

等离子体冕区电子密度陡变和凹陷的研究

章辉煌 林尊琪 王笑琴 余文炎

(中国科学院上海光机所, 201800)

提要: 从等离子体二维流体方程出发, 假定在柱对称电子密度分布的等离子体中, 在激光辐射场的区域内, 径向电子热压与径向有质动力在稳态情况下平衡, 推导出了由有质动力引起的临界密度面附近轴向电子密度轮廓陡变和有场区径向电子密度凹陷结构的解析结果, 此结果与 266.0 nm 紫外激光探针所测到的实验结果相符合。

关键词: 有质动力, 密度轮廓陡变, 密度凹陷

Research of electron density steepening and dip structure in the corona of laser-plasmas

Zhang Huihuang, Lin Zunqi, Wang Xiaoqin, Yu Wenyan

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

Abstract: From two dimensional steady state plasma fluid equations, assuming a balance of radial electron thermal pressure and radial pondermotive force in the cylindrical symmetric distribution of electron density in laser irradiated region, the analytical results have been deduced of radial electron density dip structure in the laser field region and the axial electron density profile steepening near the critical density due to the pondermotive force. The analytical results are consistent with the experimental results measured by a 266nm UV optical probe.

Key words: pondermotive force, density profile steepening, density dip

一、引言

由于激光等离子体冕区电子密度分布与激光能量的吸收和散射等相互作用物理过程密切相关, 多年来对冕区电子密度轮廓分布的研究一直为人们所关注。1977年 Lee 等^[1]从一维稳态流体模型出发, 从理论上预言临界密度附近电子密度在有质动力的调制下发生陡变, 以及存在上下密度台阶。接着 Mulser^[2]等从球几何流体模型出发, 得到相似的结果。然而, 他们的模型都局限于一维的情况, 难以对冕区电子密度空间分布给予全面的解释。1978年 Attwood^[3]和 Raven^[4]在实验上相继发现在较高激光辐照强度 ($\geq 3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$) 下小平面靶上等离子体电子密度在垂直激光入射方向(即径向)上存在密度凹陷结构, 其凹陷尺寸与激光焦斑直径

相当。我们实验也发现类似现象。迄今为止,人们还没给出关于径向密度凹陷的解析描述,没注意到凹陷深度随入射光强变化的关系。本文从等离子体二维流体方程出发,假定在柱对称电子密度分布(以激光入射轴 z 为对称轴)的等离子体中,在激光辐射场区域内,径向电子热压和径向有质动力在稳态情况下平衡,求出了由有质动力引起的轴向(z 轴)电子密度轮廓陡变和径向电子密度凹陷的解析结果,并将此解析结果与我们用 266.0 nm 紫外激光探针观测到的空间电子密度分布实验比较,结果基本一致。

二、基本方程

假设一束线偏振光强呈高斯分布的激光沿 z 方向垂直地入射到以 z 轴柱对称分布的非均匀无碰撞等温的等离子体中(图 1),在激光辐射场区域(简称有场区)的径向电子热压与径向有质动力在稳态情况下平衡,这时径向(r 轴方向)等离子体流速 $v_r=0$ 。稳态时电子密度空间分布和电场结构由等离子体连续方程、动量方程和麦克斯韦方程决定^[5]。在柱坐标下,以上方程可写为:

$$\frac{\partial}{\partial z} (n_e v_z) = 0 \quad (1)$$

$$v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -c_s^2 \frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial z} - \left(\frac{Ze^2}{4Mm\omega_0^2} \right) \frac{\partial |E|^2}{\partial z} \quad (2)$$

$$0 = -c_s^2 \frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial r} - \left(\frac{Ze^2}{4Mm\omega_0^2} \right) \frac{\partial |E|^2}{\partial r} \quad (3)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + K_0 \left(1 - \frac{n_e}{n_c} \right) E = 0 \quad (4)$$

这里 $E = E(r, z)$ 为激光电场, $n_e = n_e(r, z)$ 为电子密度, v_z 为轴向等离子体流速, $c_s = \sqrt{ZK_B T_e / M}$ 是离子声速, $e, m, T_e, n_c, M, Z, \omega_0, K_0$ 和 K_B 分别是电子电荷、电子质量、电子温度、临界电子密度、离子质量、离子电荷数、激光频率、真空波数和玻耳兹曼常数。方程(2)、(3)的右边第一、二项分别表示电子热压和有质动力。

