

无规频率调制对冷等离子体波碎的抑制作用

顾 彪

(中国西南物理研究所)

1984年5月24日收到

提 要

本文采用 Kubo-Anderson 过程描述对驱动场的无规频率调制, 分析了其对不均匀冷等离子体波碎的抑制作用. 在不考虑 Bogoliubov 非线性频移的情况下, 导出适用于各种宽度频率调制下的波碎时间及波碎时快电子能量与最大局部电场方均值的表达式. 并与实验结果符合. 结果表明无规频率调制确实是抑制波碎与快电子能量的有效方法.

一、问题的由来

激光聚变是通过大功率激光与靶核周围的冕区等离子体相互作用从而压缩靶核实现聚爆的, 但当激光(即电磁波)通过冕区——不均匀等离子体时, 在临界密度层附近的共振吸收及在四分之一临界密度层附近的 Raman 散射(及双等离子体子衰变)过程将产生可观的热电子, 这些长自由程的热电子将渗透并加热靶核引起靶核的预膨胀, 障碍了聚爆的压缩进程. 通过研究热电子温度与注入激光波长的定标关系, 并小心地选择激光的波长与脉冲宽度, 可使能量在 10—50keV 范围的热电子渗透不进靶核, 但其热电子分布中的少量高能尾巴仍将渗透进靶核引起靶核的预热^[1]. 这是激光聚变研究中有待解决的重要问题之一.

作者在文献[2]中研究了单色 p 极化电磁波在不均匀冷等离子体中的共振吸收所引起的波碎. 在考虑了 Bogoliubov 频移和采用波包络破碎模型以后, 取得了与微波模拟实验^[3]相符合的波碎时间与最大热电子能量的解析表达式. 但是, 重要的问题在于找出切实可行的抑制波碎与快电子(或称超热电子)的有效方法.

近年来, 这一问题引起了广泛的兴趣, 一种可行的方法是对泵浦波加上有限宽带频率调制, 实用上存在着两种调制方式: 一种是相应于多谱线 CO_2 或 HF 激光的梳形振幅调制; 一种是相应于有限宽带玻璃激光的无规相位(频率)调制. 以往的工作首先是对参量不稳定性进行的, 理论分析^[4-6]、计算机模拟^[7]及实验结果^[8-10]均表明: 当调制宽度远大于不稳定性的共振宽度时, 有限宽带调制确实可以提高发生参量不稳定性的阈值功率, 有效地减少了不稳定性的增长率与饱和水平. 接着, Speziale^[11] 与 Williams^[12] 分别分析了多频调制与宽带调制对共振吸收产生快电子能量的影响, 给出其随频率调制宽度的增大

而下降的定标关系。通过微波模拟实验, Spielman^[13], Lee 与 Gu 等^[3]观测了最大热电子能量随频率调制度变化的定标曲线,在宽带调制的极限情况下,与上述理论分析取得了近似符合。

本文借助 Kubo-Anderson 模型来描述无规频率调制,在不考虑 Bogoliubov 频移的情况下,研究分析了其对波碎与最大热电子能量(或称快电子能量)的抑制作用,并与实验符合。通过本文的分析也进一步澄清前一篇工作^[2]未能澄清的问题,即 Bogoliubov 非线性频移及实际存在于驱动场上的频率调制各自对波碎的影响。另外,对于磁聚变研究,射频加热过程中存在着参量不稳定性问题,所以从方法上讲,研究无规频率调制对磁聚变中射频加热研究也是有参考意义的。

二、存在无规频率调制情况下的波碎条件

由文献[2]知,在 Lagrangian 坐标系中,电子动力学方程(文献[2]中方程(5))中的非线性项,在一级近似下主要贡献为导致二、三次谐频波的发射,若主要考虑基频波的一级近似解,可采用普通电容器模型来近似描述电子流体的振荡

$$\frac{d^2\delta}{dt^2} = -\omega_0^2 \left(1 + \frac{x_0}{L}\right) \delta(x_0, t) - \frac{eE_d}{m_e} \sin \omega t, \quad (1)$$

