

文章编号: 1001-3806(2007)02-0213-04

激光等离子体临界面处的强朗缪尔湍动

刘笑兰^{1,2}, 刘三秋^{1,2*}, 杨小松²

(1. 南昌大学 材料学院, 南昌 330047; 2. 南昌大学 理学院, 南昌 330047)

摘要: 为了描绘出激光等离子体临界面处的强朗缪尔湍动, 分析了激光等离子体中电磁波、朗缪尔波与离子声波的三波相互作用, 采用二维三分量通过快速傅里叶变换方法数值求解萨哈罗夫方程。从图像中可看出, 激光与等离子体的相互作用导致横波与朗缪尔波之间出现的能量均分现象和密度空穴。求出了强朗缪尔波的强度和密度空穴的尺度, 结果与粒子模拟的预测结果及实验所测数据大致相符。结果表明, 数值分析仍是探究强朗缪尔湍动真实物理图像的一个有效途径。

关键词: 激光物理; 朗缪尔波; 数值分析; 密度空穴; 能量均分

中图分类号: O533 **文献标识码:** A

Strong Langmuir turbulence excited by laser near critical surface

LIU Xiaolan^{1,2}, LIU Sanqiu^{1,2}, YANG Xiaosong²

(1. College of Material Nanchang University, Nanchang 330047, China; 2. College of Science, Nanchang University, Nanchang 330047, China)

Abstract The collapse behavior of Langmuir waves excited by laser near critical surface is numerically studied. On the basis of Zakharov equations in frame of strong turbulence, it is shown that Langmuir waves excited by transverse pumping plasmons near critical surface may collapse, leading to the formation of density cavity due to ponderomotive force. The interaction will lead to tendency of an equilibration of energy over both of transverse and Langmuir plasmons with the same frequencies near ω_p , which is agreement with our numerical analysis. The value of width of the density cavity estimated is similar to the experimental result.

Key words laser physics; Langmuir wave; numerical analysis; density cavity; equilibration of energy

引 言

激光在等离子体临界面附近传播时通过非线性作用可激发出朗缪尔波和离子声波。电磁波、朗缪尔波和离子声波之间的相互作用是非常重要的, 这种相互作用过程中产生的增长率超过了所有周知过程的衰减率(例如离子声阻尼、朗道阻尼、电子-离子碰撞阻尼等等)。在这种情况下, 会出现一种长波不稳定性, 即所谓的调制不稳定性。调制不稳定的分析表明, 横等离激元是不稳定的, 它将在激光等离子体中激发出坍塌的朗缪尔波, 导致形成复杂位相的湍动花样^[1]。这种由调制不稳定性所控制的朗缪尔湍动, 称之为强朗缪尔湍动。当朗缪尔波能量变得越来越大时, 它所

产生的有质动力就显得很重要。有质动力使等离子体从电场强的地方排向电场弱的地方, 而同时波的空间尺度减少。这种过程的延续会使高场强区域越来越小, 该区域的场强则越来越高, 粒子的密度越来越低, 导致出现坍塌的密度空穴。伴随着坍塌的是波的耗散。当静电场足够高时必然加速场中的电子, 电子又带动离子, 结果波场的能量变成粒子的能量, 因此, 在坍塌过程中会产生大量的高能粒子和各种波长的离子声波。这也是惯性核聚变研究中的热点之一^[2-3]。

对强朗缪尔湍动的研究已有很多理论分析、数值模拟和实验证据^[4-5]。描述强朗缪尔湍动的非线性控制方程是萨哈罗夫方程^[6]。对萨哈罗夫方程的分析有很多, 不过大多数是一维分析^[7-9], 萨哈罗夫方程是复矢量方程, 在一维情况下存在稳定的孤粒子解, 已经证明二维以上的萨哈罗夫方程具有塌缩特性^[10], 但人们迄今并未找到二维以上的解析解。利用计算机对萨哈罗夫方程作二维以上的数值模拟^[11-13]可以较直观地看到坍塌过程, 但这些分析只考虑了朗缪尔波与离子声波的两波相互作用。在实验方面对强朗缪尔湍动

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (10445007); 江西省自然科学基金资助项目 (0212020)

