

# 核聚变

HE JU BIAN

1

中国核学会核聚变编辑委员会  
原子能出版社

1980  
试刊

1980年

# 核聚变

第1期

## 目 录

### 评 述

激光聚变物理研究概况.....于 敏 ( 1 )

### 研 究 报 告

微型环流器设计及初步实验结果.....曹家麟 袁成杰 陈杰夫 高启锦 张树励 ( 29 )

非正交坐标系统在环形等离子体平衡通用计算程序中的应用.....薛明伦 汪诗金 ( 37 )

氘氘微球激光爆聚数值分析.....李有宜 贺凯芬 李鹏举 ( 44 )

### 实验技术和测量诊断

四毫米波段全过模波导微波“条纹”干涉仪.....叶幼璋 张文模 海淑媛 ( 56 )

铌钛超导电缆最小传播电流的测量

.....程本培 刘振中 王金星 赵长林 孙延琪 王魁武 ( 66 )

超导导线正常态电阻增长速度的实验.....李月珍 张文澜 李好信 王恩耀 ( 70 )

### 工 作 简 报

氰化氢激光器.....肖顺模 刘保华 ( 74 )

计算色散函数的一个误差估计.....官 野 ( 77 )

# 激光聚变物理研究概况

于敏

七十年代初,核聚变又开辟了惯性约束途径,利用高功率密度束流打微型热核材料靶丸,造成高密度、高温度,在惯性约束下发生迅猛热核燃烧,取得能量。打靶束流可以利用激光、电子束、轻重离子束。它们打靶的物理过程,虽然各有特点,但在基本问题上有许多相似之处。由于激光器技术目前比较成熟,所以对打靶物理过程的研究,以激光打靶研究得比较深入。本文就激光打靶的几个主要物理阶段作一概括介绍。

自从发明激光以后不久,世界上很多地方都提出用激光的高功率密度点燃热核反应,利用惯性约束实现热核聚变问题。但是,简单的估计就可以得出,需要把一个半径约1厘米的液态D-T球加热到10千电子伏左右,才能使热核聚变能量与激光能量得失相当。这样需要 $10^6$ 焦耳激光能量,在目前实际上是无法实现的。因此这条途径当时并没有引起人们的广泛注意。

1972年,美国利弗莫尔实验室的纳科尔斯(Nuckolls)等公布了他们所作的理论计算的一些结果。他们的基本概念是这样的:把多路激光脉冲均匀地照射到球形液D(T)靶丸上,当激光在临界面\*附近被靶丸吸收后,靶丸周围形成一圈温度达几千电子伏的高温等离子体(电晕区),由于电子导热,高温迅速由电晕区向高密度的靶丸内部传播。使得大部分靶丸物质(靶丸质量的80%以上)被烧蚀而向外喷射。在喷射物质的反冲力作用下,在剩余的靶丸物质(这部分是真正的发生热核反应的燃料)中形成球形聚心冲击波,把燃料压紧。调整激光脉冲的波形(即激光脉冲作时间调制),可以使球形聚心波由弱逐渐变强,对燃料物质基本上是绝热压缩(冷压),使燃料达到很高的压缩比。他们的计算表明,有可能把吸收的激光能量的5%左右送进燃料物质,把液D(T)压缩到 $10^4$ 倍。这时如果在燃料中心附近一个极小的芯部将冲击波突然加强,在强冲击波和随后的聚心压缩作用下,芯部一方面被压缩,一方面温度提高到5千电子伏以上。这时D(T)热核反应放能速率开始高于韧致辐射能耗速率。如果芯部半径大于D-T反应中 $\alpha$ 粒子(3.5兆电子伏)的射程, $\alpha$ 粒子的能量将沉积在芯部,使芯部温度由5千电子伏迅速升高,芯部点火。随着温度升高, $\alpha$ 粒子的射程增长,当 $\alpha$ 粒子的射程大于芯部半径,芯部温度不再升高,这时由热核反应产生的 $\alpha$ 粒子的能量沉积在周围的冷区,形成一个由芯部向外传播的热核燃烧波,将处于高压压缩状态的整个燃料点燃。在D中, $\alpha$ 粒子射程(适用于电子温度 $T_e < 40$ 千电子伏)

$$R_{\alpha} = 2 \times 10^{21} \frac{[T_e(\text{千电子伏})]^{3/2}}{n_e(\text{厘米}^{-3})} \text{厘米} \quad (1)$$

如果芯部被压缩 $10^4$ 倍, $n_e = 4 \times 10^{26}$ ,芯部半径4微米,芯部温度可达到20千电子伏。

\* 等离子频率 $\omega_p$ 等于激光频率 $\omega_L$ 的地方叫临界面,由 $\omega_p^2 = 4\pi n_e e^2/m$ 可得临界面的电子密度 $n_e = 10^{21} \times \lambda^{-2} \text{厘米}^{-3}$ , $\lambda$ 是激光波长,以微米为单位。液D密度0.14克/厘米<sup>3</sup>, $n_e = 4 \times 10^{22} \text{厘米}^{-3}$ ,对Nd玻璃激光 $\lambda = 1.06$ 微米,临界面密度大约是液D的1/40。

下面对处于高压压缩状态的 D 和 T 各半的燃料小球 (半径  $R$ ) 的燃烧效率作一粗估。D-T 反应燃耗  $f$

$$f = \frac{n_D^0 \langle \sigma v \rangle t}{1 + n_D^0 \langle \sigma v \rangle t} \quad (2)$$

其中,  $n_D^0 = 1.2 \times 10^{23} \rho$  是 D 的初始粒子数密度,  $t$  是惯性约束的维持时间,

$$t \approx \frac{R}{V_s} = \frac{R}{3 \times 10^7 \sqrt{T(\text{千电子伏})}} \quad (3)$$

$V_s$  是声速。这样在  $T \approx 10$  千电子伏, 大致有

$$f \approx \frac{\rho R}{6.5 + \rho R} \quad (4)$$

这个被压缩的小球由于热核燃烧释放能量为

$$\frac{4\pi}{3} \rho R^3 f \frac{N_0}{2A} \times 17.6 \times 1.6 \times 10^{-13} \text{ 焦耳。}$$

$A=2.5$  是平均原子量,  $N_0=6 \times 10^{23}$  是阿伏伽德罗常数。

设小球是由液 D 状态经冷压  $\sigma$  倍得到的, 则小球能量\*主要是电子的退化能  $\epsilon_{\text{退化}}$

$$\epsilon_{\text{退化}} = 2.68 \sigma^{2/3} \text{ 电子伏/电子。} \quad (5)$$

这样, 把 D, T 燃料压缩  $\sigma$  倍所需花费的激光能量是

$$\frac{1}{\epsilon_a \epsilon_i \epsilon_c} \cdot \frac{4\pi}{3} \rho R^3 \frac{N_0}{A} 2.68 \sigma^{2/3} \times 1.6 \times 10^{-19} \text{ 焦耳。}$$

$\epsilon_a$  是吸收激光效率,  $\epsilon_i$  是所吸收激光能量中送进被压缩的燃料区的效率,  $\epsilon_c$  是燃料区冷压效率。

按照纳科尔斯等的计算结果, 激光被吸收后, 送进被压缩的燃料区的效率  $\epsilon_i$  可以到 5% 左右, 压缩比  $\sigma$  可以到  $10^4$  倍。这样, 如果激光吸收效率  $\epsilon_a \approx 70\%$ , 冷压效率  $\epsilon_c \approx 50\%$ , 则由以上式子可估得当  $\rho R \approx 4$  时, 热核释放能量比激光能量约大 100 倍 (净增益 100), 这时所需要的激光能量不过是  $4 \times 10^5$  焦耳。这样一来, 利用惯性约束实现受控热核反应出现新的可能性。

