

激光核聚变的一维三温度计算

徐至展 张文琦

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

潘仲雄 王翼飞

(上海科学技术大学)

1982年1月23日收到

提 要

本文给出激光核聚变计算的一维球对称三温度模型。内容包括基本物理方程、计算方法以及作为编码考核的计算示例。

一、引 言

在文献[1—3]中,我们已给出了激光核聚变研究的一维双温度的计算模型及其用于激光压缩聚变靶的物理研究结果。本文则将给出激光核聚变的一维三温度编码,内容包括基本物理模型、计算方法以及作为编码考核的计算示例。

在本文所给出的一维三温度模型中,除体系中的电子和离子以外,还考虑了光子系统,并假设光子系统处于辐射温度为 $T_r(R, t)$ 的局部普朗克平衡状态。辐射温度的引进将可以处理辐射光子的发射和吸收问题,对于高增益高 ρR 的大靶,辐射光子的再吸收将是重要的。

在计算方法上,不同于我们在文献[1]中所采用的预估校正的跳点显式解法。我们是以通常的六点格式(Crank-Nicholson 格式)来处理能量方程的。文章最后附有的计算示例表明,本文给出的模型是有效的。

二、基本物理方程

采用拉格朗日形式,并将所有物理量视作质量坐标 $m \left(= \int_0^R \rho R^2 dR = \int_0^r \rho r^2 dr \right)$ 和时间 t 的函数。于是,在强激光辐照下,制约球形靶等离子体的一维流体动力学和热力学行为的基本物理方程如下:

$$\rho R^2 \frac{\partial R}{\partial m} = 1, \quad (1)$$

$$\frac{du}{dt} = -R^2 \frac{\partial}{\partial m} \left[p - \frac{4}{3} \mu \rho \frac{\partial}{\partial m} (R^2 u) \right] - 4Ru \frac{\partial \mu}{\partial m}, \quad (2)$$

$$\frac{dR}{dt} = u, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} C_{ve} \frac{dT_e}{dt} + B_{Te} \frac{d\rho}{dt} = & -p_e \frac{\partial(R^2 u)}{\partial m} - \frac{d\varepsilon_e}{dt} + \frac{\partial}{\partial m} \left(R^4 \rho \chi_e \frac{\partial T_e}{\partial m} \right) \\ & + C_{ve} \frac{T_i - T_e}{t_{eq}} + \frac{4}{3} \mu_e \rho \left[\frac{\partial(R^2 u)}{\partial m} \right]^2 - 4 \mu_e \frac{\partial(R u^2)}{\partial m} \\ & + S_{ei} + S_{eL} + S_{er}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} C_{vi} \frac{dT_i}{dt} = & -(p_i + q) \frac{\partial(R^2 u)}{\partial m} + \frac{\partial}{\partial m} \left(R^4 \rho \chi_i \frac{\partial T_i}{\partial m} \right) + C_{vi} \frac{T_e - T_i}{t_{eq}} \\ & + \frac{4}{3} \mu_i \rho \left[\frac{\partial(R^2 u)}{\partial m} \right]^2 - 4 \mu_i \frac{\partial(R u^2)}{\partial m} + S_{ii}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$C_{vr} \frac{dT_r}{dt} + B_{Tr} \frac{d\rho}{dt} = -p_r \frac{\partial(R^2 u)}{\partial m} + \frac{\partial}{\partial m} \left(R^4 \rho \chi_r \frac{\partial T_r}{\partial m} \right) + S_{rr}. \quad (6)$$

上述方程中, $p = p_e + p_i + p_r + q$; p_r, ε_r 分别为光子体系的压力与比内能; $S_{er} = -S_{re}$ 为电子-光子体系耦合引起的能量交换项; 而 $S_{rr} = \frac{\partial}{\partial m} \left(R^4 \rho \chi_r \frac{\partial T_r}{\partial m} \right)$ 则为光子体系的热传导项, 这里 χ_r 是光子热导率. 至于上面各方程中, 属于电子、离子体系的诸物理量符号的意义以及状态方程、电离状态方程、有关输运系数与各能源项等等的方程或表式都已在文献[1]的一维双温度模型中详尽给出, 不在此赘述. 至于与引入光子体系有关的物理量, 则采用类似文献[4]的表式, 现简述如下:

假设光子系统达到普朗克平衡状态, 于是其比内能和压力为

$$\varepsilon_r = \varepsilon_r(T_r, \rho) = \frac{4\sigma}{c\rho} T_r^4, \quad (7)$$

$$p_r = \frac{1}{3} \varepsilon_r \rho = \frac{4\sigma}{3c} T_r^4. \quad (8)$$

$$\frac{d\varepsilon_r}{dt} = \left(\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial T_r} \right)_\rho \frac{dT_r}{dt} + \left(\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial \rho} \right)_{T_r} \frac{d\rho}{dt},$$

$$C_{vr} = \left(\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial T_r} \right)_\rho = \frac{16\sigma}{c\rho} T_r^3,$$

$$B_{Tr} = \left(\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial \rho} \right)_{T_r} = -\frac{4\sigma}{c\rho^2} T_r^4.$$

光子系统的热导项为

$$S_{rr} = -\frac{1}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{Q}_e - \frac{\partial}{\partial m} \left(\chi_r \rho R^4 \frac{\partial T_r}{\partial m} \right),$$

其中热导率 $\chi_r = \frac{16}{3} \sigma \lambda_R T_r^3$; 如取逆韧致过程占优势的近似表式, 则有

$$\lambda_R \approx \frac{1.3 T_e^{7/2} (\bar{A}_i/2.5)^2}{\rho^2 \bar{Z}_i^2 \bar{Z}_e}.$$

这里, T_e 以千电子伏为单位.

S_{er}, S_{re} 是辐射光子场和电子系统的耦合, 表征韧致辐射的发射、再吸收以及康普顿散

射等过程. 有如下表式:

$$S_{er} = -S_{re} = A_{er}(T_r - T_e) = S_{er}^b + S_{er}^e,$$

$$A_{er} = A_{er}^b + A_{er}^e.$$

所以

$$S_{er}^b = A_{er}^b(T_r - T_e),$$

$$S_{er}^e = A_{er}^e(T_r - T_e).$$

1. $S_{er}^b = A_{er}^b(T_r - T_e)$ 项

$$A_{er}^b = \frac{\varepsilon_H}{\rho T_e} G(\gamma), \quad \gamma = T_r/T_e.$$

这里, ε_H 为单位体积韧致辐射速率, 按 Spitzer^[5] 取:

$$\varepsilon_H = 1.58 \times 10^{-27} \bar{Z}_i^2 n_e n_i T_e^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\text{尔格}}{\text{厘米}^3 \cdot \text{秒}} \right) (T_e: \text{K}).$$

上面的 $G(\gamma)$ 因子将表明辐射自吸收程度. 表式见文献 [4], 在用计算机具体计算时, 我们采用近似的拟合值. 当 $\gamma \rightarrow 0$ 时, $G(\gamma) \rightarrow 1$, 所以

$$S_{er}^b = -A_{er}^b T_e \left(1 - \frac{T_r}{T_e} \right) \approx -A_{er}^b T_e = -\frac{\varepsilon_H}{\rho},$$

即相当于纯韧致辐射引起电子内能的损耗; 而当 $\gamma = T_r/T_e \rightarrow \infty$, $G(\gamma) \rightarrow \frac{\pi^2}{4}$ 有

$$S_{er}^b = A_{er}^b T_r \left(1 - \frac{T_e}{T_r} \right) \approx A_{er}^b T_r = \frac{\varepsilon_H}{\rho T_e} T_r G(\gamma) = \frac{\pi^2}{4\rho} \frac{\varepsilon_H T_r}{T_e},$$

对应于纯逆韧致过程, 韧致辐射光子全部为体系自吸收. 这时, $S_{er}^b > 0$, 贡献于电子内能.

2. $S_{er}^e = A_{er}^e(T_r - T_e)$ 项

该项描写康普顿散射所引起的辐射光子场和电子系统的耦合. 如电子取非简并的情况, 可取

$$A_{er}^e = \frac{64\pi e^2 \sigma N_A \bar{Z}_i k^2}{(m_e c^2)^2 \bar{m}_i} \left(\frac{\bar{Z}_i}{A_i} \right) T_r^4,$$

上式中, $N_A = 6.023 \times 10^{23}$.