式中符号的意义参见文献[2],其中 ω_0 为与外驱动场中心频率共振的等离子体频率, ω 为外驱动场频率。对外驱动场加上频率调制意味着 $\omega = \omega(t)$, 它等效于一无规相位调制 $\omega(t) = \omega_0 + \varphi(t)$ 。相对于主频率讲,相位 $\varphi(t)$ 为一慢变函数。类似于文献[12]和[6],采用 Kubo-Anderson 过程来描述这种无规相位(频率)调制,则有

$$\begin{aligned} \varphi(t) &\approx 0 & \text{但 } \langle \varphi(t) \rangle &= 0, \\ \langle e^{i\varphi(t)} \rangle &= 0 & \text{但 } \langle e^{i\varphi(t') - i\varphi(t'')} \rangle &= e^{-\Delta\omega|t' - t''|}. \end{aligned} \quad (2)$$

这里 $\Delta\omega$ 为频率调制宽度。

将(1)式写成指数形式,并作类似于文献[2]的下列变量代换:

$$\tau \equiv \omega_0 t, \quad \delta_d \equiv eE_d/m_e\omega_0^2, \quad \xi \equiv \delta/\sqrt{\delta_d L}, \quad \eta \equiv x_0/\sqrt{\delta_d L}, \quad \varepsilon \equiv \sqrt{\delta_d/L}, \quad (3)$$

由方程(1)可得无因次化方程

$$\frac{d^2\xi}{d\tau^2} + \xi = -\varepsilon\{\eta\xi + e^{i(\tau+\varphi(\tau))}\}. \quad (4)$$

存在无规相位调制时,被驱动电子的振动相位的连续性受到破坏,其振动相位的相关性将随频率调制度的增宽而减弱,因而 Bogoliubov 非线性频移效应亦随之变模糊。以 $\xi_1(\tau)$ 表示不包含 Bogoliubov 频移效应的波包络,代换

$$\xi(\tau) = \xi_1(\tau)e^{i\tau} \quad (5)$$

代入(4)式,由于相对于 $e^{i\tau}$, $\xi_1(\tau)$ 为一慢变函数,通常有

$$\frac{d^2\xi_1(\tau)}{d\tau^2} \ll \frac{d}{d\tau} \xi_1(\tau),$$

可解得

$$\xi_1(\tau) = \frac{i\varepsilon}{2} \int_0^\tau d\tau' \exp \left\{ i\varphi(\tau') + \frac{i}{2} \varepsilon(\tau - \tau') \right\}. \quad (6)$$

根据文献[14]所述原理及文献[2], 有如下波包络破碎条件:

$$\frac{\partial \xi_1}{\partial \eta} \leq -1 \text{ 或 } \left\langle \left| \frac{\partial \xi_1}{\partial \eta} \right|^2 \right\rangle \geq 1. \quad (7)$$

利用(6)与(2)式, 计算可得

$$\begin{aligned} \left\langle \left| \frac{\partial \xi_1}{\partial \eta} \right|^2 \right\rangle &= \left(\frac{\varepsilon}{2} \right)^4 \int_0^\tau d\tau' \int_0^\tau d\tau'' (\tau - \tau') (\tau - \tau'') \\ &\quad \times \exp \left\{ -Q|\tau' - \tau''| - \frac{i}{2} \varepsilon \eta (\tau' - \tau'') \right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

式中 $Q \equiv \Delta\omega/\omega_0$. 定义复参量 A 及其共轭量 A^* 如下: $A \equiv Q + \frac{i}{2} \varepsilon \eta$, $A^* \equiv Q -$

$\frac{i}{2} \varepsilon \eta$. 其模与幅角分别为

$$|A| = \left[Q^2 + \frac{1}{4} \varepsilon^2 \eta^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad \beta = \tan^{-1} \frac{\varepsilon \eta}{2Q}. \quad (9)$$

由于

$$\begin{aligned} 0 < \tau'' < \tau' \text{ 时, } |\tau' - \tau''| &= \tau' - \tau'', \\ -Q|\tau' - \tau''| - \frac{i}{2} \varepsilon \eta (\tau' - \tau'') &= A(\tau'' - \tau'), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\int_0^\tau d\tau' \int_0^{\tau'} d\tau'' (\tau - \tau') (\tau - \tau'') e^{A(\tau'' - \tau')} \\ &= \frac{\tau^3}{3A} - \frac{\tau^2}{2A^2} + \frac{1}{A^4} - \frac{1}{A^4} e^{-A\tau} (A\tau + 1); \\ &\tau' < \tau'' < \tau \text{ 时, } |\tau' - \tau''| = \tau'' - \tau', \\ &-Q|\tau' - \tau''| - \frac{i}{2} \varepsilon \eta (\tau' - \tau'') = A^*(\tau' - \tau''), \\ &\int_0^\tau d\tau' \int_{\tau'}^\tau d\tau'' (\tau - \tau') (\tau - \tau'') e^{A^*(\tau' - \tau'')} \\ &= \int_0^\tau d\tau'' \int_0^{\tau''} d\tau' (\tau - \tau') (\tau - \tau'') e^{A^*(\tau' - \tau'')} \\ &= \frac{\tau^3}{3A^*} - \frac{\tau^2}{2A^{*2}} + \frac{1}{A^{*4}} - \frac{1}{A^{*4}} e^{-A^*\tau} (A^*\tau + 1). \end{aligned}$$