这一途径, 也可能用于模拟核爆, 在实验室中观察核爆现象, 以促进核武器的研制和发展。模拟核爆主要有两方面, 一是模拟核爆的物理过程, 研究有关的物理现象和规律, 校验计算核爆的计算方法。为了进行这一方面的工作, 要求在实验室中创造类似核爆的高温高压条件。二是模拟核爆的辐照效应。这一方面的工作要求在实验室中提供高中子通量 ( $\geq 10^{13}$  中子/厘米<sup>2</sup>) 和高 X 射线通量 ( $\geq 10^9$  尔格/厘米<sup>2</sup>) 源。这样的辐射通量强度相当于一个百万吨级的氢弹在高空爆炸 10 公里处的剂量。

无论是为了受控热核反应, 还是为了模拟核爆, 都必须大力发展能提供高功率密度的激光器件, 积极开展基本物理过程的研究。为了加快进展速度, 需要国际交流合作。所以美国 1972 年把这方面的工作解密。当然直接用在模拟核爆上的工作还是保密的。主要是有关的靶丸工作方面, 还有相当一部分保密。

自从 1972 年以来, 激光聚变引起许多国家广泛注意。美、苏、日、西德、法、英等国都

\* 为了使小球点火, 所需要的点火芯部很小, 耗能可以不计。

投入相当规模的人力物力进行研究。其中以美国规模最大。美国用在激光聚变研究上的投资增加很快。1972年投资1.6千万美元，到1977年已增至10.7千万美元。据美国能源研究与发展署(ERDA)激光聚变部主任C·M·斯蒂克莱(C·M·Stickley)讲<sup>[1]</sup>：“ERDA想在以后十年中，把用在激光聚变研究上的投资增至四倍，即从1977年1.07亿美元大约增至每年4亿美元”。美国研究激光聚变的两大中心也就是它的两个核武器研究中心：利弗莫尔实验室和洛斯阿拉莫斯实验室。两家均有400人左右参与此项工作。除了发展新型的高功率激光器以外，物理研究方面，前者以Nd玻璃激光器为主(波长1.06微米)，后者以CO<sub>2</sub>激光器为主(波长10.6微米)。

下面介绍当前关于激光聚变物理机制研究概况。

激光聚变主要物理过程可以分为激光吸收、传热增压、聚心压缩、芯部点火和热核燃烧五步。由于现有激光器的功率还不够大(一般 $\leq 2$ 兆瓦)，关于芯部点火和热核燃烧两个过程还没有实验研究工作。

在前三个过程中，激光吸收当然是第一步，有效地吸收激光能量是必须解决的一个关键问题。传热增压是激光聚变过程中必不可少的一步。激光是在临界面附近被吸收的，由于临界面附近等离子体密度很低( $n_c = \frac{10^{21}}{[\lambda(\text{微米})]^2}$ 厘米<sup>-3</sup>)，即使温度高达10千电子伏，压力也只有 $n_c k T_e \approx 10^7$ 大气压，为了把热核燃料压到 $10^4$ 倍，压力必须由 $10^7$ 大气压增至 $10^{12}$ 大气压，这主要是靠传热和聚心增压两种手段实现的。由临界面往高密度烧蚀层传热是增压必不可少的一个过程。因此热传导的研究是激光聚变的关键问题之一。在聚心压缩过程中，必须防止泰勒(Taylor)界面不稳定性发展，避免把推进层(pushers)击穿或发生燃料与推进层严重混合，降低燃烧效率。压缩形状不要偏离球形太大，以免影响压缩度。此外为了保持对燃料冷压，还要防止预热。

## 一、激 光 吸 收

在激光主脉冲之前，一般都有预脉冲或者主脉冲的前沿将靶表面层汽化，在靶周围形成一圈稀薄等离子体，这层稀薄等离子体叫电晕层(corona)。激光就是在电晕层中密度等于激光的临界密度附近被吸收的。

激光在真空中波长为 $\lambda_0$ ，波数 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ，频率 $\omega_L$ (对Nd激光， $\omega_L = 3 \times 10^{15}$ /秒，对CO<sub>2</sub>激光 $\omega_L = 3 \times 10^{14}$ /秒)，在 $xy$ 平面传播时，

$$E_L(x, y, t) = E_L \exp(ik_x x + ik_y y - i\omega_L t).$$

等离子体密度 $n$ 是 $x$ 的函数，在临界面附近，可近似为

$$n(x) = n_c \left( 1 + \frac{x}{L} \right) \quad (6)$$

是 $x$ 的线性函数，变化尺度 $L$ 。

在等离子体中，激光的色散关系是

$$\begin{aligned} c^2 k^2 &= c^2 (k_x^2 + k_y^2) = \omega_L^2 \epsilon = \omega_L^2 \left[ 1 - \frac{4\pi n e^2}{m \omega_L^2} \left( 1 + \frac{iv}{\omega_L} \right) \right] \\ &= \omega_L^2 \left[ 1 - \frac{\omega_P^2}{\omega_L^2} \left( 1 + \frac{iv}{\omega_L} \right) \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

式中  $\epsilon$  是等离子体介电系数,  $\omega_p$  是等离子体频率, 是  $x$  的函数,  $k_y = k_0 \sin \theta_0$  ( $Ck_0 = \omega_L$ ,  $k_0$  是在真空中的波数) 是常数。由上式可得在  $n = n_c \cos^2 \theta_0$  处,  $k_x = 0$ 。按照几何光路, 激光在这个面上发生镜象反射, 光路示意图见图 1 (b)。

由于波的穿透效应, 激光可以钻到临界面附近。这里要分两种情况讨论<sup>[2]</sup>。

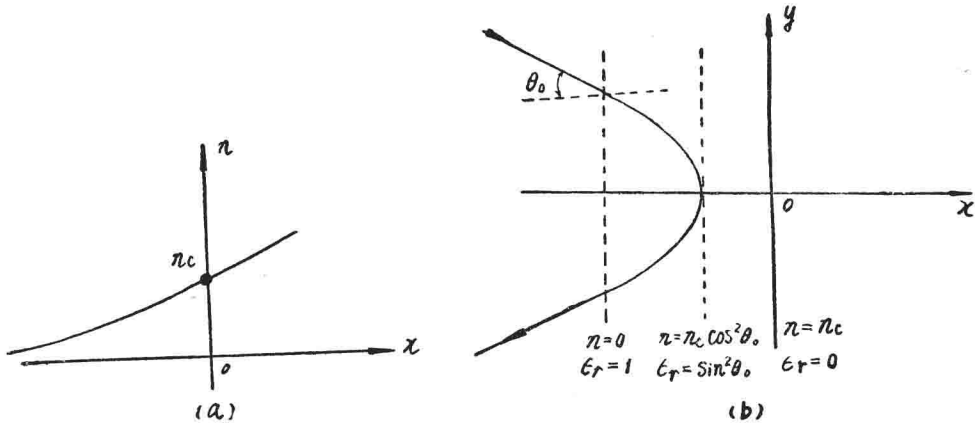


图1 几何光路

一种情况是光的偏振方向 (电场方向) 垂直于入射平面 ( $E_x = E_y = 0$ ,  $E_z \neq 0$ ), 这种光叫 S 偏振光。电场强度  $|E_x|^2$  随  $x$  变化如图 2 (a) 所示。趋近反射点, 电场强度  $|E_x|^2 \propto \epsilon_r^{-1/2}$  加强, 这是由于光的群速度逐渐减小, 为了保持波印亭矢量不变, 电场强度增大。另一种情况是光的偏振方向在入射平面内 ( $E_x \neq 0$ ,  $E_y \neq 0$ ,  $E_z = 0$ ), 这种光叫 P 偏振光。光透过反射点到达临界点 ( $\epsilon_r = 0$ ) 附近时, 发生共振现象。在这点附近, 电场强度  $|E_x|^2$  具有很大值

$$|E_x| = |E_0| \frac{\phi(\tau)}{\sqrt{2\pi k_0 L}} \cdot \frac{1}{\left| \frac{X}{L} + \frac{i\nu}{\omega_L} \right|} \quad (8)$$

$$\tau = (k_0 L)^{1/3} \sin \theta_0$$

$k_0 = \frac{\omega_L}{C}$  是真空中波数;  $\nu$  是有效吸收频率,  $\nu \ll \omega_L$ 。没有吸收,  $E_x$  在  $x = 0$  点按  $\frac{1}{x}$  发散。

