

2014 Autumn Semester, course for graduate student
Lecture notes: Physics of Laser-Plasma Interaction

III. Propagation of Laser (electromagnetic) waves in plasma

Bin Qiao

School of Physics

Peking University, Beijing, P. R. China

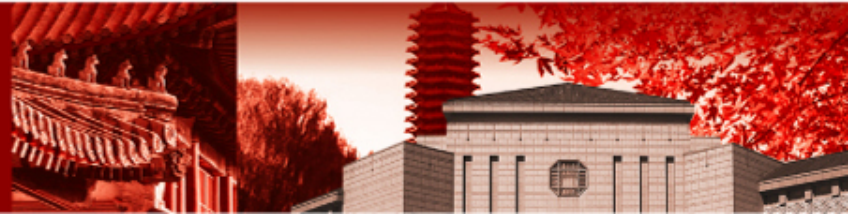
Email: bqiao@pku.edu.cn

Office: Room 544 (South), Physics Building

Tel: 62745005



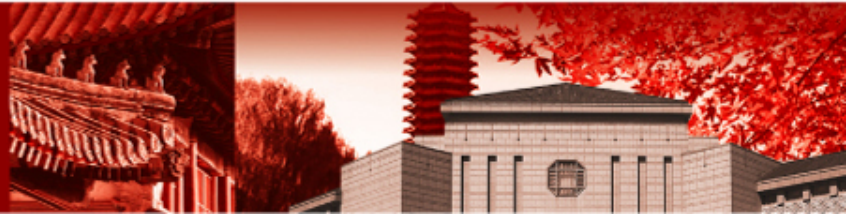
北京大学



III.1 Wave equations



北京大學



III.1 wave equations

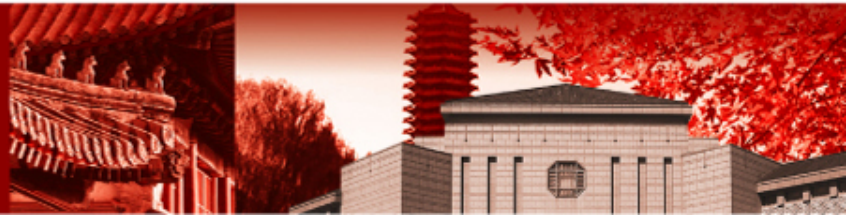
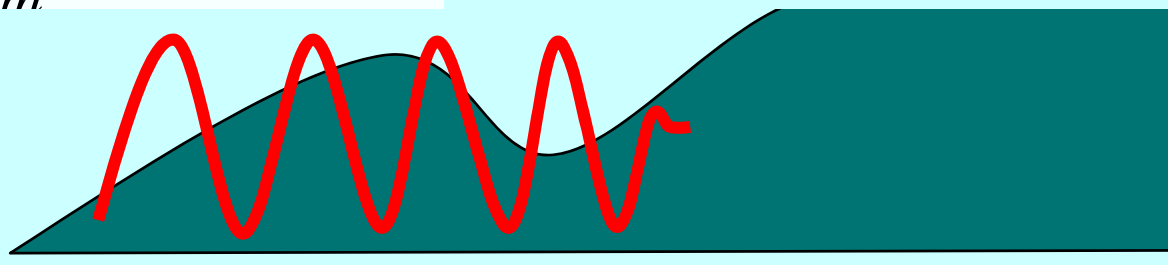
等离子体支持本征电荷密度振荡，在无磁场的情况下，存在高频的静电波和低频的离子声波，用双流体描述了它们的波动方程和色散关系。

假设没有外加的（或自生的）大的磁场，我们研究形式为

$$\vec{E} = \vec{E}(\vec{x}) \exp(-i\omega t)$$

的高频场的**线性**等离子体响应，因为频率 $\omega \geq \omega_{pe}$ ，离子被处理为稳定的密度为 $n_{0i}(\mathbf{x})$ 的电中性背景。如果忽略包括 $\vec{u}_e \nabla \vec{u}_e$ 和 $\vec{u}_e \times \vec{B}$ （作为小量的乘积项， $\sim |\mathbf{E}^2|$ ）的项，电子流体线性化的运动方程简化为

$$\frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} = -\frac{e}{m} \vec{E}(\vec{x}) \exp(-i\omega t)$$



III.1 wave equations

因为电流密度可以写成

$$\vec{J} = -n_0(\vec{x})e\vec{u}_e,$$

其随时间变化

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = -n_0(\vec{x})e \frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} = \frac{\omega_{pe}^2(\vec{x})}{4\pi} \vec{E}$$

这里

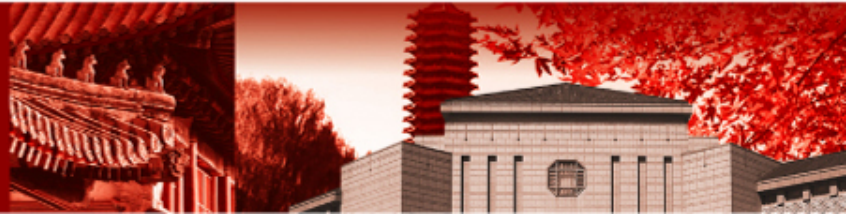
$$\omega_{pe}^2 = \frac{4\pi n_0 e^2}{m_e}, n_0 = Zn_{0i} \text{ 是电子密度, 所以}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega \quad \vec{J} = \frac{i\omega_{pe}^2}{4\pi\omega} \vec{E} = \sigma \vec{E}, \quad \sigma = \frac{i\omega_{pe}^2}{4\pi\omega}.$$

式中 σ 是等离子体的高频电导率。



北京大学



III.1 wave equations

为了导出高频振荡电磁场的波动方程，我们首先考虑Faraday定律和定律，它们变成

$$\nabla \times \vec{E} = \frac{i\omega}{c} \vec{B},$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \sigma \vec{E} - \frac{i\omega}{c} \vec{E}.$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$$