所以有

$$\begin{aligned} \left\langle \left| \frac{\partial \xi_1}{\partial \eta} \right|^2 \right\rangle &= \left(\frac{\varepsilon}{2} \right)^4 \left\{ \frac{2}{3} \frac{\tau^3}{|A|} \cos \beta - \frac{\tau^2}{|A|^2} \cos 2\beta \right. \\ &\quad \left. + \frac{2}{|A|^4} \cos 4\beta - \frac{2}{|A|^4} e^{-Q\tau} \right. \\ &\quad \left. \times \left[|A|\tau \cos \left(\frac{1}{2} \varepsilon \eta \tau + 3\beta \right) + \cos \left(\frac{1}{2} \varepsilon \eta \tau + 4\beta \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

以(10)式代入(7)式,并采用记号

$$\zeta \equiv \frac{1}{2} \varepsilon \tau, A_1 \equiv \frac{2|A|}{\varepsilon}, Q_1 \equiv \frac{2Q}{\varepsilon}, \quad (11)$$

即得第一波碎条件为

$$\begin{aligned} & \frac{2}{3} \frac{\zeta^3}{A_1} \cos \beta - \frac{\zeta^2}{A_1^2} \cos 2\beta + \frac{2}{A_1^4} \cos 4\beta \\ & - \frac{2}{A_1^4} e^{-Q_1 \zeta} [A_1 \zeta \cos(\eta \zeta + 3\beta) + \cos(\eta \zeta + 4\beta)] \geq 1. \end{aligned} \quad (12)$$

对(12)式进行的数值计算表明: 1)波碎时间 τ_b 将随 η_b 的增大而增大,但 τ_b 随 η_b 增大的比率是随有效调制度 Q_1 的增大而减小的; 2)在 $\eta_b \rightarrow 0$ 时, τ_b 取极小值. 因此,根据文献[2]中第二波碎条件: $\partial \tau_b / \partial \eta_b = 0$, 我们取 $\eta_b = 0$, 代入(12)式即得存在无规频率调制而暂不考虑 Bogoliubov 非线性频移情况下的波碎条件为

$$\frac{2}{3} (Q_1 \zeta)^3 - (Q_1 \zeta)^2 + 2 - 2e^{-Q_1 \zeta} (Q_1 \zeta + 1) \geq Q_1^4. \quad (13)$$

三、无规频率调制对波碎、快电子能量及最大局部电场的抑制作用

1. 波碎时间

方程(13)给出 ζ_b 与 Q_1 之间,即波碎时间 t_b 与频率调制度 $\Delta\omega/\omega_0$ 之间的变化关系,因为由(3)与(11)式知: $t_b = 2\zeta_b/\varepsilon\omega_0$, $\Delta\omega/\omega_0 = 2Q_1/\varepsilon$. 图1中实线显示出由(13)式经数值计算得到的 ζ_b 随 Q_1 变化的关系曲线.

对于无频率调制的理想单色波驱动情况,有 $Q \rightarrow 0$ 或 $Q_1 \rightarrow 0$. 应用此条件,将方程(13)按 $(Q_1 \zeta)$ 的幂展开,保留最低次幂,即得 Koch 理论^[15]所预言的波碎时间