这是沿密度梯度方向的电场分量随  $x$  变化情况。 $|E_y|^2$  在临界点比  $|E_x|^2$  小得多, 按对数趋于无穷大。(8) 式中的函数  $\phi(\tau)$  是金兹伯格函数, 见图 3, 极大值在  $\tau \approx 0.8$  附近。

以上是斜入射的光路图。垂直入射时  $\theta_0 = 0$ , 两种偏振没有区别。电场强度的变化类似图 2 (a)。激光在传播过程中, 可以通过多种机制被吸收。其中最简单的一种机制是逆韧致吸收 (古典碰撞吸收)。电子在高频电场  $\mathbf{E} = \mathcal{E} e^{-i\omega t}$  作用下, 快速抖动。抖动速度  $\mathbf{V}_0$ 。

$$\mathbf{V}_0 = \frac{e\mathbf{E}}{im\omega}$$

这种抖动能量是波的能量的一部分, 但是如果电子在抖动过程中发生碰撞, 电子离开波, 波场也就把能量损失掉。所以激光能量由于电子在抖动中发生碰撞而被吸收的速度近似是  $n_e m |V_0|^2 \nu$ ,  $\nu$  是碰撞频率。当碰撞是与一个一个离子作库仑碰撞时, 这种损失就是逆韧致吸收。由于逆韧致吸收, 单位时间单位体积激光吸收是

$$\frac{dP}{dx} = -K_{ib}P, \quad (9)$$

$$K_{ib} = \frac{4.97n_e n_i Z^2}{n_e^2 \lambda_0^2 T_e^{3/2}} \frac{g}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}}} \text{厘米}^{-1}. \quad (10)$$

其中  $P$  是功率密度,  $\lambda_0$  是激光在真空中的波长 (单位是微米),  $T_e$  是电子温度 (千电子伏),  $g$  是冈特因子, 在 1-10 范围内变化。由 (10) 式可见, 韧致吸收主要发生在临界面  $n_e = n_c$  (即  $\omega_p^2 = \omega_L^2$ ) 附近。

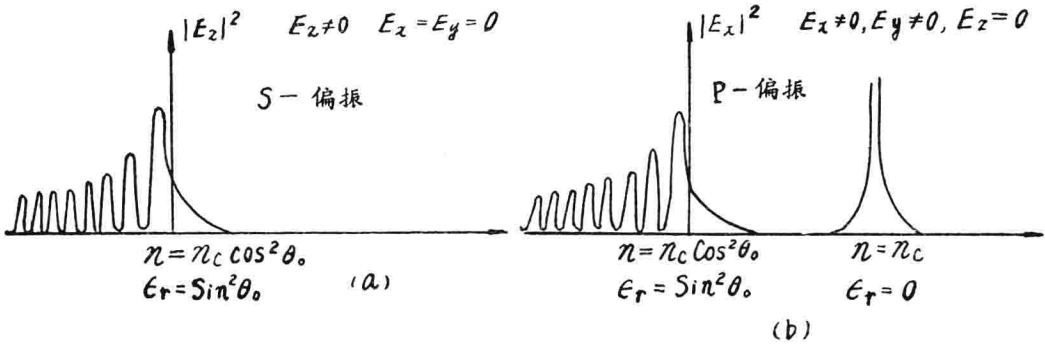


图2 入射角为  $\theta_0$  时电场变化

随着靶子原子序数  $Z$  的增大或激光波长  $\lambda_0$  的减小, 逆韧致吸收效率增大。由于  $K_{ib} \propto T_e^{-3/2}$ , 逆韧致吸收和电子温度关系很大, 对于 Nd 激光, 电子温度在 1 千电子伏以上时, 逆韧致吸收系数很小。

图 4 是利弗莫尔实验室梅内斯 (Manes) 等<sup>[3]</sup>用高功率密度  $10^{13} - 10^{17}$  瓦/厘米<sup>2</sup> Hd 激光在 Parylene 平面靶上和 W 玻璃靶上作的激光吸收实验结果。横轴是入射光功率密度  $P$ , 纵轴是吸收百分比。吸收效率在 20-50% 之间, 几乎与功率密度无关。W 玻璃的有效原子序数

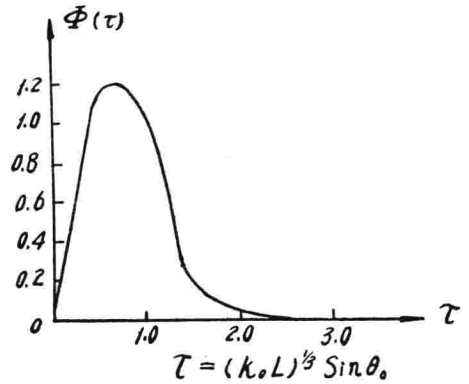


图3 函数  $\Phi(\tau)$  分布图

(约 25) 比 Parylene 的有效原子序数 (约 3) 大得多, 但对激光的吸收效率却差不多。图中曲线是用 Lasnex 程序\*在不考虑光压 (光的有质动力) 对临界面运动的影响下算得的逆韧致吸收曲线。临界面附近密度变化尺度  $L$  大约在 16-30 微米之间。随着入射功率密度增加, 临界面  $T_e$  增加, 所以逆韧致吸收率下降。W 玻璃的有效  $Z$  比 Parylene 的有效  $Z$  大得多, 所以逆韧致吸收效率也大。

由实验点和逆韧致吸收理论曲线对比可以明显地得出结论, 在所研究的功率密度范围内, 特别是  $P > 10^{15}$  瓦/厘米<sup>2</sup> 范围内, 逆韧致吸收不是主要的吸收机制。在  $P < 10^{15}$  瓦/厘米<sup>2</sup> 范围, 吸收系数比逆韧致吸收理论计算值还低, 梅内斯等认为可能是由于在理论计算中未考虑

\*Lasnex 程序是利弗莫尔实验室研究激光聚变的一个主要的总体程序, 它是一个二维拉氏方程磁流体学程序。高能电子用多群处理。

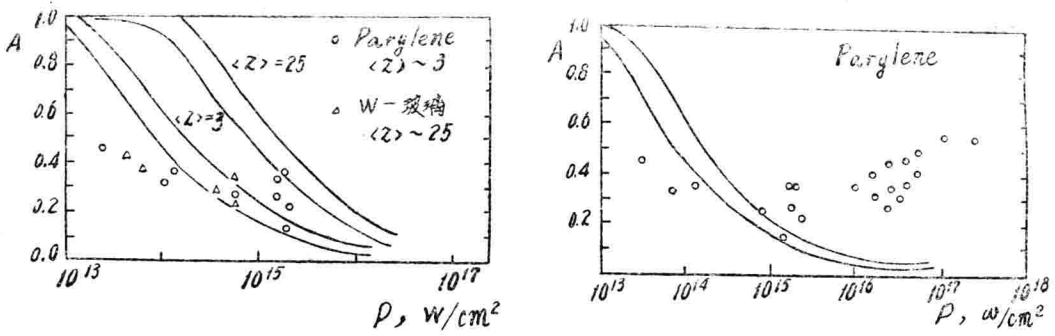


图4 激光吸收系数

光压对临界面密度变化尺度的影响，光压会使 \$L\$ 变小，密度梯度变陡，进一步减小逆韧致吸收（见下面讨论）。

除了逆韧致吸收以外，另外一种可能的激光吸收机制是抖动电子与离子声波湍流的反常碰撞<sup>[4]</sup>。逆韧致吸收来源于抖动电子与单个离子的库仑碰撞，如果抖动电子与离子声波中作集体振动的离子碰撞（反常碰撞）也会引起激光吸收。这种反常碰撞频率 \$\nu\_{an}\$ 与库仑碰撞频率 \$\nu\_{cl}\$ 之比

$$\frac{\nu_{an}}{\nu_{cl}} \approx \frac{1.5\pi^2 n_e \lambda_D^3}{A} \frac{\delta n_i^2}{n_i^2} \quad (11)$$