作者简介: 刘笑兰 (1971-), 女, 博士研究生, 讲师, 研究方向为激光等离子体。

* 通讯联系人。E-mail: sqliu@ncu.edu.cn

收稿日期: 2006-05-17; 收到修改稿日期: 2006-08-28

的研究只能致力于宏观现象的描述,如粒子加速及其辐射^[14]、密度空穴^[15-16]的形成等。因此,采用数值分析仍不失为探究强朗缪尔湍动真实物理图像的一个有效途径。作者分析了激光等离子体中电磁波、朗缪尔波与离子声波的三波相互作用,采用二维三分量通过快速傅里叶变换方法数值求解萨哈罗夫方程,并求得强朗缪尔波的强度和密度空穴的尺度。

1 理论分析

高功率激光束照射靶物质时,部分激光能量被吸收,导致靶物质被加热和电离产生等离子体,等离子体中的高频电磁波必须满足色散关系:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2 \quad (1)$$

式中, ω 为高频电磁波频率, ω_p 为电子等离子体波频率, c 为光速, k 为波数。故激光只能在低于临界密度的等离子体中传播;临界密度是指局部表面区的等离子体频率等于激光频率 ($\omega \approx \omega_p$) 时的等离子体密度:

$$n_c = \omega^2 \left(\frac{4\pi e^2}{m_e} \right)^{-1} \approx 10^{21} / \lambda^2 \quad (2)$$

式中, e 为电子电荷, m_e 为电子质量, λ 为激光波长 (单位为 μm)。当电子密度高于激光临界密度时,等离子体元丧失全部的自由动能,即 $k \rightarrow 0$ 此时反射是可能的。激光打靶过程中,激光产生的等离子体将以大约 $10^5 \text{ m/s} \sim 10^6 \text{ m/s}$ 的速度向真空膨胀,造成高温、低密度的等离子体区,而且这一等离子体区的密度是很不均匀的,愈离开靶面密度愈低。由于高温、低密度,电子传热很快,这一区的温度基本上是空间均匀的,这一区域称之为冕区 (又称临界面附近)。激光正是在这样一个等离子体中传播、吸收的^[10]。

当入射到等离子体临界面附近的激光的频率 ω_{p0} 与等离子体频率 ω_p 相等时,会激发出朗缪尔波和离子声波。用于描述电磁波、朗缪尔波与离子声波三波相互作用的控制方程就是著名的萨哈罗夫方程^[10]:

$$i \frac{\partial}{\partial \tau} E + \alpha \nabla \times \nabla \times E - \nabla (\nabla \cdot E) + nE = 0 \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \nabla^2 \right) n = \nabla^2 |E|^2 \quad (4)$$

式中, ∇ 是 Nabla 算子, E 是高频电场 E_i 的包络与朗缪尔波 E_l 的包络, $E = E_i + E_l$, n 为电荷密度扰动; α 为一实数, $\alpha = c^2 / 3v_e^2$, c 为光速, v_e 为电子热速度; τ 为时间。以上各量均为无量纲量,它们与有量纲量 (r' , τ' , E') 之间的关系为:

$$r = \frac{2\sqrt{\mu}}{3} k_D r', \quad \tau = \frac{2\mu}{3} \omega_p \tau', \quad E(r, \tau) = \frac{\sqrt{3} E'(r', \tau')}{8(\mu T_e \pi n_0)^{1/2}}$$

$$n = \frac{3}{4\mu} \frac{\delta n}{n_0}, \quad \mu = \frac{m_e}{m_i} \quad (5)$$

式中, k_D 为德拜波数, T_e 为电子温度, n_0 为未扰态电荷密度, δn 为电荷扰动密度, m_i 为离子质量。

坍塌的开始一定是亚声速的,即 (4) 式左边第 1 项小于第 2 项: $\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \ll \nabla^2$, 回到量纲单位:

$$\left| \frac{dr}{d\tau} \right|_{\text{collapse}} \ll c_s \quad (6a)$$

式中, c_s 为声速,这时即所谓静态极限下,由 (4) 式可得:

$$n = -|E|^2 \quad (6b)$$

同时萨哈罗夫方程成为:

$$i \frac{\partial}{\partial \tau} E + \alpha \nabla \times \nabla \times E - \nabla (\nabla \cdot E) + |E|^2 E = 0 \quad (7)$$