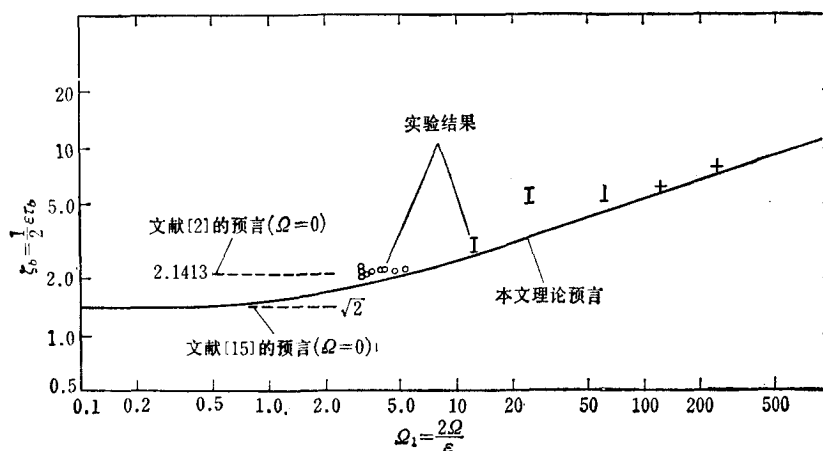


图1 波碎时间随有效频率调制度的变化曲线

$$\zeta_b = \frac{1}{2} \varepsilon \tau_b = \sqrt{2}.$$

当然,本文由于侧重考虑无规频率调制的作用,没有考虑在窄带调制情况下将变得重要的 Bogoliubov 频移效应,因此方程(13)取单色波极限不能导出文献[2]的结果. 图1中亦用虚线标出文献[2]与文献[15]所预言的 ζ_b 值.

对于宽带调制情况, $\Omega_1 \gg 1$, (13) 式中 $e^{-\Omega_1 \zeta} \ll 1$. 忽略方程(13)左端最后一项,求解相应的三次代数方程,可得波碎时间的近似表达式为

$$\zeta_b = \left(\frac{3\Omega_1}{2} \right)^{\frac{1}{3}} + \frac{1}{2\Omega_1} \quad (14)$$

或

$$\tau_b = \left(\frac{24Q}{\varepsilon^4} \right)^{\frac{1}{3}} + \frac{1}{2Q}. \quad (15)$$

忽略(15)式中右端第二项,即得 Willms^[12] 理论给出的宽带调制情况下的结果.

由上述讨论可知,方程(13)确能给出不考虑 Bogoliubov 非线性频移情况下适用于从窄带调制到宽带调制普遍情况的波碎时间. 由图1可知无规频率调制将推迟波碎的发生,波碎时间将随频率调制度的增宽而增大. 由(13), (14)式可知: Ω_1 是以宗量形式出现的. 因为 $\Omega_1 = 2Q/\varepsilon$, 故称 Ω_1 为有效频率调制度(同理称 ε 为无因次等效驱动振幅). 这表明,对于推迟波碎与否, Q 与 ε 是两个相互竞争的因素. 对于一定的频率调制度 Q , 随着 ε 即外驱动场的增大,也会导至波碎时间有一个附加延迟;若 ε 足够大,甚至可用单色波驱动模式或激波模式来描述. 相反,即使对于较窄的频率调制度 Q , 随着 ε 减小到一定程度,频率调制效应也会变得不可忽略. 当然,外驱动功率减小到一定程度时,波对流效应可能会取代波碎成为主导效应.

2. 快电子能量与最大局部电场

波碎时最大热电子能量(简称快电子能量)

$$W_{\max} = \frac{1}{2} m_e \left\langle \left(\frac{d\delta}{dt} \right)_{t_b}^2 \right\rangle = \frac{1}{4} m_e \varepsilon^2 L^2 \omega_0^2 \langle \xi_1^2(\zeta_b) \rangle. \quad (16)$$

波碎时最大局部电场

$$E_b = - \frac{m_e}{e} \frac{d^2 \delta}{dt^2} \Big|_{t_b} \approx \frac{m_e \omega_0^2}{e} \varepsilon L \xi_1 e^{i\tau_b},$$

实验观测到的则是其方均值

$$\langle E_b^2 \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{m_e \omega_0^2}{e} \right)^2 \varepsilon^2 L^2 \langle \xi_1^2(\zeta_b) \rangle. \quad (17)$$

利用(6)式中 ξ_1 及上节的求积方法,经过计算可得

$$\langle \xi_1^2 \rangle = \frac{2}{A_1} \zeta \cos \beta - \frac{2}{A_1^2} \cos 2\beta + \frac{2}{A_1^2} e^{-\Omega_1 \zeta} \cos(\eta \zeta + 2\beta).$$