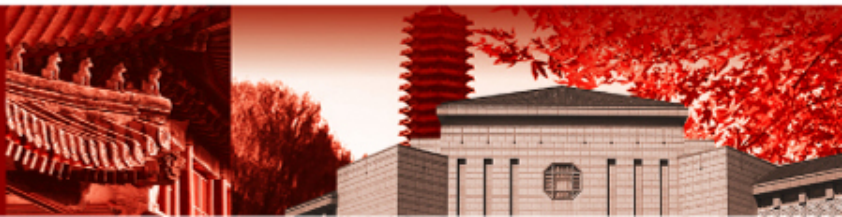
把 σ 代入，有

$$\sigma = \frac{i\omega_{pe}^2}{4\pi\omega}$$

$$\nabla \times \vec{B} = -\frac{i\omega}{c} \epsilon \vec{E},$$

$$\text{这里 } \epsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$$

等离子体的介电函数



III.1 wave equations

利用矢量公式 $\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}$

可以得到**E**的波动方程

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\frac{i\omega}{c} \nabla \times \vec{B} = -\frac{i\omega}{c} \left(-\frac{i\omega}{c} \epsilon \vec{E}\right)$$

$$\nabla^2 \vec{E} - \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \vec{E} = 0 \quad \vec{E} \text{的波动方程}$$

B的波动方程可以类似导出

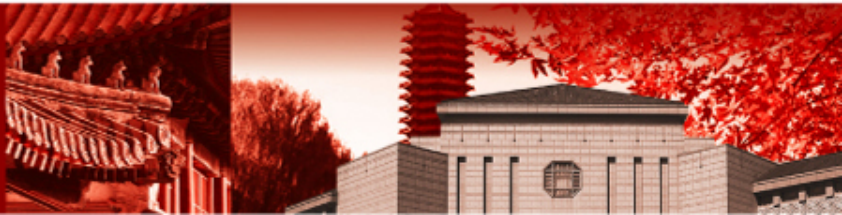
$$\nabla \times (\nabla \times \vec{B}) = -\frac{i\omega}{c} \nabla \times (\epsilon \vec{E}), \quad \nabla \times (\epsilon \vec{E}) = \epsilon \nabla \times \vec{E} + \nabla \epsilon \times \vec{E},$$

$$\nabla^2 \vec{B} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \vec{B} + \frac{1}{\epsilon} \nabla \epsilon \times (\nabla \times \vec{B}) = 0$$

→ 可推出均匀密度等离子体电磁波的色散关系



北京大学



III.1 wave equations

让我们导出均匀密度等离子体电磁波的色散关系。这时 $\nabla \varepsilon = 0, \nabla \cdot \vec{E} = 0,$ \mathbf{E} 和 \mathbf{B} 的波动方程变成完全一样了。

$$\nabla^2 \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \vec{E} = 0, \quad \nabla^2 \vec{B} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \vec{B} = 0.$$

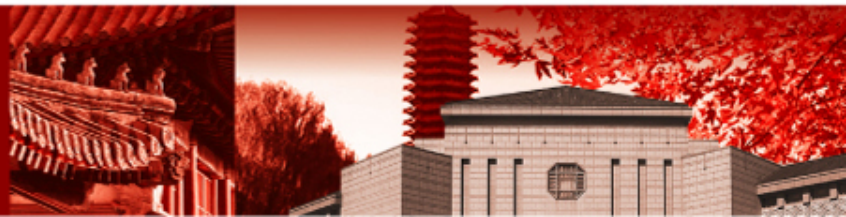
假设空间依赖为 $\exp(i\vec{k} \cdot \vec{x})$, 那么给出等离子体中电磁波的色散关系

$$\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \varepsilon = k^2, \quad \varepsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$$

$$\text{或 } \omega^2 = \omega_{pe}^2 + c^2 k^2 \quad \text{电磁波的色散关系}$$

注意: ω_{pe} 是光波在等离子体中传播的最小频率, 即是说, 对 $\omega < \omega_{pe}$, k 将变成虚数。因为电子响应的特征频率是 ω_{pe}^{-1} , 所以当 $\omega < \omega_{pe}$ 时, 电子将屏蔽掉光波场。

于是用 $\omega = \omega_{pe}$ 这个条件, 定义光波可以穿透的最大的等离子体密度, 即**临界密度(critical density)**, 临界密度处, $\varepsilon = 0$ 。



III.1 wave equations

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + c^2 k^2$$

✓ 临界密度

$$n_c = \frac{\omega^2}{4\pi e^2 / m_e}$$

$$n_{cr} = 1.1 \times 10^{21} / \lambda^2. \quad \lambda: \mu\text{m}$$

✓ 当 $\omega < \omega_{pe}$ 时，电磁波不能在等离子体中传播，即低频电磁波被等离子体极化电流屏蔽。

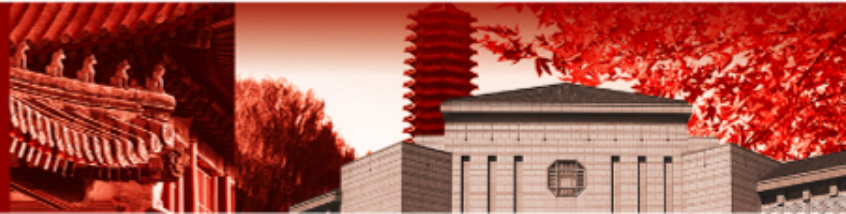
$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{i}{c\omega} (\omega_{pe}^2 - \omega^2) \mathbf{E}$$

极化 位移
电流 电流

- ✓ 它们的方向相反，而大小与频率有关。
- ✓ 位移电流小于极化电流时，电磁波将完全被极化电流屏蔽。



北京大学



III.1 wave equations

为了研究光在**非均匀**等离子体中传播的某些基本特点，让我们考虑垂直入射等离子体平板上的平面波，假定只有在 z 方向的变化，那么

$$n_0 = n_0(z), \quad \varepsilon = \varepsilon(\omega, z), \quad \vec{E}(\vec{x}) = \vec{E}(z) \exp(-i\omega t).$$

\mathbf{E} 的波动方程变成

$$\frac{d^2}{dz^2} E_{x,y} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon E_{x,y} = 0, \quad \varepsilon E_z = 0$$

类似地， \mathbf{B} 的波动方程简化为

$$\frac{d^2}{dz^2} B_{x,y} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon B_{x,y} - \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dz} \frac{dB_{x,y}}{dz} = 0, \quad \frac{dB_z}{dz} = 0.$$