假定入射激光波面光强呈高斯分布,且忽略光束在等离子体中的自聚焦效应^[6],则等离子体中的光场可表示为,

$$E = \epsilon(z) e^{-r^2/2a^2} \quad (5)$$

其中 a 是高斯光束半径, $\epsilon(z)$ 是 z 轴上电场。将(5)式代入方程(3)中积分可得电子密度的空间分布随电场变化关系:

$$n_e(r, z) = n(z) \exp \left[-\frac{\alpha}{4} |\epsilon|^2 (e^{-r^2/a^2} - 1) \right] \quad (6)$$

其中, $n(z) = n_e(0, z)$ 为 z 轴上电子密度, $\alpha = \frac{Ze^2}{Mm\omega_0^2 c_s^2}$ 。令 $R = r/a$, $A = \sqrt{\alpha} \epsilon$, $N_e = n_e/n_c$, $N = n(z)/n_c$, 对(6)式作归一化:

$$N_e = N \exp \left[-\frac{1}{4} |A|^2 (e^{-R^2} - 1) \right] \quad (7)$$

把(7)代入(1)、(2)和(4)并作相应的归一化: $\xi = K_0 z$, $V = v_z/c_s$, 便可得到 z 轴上(或 ξ 轴上)等离子体流体的连续方程、动量方程和麦克斯韦方程分别为:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} (NV) = 0 \quad (8)$$

$$V \frac{\partial V}{\partial \xi} = -\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial \xi} - \frac{1}{4} \frac{\partial |A|^2}{\partial \xi} \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} + (\lambda - N)A = 0 \quad (10)$$

方程(10)中, $\lambda = 1 + 2/K_0^2 a^2$, 一般来说, 有 $K_0^2 a^2 \gg 1$, 故 $\lambda \approx 1$ 。这样只要求出由方程组(8)~(10)描述的轴向密度轮廓分布和电场结构, 再根据(7)式即可获得有场区空间的密度分布。

由方程(8)和(9)可得

$$NV = N_1 V_1 = N_2 V_2 = N_s \quad (11)$$

$$\frac{\partial |A|^2}{\partial \xi} = -4 \left(V - \frac{1}{V} \right) \frac{\partial V}{\partial \xi} \quad (12)$$

这里 $V = 1, N = N_s$ 表示声速点的流速和密度, N_1, V_1 和 N_2, V_2 分别表示低密度区和高密度区的密度、流速。方程(12)在声速点 $\left. \frac{\partial |A|^2}{\partial \xi} \right|_s = 0$, 根据文献[1]可进一步导出 $\left. \frac{\partial A}{\partial \xi} \right|_s = 0$ 。将

(11)式代入方程(10)和(12), 并以声速点为边界条件积分, 可得

$$|A|^2 = |A_s|^2 + 2 \left(1 + 2 \ln \frac{N_s}{N} - \frac{N_s^2}{N^2} \right) \quad (13)$$

$$\left| \frac{\partial A}{\partial \xi} \right|^2 = 2\lambda \left(\frac{N_s^2}{N^2} - 2 \ln \frac{N_s}{N} - 1 \right) + 4 \left(2N_s - N - \frac{N_s^2}{N} \right) \quad (14)$$

其中 A_s 是声速点电场。由方程(14)中的电场导数与电子密度(或流速 $V = N_s/N$) 的依赖关系^[1]可导出如下关系式:

$$\frac{d|A|^2}{d\xi} = 2|A| \cdot \left| \frac{\partial A}{\partial \xi} \right| \quad (15)$$

联立(11)~(15)方程, 可求出轴向电子密度随 ξ 的变化关系为:

$$\xi - \xi_s = \int_{N_s}^N \frac{2 \left(\frac{N_s^2}{N^2} - \frac{1}{N} \right) dN}{\left[|A_s|^2 + 2 \left(1 + 2 \ln \frac{N_s}{N} - \frac{N_s^2}{N^2} \right) \right]^{1/2} \left[2\lambda \left(\frac{N_s^2}{N^2} - 2 \ln \frac{N_s}{N} - 1 \right) + 4 \left(2N_s - N - \frac{N_s^2}{N} \right) \right]^{1/2}} \quad (16)$$