2 数值模拟

为了求得朗缪尔波的强度与密度扰动的特征尺度,必须数值求解非线性方程 (7) 式。考虑二维三分量问题, $E = E_i + E_l$, 令: $E_i = (a_x + ib_x)i + (a_y + ib_y)j + (a_z + ib_z)k$, $E_l = (c_x + id_x)i + (c_y + id_y)j + (c_z + id_z)k$, 式中, $a_x, a_y, a_z, b_x, b_y, b_z, c_x, c_y, c_z, d_x, d_y, d_z$ 均为实数, x, y, z 代表方向轴, i, j, k 代表 x, y, z 轴上的单位矢量。由于 E_i 和 E_l 分别满足:

$$\begin{cases} \nabla \cdot E_i = 0 \\ \nabla \times E_l = 0 \end{cases} \quad (8)$$

将 (7) 式与 (8) 式联立,同时考虑到 $\text{Re}(E_i) \perp \text{Re}(E_l)$, $\text{Im}(E_i) \perp \text{Im}(E_l)$, 利用快速傅里叶变换可得到横向电场 E_i 和纵向电场 E_l 的数值结果。

对于激光的电磁场,初始条件取为^[17]:

$$E(\xi)_{t=0} = E_0 \sin\left(\frac{2\pi y}{y_0}\right) \text{sech}\left(\frac{x}{L_0}\right) (e_x + e_z) - E_0 \frac{y_0}{2\pi L_0} \times \cos\left(\frac{2\pi y}{y_0}\right) \text{th}\left(\frac{x}{L_0}\right) \text{sech}\left(\frac{x}{L_0}\right) e_y, \quad E(\xi)_{t=0} = 0$$

式中, y_0 代表 y 方向采用周期边界条件, L_0 为电磁场包络的宽度, E_0 代表初始电磁场的场强, e_x, e_y, e_z 代表方向矢量, ξ 代表 x, y, z 3 个变量的定标。取格点数为 128×128 , $n_e = 8.8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1 \text{ keV}$ ^[15], $\alpha = 171$, 电场初始值为 $|E_{\text{imax}}|_{t=0}^2 = 13.8$, $y_0 = 100Q$, $L_0 = 30Q$, 数值计算的结果如图 1~图 3 所示。图 1 为电磁波的坍塌图。图 2 为朗缪尔波的坍塌图,其强度分别标注于图上。图 3 为密度空穴的坍塌图,其等值线也同时给出。由 (5) 式将无量纲量变化到有量纲量成为:

$$\begin{aligned} \tau' &= 1.65 \times 10^{-12} \tau \quad (\tau' \text{ 的单位为 s}), \\ \frac{|E'|^2}{8\pi n_0 T_e} &= 1.45 \times 10^{-3} |E'|^2 \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} l' &= 5.1 \times 10^{-5} l \quad (l' \text{ 的单位为 cm}), \\ \frac{\delta n}{n_0} &= 7.26 \times 10^{-4} n \end{aligned} \quad (10)$$

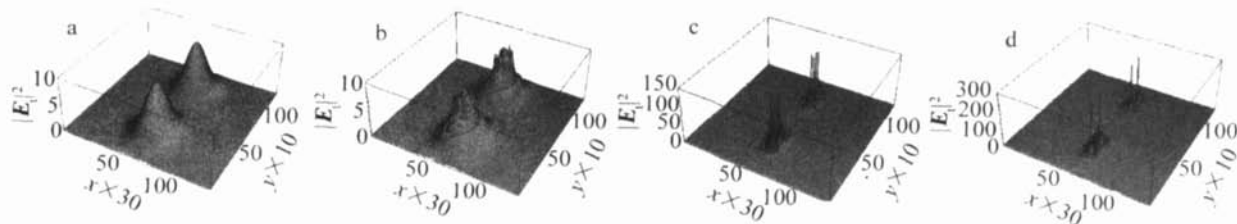


Fig. 1 Collapse development of the envelope electromagnetic waves

a— $\tau=0$, $|E_1|^2_{\max}=13.8$ b— $\tau=0.25$, $|E_1|^2_{\max}=11$ c— $\tau=0.35$, $|E_1|^2_{\max}=171.2$ d— $\tau=0.386$, $|E_1|^2_{\max}=309.6$