式中，\$A\$ 是库仑积分，数值一般在 10 左右；\$\lambda\_D\$ 是电子德拜长度，

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi n_e e^2}} = 0.75 \times 10^{-6} \sqrt{\frac{T_e (\text{千电子伏}) n_e \lambda_D^2 (\text{微米})}{n_e}} \quad (\text{厘米}) ;$$

\$\delta n\_i\$ 是由于离子声波产生的密度涨落均方根值。\$\frac{4\pi}{3} n\_e \lambda\_D^3\$ 是德拜球中的电子数，在一般等

离子体中这个数都很大，在激光打靶中，在临界密度附近，这个数是 \$10^3\$—\$10^4\$ 量级。所以只要 \$\delta n\_i/n\_i\$ 大过百分之几，反常碰撞就可能大过逆韧致吸收。目前尚无实验证据证实这点。

除了逆韧致吸收以外的吸收机制目前都叫做反常吸收。

早在六十年代末就已经开始研究在激光等离子体中波-波相互作用问题。在没有静磁场的等离子体中，只有三种波。一是横波（电磁波），等离子体中的激光就是这种波，它的色散关系

$$\omega_L^2 = \omega_p^2 + C^2 k^2.$$

另外两种波是纵波。一种是电子作高频振荡的等离子体波，其色散关系是

$$\omega_L^2 = \omega_p^2 + 3k^2 V_e^2.$$

\$V\_e = \sqrt{\frac{T\_e}{m\_e}}\$ 是电子热速度。等离子体波的频率 \$\omega\_L\$ 必须接近 \$\omega\_p\$（即 \$\omega\_L^2 \gg 3k^2 V\_e^2\$）否则朗道阻尼很严重，波衰减很快。另一种纵波是离子声波，其色散关系是

$$\omega_s = k C_s.$$

\$C\_s = \sqrt{\frac{Z T\_e}{m\_i}}\$ 是声速。这种波只存在于 \$T\_e \gg T\_i\$ 的等离子体中，否则朗道阻尼太大。

最简单的波-波相互作用是三波共振。三个波之间满足关系式

$$\omega_1 = \omega_2 + \omega_3, \quad K_1 = K_2 + K_3$$



在激光等离子体中，满足三波共振条件的只有四种可能性：

		发生区域
$L \Rightarrow l + S$	衰变不稳定性	$n \approx n_c$
$L \Rightarrow L' + S$	诱导Brillouin散射	$n < n_c$
$L \Rightarrow L' + l$	诱导Raman 散射	$n < 1/4 n_c$
$L \Rightarrow l' + l$	双等离子体波衰变	$n \approx 1/4 n_c$

既然许多主要过程发生在临界面附近，应该研究临界面附近的物理状态。

图 5 是利弗莫尔的梅内斯等人<sup>[5]</sup>所作的激光吸收与偏振方向和入射角度的关系的实验结果。

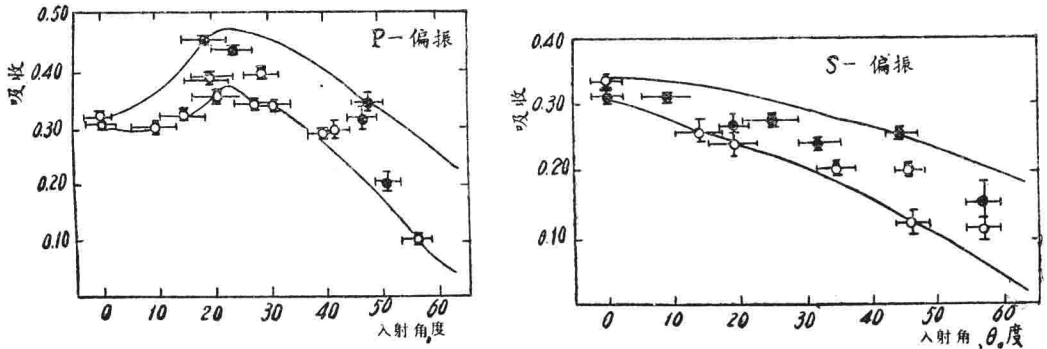


图 5 激光吸收与入射角度的关系

他们用的是利弗莫尔的贾纳斯 (Janus) Nd 玻璃激光器 ( $10^{11}$ 瓦,  $30 \pm 6$  微微秒),  $C_8H_8$  平面靶 ( $\phi 200$  微米  $\times 20$  微米)。为了保持入射激光具有良好的方向性，他们采用  $f/10$  透镜。实验结果表明，P偏振光的吸收系数比S偏振光的吸收系数大。P偏振光的吸收系数在入射角  $\theta_0$  为  $20^\circ$  时最大。这个结果清楚地显示出斜入射P偏振的共振现象在激光吸收中起了显著作用。这叫共振吸收。由共振吸收现象的金兹伯格函数 (见图 3)

$$0.8 = (k_0 L)^{1/3} \sin \theta_0$$

( $k_0 = 2\pi/\lambda_0 = 6$ )，可以推得密度变化尺度  $L \approx 1 - 2$  微米。按照流体力学膨胀速度约为  $C_s = 2 \times 10^7 \sqrt{T_e}$  和激光作用时间约  $20 - 30$  微微秒可以估得  $L$  应当以  $10$  微米量计。  $1 - 2$  微米是非常小的一个数，临界面附近非常陡。应当有一种作用力影响了临界面附近状态。

这种现象在粒子模拟计算\*中也看到了。利弗莫尔的瓦利欧 (Valeo)，克鲁恩 (Kruer) 等<sup>[6]</sup>用二维电磁粒子云程序模拟了共振吸收现象。初始密度分布是线性分布。入射角是  $24^\circ$ ，辐射能密度是等离子体热能量密度的  $1/2$ 。由图 6 (a) 可见，在临界面附近形成尖的密度凹陷，称之为腔子 (Caviton)。随后腔子消失，遗留下由亚临界密度到超临界密度的阶跃。

他们在一维均匀等离子体中也观察到腔子。他们用一空间均匀的高频场作为泵浦场

$$E = \mathcal{E}_0 e^{-i\omega_0 t}$$

\* 这是目前研究微观粒子与波、波与波相互作用的一种重要计算方法。用几千到几十万个粒子代表在几百个  $\lambda_D$  中的大量的 (约  $10^{17}$  个) 真实粒子。计算这几万个粒子的运动情况，以模拟真实等离子体中的集体运动状态。