同样,由于无规频率(相位)调制的存在,暂不考虑 Bogoliubov 非线性频移,认为波碎发生于 $\eta = 0$ 处,则有

$$\langle \xi_1^2(\rho_b) \rangle = \frac{2}{Q_1^2} [Q_1 \zeta_b - 1 + e^{-Q_1 \zeta_b}], \quad (18)$$

代入(16),(17)式,并设 $m_e \omega_0^2 / e = B$, 则有

$$W_{\max} = \frac{e}{2} B \frac{\varepsilon^2 L^2}{Q_1^2} [Q_1 \zeta_b - 1 + e^{-Q_1 \zeta_b}], \quad (19)$$

$$\langle E_b^2 \rangle = B^2 \frac{\varepsilon^2 L^2}{Q_1^2} [Q_1 \zeta_b - 1 + e^{-Q_1 \zeta_b}]. \quad (20)$$

由(16),(17)式可知: $W_{\max}$ 与 $\langle E_b^2 \rangle$ 随有效频率调制度 Q_1 的变化关系均由波包振幅方均值 $\langle (\xi_1(\zeta_b))^2 \rangle$ 随 Q_1 的变化关系所确定. 图 2 画出了由(13),(18)两式联立所作数值计算得到的 $\langle \xi_1^2(\zeta_b) \rangle - Q_1$ 的变化关系曲线.

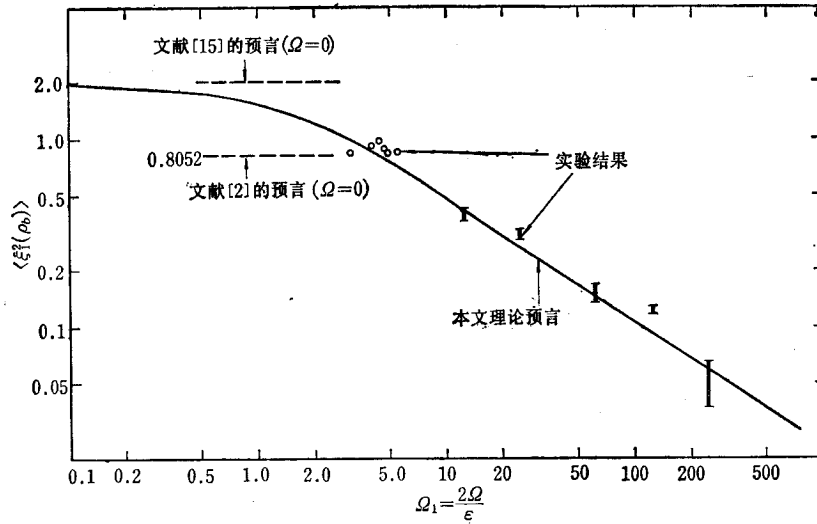


图 2

在理想单色波驱动的极限情况下, $Q_1 \rightarrow 0$, 展开(19),(20)式中的 $e^{-Q_1 \zeta_b}$, 保留 $Q_1 \zeta_b$ 的最低次幂, 即得 Koch^[15] 所预言的理论结果. 文献[2]在考虑 Bogoliubov 频移的条件下导出 $W_{\max}$ 与 $\langle E_b^2 \rangle$ 的表达式. 图 2 中用虚线标出由文献[2]和[15]的 $W_{\max}$ 所对应的 $\langle \xi_1^2(\zeta_b) \rangle$ 值. 对于宽带调制情况, $Q_1 \gg 1$, $e^{-Q_1 \zeta_b} \ll 1$, 在(18)–(20)式中忽略 $e^{-Q_1 \zeta_b}$, 并代入 ζ_b 的近似表达式(14), 则有

$$\langle \xi_1^2(\zeta_b) \rangle = \left(\frac{12}{Q_1^2} \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{Q_1^2}, \quad (21)$$

$$W_{\max} = \frac{e}{4} B \varepsilon^2 L^2 \left[\left(\frac{12}{Q_1^2} \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{Q_1^2} \right], \quad (22)$$

$$\langle E_b^2 \rangle = \frac{1}{2} B^2 \varepsilon^2 L^2 \left[\left(\frac{12}{Q_1^2} \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{Q_1^2} \right]. \quad (23)$$