下面我们将研究这个场的**WKB**解，虽然限制为**较小的密度梯度**，但是这个解提供了密度梯度怎样影响电磁波在等离子体中传播的极好的解释。



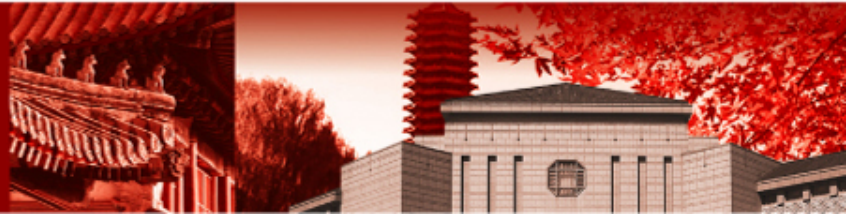
北京大

$$\nabla^2 \vec{E} - \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \vec{E} = 0 \quad \nabla^2 \vec{B} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \vec{B} + \frac{1}{\varepsilon} \nabla \varepsilon \times (\nabla \times \vec{B}) = 0$$

III.2 WKB approximation



北京大學



III.2 WKB approximation

在场的空间变化很缓慢的限制下，可以得到波的传播十分有用的近似解。如果我们取电场矢量在x方向， $\mathbf{E}_x = \mathbf{E}$ ，有

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega, z) E = 0,$$

对于均匀等离子体 $\varepsilon(\omega, z) \Rightarrow \varepsilon(\omega)$

$$E(z) = E_0 \exp\left[\frac{i\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega)} z\right]$$

假设一个等离子体的缓变介电函数（即小密度梯度情况），可找出一个解形式为

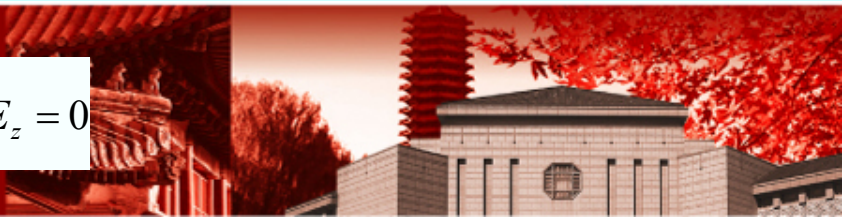
$$E(z) = E_0(z) \exp\left[\frac{i\omega}{c} \int_0^z \psi(z') dz'\right],$$

这里振幅 $E_0(z)$ 和相位 $\Psi(z)$ 是缓变函数。



北京大学

$$\frac{d^2}{dz^2} E_{x,y} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon E_{x,y} = 0, \quad \varepsilon E_z = 0$$



III.2 WKB approximation

微分 $E(z)$ 并代入

2 1 0 1 0 阶量

$$E_0'' + \frac{2i\omega}{c}\psi E_0' - \frac{\omega^2}{c^2}\psi^2 E_0 + \frac{i\omega}{c}\psi' E_0 + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon E_0 = 0,$$

“'”表示对 z 微商。

对于最低阶阶，我们忽略所有倒数，得到

$$-\frac{\omega^2}{c^2}\psi^2 E_0 + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon E_0 = 0, \quad \longrightarrow \quad \psi = \sqrt{\varepsilon(\omega, z)}$$

梯度的下一阶

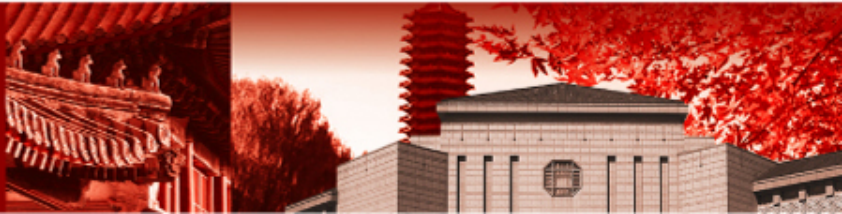
$$\frac{2i\omega}{c}\psi E_0' + \frac{i\omega}{c}\psi' E_0 = 0, \quad \longrightarrow \quad \frac{E_0'}{E_0} = -\frac{\psi'}{2\psi}$$

具有的解为

$$E_0(z) = \frac{\text{常数}}{\sqrt{\psi}}.$$



北京大学



III.2 WKB approximation

这样

$$E(z) = \frac{E_{FS}}{\varepsilon^{1/4}} \exp\left[\frac{i\omega}{c} \int_0^z \sqrt{\varepsilon(\omega, z')} dz'\right].$$

E_{FS} : 真空中的电场值

从上式可以看出，**电场振幅随着光波向较高的密度区域传播而增加。**

从能流守恒公式

$$\frac{v_g |E_0(z)|^2}{8\pi} = \frac{cE_{FS}^2}{8\pi}, \quad v_g : \text{光波在等离子体中的群速度}$$

利用色散关系

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + c^2 k^2$$



北京大学

$$E(z) = E_0(z) \exp\left[\frac{i\omega}{c} \int_0^z \psi(z') dz'\right],$$

$$\psi = \sqrt{\varepsilon(\omega, z)}$$

$$\frac{E_0'}{E_0} = -\frac{\psi'}{2\psi}$$

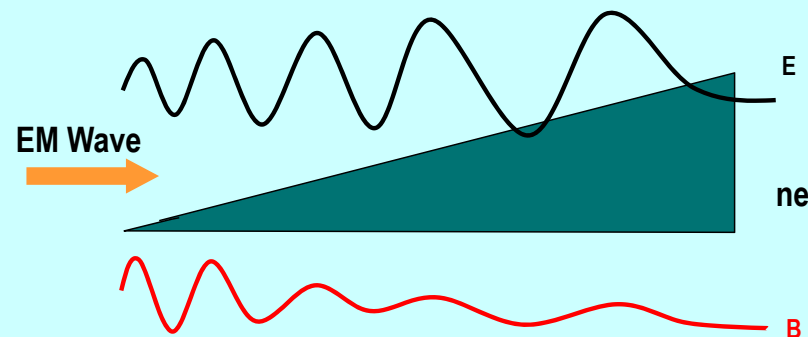
III.2 WKB approximation

相对于局域群速度值与局域介电函数值的关系有

$$\frac{v_g}{c} = \sqrt{\epsilon(\omega, z)},$$

最后得到

$$|E_0(z)| = \frac{E_{FS}}{\epsilon^{1/4}}.$$



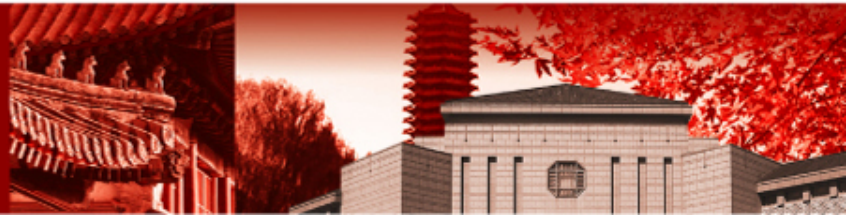
与**WKB**结果相符。

因为能量流也可以表示为 $c\vec{E} \times \vec{B} / 4\pi$ ，我们容易看出，光波的磁场振幅在等离子体中是减少的，即

$$|B_0(z)| = B_{FS} \epsilon^{1/4}. \quad B_{FS} : \text{真空中的磁场值}$$



北京大学

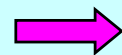


III.2 WKB approximation

WKB解的有效性条件:

在WKB解的推导中, 要求

$$E_0'' \ll \frac{\omega}{c} \psi' E_0, \frac{\omega}{c} \psi E_0'$$



$$E_0'' \ll k E_0' \\ \Rightarrow E_0' \ll k E_0$$



从

$$E(z) = \frac{E_{FS}}{\varepsilon^{1/4}} \exp\left[\frac{i\omega}{c} \int_0^z \sqrt{\varepsilon(\omega, z')} dz'\right] \rightarrow k(z) = \frac{\omega \psi}{c},$$

$$\text{其充分条件是 } \frac{\partial E_0}{\partial z} \ll k E_0$$

用 $E(z)$ 表示式代替 E_0 , 可得到条件

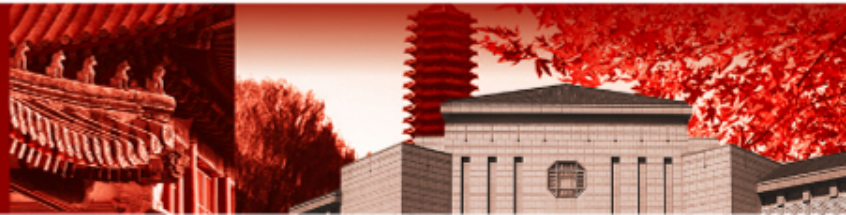
$$\lambda \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \ll 8\pi \varepsilon, \text{ 这里 } \lambda(z) = \frac{2\pi}{k(z)},$$

即**等离子体密度的变化必须足够缓慢**, 以至在一个局域的波长中, 介电函数的变化是很小的。还有注意, **WKB解在临界面附近是失效的**, 因为临界面附近, $\varepsilon \rightarrow 0$, $\lambda \rightarrow \infty$ 。



北京大学

$$\psi = \sqrt{\varepsilon(\omega, z)}$$



III.2 WKB approximation

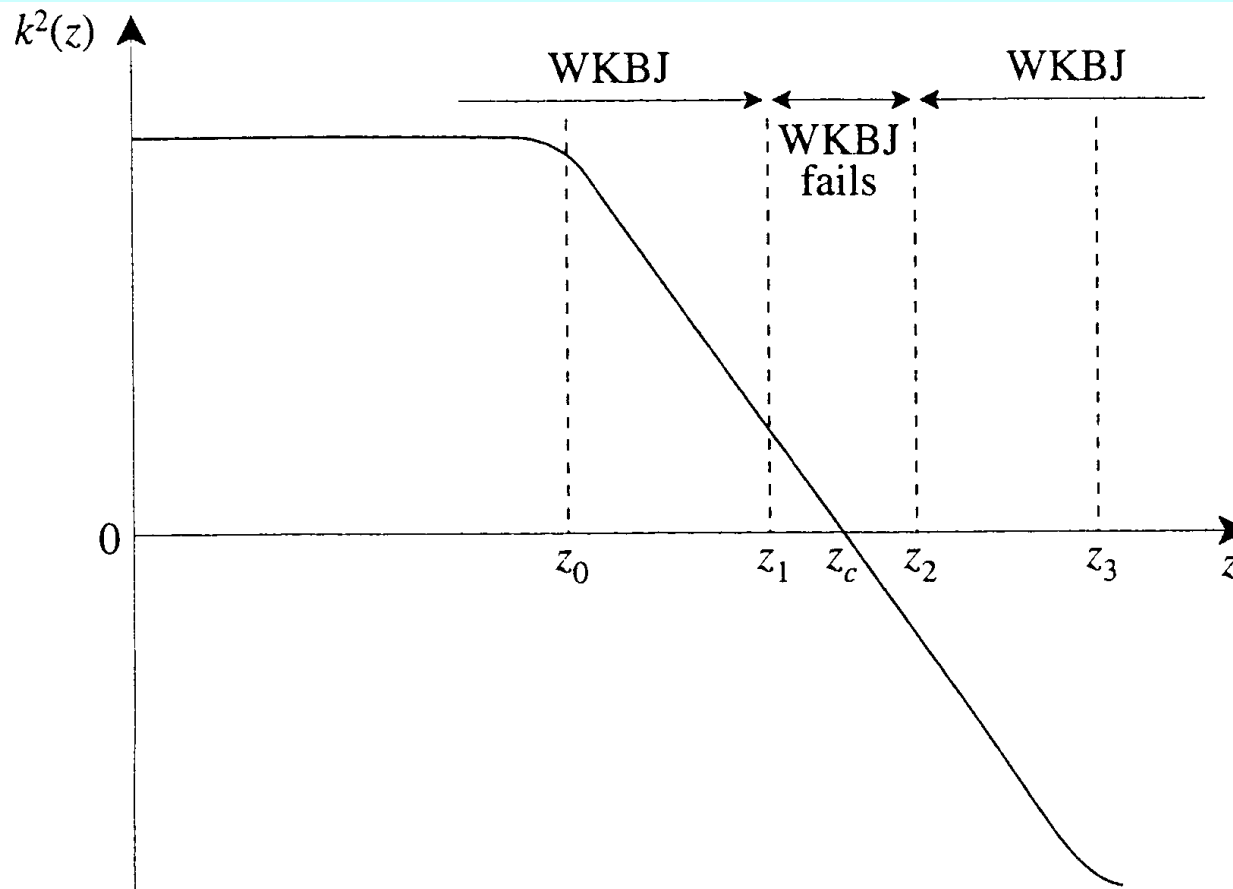
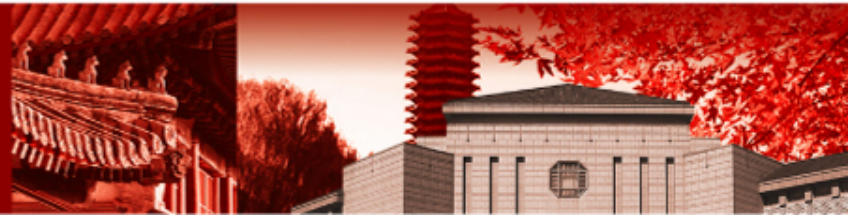


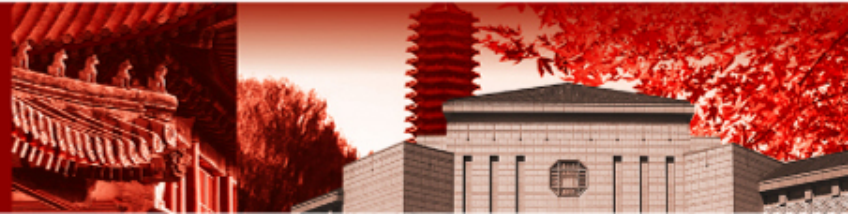
Fig. 11.1. The function $k^2(z)$ showing regions of validity of the WKBJ approximation.