对于基本方程组 (1)–(8) 的定解条件, 除文献 [1] 中已给出的以外, 在靶球边界上, 光子的压力和热流还需满足如下条件:

$$p_r = 0,$$

$$Q_r = \sigma T_r^4.$$

三、基本方程的差分离散

我们采用如下的格式离散 (1)–(8) 式:

$$(R_i^n)_t = u_i^{n-1}, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} (u_i^n)_t = & -(R_i^n)^2 (\rho^{n-1} + q^{n-1})_{\hat{m}_i} + \frac{4}{3} (R_i^n)^2 \{ \mu^{n-1} \rho^{n-1} [(R^n)^2 u^{n-1}]_{\hat{m}_i} \}_{\hat{m}_i} \\ & - 4 R_i^n u_i^{n-1} (\mu^{n-1})_{\hat{m}_i}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\rho_i^n = 3(\Delta m)_i / [(R^3)_{i+1}^n - (R^3)_i^n], \quad (11)$$

$$\begin{aligned} (C_{ve} + \bar{C}_{ve})_i^{n-\frac{1}{2}} [(T_e)_i^n] + (B_{Te})_i^{n-1} (\rho_i^n)_i = - (p_e)_i^{n-1} \left[(R^n)^2 \left(\frac{u^n + u^{n-1}}{2} \right) \right]_{\hat{m}_i} \\ + \frac{4}{3} \left[(R^n)^2 \left(\frac{u^n + u^{n-1}}{2} \right) \right]_{\hat{m}_i} [(R^n)^2 u^{n-1}]_{\hat{m}_i} (\mu_e)_i^{n-1} \rho_i^{n-1} - 4(\mu_e)_i^{n-1} \\ \cdot \left[R^n u^{n-1} \left(\frac{u^n + u^{n-1}}{2} \right) \right]_{\hat{m}_i} + \frac{1}{2} [W^n + W^{n-1}]_{\hat{m}_i} + \left(\frac{C_{ui}}{t_{eq}} \right)_i^{n-\frac{1}{2}} [(T_i)_i^n - (T_e)_i^n] \\ + (A_{cr})_i^{n-\frac{1}{2}} [(T_r)_i^n - (T_e)_i^n] + (S_{ei})_i^{n-\frac{1}{2}} + (S_{eL})_i^{n-\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (12)$$

对方程(5),(6)可以类似地离散,其中利用

$$\frac{d\delta_i}{dt} = \bar{C}_{ve} \frac{dT_e}{dt};$$

以及

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} (W_i^n + W_i^{n-1}) = \left(\frac{R_i^n + R_i^{n-1}}{2} \right) (\chi_e)_i^{n-\frac{1}{2}} \left[\frac{(T_e)_i^n - (T_e)_{i-1}^n}{R_{i+1}^n - R_{i-1}^n} \right. \\ \left. + \frac{(T_e)_{i-1}^{n-1} - (T_e)_{i-2}^{n-1}}{R_{i+1}^{n-1} - R_{i-1}^{n-1}} \right]. \end{aligned}$$

对于方程(6)离散后,在边界上与(4),(5)式的处理略有不同.

四、关于差分方程的求解

我们所采用的格式,能量方程以矩阵追赶法求解. 记

$$\begin{aligned} d_1 &= \frac{(R_i^n + R_i^{n-1})^2}{4\Delta m_i (R_{i+1}^n - R_{i-1}^n)} \Delta t^{n-\frac{1}{2}}, \\ d_2 &= \frac{(R_{i+1}^n + R_{i+1}^{n-1})^2}{4\Delta m_i (R_{i+2}^n - R_i^n)} \Delta t^{n-\frac{1}{2}}, \\ d_3 &= \frac{(R_i^n + R_i^{n-1})^2}{4\Delta m_i (R_{i+1}^{n-1} - R_{i-1}^{n-1})} \Delta t^{n-\frac{1}{2}}, \\ d_4 &= \frac{(R_{i+1}^n + R_{i+1}^{n-1})^2}{4\Delta m_i (R_{i+2}^{n-1} - R_i^{n-1})} \Delta t^{n-\frac{1}{2}}, \\ d_5 &= \frac{1.44 \times 10^9}{[(\bar{A}_i)_i^n + (\bar{A}_i)_i^{n-1}] (t_{eq})_i^{n-\frac{1}{2}}} \cdot \Delta t^{n-\frac{1}{2}}, \\ d_6 &= \frac{1}{2} [A_{cr}^b + A_{cr}^c]_i^{n-\frac{1}{2}} \Delta t^{n-\frac{1}{2}}, \\ d_7 &= \left\{ \frac{4}{3} \left[(R^n)^2 \left(\frac{u^n + u^{n-1}}{2} \right) \right]_{\hat{m}_i} \cdot \rho_i^{n-1} \cdot [(R^n)^2 u^{n-1}]_{\hat{m}_i} \right. \\ &\quad \left. - 4 \left[R^n u^{n-1} \left(\frac{u^n + u^{n-1}}{2} \right) \right]_{\hat{m}_i} \right\} \Delta t^{n-\frac{1}{2}}; \end{aligned}$$

