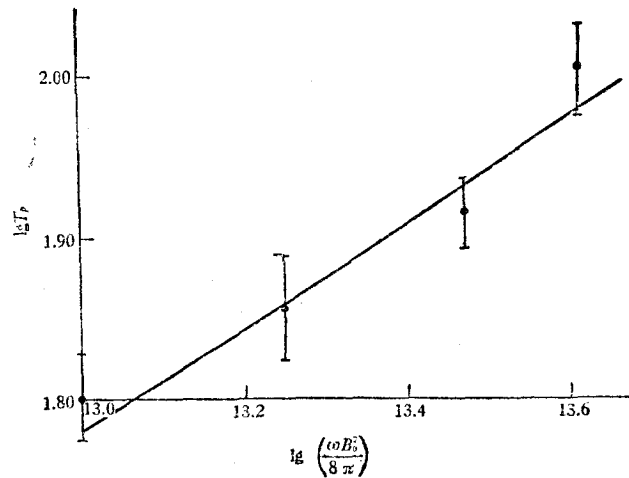


图 9

之间的关系,它基本上是一条直线,其直线的斜率为 3.1,这与理论预计的 $7/2$ 次幂的关系基本一致。

6. 关于等离子体崩溃

从图 4 和图 6—8 可以看出,约在 $3\mu\text{s}$ 之后,等离子体的电子温度迅速下降,比用热理论计算的温度数值小得多。一种可能的解释是:在激波加热之后的准静态绝热压缩过程中,由于 θ -线圈终端的粒子损失所形成的稀疏波传到等离子体中心平面,使等离子体迅速崩溃,电子温度迅速下降,因此,等离子体的崩溃时间为 $t \sim t_0 + t_1$,其中 t_0 是准静态绝热压缩的起始时刻,也即激波加热过程的终结时刻。根据一般理论,它约为 $0.5-1\mu\text{s}$ 。在我们的情况下,计算反弹激波与磁活塞碰撞时刻约为 $0.5\mu\text{s}$, t_1 是稀疏波传到等离子体中心平面的时间。根据 Wesson 的计算,在高 β 情况下,稀疏波的传播速度为 $v = c_s \sqrt{1 - \beta}$,其中 c_s 是等离子体中的声速。约在 t_0 时刻,取电子温度为 50eV ,得到 $c_s = 10\text{cm}/\mu\text{s}$ 。这时 β 取 0.5,那么 $V = 7\text{cm}/\mu\text{s}$,而 $t_1 = L/V$, $L = 10\text{cm}$,因此 $t_1 \sim 1.4\mu\text{s}$,即 $t \sim 2\mu\text{s}$,它与我们实验得到的在 $2.5-3\mu\text{s}$ 等离子体崩溃结果基本一致。根据以前用激光干涉法测量等离子体电子密度的实验^[7],在 $2.5-3\mu\text{s}$ 等离子体密度急速下降以致等离子体很快消失的结果,同样说明了终端损失效果的出现,从而使电子温度急速下降。

我们的实验得到如下结论:

1. 在一个短的直线 θ -收缩等离子体中,当满足 Bickerton 条件时,能量损失的主要机构是电子的热传导损失。
2. 用一维单流体模型计算得到的电子热传导系数与 Spitzer 经典热导系数是不一致的,比它大两至三倍。
3. 当稀疏波从终端传到等离子体中心时,等离子体迅速瓦解,电子温度急速下降,热导理论不再适用。

本工作在理论方面得到陈雁萍同志的帮助,在数值计算方面得到张淳渊同志的帮助,在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] J. P. Freidberg, In High beta workshop, 1975/7/28—8/1, Los Alamos, AEC-ERDA-76/108, p. 351.
- [2] J. A. Wesson, In Plasma Physics and Controlled Fusion Research (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1966), Vol. I, p. 223.
- [3] R. J. Bickerton, Culham Laboratory Memorandum, CLM-M 35 (1964).
- [4] T. S. Green, et al., *The Physics of Fluids*, 10 (1967), 1663.
- [5] L. Spitzer, Jr., In *The Physics of Fully Ionized Gases* (Interscience Publishers, Inc. New York, 1956), 2nd ed.
- [6] 中国科学院物理研究所 θ -收缩实验小组, *物理*, 3 (1974), 7.
- [7] 中国科学院物理研究所激光干涉研究小组, *物理学报*, 23 (1974), 1.
- [8] D. E. Evance, *Reports on Progress in Physics*, 32 Part (1) (1969), 207.

THE MEASUREMENT OF ELECTRON TEMPERATURE OF PLASMA BY LASER SCATTERING AND THE ENERGY LOSS OF θ -PINCH PLASMA

YAO XIN-ZI ZU QIN-XIN XU YAO GAO PENG
HU FENG-JIE LI BAO-HUAN

(Institute of Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

In this paper, the measurement of electron temperature of the θ -pinch plasma by means of Thomson scattering of ruby laser is described. The experimental data of electron temperature in θ -coil midplane are analysed using the one-fluid model. The experimental results show that the electron temperature is much less than the theoretical value in the case of adiabatic compression, and the experimental data are in good agreement with the theory when the loss of the electron thermal conduction is considered. The conduction coefficient calculated according to the one-fluid model is larger than the Spitzer's classical value by a factor of 2—3. After about 3 μ s, the electron temperature dropped sharply, the thermal conduction theory holds no longer. A possible explanation is that the end loss becomes dominant, and thus the plasma collapses rapidly.