III.3 Analytical Solution in nonuniform plasma with a constant linear density profile (定常密度梯度等离子体的解析解)



北京大学



III.3 Analytical solution in nonuniform plasma...

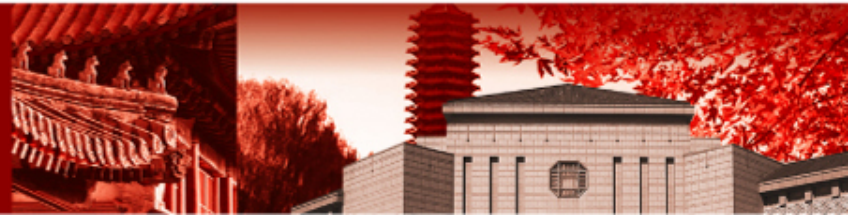
对于线性密度变化的等离子体，可以得到精确解。

假设等离子体密度是位置的函数

$$n = n_{cr} \frac{z}{L}, \quad \text{这里 } n_{cr} \text{ 是临界密度}$$

$$\text{电场的波动方程} \quad \frac{d^2 E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega, z) E = 0$$

$$\rightarrow \frac{d^2 E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{z}{L}\right) E = 0,$$



III.3 Analytical solution in nonuniform plasma...

令 $\xi = \left(\frac{\omega^2}{c^2 L}\right)^{1/3} (z - L)$, 有

$$\frac{d^2 E}{d\xi^2} - \xi E = 0. \quad \text{Stokes' equation}$$

这个微分方程定义了大家熟知的**Airy函数**, A_i 和 B_i 。

$$A_i(\xi) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \cos\left(\frac{\tau^3}{3} - \xi\tau\right) d\tau,$$

$$B_i(\xi) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \left[e^{-\left(\frac{\tau^3}{3} + \xi\tau\right)} + \sin\left(\frac{\tau^3}{3} - \xi\tau\right) \right] d\tau.$$

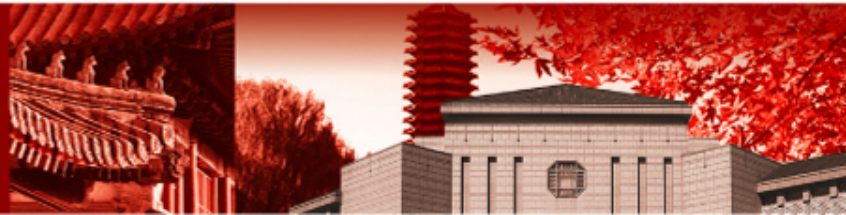
方程的通解是

$$E(\xi) = \alpha A_i(\xi) + \beta B_i(\xi).$$

α, β 由给定的边界条件确定。



北京大学



III.3 Analytical solution in nonuniform plasma...

$A_i(\xi)$, $B_i(\xi)$ 的图形如图所示。

就物理背景而论, 我们希望 $\xi \rightarrow \infty$, $B_i(\xi) \rightarrow \infty$, 故选 $\beta = 0$ 。

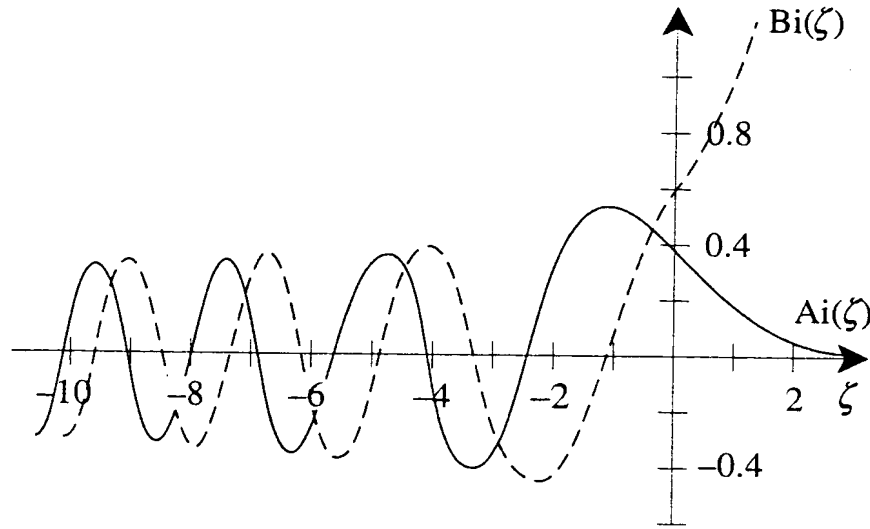


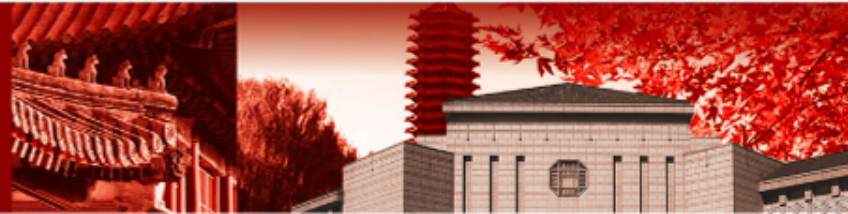
Fig. 11.2. $Ai(\zeta)$ and $Bi(\zeta)$ (dashed curve).

注意: 这个场的波长和振幅随着反射点 ($\xi = 0$) 的接近而增加, 这正是WKB解所预期的, 超出反射点, 这个场是衰减的。

$$\varepsilon = 1 - \frac{z}{L}$$



北京大学



III.3 Analytical solution in nonuniform plasma...