并记

$$\begin{aligned} a_1 &= -d_1 (\chi_e)_i^{n-\frac{1}{2}}, \\ b_{11} &= (C_{ve} + \bar{C}_{ve})_i^{n-\frac{1}{2}} + d_2 (\chi_e)_{i+1}^{n-\frac{1}{2}} + d_1 (\chi_e)_i^{n-\frac{1}{2}} + d_5 + d_6, \\ b_{12} &= -d_5, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
b_{13} &= -d_6, \\
c_1 &= -d_2(\chi_e)_{j+1}^{n-\frac{1}{2}}, \\
f_1 &= d_7(\mu_e)_i^{n-1} + (S_{eL})_i^{n-\frac{1}{2}}\Delta t^{n-\frac{1}{2}} + (S_{eI})_i^{n-\frac{1}{2}}\Delta t^{n-\frac{1}{2}} - (B_{Te})_i^{n-\frac{1}{2}} \\
&\quad \cdot (\rho_i^n - \rho_i^{n-1}) - (p_e)_i^{n-1} \left[(R^n)^2 \left(\frac{u^n + u^{n-1}}{2} \right) \right]_{\hat{n}_1} + (T_e)_{i-1}^{n-1} d_3(\chi_e)_i^{n-\frac{1}{2}} \\
&\quad + (T_e)_i^{n-1} [(C_{ve} + \bar{C}_{ve})_i^{n-\frac{1}{2}} - d_4(\chi_e)_{i+1}^{n-\frac{1}{2}} - d_3(\chi_e)_i^{n-\frac{1}{2}} - d_5 - d_6] \\
&\quad + d_5(T_i)_i^{n-1} + d_6(T_r)_i^{n-1} + d_4(T_e)_{i+1}^{n-1}(\chi_e)_{i+1}^{n-\frac{1}{2}}.
\end{aligned}$$

而 $a_2, b_{21}, b_{22}, c_2, f_2$ 的表示式与 $a_1, b_{12}, b_{11}, c_1, f_1$ 类似. 另外记

$$\begin{aligned}
a_3 &= -(\chi_r)_j^{n-\frac{1}{2}} d_1(1 - n_0 \delta_{l,0}) - n_0 \delta_{l,0} \frac{(R_0^n + R_0^{n-1})^2}{8\Delta m_0(R_1^n - R_0^n)} \Delta t^{n-\frac{1}{2}}, \\
b_{33} &= (C_{rr})_i^{n-\frac{1}{2}} + d_6 + d_2(1 - \delta_{L-1,l})(\chi_r)_{j+1}^{n-\frac{1}{2}} + \delta_{L-1,l} \frac{(R_j^n + R_j^{n-1})(\chi_r)_j^{n-\frac{1}{2}} \Delta t^{n-\frac{1}{2}}}{8\Delta m_{L-1}(R_j^n - R_{j-1}^n)} \\
&\quad + (1 - n_0 \delta_{l,0}) d_1(\chi_r)_i^{n-\frac{1}{2}} + n_0 \delta_{l,0} \frac{(R_0^n + R_0^{n-1})^2 (\chi_r)_0^{n-\frac{1}{2}} \Delta t^{n-\frac{1}{2}}}{8\Delta m_0(R_1^n - R_0^n)}, \\
b_{31} &= -d_6, \\
c_3 &= -(1 - \delta_{L-1,l}) d_2(\chi_r)_{j+1}^{n-\frac{1}{2}} - \delta_{L-1,l} \frac{(R_j^n + R_j^{n-1})^2 (\chi_r)_j^{n-\frac{1}{2}} \cdot \Delta t^{n-\frac{1}{2}}}{8\Delta m_{L-1}(R_j^n - R_{j-1}^n)}, \\
f_3 &= -(B_{Tr})_i^{n-\frac{1}{2}} (\rho_i^n - \rho_i^{n-1}) - (p_r)_i^{n-1} \left[(R^n)^2 \left(\frac{u^n + u^{n-1}}{2} \right) \right]_{\hat{n}_1} + (1 - n_0 \delta_{l,0}) \\
&\quad \cdot (T_r)_{i-1}^{n-1} d_3(\chi_r)_i^{n-\frac{1}{2}} + n_0 \delta_{l,0} \frac{(R_0^n + R_0^{n-1})^2 (\chi_r)_0^{n-\frac{1}{2}} \Delta t^{n-\frac{1}{2}}}{8\Delta m_0(R_1^{n-1} - R_0^{n-1})} + d_6(T_e)_i^{n-1} \\
&\quad + (T_r)_i^{n-1} [(C_{vr})_i^{n-\frac{1}{2}} - d_6 - (1 - \delta_{L-1,l}) d_4(\chi_r)_{j+1}^{n-\frac{1}{2}} - \delta_{L-1,l} \\
&\quad \cdot \frac{(R_j^n + R_j^{n-1})^2 (\chi_r)_j^{n-\frac{1}{2}} \Delta t^{n-\frac{1}{2}}}{8\Delta m_{L-1}(R_j^{n-1} - R_{j-1}^{n-1})} - (1 - n_0 \delta_{l,0}) d_3(\chi_r)_i^{n-\frac{1}{2}} \\
&\quad - n_0 \delta_{l,0} \frac{(R_0^n + R_0^{n-1})^2 (\chi_r)_0^{n-\frac{1}{2}} \Delta t^{n-\frac{1}{2}}}{8\Delta m_0(R_1^{n-1} - R_0^{n-1})}] + (T_r)_{i+1}^{n-1} [(1 - \delta_{L-1,l}) d_4(\chi_r)_{j+1}^{n-\frac{1}{2}} \\
&\quad + \delta_{L-1,l} \frac{(R_j^n + R_j^{n-1})^2 (\chi_r)_j^{n-\frac{1}{2}} \Delta t^{n-\frac{1}{2}}}{8\Delta m_{L-1}(R_j^{n-1} - R_{j-1}^{n-1})}],
\end{aligned}$$