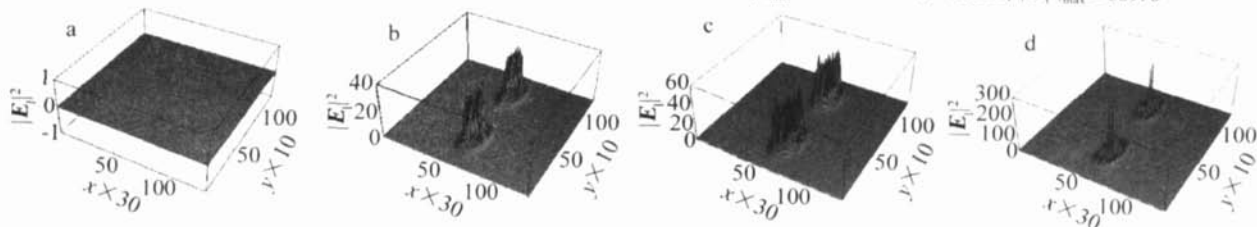


Fig. 2 Collapse development of the langmuir waves

a— $\tau=0$, $|E_1|^2_{\max}=0$ b— $\tau=0.25$, $|E_1|^2_{\max}=50.3$ c— $\tau=0.35$, $|E_1|^2_{\max}=62.2$ d— $\tau=0.386$, $|E_1|^2_{\max}=359.5$

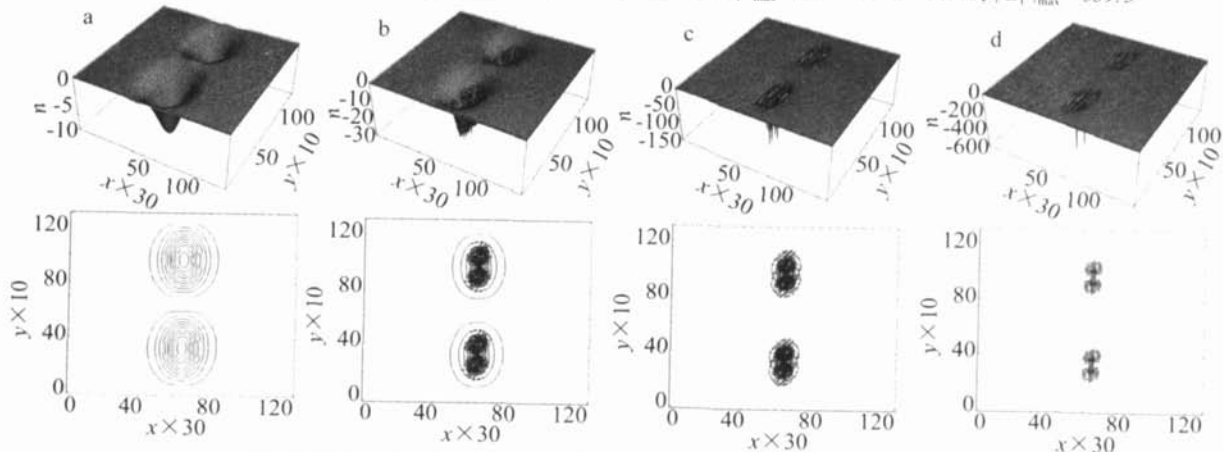


Fig. 3 Collapse development (top) and level contours (bottom) of the density cavities

a— $\tau=0$, $|n|_{\max}=13.8$ b— $\tau=0.25$, $|n|_{\max}=33.3$ c— $\tau=0.35$, $|n|_{\max}=194.3$ d— $\tau=0.386$, $|n|_{\max}=3.6$

3 结果与讨论

通过数值求解包含电磁波、朗缪尔波与离子声波的三波相互作用的萨哈罗夫方程, 描绘出激光等离子体临界面处的强朗缪尔湍动。经过模拟计算, 得到图 1~图 3 所示的结果。从图中得到以下结论:

(1) 从图 1 给出的激光电场强度的变化情况可看到, 随着时间推移, 原来分布范围较大而强度并不很大的电场逐步向小范围的局域缩小, 且强度不断增大。这是一种典型的场的塌缩现象, 见图 1 中的尖峰。这些尖峰可与文献 [16] 中描述的激光成丝相对应。