在真空等离子体界面处, $z \approx 0, \xi = \left(\frac{\omega^2}{c^2 L}\right)^{1/3} (z - L) \approx -\left(\frac{\omega L}{c}\right)^{2/3},$

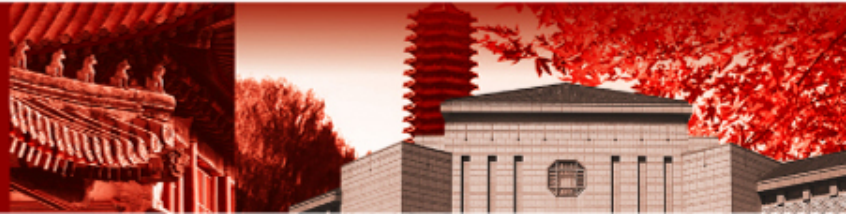
如果 $\omega L/c \gg 1$,利用Airy函数渐近表示式

$$A_i(-\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \xi^{1/4}} \cos\left(\frac{2}{3} \xi^{2/3} - \frac{\pi}{4}\right) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \left(\frac{\omega L}{c}\right)^{1/6}} \cos\left[\frac{2}{3} \left(\frac{\omega L}{c}\right) - \frac{\pi}{4}\right]$$

$$\xi = -\left(\frac{\omega L}{c}\right)^{2/3}$$



北京大学



III.3 Analytical solution in nonuniform plasma...

可以得到

$$z \approx 0, \xi \approx -\left(\frac{\omega L}{c}\right)^{2/3},$$

$$E(z=0) = \frac{\alpha}{2\sqrt{\pi}\left(\frac{\omega L}{c}\right)^{1/6}} \left\{ \exp\left[i\left(\frac{2}{3}\frac{\omega L}{c} - \frac{\pi}{4}\right)\right] + \exp\left[-i\left(\frac{2}{3}\frac{\omega L}{c} - \frac{\pi}{4}\right)\right] \right\}.$$

如果

$$\alpha = 2\sqrt{\pi}\left(\frac{\omega L}{c}\right)^{1/6} E_{FS} \exp(i\varphi), \varphi = \frac{2}{3}\frac{\omega L}{c} - \frac{\pi}{4}.$$

我们可以表示 $\mathbf{E}(z=0, \text{真空-等离子体界面})$ 为具有振幅为 E_{FS} 的入射光和振幅相同但相位有移动的反射光波

$$E(z=0) = E_{FS} \left\{ 1 + \exp\left[-i\left(\frac{4}{3}\frac{\omega L}{c} - \frac{\pi}{2}\right)\right] \right\}.$$

$$E(\xi) = \left[2\sqrt{\pi}\left(\frac{\omega L}{c}\right)^{1/6} E_{FS} \exp(i\varphi) \right] A_i(\xi).$$

的和。

E_{FS} : 入射光波电场的真空值, φ : 相位因子, 不影响 $|\mathbf{E}|$ 。



$$E(\xi) = \alpha A_i(\xi)$$

$$\cos\left[\frac{2}{3}\left(\frac{\omega L}{c}\right) - \frac{\pi}{4}\right] = \frac{1}{2} \left\{ \exp\left[i\left(\frac{2}{3}\frac{\omega L}{c} - \frac{\pi}{4}\right)\right] + \exp\left[-i\left(\frac{2}{3}\frac{\omega L}{c} - \frac{\pi}{4}\right)\right] \right\}$$

III.3 Analytical solution in nonuniform plasma...

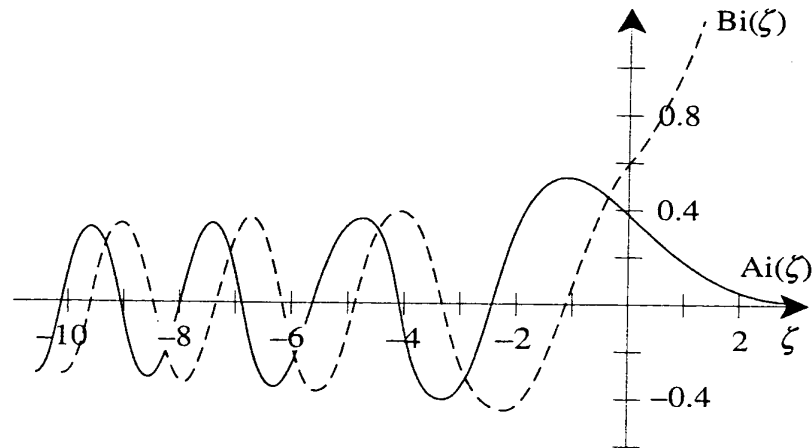


Fig. 11.2. $Ai(\zeta)$ and $Bi(\zeta)$ (dashed curve).

从 $A_i(-\xi)$ 函数图看出，当 $\xi = -1$ 时， $A_i(-\xi)$ 取极大值，电场的振幅达到极大值，它相应于 $(z-L) = -(c^2L/\omega^2)^{1/3}$ ，这个振幅的极大值是

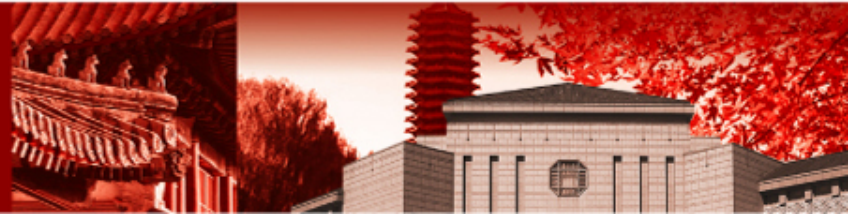
$$\left| \frac{E_{\max}}{E_{FS}} \right|^2 \approx 3.6 \left(\frac{\omega L}{c} \right)^{1/3}.$$

$$2\sqrt{\pi} \approx 3.5449$$

因为驻波已被建立，我们期望 E^2 增大4倍，这种附加的增长是由于介电函数变小时，光波的群速度变小。



北京大学



III.3 Analytical solution in nonuniform plasma...