式中, ξ_s 表示声速点位置。

在高密度区 $N = N_2$, 电场及其导数趋向于零, $|A|_{N_2} = 0, \left| \frac{\partial A}{\partial \xi} \right|_{N_2} = 0$; 在低密度区电场的行为表现为驻波, 令 $N = N_1$ 是第一个驻点的电子密度, 即 $|A|_{N_1} = 0$, 由此我们可以得到 $N_2 - A_s, N_1 - A_s$ 和 $N_2 - N_s$ 的依赖关系:

$$|A_s|^2 + 2 \left(1 + 2 \ln \frac{N_s}{N_2} - \frac{N_s^2}{N_2^2} \right) = 0 \quad (17)$$

$$|A_s|^2 + 2 \left(1 + 2 \ln \frac{N_s}{N_1} - \frac{N_s^2}{N_1^2} \right) = 0 \quad (18)$$

$$\lambda \left(\frac{N_s^2}{N_2^2} - 2 \ln \frac{N_s}{N_2} - 1 \right) + 2 \left(2N_s - N_2 - \frac{N_s^2}{N_2} \right) = 0 \quad (19)$$

至于声速点电场 A_s , 可通过 WKB 法的一级近似来确定它与入射光场 $A_0 (= eE_0/m\omega V_s)$ 的关系, 即

$$|A_s| = 2|A_0| \sqrt{\frac{\lambda - N_1}{\lambda - N_s}} \quad (20)$$

其中, E_0 为 z 轴上真空激光电场。因此, 给定 A_0 值后, 通过(16)~(19)式便可唯一地确定出 A_s 、 N_s 、 N_2 和 N_1 值, 将它们代入(16)式和(13)式(其中 N_2 和 N_1 作为上、下密度积分限)便可求出轴向电子密度随 ξ 变化的轮廓分布及轴向电场结构; 进而根据(7)式求得有场区的空间电子密度分布。

取 $|A_0| = 0.7$ 和 1.1 , 声速点位置 $\xi_s = 0$, 我们给出了轴向电子密度分布和电场结构随 ξ 的变化(图 2)。在临界密度($N = 1$)附近电子密度轮廓在有质动力作用下产生陡变, 并形成上下密度台阶。上密度台阶的电场趋于零, 下密度台阶的电场表现为驻波场结构, 从而使下密度台阶的密度略有起伏。比较 $|A_0| = 0.7$ 和 1.1 可以看到: 随入射光场 A_0 的增大, 密度轮廓的陡度增大, 上密度台阶升高, 下密度台阶降低, 且密度起伏程度减小。