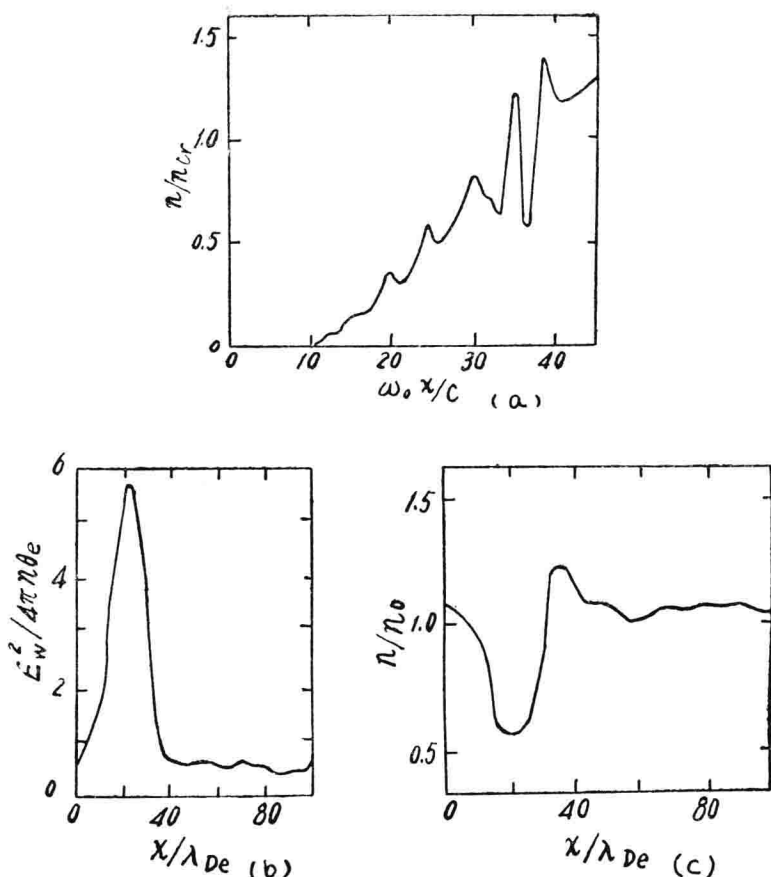


图6 临界面附近模拟计算出现的密度凹陷

$\omega_0 = 0.9\omega_p$ , 泵浦场强度  $|\mathcal{E}_0|^2 / (4\pi n_e T_e) = 0.64$ ,  $\frac{m}{M} = 0.01$ , 在  $\omega_p t = 600$  时, 清楚地出现了凹陷 (腔子) [图 6 (c)], 在同一地点, 场强大大加强 [图 6 (b)]. 可见密度凹陷是由高频场提供的光压 (有质动力) 推开物质形成的。同时高频场被捕获在凹陷中。

加利福尼亚大学洛杉矶分校的金 (Kim), 斯塔泽尔 (Stenzel) 和汪 (Wong)<sup>[17]</sup> 在放电室中利用微波作为高频泵浦源从实验上也观测到腔子。放电室  $\phi 300 \times 600$  毫米, 内充  $3 \times 10^{-4}$  托的氩气, 粒子密度  $n_0 \approx 10^9 / \text{厘米}^3$ , 密度不均匀性变化尺度  $L = 20$  厘米, 由低密度一端入射高频微波,  $\nu = 360$  兆赫兹, 功率 10 瓦。用电子探针测量高频场强, 用朗缪尔探针测量密度扰动。由图 7 可以看到, 在密度凹陷处, 场强增强。光压和物质压基本平衡:

$$\frac{\langle E_r \rangle^2}{8\pi n_0 T_e} \approx -\frac{\delta n}{n_0}$$

由这些实验可以看到, 由高频电场产生的有质动力是形成腔子的主要原因。腔子的形成、传播、变化决定了临界面附近的物理状态。激光在这个结构很复杂的临界面附近被吸收。

什么是高频场作用在物质上的有质动力?

电子运动满足方程

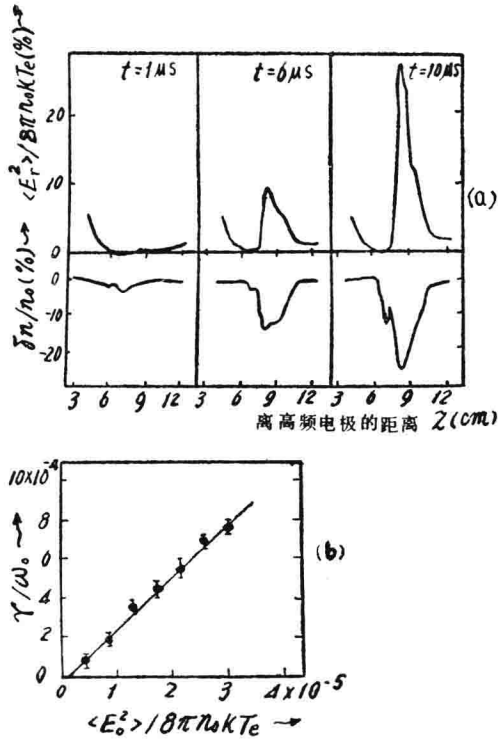


图7 微波实验测量结果

$$n_e m \left[ \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} \right] = -\nabla n_e T_e - n_e e \mathbf{E}.$$

我们研究在高频电磁场作用下电子所受平均力。取

$$\mathbf{E} = \mathcal{E}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} + C.C.$$

$\omega$  是高频振荡频率。在高频电磁场作用下，电子作快速抖动，抖动速度

$$\mathbf{V}_0 = \frac{\mathcal{E} e}{im\omega} e^{-i\omega t} + C.C.$$

我们把电子速度  $\mathbf{V}$  分解成高频部分  $\mathbf{V}_0$  和低频部分  $\mathbf{V}_1$

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}_1$$

代入上式，并对时间平均，得

$$m \left[ \frac{\partial \mathbf{V}_1}{\partial t} + (\mathbf{V}_1 \cdot \nabla) \mathbf{V}_1 \right] = -\frac{\nabla n_e T_e}{n_e} - m \langle (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla) \mathbf{V}_0 \rangle$$

$\langle \rangle$  表示对高频部分作时间平均。或

$$n_e m \left[ \frac{\partial \mathbf{V}_1}{\partial t} + (\mathbf{V}_1 \cdot \nabla) \mathbf{V}_1 \right] = -\nabla n_e T_e - m n_e \langle (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla) \mathbf{V}_0 \rangle$$

式中  $-n_e m \langle (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla) \mathbf{V}_0 \rangle$  项就是由于高频场作用在电子上的平均作用力，也就是有质动力<sup>[8]</sup>。

把  $\mathbf{V}_0 = \frac{e\mathbf{E}}{im\omega} + C.C.$  代入，经过对时间平均得，

$$-n_e m \langle (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla) \mathbf{V}_0 \rangle = -\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \nabla \cdot \frac{|\mathcal{E}|^2}{4\pi} \quad (12)$$

在有质动力作用下，是否有可能形成腔子，腔子是什么东西？下面定性地讨论这个问题的实质。

在真空中激光满足波动方程

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}_L}{\partial t^2} - C^2 \nabla^2 \mathbf{E}_L = 0$$

在等离子体中，激光使等离子体极化，极化项

$$\frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} = \frac{4\pi n_e e^2}{m} \mathbf{E}_L = \frac{4\pi n_e e^2}{m} \left( 1 + \frac{x}{L} + \frac{\delta n}{n_e} \right) \mathbf{E}_L$$

$\delta n$  是介质密度在高频场作用下发生的扰动。忽略扰动，得激光在等离子体中传播满足的光路方程。扰动项  $\frac{4\pi n_e e^2}{m} \frac{\delta n}{n_e} \mathbf{E}_L$  是一个高频项，可以激发等离子体波，是等离子体波的泵浦源。

我们知道等离子体波的色散关系是

$$\begin{aligned} \omega_i^2 &= \omega_p^2 + 3k^2 V_e^2 \\ \omega_p^2 &= \frac{4\pi n_e e^2}{m} = \frac{4\pi n_e e^2}{m} \left( 1 + \frac{x}{L} + \frac{\delta n}{n_e} \right) \end{aligned}$$

换成时空变量 ( $\omega_i \rightarrow i \frac{\partial}{\partial t}$ ,  $\mathbf{K} \rightarrow -i \nabla$ )，等离子体波电场  $\mathbf{E}_i$  满足的方程是：