WKB理论:

这里我们使用 $k = \sqrt{\varepsilon} \omega / c$ 和 $|E| = E_{FS} / \varepsilon^{1/4}$, 当 ε 变得比较小时, 波长就变得比较大。

线性密度轮廓, ε 的极小值等于在反射点附近半个波长范围内的平均值。

$$\varepsilon_{\min} \approx \frac{\pi}{2k_{\min} L}, \quad k_{\min} \approx \varepsilon_{\min}^{1/2} \frac{\omega}{c}, \Rightarrow \varepsilon_{\min} \approx \left(\frac{\pi c}{2\omega L} \right)^{2/3}.$$

$$\left| \frac{E_{\max}}{E_{FS}} \right|^2 = \frac{1}{\varepsilon_{\min}^{1/2}} = 4 \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/3} \left(\frac{\omega L}{c} \right)^{1/3} \approx 3.44 \left(\frac{\omega L}{c} \right)^{1/3}.$$

这个值与精确解合理地符合。

如果我们通过WKB解中直接减去 $\pi/2$ 以考虑临界密度面处的反射, 由此给出反射波和入射波之间的相位漂移。

$$\psi = 2 \frac{\omega}{c} \int_0^L \sqrt{\varepsilon} dz - \frac{\pi}{2} = \frac{4}{3} \frac{\omega L}{c} - \frac{\pi}{2},$$

与解析理论一致。



北京大学

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega, z) E = 0,$$

$$k = \sqrt{\varepsilon} \omega / c,$$

$$\text{WKB近似: } \psi = \sqrt{\varepsilon(\omega, z)} z \text{ 和 } E_0(z) = \frac{\text{常数}}{\sqrt{\varepsilon(\omega, z)}} = E_{FS} / \varepsilon^{1/4}$$

III.3 Analytical solution in nonuniform plasma...

从电场E的解不难计算光波的磁场，注意到电矢量是在x方向，波是在z方向传播，我们取Faraday定律的y分量，可以得

$$B = -\frac{ic}{\omega} \frac{\partial E}{\partial z},$$

把变量z换成ξ,并利用

$$E(\xi) = [2\sqrt{\pi} \left(\frac{\omega L}{c}\right)^{1/6} E_{FS} \exp(i\varphi)] A_i(\xi)$$

可以给出

$$B(\xi) = -i2\sqrt{\pi} \left(\frac{c}{\omega L}\right)^{1/6} E_{FS} e^{i\varphi} A_i'(\xi)$$

“'”表示对ξ求导。

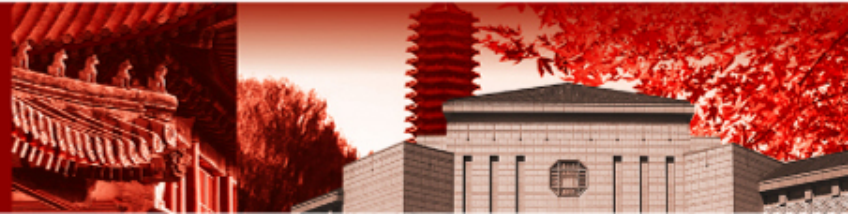
在反射点，

$$B(\xi = 0) = 0.92 \left(\frac{c}{\omega L}\right)^{1/6} E_{FS}$$

$$0.92 \approx 2\sqrt{\pi} \times 0.26$$



北京大学



III.3 Analytical solution in nonuniform plasma...

B随着**E**的增大反而减小，这正如**WKB**解已经定性表明的一样。当 ξ 比较大时，精确解（用**Airy**函数表示）和**WKB**解一致，但精确解能在全空间给出正确的物理行为。

借助于精确解，**WKB**解的近似长度就可以有一个量的概念。只要 $|\xi| > 1.03$ ，**WKB**解和精确解的相对误差就小于**1.5%**，甚至在精确解最接近的临界面的极大值处（ $\xi = 1.045$ ），二者的偏差也只有**1.4%**。

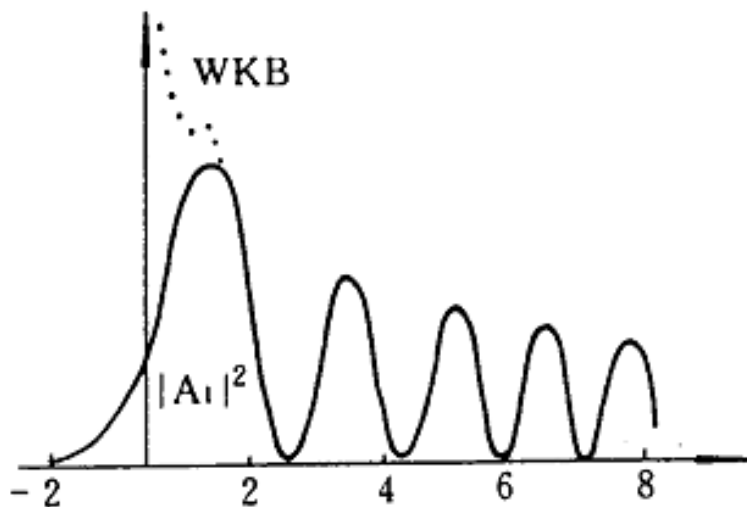


图 2.2 精确解和近似解的比较

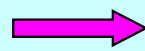
$$n = n_{cr} \frac{z}{L}$$

$$\xi = \left(\frac{\omega^2}{c^2} L \right)^{1/3} (z - L)$$



北京大学

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega, z) E = 0,$$



$$k = \sqrt{\varepsilon} \omega / c \text{ 和 } |E| = E_{FS} / \varepsilon^{1/4}$$

III.3 Analytical solution in nonuniform plasma...

激光在等离子体中传播时，激光能量通过各种机制不断耗散，或者说通过各种吸收机制把部分激光能量转交给等离子体，激光强度逐渐减弱，但是激光等离子体中的吸收机制很多，又很复杂。

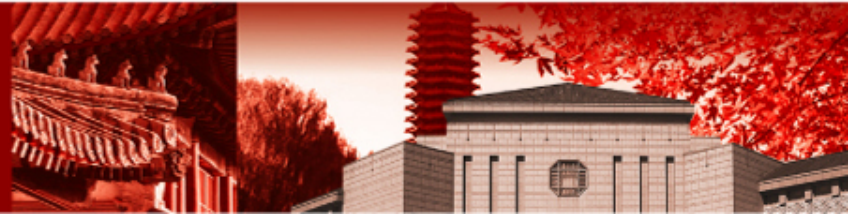
$$v_{ei} = \frac{4 (2\pi)^{1/2} Z_i^2 e^4 n_i \ln \Lambda}{3 (kT_e)^{3/2} m_e^{1/2}}$$

经典碰撞吸收： 电子随着光波电场进行高频振荡运动，一旦和其它粒子发生碰撞，这一振荡动能将会变成等离子体无规运动的热能，此即经典碰撞吸收，也称逆韧致吸收机制。

反常吸收： 反常吸收是指激光能量通过各种**非碰撞**机制部分地转化为等离子体波的能量，再通过**Landau**阻尼、波破或其它耗散机制把波能转化为等离子体无规运动的能量。



北京大学



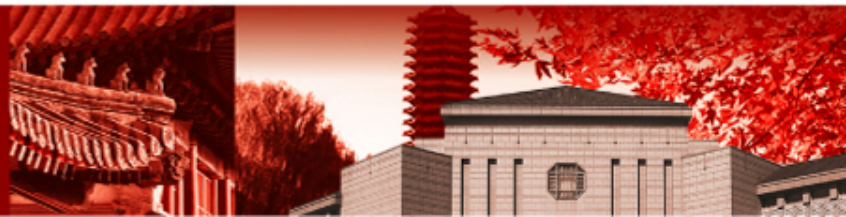
III.3 Analytical solution in nonuniform plasma...