其中

$$n_0 = \begin{cases} 1 & \text{对空心靶} \\ 0 & \text{其他;} \end{cases} \quad \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j. \end{cases}$$

最后得到

$$\begin{bmatrix} a_1 & 0 & 0 \\ 0 & a_2 & 0 \\ 0 & 0 & a_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_e \\ T_i \\ T_r \end{bmatrix}_i^n + \begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{13} \\ b_{21} & b_{22} & 0 \\ b_{31} & 0 & b_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_e \\ T_i \\ T_r \end{bmatrix}_i^{n-1} + \begin{bmatrix} c_1 & 0 & 0 \\ 0 & c_2 & 0 \\ 0 & 0 & c_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_e \\ T_i \\ T_r \end{bmatrix}_{i+1}^n = \begin{bmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \end{bmatrix}.$$

再利用边界条件,即可用追赶法求解.

在我们计算中 Δt 的限制满足:

当 $\mu = 0$ 时,使

$$\frac{R^2 \rho c_0^2 \Delta t}{\Delta m} < 1. \text{ 这里, } c_0^2 = \frac{p}{\rho}.$$

当 $\mu \approx 0$ 时,使

$$\frac{4}{3} R^4 \mu \rho \frac{\Delta t}{(\Delta m)^2} \leq \frac{1}{2}.$$

五、示例计算与可靠性

为了验证本文计算模型的正确性,首先对编码进行考核. 考虑到电子热传导是激光等离子体中的主要能量流动机构,所以选择电子热传导问题作为考核示例. 典型方程为

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(T^{5/2} a \frac{\partial T}{\partial x} \right), \text{ 其中 } a \text{ 为一常数.}$$

表 1 中列出了上述方程的计算机差分解与解析解.

表 1

$\begin{matrix} t \\ \text{解} \\ x \end{matrix}$	2.69		4.59		8.23	
	差分解	真 解	差分解	真 解	差分解	真 解
-10	0.4196×10^1	0.4196×10^1	0.4497×10^1	0.4497×10^1	0.5003×10^1	0.5003×10^1
-7.5	0.3712×10^1	0.3822×10^1	0.4042×10^1	0.4164×10^1	0.4621×10^1	0.4723×10^1
-5	0.3300×10^1	0.3384×10^1	0.3682×10^1	0.3786×10^1	0.4327×10^1	0.4416×10^1
-2.5	0.2775×10^1	0.2839×10^1	0.3253×10^1	0.3340×10^1	0.3993×10^1	0.4074×10^1
0	0.2002×10^1	0.2060×10^1	0.2701×10^1	0.2781×10^1	0.3604×10^1	0.3682×10^1
2.5	0.1900×10^{-5}	0.1000×10^0	0.1870×10^1	0.1964×10^1	0.3133×10^1	0.3213×10^1
5	0.0000×10^0	0.0000×10^0	0.6794×10^{-13}	0.1000×10^0	0.2514×10^1	0.2611×10^1
7.5	0.0000×10^0	0.0000×10^0	0.0000×10^0	0.0000×10^0	0.1458×10^1	0.1655×10^1
10	0.0000×10^0	0.0000×10^0	0.0000×10^0	0.0000×10^0	0.0000×10^0	0.0000×10^0