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}_i}{\partial t^2} - 3V_e^2 \nabla^2 \mathbf{E}_i = -\frac{4\pi n_e e^2}{m} \left( 1 + \frac{x}{L} + \frac{\delta n}{n_e} \right) \mathbf{E}_i - \frac{4\pi \delta n e^2}{m} \mathbf{E}_L$$

方程式的最后一项是激光对等离子体波的泵浦项。以后我们令  $\omega_{pe}^2 = 4\pi n_e e^2/m$ ，则等离子体波电场满足方程式：

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}_i}{\partial t^2} - 3V_e^2 \nabla^2 \mathbf{E}_i = -\omega_{pe}^2 \left( 1 + \frac{x}{L} + \frac{\delta n}{n_e} \right) \mathbf{E}_i - \omega_{pe}^2 \frac{\delta n}{n_e} \mathbf{E}_L \quad (13)$$

在激光场和等离子体波场的有质动力作用下，介质密度要发生扰动。有质动力是

$$-\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \nabla \cdot \frac{|\mathbf{E}_i + \mathbf{E}_L|^2}{4\pi} \approx -\nabla \cdot \frac{|\mathbf{E}_i + \mathbf{E}_L|^2}{4\pi}$$

在临界面附近  $\omega_p^2/\omega^2 \approx 1$ 。离子扰动（离子声波）满足色散方程  $\omega_s^2 = c_s^2 k^2$ ，换成时空变量，加上高频场的有质动力作用，得离子密度扰动  $\delta n$  满足的方程

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \delta n - c_s^2 \nabla^2 \delta n = -\frac{1}{4\pi m_i} \nabla^2 |\mathbf{E}_i + \mathbf{E}_L|^2 \quad (14)$$

当泵浦光源  $\mathbf{E}_L$  给定，(13)、(14) 形成一套完备的方程组。我们就从这套方程组出发，定性地讨论腔子问题。只讨论一维情况。

先研究均匀介质情况 ( $L \rightarrow \infty$ )。当泵浦开始  $\mathbf{E}_i$ ， $\delta n$  还很小时，可以线性化，忽略非线性项，(13)，(14) 变成

$$\frac{\partial^2 E_I}{\partial t^2} - 3V_e^2 \frac{\partial^2 E_I}{\partial x^2} = -\omega_{pc}^2 E_I - \omega_{pc}^2 \frac{\delta n}{n_c} E_L \quad (15)$$

$$\frac{\partial^2 \delta n}{\partial t^2} - c_s^2 \frac{\partial^2 \delta n}{\partial x^2} = \frac{1}{4\pi m_i} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (E_I \cdot E_I^* + C.C.) \quad (16)$$

这里假设了在均匀介质中激光波长比起等离子体波波长长得多，把激光看成空间均匀泵浦高频场，忽略了  $\frac{\partial^2}{\partial x^2} |E_L|^2/4\pi$  项。(15)(16) 是均匀介质线性方程，有

$$\begin{aligned} E_I &= \mathcal{E}_L e^{-i\omega_L t} + C.C., \\ \delta n &= \delta n_0 e^{i\omega t - ikx} + C.C., \\ E_I &= \mathcal{E}_I e^{-i(\omega_L - \omega)t - ikx} + C.C. \end{aligned}$$

形式的解。代入(15)，(16)式得（忽略  $\delta n_0$ ，附标。不写）

$$\begin{aligned} [-(\omega_L - \omega)^2 + 3k^2 V_e^2 + \omega_{pc}^2] \mathcal{E}_I &= -\omega_{pc}^2 \frac{\delta n}{n_c} \mathcal{E}_L, \\ (-\omega^2 + k^2 C_s^2) \delta n &= -\frac{k^2}{4\pi m_i} \mathcal{E}_I \mathcal{E}_L^* \end{aligned}$$

由此得  $\omega$  满足的关系式

$$\begin{vmatrix} (\omega_L - \omega)^2 - 3k^2 V_e^2 - \omega_{pc}^2 & -\omega_{pc}^2 \mathcal{E}_L \\ -\frac{k^2 \mathcal{E}_L^*}{4\pi n_c m_i} & \omega^2 - k^2 C_s^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (17)$$

或

$$\begin{aligned} &(\omega_L - \omega - \omega_I)(\omega_L - \omega + \omega_I)(\omega - kC_s)(\omega + kC_s) \\ &= \frac{\omega_{pc}^2 k^2 |\mathcal{E}_L|^2}{4\pi n_c m_i} \end{aligned}$$

$\omega_I^2 = \omega_{pc}^2 + 3k^2 V_e^2$  是临界点等离子体波频率。

令  $\omega = \omega_r + i\gamma$ ， $\omega_r$  是实部，由上式可以求出  $\omega_r$  和  $\gamma$ 。 $\gamma > 0$  表示系统不稳定， $\mathcal{E}_I$  和  $\delta n$  在激光泵浦下，指数增长。这里只讨论一个最简单情况，三波共振  $\omega_L = \omega_I + kC_s$  的近似解。这时可得

$$\begin{aligned} \omega_r &\approx kC_s, \\ \gamma^2 &= \frac{|\mathcal{E}_L|^2}{16\pi n_c T_e} \omega_{pc} k C_s. \end{aligned} \quad (18)$$

这个不稳定性就是前面提到的激光激发等离子体波和离子声波的衰变不稳定性。

$\frac{|\mathcal{E}_L|^2}{4\pi n_c T_e} = \left(\frac{V_0}{V_e}\right)^2$  是激光打靶的一个重要参数。在高功率密度情况下，这个数接近

1 甚至超过 1。所以  $\gamma$  是很大的一个数，不稳定性增长很快。

随着不稳定性发展，等离子体波逐渐增强，非线性项渐渐重要。我们去掉泵浦源，研究非线性项所起的作用。(13)(14) 变成

$$\frac{\partial^2 E_I}{\partial t^2} - 3V_e^2 \frac{\partial^2 E_I}{\partial x^2} = -\omega_{pc}^2 \left(1 + \frac{\delta n}{n_c}\right) E_I, \quad (19)$$

$$\frac{\partial^2 \delta n}{\partial t^2} - C_s^2 \frac{\partial^2 \delta n}{\partial x^2} = \frac{1}{4\pi m_i} \frac{\partial^2}{\partial x^2} |E_I|^2. \quad (20)$$

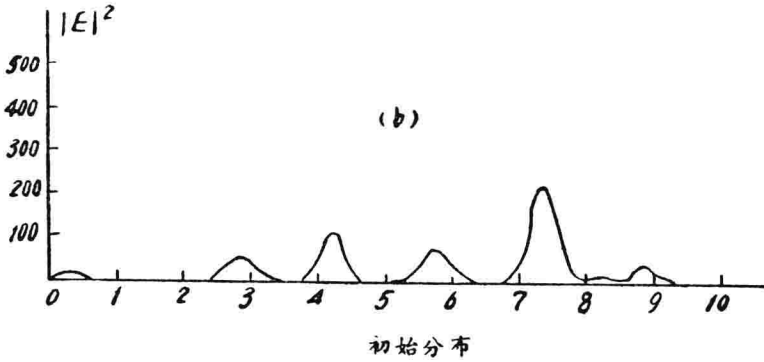
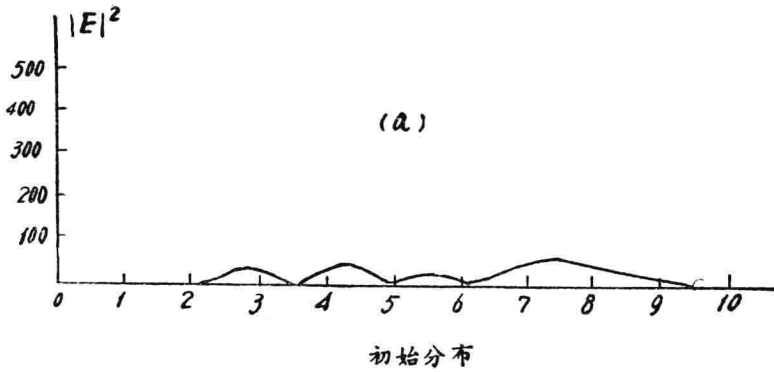