由于 $Q_1 \gg 1$, 进一步忽略上列表达式右端的第二项, 即得 Williams^[12] 关于快电子能量及最大局部电场的理论预言. 同样, 在这些表达式中, 有效频率调制度 Q_1 仍均以宗量形式

出现。随着 Ω_1 的增大, $W_{\max}, \langle E_b^2 \rangle$ 均按 $\Omega_1^{-\frac{2}{3}}$ 关系受到抑制。根据(3)式, 无因次等效驱动振幅

$$\varepsilon = \left[\frac{cE_d}{m_e \omega_0^2 L} \right]^{\frac{1}{2}} \propto P^{\frac{1}{4}},$$

P 为电磁波注入功率。所以 $W_{\max}, \langle E_b^2 \rangle$ 与注入功率 P 的定标关系为正比于 $P^{\frac{1}{4}}$, 而在理想单色波情况下, 两者均正比于 $P^{\frac{1}{2}}$ 。

四、实验检验

作者曾与 Lee 合作进行了用无规频率调制抑制波碎与超热电子的微波模拟实验。所采用实验装置的主要参数及主要实验结果发表于文献[3]中。绘制文献[3]的图 1(b), 与图 3 的原始数据列于下列表 1, 2 中。

表 1 波碎时间与最大局部电场随频率调制宽度的变化(驱动波中心频率 $f_0 = 2.8$ 千兆赫, 微波注入功率为 500 瓦)

频率调制宽度 Δf (兆赫)	波碎时间 t_b (毫微秒)	最大局部电场方均值 $\langle E_b^2 \rangle$ (相对单位)
10	550—650	50—58
20	1000—1150	40—46
50	1000—1250	18—23
100	1200	16—17
200	1550	5—9

表 2 窄带调制(驱动波中心频率 $f_0 = 2.8$ 千兆赫, 频率调制宽度 $\Delta f = 2.5$ 兆赫)时, 波碎时间与快电子能量随微波注入功率的变化

微波功率 P (瓦)	波碎时间 t_b (毫微秒)		微波功率 P (瓦)	快电子能量 $W_{\max}$ (电子伏)	
	实验结果	文献[2]的理论预言		实验结果	文献[2]的理论预言
60	800	713	48	9.5	9.2
100	700	628	75	12	11.6
160	620	558	95	14	13.4
200	530	528	120	17	14.6
305	480	475	152	18.9 ¹⁾	16.7
400	425	444	480	27—30	29.1
500	400 ¹⁾	420			

- 1) 文献[3]正文中还给出了另一次 500 瓦功率下的实验结果: $t_b = 310—350$ 毫微秒, 与表 2 所列的这组实验数据(即文献[3]中图 1(b) 的数据)偏差较大。其原因可从微波脉冲波形中找出, 仔细观察微波脉冲波形的原始照片, 可以发现前 30 毫微秒中, 波头是翘起的, 这是由于过分追求缩短脉冲前沿时间所致, 这样实际上波头部分将含有一个尖峰及相继的快速衰减振荡, 或相当于存在一个振幅调制。又由于西田靖(Y. Nishida)与作者的另外两次独立的实验结果分别为 420 与 450 毫微秒。可以认为 $t_b = 310—350$ 毫微秒的实验结果失真度较大, 故这里舍弃了这一结果。

- 2) 文献[3]中的图 2 给出 156 瓦功率下之最大热电子能量, 亦与表 2 所列结果偏差较大。究其原因, 亦与 1) 同。虽然文献[3]的图 2 表明该组实验的条件颇为稳定, 但亦不得不惋惜地舍弃。

在文献[3]与[2]中, 表 2 所列实验结果是被看成单色波驱动而与理论比较的。取得

该组数据时由频谱仪测得的实际频谱照片示于图 3. 可见其频率调制宽度虽窄, 但其 Δf 的真值为 2.5 兆赫. 故本文选其作为窄带调制情况与理论进行比较.