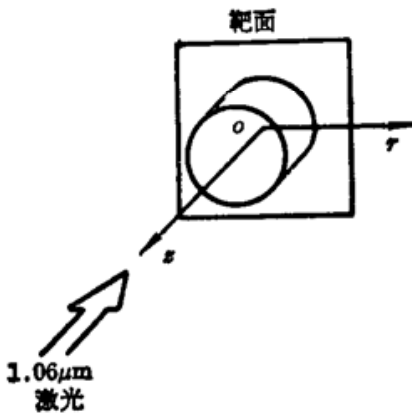


图 1 以 z 轴对称的等离子体分布示意图

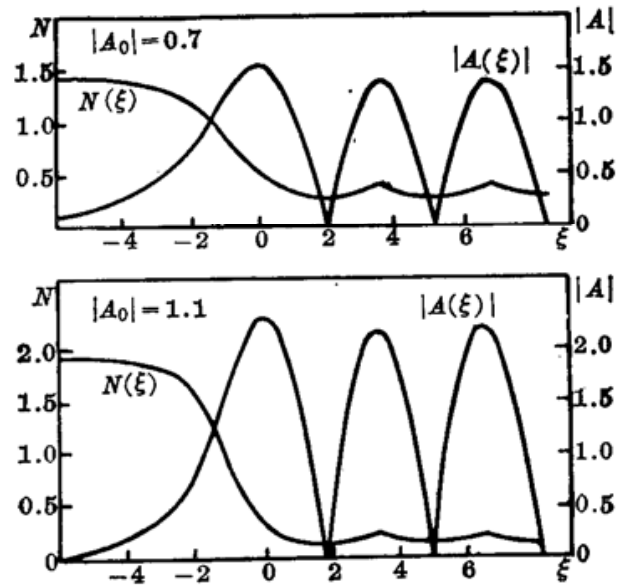


图 2 轴向电子密度轮廓与电场结构

将 $|A_0| = 1.1$ 时的轴向电子密度及电场代入(7)式, 我们得到了有场区电子密度的空间分布(图 3)。在主激光焦斑范围的近轴中心密度区, 出现由有质动力引起的径向电子密度凹陷。凹陷深度随 ξ 增加而逐渐变浅。必须指出, 该模型的解析解无法描述无场区($R \geq 2$)的电子密度分布情况。

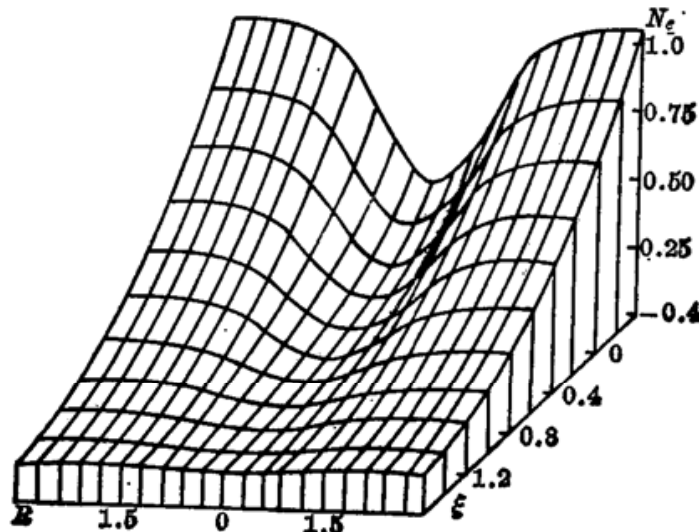


图 3 有场区电子密度空间分布的理论模拟

三、实验结果与理论模拟的比较

实验在 6 路高功率钜玻璃激光装置上完成。采用短波长 266.0 nm 紫外激光探针^[7], 并设计一个适于紫外波长、具有高空间分辨率 ($2\mu\text{m}$) 的显微成像干涉系统来测量等离子体电子密度。266.0 nm 紫外光是用 6 路激光装置上第 5 路的 $1.06\mu\text{m}$ 激光输出为基频光, 经 KDP 和 BBO 晶体串级倍频而获得的。输出紫外光能量 $1\sim 2\text{mJ}$ 、脉宽约 125 ps。在 Normaski 型的干涉仪上, 用显微物镜加色差补偿片的方法, 便可利用现有可见光 He-Ne 连续激光准直紫外干涉系统的光路和调整清晰的靶像。克服了以往人们惯用紫外连续激光准直光路和调整靶像所带来的诸多困难。