图8 波包孤粒子的凝聚

作变换  $E_l = \mathcal{E}_l(x, t)e^{-i\omega_{pe}t} + C.C.$ ,  $\mathcal{E}_l(x, t)$  是时间的慢变函数, 可以忽略  $\frac{\partial^2 \mathcal{E}_l}{\partial t^2}$  项, (19)

(20) 变成

$$2i\omega_{pe} \frac{\partial \mathcal{E}_l}{\partial t} = -3V_e^2 \frac{\partial^2 \mathcal{E}_l}{\partial x^2} + \omega_{pe}^2 \frac{\delta n}{n_c} \mathcal{E}_l, \quad (21)$$

$$\frac{\partial^2 \delta n}{\partial t^2} - C_s^2 \frac{\partial^2 \delta n}{\partial x^2} = \frac{1}{4\pi m_i} \frac{\partial^2 |\mathcal{E}_l|^2}{\partial x^2}. \quad (22)$$

取时间单位  $\frac{3}{2} \frac{m_i}{m_e} \omega_{pe}^{-1}$ , 长度单位  $\frac{3}{2} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \frac{V_e}{\omega_{pe}} = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \lambda_0$ , 速度单位  $C_s$ , 电场单位

$\sqrt{\frac{64\pi}{3}} n_c m C_s^2$ , 离子密度单位  $\frac{4}{3} \frac{m_e}{m_i} n_c$ , 则(21)(22)无量纲化

$$i \frac{\partial \mathcal{E}_l}{\partial t} = \delta n \mathcal{E}_l - \frac{\partial^2 \mathcal{E}_l}{\partial x^2}. \quad (23)$$

$$\frac{\partial^2 \delta n}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \delta n}{\partial x^2} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} |\mathcal{E}_l|^2, \quad (24)$$

这个方程称为扎哈罗夫方程, 是1972年提出的。它是讨论腔子的基本方程。为了说明物理现象实质, 我们先讨论在有质动力和物质压基本平衡下的近似, 即忽略(22)式中的  $\frac{\partial^2 \delta n}{\partial t^2}$  项。这样

$$-\delta n = |\mathcal{E}_l|^2$$

代入(23)式, 得

$$i \frac{\partial \mathcal{E}_l}{\partial t} = - \frac{\partial^2 \mathcal{E}_l}{\partial x^2} - |\mathcal{E}_l|^2 \mathcal{E}_l. \quad (25)$$

这是一个非线性的薛定格方程。这个方程的解已经用逆散射方法完全解决。任意初始分布都会凝聚成一个一个孤粒子(Soliton) (图8)。孤粒子的表达式是

$$\mathcal{E}_l = \sqrt{2} \eta \operatorname{sech} \eta (x - V_g t) e^{i \frac{V_g}{2} x - i \left( \frac{V_g^2}{4} - \eta^2 \right) t} \quad (26)$$

$$-\delta n = |\mathcal{E}_l|^2 = 2\eta^2 \operatorname{sech}^2 \eta (x - V_g t).$$

这是一个波包, 也是一个密度凹陷, 凹陷深度 $2\eta^2$ , 宽度 $\eta^{-1}$ , 它以 $V_g$ 速度移动( $\eta$ 和 $V_g$ 由初始分布决定)。我们不要忘记电场 $E_l = \mathcal{E}_l e^{-i\omega_p t} + c.c.$ , 所以凹陷中包络的是一个高频电场。这种孤粒子通常称作波包孤粒子(envelope soliton), 也可以叫作等离子体孤粒子(langmuir soliton)。

产生这种现象的物理机制是很明显的。(25)式中的 $-|\mathcal{E}_l|^2 \mathcal{E}_l$ 是薛定格方程的“势能”项,  $-\frac{\partial^2 \mathcal{E}_l}{\partial x^2}$ 是“动能”项。在 $|\mathcal{E}_l|^2$ 大的地方, 相当于“势能”大, 于是吸引 $|\mathcal{E}_l|^2$ 小的地方的波, 发生自凝聚现象。于是 $|\mathcal{E}_l|^2$ 大的地方愈来愈大, 小的地方愈来愈小, 波形变陡。随着波的空间梯度增大, “动能”项增大, “动能”项抗拒波的进一步凝聚。非线性项是一种凝聚力, 色散项(动能项)是一种抗凝聚力, 在这两种作用相互抗衡下, 形成一个一个波包孤粒子。这和激光在等离子体中自聚焦现象在本质上是一致的。具有不均匀光斑的激光在等离子体中传播时会由于自聚焦而成丝。成丝也是一种波包孤粒子。

在等离子体中, 激光满足波动方程

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}_L}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \mathbf{E}_L = -\omega_p^2 \left( 1 + \frac{\delta n}{n_0} \right) \mathbf{E}_L,$$

作有质动力与物质压平衡假设

$$-m_i c_s^2 \delta n = |\mathbf{E}_L|^2 / 4\pi$$

上式变成

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}_L}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \mathbf{E}_L = -\omega_p^2 \left( 1 - \frac{|\mathbf{E}_L|^2}{4\pi n_0 m_i c_s^2} \right) \mathbf{E}_L.$$

令激光沿 $x$ 轴传播,  $\mathbf{E}_L = \mathcal{E}_L(x, y, z) e^{-i\omega_L t + ikx} + C.c.$ ,  $\mathcal{E}_L$ 是 $x, t$ 的慢变函数, 忽略 $\frac{\partial^2 \mathcal{E}_L}{\partial x^2}$ 项, 得 $(\omega_p^2 + c^2 k^2 = \omega_L^2)$ 。

$$-2ic^2 k \frac{\partial \mathcal{E}_L}{\partial x} - c^2 \left( \frac{\partial^2 \mathcal{E}_L}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathcal{E}_L}{\partial z^2} \right) = \omega_p^2 \frac{|\mathbf{E}_L|^2}{4\pi n_0 T_e} \mathbf{E}_L$$

这也是非线性薛定格方程。激光在等离子体中传播时, 要形成一个一个孤粒子, 这些孤粒子轨迹成为一条一条的丝。在激光打靶中要注意这个问题。成丝可以使问题变得很复杂。

现在回到波包孤粒子问题上来。在非线性薛定格方程近似下, 这些孤粒子是很坚固的。甚至在孤粒子发生相互碰撞后, 都不改变它们的形状。

这当然是一种近似。扎哈罗夫方程(23)(24)也有孤粒子解, 与(26)式类似,  $\delta n$ 保持不变, 只是在 $\mathcal{E}_l$ 前多一个因子 $\sqrt{1 - V_g^2}$

$$\mathcal{E}_l = \sqrt{2} \eta \sqrt{1 - V_g^2} \operatorname{sech} \eta (x - V_g t) e^{i \frac{V_g}{2} x - i \left( \frac{V_g^2}{4} - \eta^2 \right) t}, \quad (27)$$

扎哈罗夫方程孤粒子的群速度不象非线性薛定格方程那样是任意的，群速度必须小于1。换回原来单位即 $V_g < C_s$ ，即孤粒子速度是亚声速的。扎哈罗夫方程的孤粒子不象非线性薛定格方程那样坚固，在碰撞过程中要发生很复杂的变化，它们可能仍分开成两个孤粒子前进，也可能融合在一起，形成新的孤粒子，还可能产生离子声波等等。这个问题正进行数值模拟研究<sup>[10]</sup>。按上面所讨论的物理机制，不仅x方向会发生波的凝聚，其它两个方向也会发生波的凝聚，形成一个一个孔穴。这种现象在二维粒子模拟中已发现<sup>[10]</sup>。多维孔穴不稳，继续凝聚，到德拜长度，把波能传给快速电子。