表-1 激光等离子体中的主要相互作用过程

不稳定过程	能量守恒	发生区域	后果
共振吸收	$\omega_0 = \omega_{epw}$	$\sim n_{cr}$	超热电子
受激 Brillouin 散射	$\omega_0 = \omega_s + \omega_{lsw}$	$< n_{cr}$	减少激光能量沉积
受激 Raman 散射	$\omega_0 = \omega_s + \omega_{epw}$	$\leq n_{cr} / 4$	超热电子, 减少激光能量沉积
双等离子体衰变	$\omega_0 = \omega_{epw} + \omega_{epw}$	$\sim n_{cr} / 4$	超热电子
离子声衰变	$\omega_0 = \omega_{lsw} + \omega_{epw}$	$\sim n_{cr}$	超热电子



北京大学



III.3 Analytical solution in nonuniform plasma...

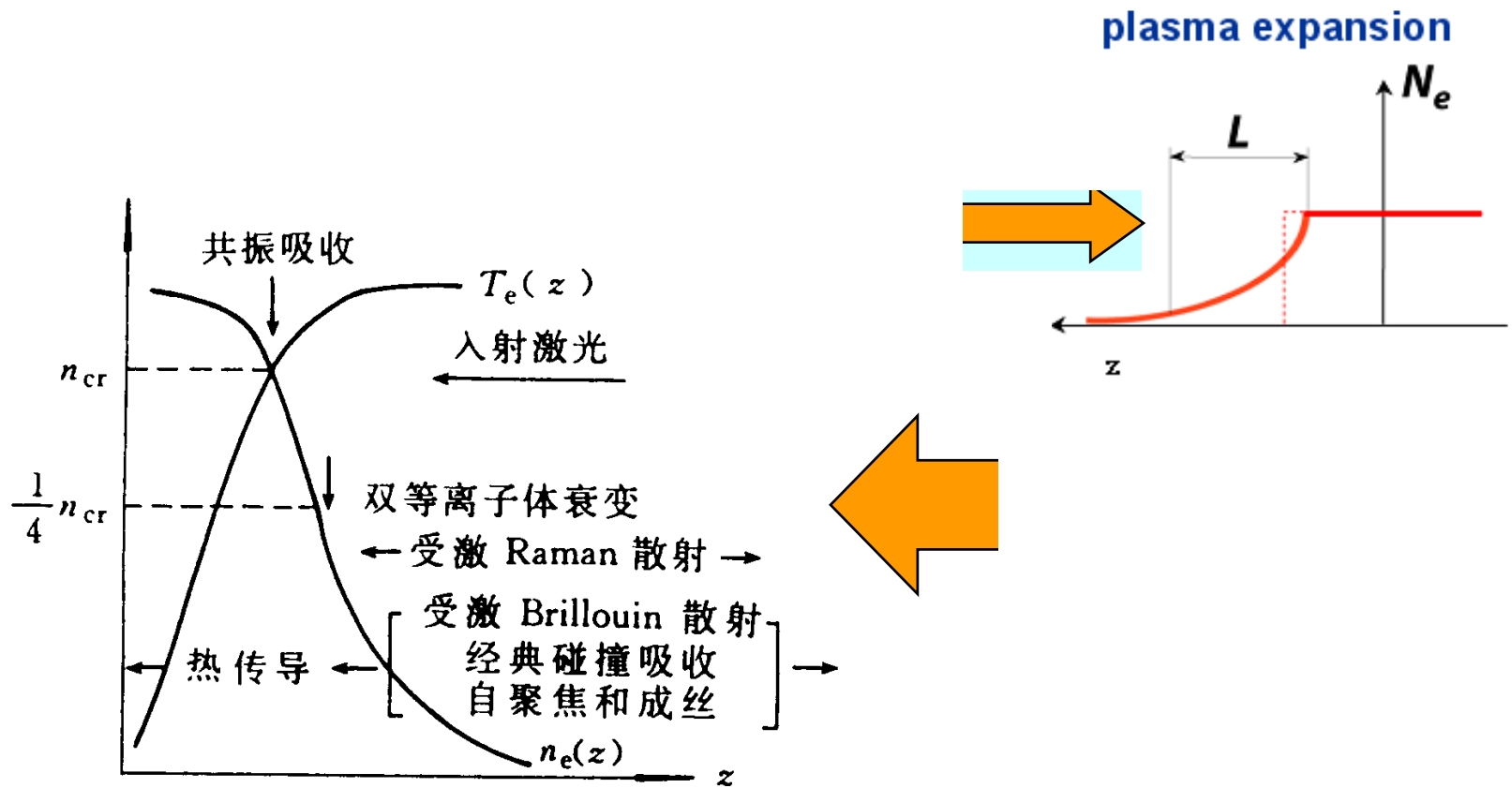
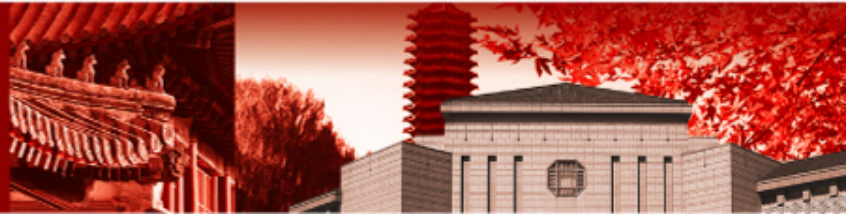


图 2.3 激光等离子体主要耦合过程发生的温度密度区的温度密度区



北京大学



谢谢!



北京大學