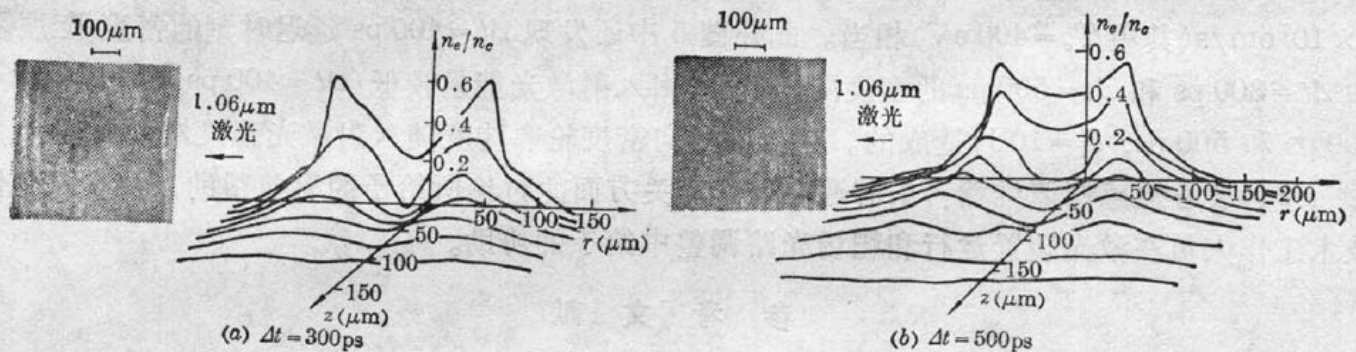


图 4 干涉图和电子密度空间分布的测量

使用 $\phi 500\mu\text{m}$ 铜柱状靶作为实验用靶。主激光能量为 $7\sim 10\text{J}$, 脉宽为 250 ps (FWHM), 靶面峰值功率密度达 $10^{15}\text{W}/\text{cm}^2$ (相应的 $|A_0|=1.1$)。图 4 给出了相对于主激光脉冲峰值位置分别延迟 $\Delta t=300$ 和 500ps , 靶上等离子体干涉图和电子密度的空间分布 (取靶面为 $z=0$)。在对干涉图作 Abel 变换的数值处理时, 用三次样条函数插入来平滑位相差数据, 变换后的电子密度相对 z 轴呈柱对称分布。图 4 表明两延迟时刻的电子密度分布有一个明显的共同特征, 即在近轴的中心密度区存在着类似于“火山口”状的径向密度凹陷; 其凹陷尺寸与主激光焦斑直径 ($\phi 70\mu\text{m}$) 相当。凹陷区域 (或有场区 $r=0\sim 70\mu\text{m}$) 的径向密度实验曲线与解析模拟曲线 (图 3) 基本一致。这说明径向密度凹陷确实是由激光有质动力造成的。然而, 密度凹陷区

域内凹陷深度的理论值大于实验值, 凹陷尺寸的理论值小于实验值。存在这些差异是合理的, 因为理论结果是在激光脉冲期间等离子体流体与激光相互作用达到稳态时求得的; 而实验结果则是在迟后于激光脉冲峰值 300 ps 和 500 ps 观测到的, 这时激光脉冲已经消失, 密度凹陷随时间推迟, 电子向外作自由膨胀运动, 其尺寸增大, 同时也使其深度变浅。

图 5 给出轴向电子密度轮廓随时间发展变化的过程。由于系统空间分辨率、大尺度等离子体对探针光的折射效应以及径向密度凹陷等因素的限制, 轴向可

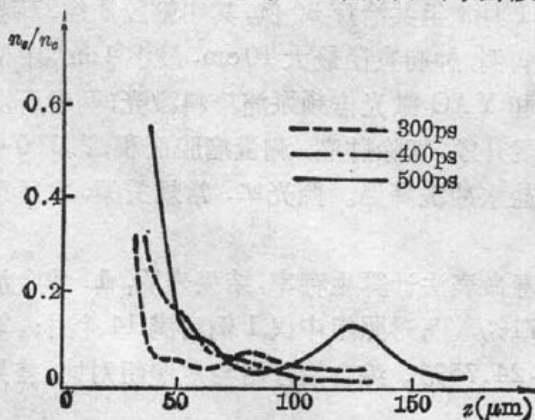


图 5 轴向电子密度轮廓随时间的发展变化过程

测密度仅达 $0.5n_c$ 左右。尽管如此, 我们已观测到临界密度附近密度轮廓陡变的下沿。在本

实验条件下 ($|A_0| = 1.1$), 解析结果表明声速点密度 $N_s = 0.3n_0$, 密度标称长度(根据(16)式求得):

$$L_s = \frac{1}{K_0} \left| N' / \left(\frac{dN}{d\xi} \right) \right| = \frac{2}{K_0 A_s \sqrt{1 - N_s}} \approx 0.2 \mu\text{m} \quad (21)$$