(2) 由图 2 可看到, 朗缪尔波从 0 开始激发, 最后坍塌至强度最大的过程; 可见在激光等离子体冕区, 能够激发相当强的朗缪尔湍动, 其湍动参量 $\overline{W}_1 = \frac{8}{3} \mu \times |E_1|^2 \approx 10^{-1}$ 。对照坍塌图, 可发现电磁波与朗缪尔波在坍塌过程近似实现能量均分; 从物理意义上讲, 具有相同主频率 (ω_p) 的横等离激元和朗缪尔激元之间通过

相互“碰撞”而达到能量均分是很自然的。作者利用数值分析得出的朗缪尔波最大强度值可为激光等离子体临界面附近粒子加速的朗缪尔湍动加速机制提供了理论参考, 该强度值与理论估计值相符 (见文献 [18])。

(3) 从图 3 中给出的电荷密度扰动分布的变化情况可以看出, 由于粒子和场的相互作用, 在激光等离子体临界面附近形成了密度空穴。随着时间的变化, 密度空穴稀化逐渐加强。由 (10) 式得出密度空穴的特征尺度 ($l' = 108 \mu\text{m}$), 这一点与文献 [15] 中所测的实验数据 ($l' = 100 \mu\text{m}$) 相吻合。

应该强调, 在所论及的理论框架下, 这种坍塌是有限制的。在坍塌过程中, 场强不断增大, 但不能超过条件 $\overline{W} = \frac{\langle (E_1)^2 \rangle}{4\pi n_0 T_e} = \frac{|E_1|^2}{8\pi n_0 T_e} = \frac{8}{3} \mu |E|^2 < 1$ 所限定的值, 否则静态极限 (6) 式被破坏, (7) 式失效。在文中的计算中, 这个确定的时间值由 (9) 式可得 $\tau = 1.65 \times 10^{-12} \tau_0$ 。此外, 当等离激元足够强, 使 $\overline{W} > 1$ 时, 在此情况下, 非线性波-波和波-粒相互作用变得很强, 强烈交

换能量的结果使热能 nT 迅速增加, 以致湍动参量 W 很快重新降低到 1 以下^[19]。

值得一提的是, 以上结果是在静态极限下得出的, 与实验所得结果仍有差距。更切实际的数值计算应该考虑到非静态极限, 这正是下一步需要进行的工作。

感谢南京师范大学李晓卿教授和江西师范大学陶向阳教授给予的帮助。

参 考 文 献

- [1] LIX Q. Turbulent plasma physics [M]. Beijing: Beijing Normal University Press, 1987. 133~140 (in Chinese).
- [2] Group of the Stratagem Research on the Development of Plasma Physics Nuclear fusion and low-temperature plasma physics [M]. Beijing: Science Press, 2004. 55~62 (in Chinese).
- [3] QIANG X W, TU Q F. Parameters analyzing on laser coupling with high Z materials [J]. Laser Technology, 2000, 24(5): 306~311 (in Chinese).
- [4] ROBINSON P A. Nonlinear wave collapse and strong turbulence [J]. Reviews of Modern Physics, 1997, 69(2): 507~573.
- [5] ZAKHAROV V E. In handbook of plasma physics: collapse and self focusing of Langmuir waves [M]. Amsterdam: North-Holland Physics Publishing, 1983. 81~122.
- [6] ZAKHAROV V E. Collapse of Langmuir waves [J]. Soviet Physics Journal of Experimental and Theoretical Physics, 1972, 35: 908.
- [7] SHARMA R P, BATRA K, VERGA A D. Nonlinear evolution of the modulational instability and chaos using one dimensional Zakharov equations and a simplified model [J]. Physics Plasmas, 2005, 12(2): 022311-1.
- [8] RUSSELL D, DUBOIS D F, HARVEY A R. Collapsing-cavity turbulence in one dimension [J]. Phys Rev Lett, 1986, 56(8): 838~841.