以上讨论的是均匀介质的情况。陈(Chen)和刘(Liu)<sup>[11]</sup>把它推广到非均匀介质。在非均匀介质中也可以形成波包孤粒子。在非均匀介质中，方程(13)(14)归结为

$$i \frac{\partial \mathcal{G}_i}{\partial t} = - \frac{\partial \mathcal{G}_i^2}{\partial x^2} - (|\mathcal{G}_i|^2 - \alpha x) \mathcal{G}_i = 0. \quad (28)$$

陈和刘给出这个方程的孤粒子解是

$$\mathcal{G}_i = \sqrt{2} \eta \operatorname{sech} \eta (x + \alpha t^2 - V_g t) e^{i \left( \frac{V_g}{2} - \alpha \right) x - i \left[ \frac{1}{3} \alpha^2 t^3 - \frac{1}{2} \alpha V_g t^2 + \left( \frac{V_g^2}{4} - \eta^2 \right) t \right]},$$

$$-\delta n = |\mathcal{G}_i|^2 = 2\eta^2 \operatorname{sech}^2 \eta (x + \alpha t^2 - V_g t). \quad (29)$$

在非均匀介质中，波包孤粒子速度不是常数，

$$\frac{dx}{dt} = V_g - 2\alpha t. \quad (30)$$

有一个负加速度，所以它在向超临界密度传播时是减速的，向亚临界密度传播时是加速的。加速度很大，换到平常单位

$$2\alpha = \frac{3V_e^2}{L}. \quad (31)$$

陈和刘设想，激光在临界面一个接一个地产生孤粒子。这些孤粒子迅速流入亚临界区消失。

研究激光吸收机制的一个关键问题是研究临界面的物理状态。高频场的有质动力起了十分重要作用。物理学许多分支都发现的孤粒子产生、发展、传播、相互作用和消逝是问题的核心。

在激光打靶中，当前还未见到直接测量临界面附近密度分布的实验。日本人山中(Yamanaka)<sup>[12]</sup>等用激光Ⅱ号(GekkoⅡ)Nd激光器打靶，靶丸是 $\phi 50$ 玻璃小球。他们用经过倍频的0.53微米激光作光源，用干涉仪探测了靶丸附近等离子体密度分布，测到的是 $\int n_e dl$ ，即沿光路积分。激光脉冲宽度30微微秒，测量是在激光打靶后200微微秒进行的。这时靶丸已经飞散。他们发现密度分布有两种尺度(图9)。高密度区密度梯度比较大(尺度 $L_1$ )，低密度区梯度比较小(尺度 $L_2$ )。他们把 $L_1$ 和 $L_2$ 外延至激光打靶时刻，得到 $L_1 \approx 2$ 微米。由于倍频光在穿过密度梯度陡的区域的折射，他们还不能直接测到感兴趣时刻的临界面附近的密度分布。

前几年，很多人都担心诱导Brillouin散射(SBS)对激光的反射。SBS的阈值很低，在超过SBS阈值后，线性增长率 $\gamma_0^2 = \frac{|\mathcal{G}_L|^2}{16\pi n_e T_e} \omega_L k C_s$ 很大，所以很多人怕它影响激光吸收。以后的实验中观测到的SBS都不很大，大都表明SBS不高于10—20%<sup>[13]</sup>。1972年罗森布拉斯(Rosenbluth)<sup>[14]</sup>指出，由于SBS产生的光波和声波都具有群速度，在非均匀介质中它们会跑出共振区，使由不稳定产生的波强度逐渐饱和。饱和强度

$$I = I_0 e^{2\pi \frac{\gamma_0}{K' V_L' V_e}} \quad (32)$$



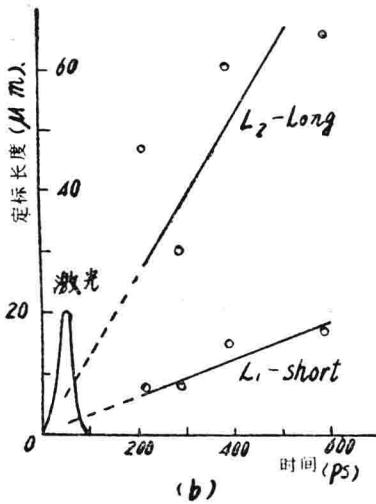
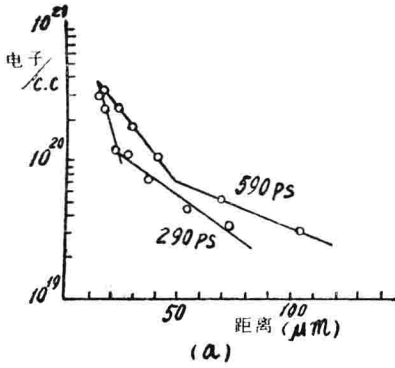


图9 临界面附近密度梯度的测量

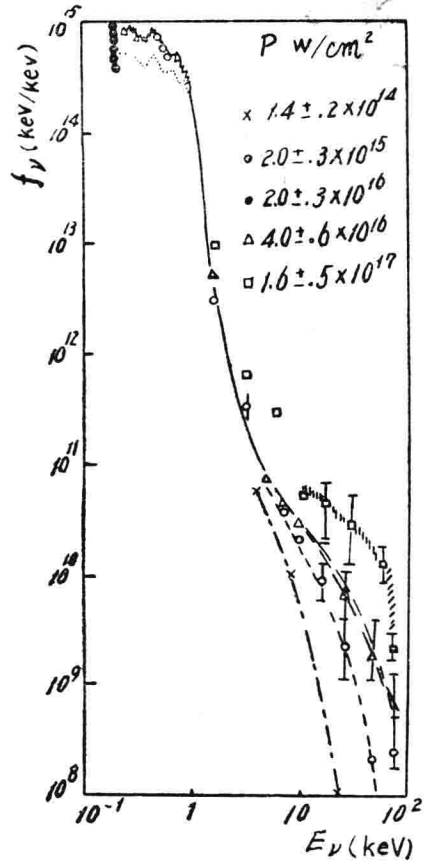


图10 X光谱图

$I_0$ 是初始强度,  $K' = \frac{d}{dx} |k_L - k_{L'} - k_s|$ ,  $V_L'$ ,  $V_s$ 分别是散射光波和声波的群速度。

将 $\gamma_0^2$ 代入上式, 得

$$I = I_0 e^{2\pi \frac{|\mathcal{E}_L|^2}{4\pi n_e T_e} \frac{k_0 L}{6}} \quad (33)$$

按上面估计, 在临界面附近 $L \approx 2$ 微米, 对于Nd激光 $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \approx 6$ , 当 $\frac{|\mathcal{E}_L|^2}{4\pi n_e T_e} < 1$ , 这个饱和强度是低的。不过目前作结论还为时过早, 在以后强功率打靶中, SBS也还有可能是一个问题。

一般认为, 传播能量是不能依靠波的传播的, 波在临界面附近把能量传给电子, 然后由电子传热把能量送入靶丸。激光被吸收后, 产生的电子能量分布是很重要的一个问题。由于静电吸力, 只有少量电子能飞出靶丸被直接探测到, 难于直接反映电子能量分布。目前主要通过测量X射线谱, 反推电子温度。对于低Z靶, X射线是通过韧致辐射发射的。图10是利弗莫尔<sup>[3]</sup>在Parylene盘靶上的实验X光谱。打靶功率密度由 $10^{14}$ 瓦/厘米<sup>2</sup>到 $10^{17}$ 瓦/厘米<sup>2</sup>。低能谱与功率密度关系不大。相当电子温度在500—600电子伏之间。用高能X光谱可以求出高能电子温度 $T_h$ 。