实验测量到的声速点密度标称长度在 $\Delta t = 300 \text{ ps}$ 和 500 ps 时刻分别是 $5 \mu\text{m}$ 和 $9 \mu\text{m}$ 。这说明激光脉冲消失后, 轴向电子密度轮廓的陡度在电子热压作用下趋于平缓^[4]。这种轴向密度标称长度随时间延迟而变长的趋势, 与文献[8]报道的结果相近。如果用上述的延迟时间 Δt 和声速点密度标称长度 L 数据作 $L \sim \Delta t$ 关系直线, 并将直线向 Δt 变小的方向延伸, 便可发现主激光脉冲期间(指 $\Delta t = 0 \sim 100 \text{ ps}$ 内, $\Delta t = 0$ 是脉宽为 250 ps 主激光脉冲峰值位置)声点电子密度的密度标称长度 $L_s < 1 \mu\text{m}$, 这与在主激光脉冲期间的稳态条件下理论求得的解析结果 $L_s = 0.2 \mu\text{m}$ 基本吻合。实验测得的声速 $c_s = 8 \times 10^6 \text{ cm/s}$, 与理论计算的 $c_s = \sqrt{Z K_B T_e / M} \approx 1 \times 10^7 \text{ cm/s}$ (其中 $T_e = 400 \text{ eV}$) 相当。此外图 5 中还发现 $\Delta t = 400 \text{ ps}$ 延迟时刻的密度陡度不如 $\Delta t = 300 \text{ ps}$ 和 $\Delta t = 500 \text{ ps}$ 的密度陡度, 这是因入射激光能量较低 ($\Delta t = 400 \text{ ps}$, $E = 5 \text{ J}$; $\Delta t = 300 \text{ ps}$ 和 500 ps , $E = 10 \text{ J}$) 造成的。这反映轴向密度轮廓陡度随入射激光强度增大而变大。

作者衷心地感谢谭维翰、朱蔚通在理论有关方面的讨论所给予的有益帮助以及 6 路全体技术人员在激光装置运行和靶场光路调整中给予的协助。

参 考 文 献

- 1 K. Lee *et al.*, *Phys. Fluids*, **20**(1), 51(1977)
- 2 P. Mulser, G. Van Kessel, *Phys. Rev. Lett.*, **38**(16), 902(1977)
- 3 D. T. Atwood *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **40**(3), 84(1978)
- 4 A. Raven, O. Willi, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(4), 278(1979)
- 5 D. G. Colombant *et al.*, *Phys. Fluids*, **18**(2), 1687(1975)
- 6 D. Anderson, M. Bonnedal, *Phys. Fluids*, **22**(1), 105(1979)
- 7 章辉煌 *et al.*, 强激光与粒子束, (待发表)
- 8 H. Azechi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **39**(18), 1144(1977)

光动力学辅助手术治疗脑恶性肿瘤

应用光动力学辅助手术对脑恶性肿瘤治疗, 于 1988 年 1 月至 11 月本组共治疗 30 例, 其中脑胶质瘤 27 例, 恶性脑膜瘤 1 例, 转移癌 2 例。27 例胶质瘤中, 有 9 例系二次复发病例, 肿瘤直径最大 10 cm , 最小 4 cm , 中位数在 $5 \sim 8 \text{ cm}$ 。光敏剂选用 HPD。激光光源为氩激光泵浦染料激光和 YAG 激光倍频泵浦染料激光, 两者所发波长均为 630.0 nm 。术前 $5 \sim 24$ 小时静注 HPD $4 \sim 7 \text{ mg/kg}$, 常规开颅, 切除肿瘤, 测量瘤腔面积, 以 $100 \sim 300 \text{ J/cm}^2$ 能量照射瘤腔, 照射时测量瘤腔温度, 超过 37°C 用生理盐水冲洗降温。照光毕, 常规关颅, 术后患者需避光 28 天, 以免光毒反应。

本组同时选用条件相似单纯手术者作对照组, 术后生存应用寿命表法计算生存率, 结果表明: 1. 综合治疗组 18 个月的生存率为 36.5% , 其 95% 可信区间为 $15.41 \sim 57.71\%$, 而对照组中仅 1 例活满 14 个月; 2. 综合治疗组 14 个月的生存率 54.01% , 其 95% 可信区间为 $0.00 \sim 24.75\%$ 。综合治疗组与对照组对比, 差异有高度显著性。综合治疗生存率远高于对照组。

(山东省肿瘤防治研究院激光科 吴思思 陈增谦 赵献光

山东医科大学附属医院神经外科 朱树干 周茂德 张成

1990 年 2 月 12 日收稿)