- [9] SANBONMATSU K Y, VU H X, DUBOIS D F *et al*. Quantitative comparison of reduced-description particle-in-cell and quasilinear Zakharov models for parametrically excited Langmuir turbulence [J]. Physics of Plasmas, 2000, 7(7): 2824~2841.
- [10] LIX Q. Collapsing dynamics of plasmons [M]. Beijing: Beijing Science and Technology Press, 2004. 126~148 (in Chinese).
- [11] ZAKHAROV V E, MASTRUKOV A F, SYNAKH V S. Dynamics of plasma wave collapse in a hot plasma [J]. Soviet Journal of Plasma Physics, 1975, 11: 339~343.
- [12] GOLDMAN M V, REITER G F, NICKOLSON D R. Radiation from a strongly turbulent plasma: application to electron beam-excited solar emissions [J]. Physics of Fluids, 1980, 23(2): 388~401.
- [13] NICKOLSON D R, GOLDMAN M V. Cascade and collapse of Langmuir waves in two dimensions [J]. Physics of Fluids, 1978, 21(10): 1766~1776.
- [14] PELLETIER G. Generation of a high-energy electron tail by strong Langmuir turbulence in a plasma [J]. Phys Rev Lett, 1982, 49(11): 782~785.
- [15] YONG P E, FOORD M E, HAMMER J H *et al*. Time-dependent channel formation in a laser-produced plasma [J]. Phys Rev Lett, 1995, 76(6): 1082~1085.
- [16] YOUNG P E, BALDIS H A, JOHNSTON T W *et al*. Filamentation and second-harmonic emission in laser-plasma interactions [J]. Phys Rev Lett, 1989, 63(26): 2812~2815.
- [17] LIX Q, MA Y H. Self-generated magnetic fields by transverse plasmon in celestial bodies [J]. Astronomy and Astrophysics, 1993, 270: 534~542.
- [18] RUBENCHIK A M, ZAKHAROV V E. Handbook of plasma physics: physics of laser plasmas [M]. New York: Elsevier Science, 1991. 335~346.
- [19] TSYTOV L H V N. Theory of turbulent plasma [M]. New York: Consultants Bureau, 1977. 44.

(上接第 212 页)

(1) 光轴夹角的不同对于出射光的偏振度有一定影响但相对间接。相同的光轴夹角其出射光的偏振度可能会不同, 图 7 和图 8 就很好地说明了这个问题。

(2) 材料的厚度对出射光的偏振度有很大的影响。只有这样才能保证晶体的延迟足够大, 并保证两片晶体的延迟差足够大。影响厚度的一个重要的参数就是厚度参量 X , 由定义可以求出对应于某一值 X 的晶体厚度 $t = Xhc/2\pi^2 \Delta n kT$, 或者反过来对应于某一偏振度所需的厚度。

(3) 晶体材料厚度之比对出射光偏振度也有一定影响。为了得到较好的偏振度, 两晶体厚度延迟不能相同, 而应当两者厚度之比为整数倍。不过文献 [2] 中并没有分析这一点。

参 考 文 献

- [1] LÜ SH L, LOBER A P. Depolarization of white light by a birefringent crystal [J]. JOSA, 1975, 65(3): 248~251.

- [2] LOBER A P. Depolarization of white light by a birefringent crystal (report II). The Lyot depolarizer [J]. JOSA, 1982, 72(5): 650~656.
- [3] LI G H, ZHANG D W. Three-element compound delayed depolarizer [J]. Laser Technology, 2001, 25(6): 430~432 (in Chinese).
- [4] CHIH, GAO J, XUN S L. A novel practical quasimonochromatic depolarizer [J]. Acta Optica Sinica, 1997, 17(8): 1097~1102 (in Chinese).
- [5] WU F Q, LI G H, FENG T Zh *et al*. Depolarization properties of monochromatic light quartz depolarizer in near IR [J]. Infra-Red Technology, 1995, 17(5): 16~18 (in Chinese).
- [6] WU F Q, LI G H, FENG T Zh *et al*. Study of depolarization mechanism and performances of a monochromatic light crystalline quartz depolarizer [J]. Chinese Journal of Laser, 1995, 22(5): 338~342 (in Chinese).
- [7] CHIH, ZHANG X M, CHEN K Sh *et al*. Coherence analysis of Lyot depolarizer [J]. Journal of Zhengjiang University, 2000, 34(2): 140~142 (in Chinese).
- [8] BILLINGS B H. A monochromatic depolarizer [J]. JOSA, 1985, 41(12): 966~975.
- [9] PAUL H R. The Lyot depolarizer in quasimonochromatic light [J]. JOSA, 1979, 69(3): 460~463.