最后,我们利用一维三温度模型对激光核聚变全过程进行模拟计算,其典型的示例计算结果列于表 2 中. 在示例 1 中,选择曾在文献 [1] 中取过的靶球和激光的输入参数,亦即靶为内充 10 个大气压氖氟气体的玻璃壳靶,玻壳内外半径分别为 26.8 微米与 27.5 微米;而辐照靶的激光脉冲,则为方波,脉宽 45 微微秒,功率为 0.4 兆瓦. 在计算中,选用能量全吸收模型,取实验测量值 3.4 焦耳;而电子热传导的限制因子 β_e 取 0.03. 我们的研究已表明,电子热导限流因子的取值应比经典值小一个量级以上,一般 β_e 取 0.03—0.05 为宜^[2]. 在示例 2 中,选取较大的靶,玻壳内外半径分别为 49.2 微米和 50 微米,玻壳内充 10 个大气压氖氟气体;激光脉冲取高斯波形,波形的始、终端截止于它的峰值功率的 10% 处,激光功率表示式为

$$P_L(t) = \begin{cases} 1.77 \times \frac{E_L}{t_1} \exp\left(-2.3 \times \frac{(2t - t_1)^2}{t_1^2}\right) & t_1 \geq t \geq 0; \\ 0 & t > t_1. \end{cases}$$

这里,激光功率为 2 兆瓦, t_1 为 80 微微秒,激光脉宽 (FWHM) ~ 44 微微秒;计算中,

净吸收激光能量为 16 焦耳, 而电子热导限流因子 β_e 取 0.05. 表 2 中还分别列出两个示例的实验结果以与计算相比较^[6,7]. 由于中子产额 $N_{n(14.07)}$ 与燃料离子温度 T_{fi} 有较确切的实验测量值, 所以取这两项作为对照比较的物理量. 从表 2 中看出, 我们的计算结果与实验测量值是相符合的.

表 2

物理量 示例	激光功率 (瓦)	激光波形	激光脉宽 (FWHM) (微微秒)	靶外直径 (微米)	靶壳壁厚 (微米)	限流因子 (β_e)	中子产额 ($N_{n(14.07)}$)	离子温度 (千电子伏)
1 (计算)	4×10^{11}	方波	45	27.5	0.7	0.03	0.5×10^7	3.4
1 (实验)	4×10^{11}	方波	45	27.5	0.7	—	2×10^7	2.5
2 (计算)	2×10^{12}	高斯波	44	50	0.8	0.05	1.2×10^8	2.2
2 (实验)	2×10^{12}	高斯波	40	50	0.8	—	$10^8 - 10^9$	3—4.5

参加本文部分工作和讨论的还有沈文达、张卫生、郭本瑜等同志。

参 考 文 献

- [1] 徐至展、潘仲雄、沈文达、张卫生, 上海科学技术大学学报, 1(1978), 14.
- [2] 徐至展、沈文达、张文琦、潘仲雄, 科学通报, 2(1979), 163.
- [3] 潘仲雄、张卫生、王翼飞、徐至展, 上海市数学学会论文选编, 上海科学技术文献出版社, 53 页 (1980).
- [4] G. S. Fraley *et al.*, *Phys. Fluids*, 17(1974), 474.
- [5] L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*, 2nd ed., (Interscience, New York 1961).
- [6] P. M. Campbell *et al.*, *レーザー研究*, 4(1977), 4: 134.
- [7] H. G. Ahlstrom, *レーザー研究*, 4(1977), 4: 1.

ONE-DIMENSIONAL THREE-TEMPERATURE CALCULATIONS
FOR LASER FUSION

XU ZHI-ZHAN ZHANG WEN-QI

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

PAN ZHONG-SIONG WANG YI-FEI

(Shanghai University of Science and Technology)

ABSTRACT

In this paper, a one-dimensional 3-temperature calculation model of laser fusion is given, including the physical equations and the calculation method, with several typical examples presented to demonstrate the correctness of our model.