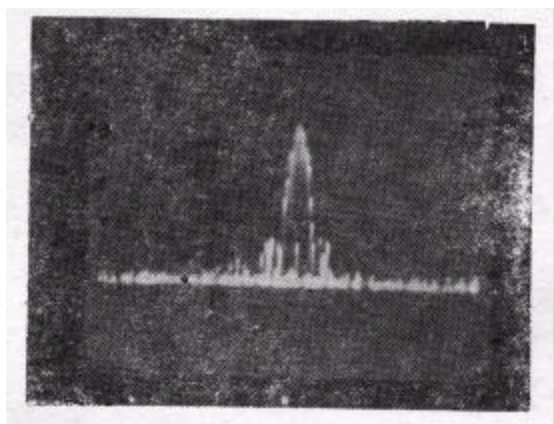


图 3 窄带调制实验时注入微波的实际频谱
(中心频率为 2.795 兆赫, 横坐标每格 5 兆赫)

图 2 中与理论曲线进行比较. 当然, $\langle E_b^2 \rangle - \Delta f$ 的实验数据仅能检验其定标关系, 图 2 中假设了 $\Delta f = 50$ 兆赫, 即 $\Omega_1 = 61.69$ 的那一实验点正好拟合在理论曲线上. 图中圆圈为表 2 中的 $W_{\max}$ 所对应的 $\langle \xi^2(\zeta_b) \rangle$.

由图 1, 图 2 可知, 从窄带调制到宽带调制, 理论与实验均符合. 在 $\Omega_1 < 5$ 的窄带调制区, 波碎时间及最大热电子能量的实验结果均更符合于文献[2]的理论预言. 表 2 中, 同时列出文献[2]所预言的 t_b 与 $W_{\max}$ 值, 与实验结果的偏差约小于 10%. 若和文献[15]的理论预言比较, 则偏差较大. 这表明随着 Δf 的变窄, 被驱动电子振荡相位的相关性变强, 因而必须考虑 Bogoliubov 非线性频移效应. 然而就其定标律来看, 文献[3]的图 1 所示实验结果为: $t_b \propto P^{-0.31}$, $E_b^2 \propto P^{0.64}$, $\epsilon_{\max}$ 即 $W_{\max} \propto P^{0.57}$, 却均更符合于考虑无频率调制效应的理论: $t_b \propto P^{-\frac{1}{2}}$, $\langle E_b^2 \rangle$, $W_{\max}$ 均比例于 $P^{\frac{1}{2}}$, 由单色波驱动模型为基础的理论^[2,15]给出的定标律却分别为: $t_b \propto P^{-\frac{1}{2}}$, $\langle E_b^2 \rangle$, $W_{\max} \propto P^{\frac{1}{2}}$.

应该指出, Spielman^[13] 也通过微波实验测得了热电子温度 T_h 与频率调制宽度 ($\Delta\omega/\omega_0$) 之间定标律为 $T_h \propto \Omega^{-0.25}$, 但他们却错误地试图将其与最大热电子能量的定标律加以比较, 结果当然不符合. 其原因在于热电子温度 T_h 与最大热电子能量是两个不同的概念, 文献[3]中的图 2 清楚地显示出两者的差异.

五、结 论

本文的理论分析结果在宽带调制区与窄带调制区分别与两种极限情况下的理论分析符合, 并与实验结果符合. 可以相信, 无规频率调制确实是一种抑制共振吸收引起的波碎与快电子能量的有效方法.

在宽带调制区, 由于被驱动电子振荡相位的无关性强, 可以不考虑 Bogoliubov 非线性频移效应, 其理论结果也是与实验符合的; 在窄带调制区, 实验结果表明: Bogoliubov 非线性频移效应将变得重要起来. 这里所谓“宽带”与“窄带”, 不能简单地看成频率调制宽

利用实验参数, 由表 1, 表 2 所列波碎时间 t_b 可得相应的 ζ_b 值, 其与理论曲线的比较示于图 1, 图 1 中圆圈表示窄带调制情况下的实验结果. 实验中波碎时最大局部电场的测量未能绝对标定, 所幸最大热电子能量是通过多栅能量分析器接取样平均积分仪(boxcar)绝对测量的, 但由于(18)–(20)式, 有

$$\langle \xi^2(\zeta_b) \rangle = \frac{W_{\max}}{\frac{e}{4} B e^2 L^2} = \frac{\langle E_b^2 \rangle}{\frac{1}{2} B^2 e^2 L^2}.$$

故可将表 1 中的 $\langle E_b^2 \rangle$, 表 2 中的 $W_{\max}$ 两组实验数据换算成 $\langle \xi^2(\zeta_b) \rangle$ 统一标在

度 Q 即 $(\Delta\omega/\omega_0)$ 而应考虑成有效频率调制度 Q_1 即 $(2Q/\varepsilon)$. 无因次等效驱动振幅 ε 与频率调制度 Q 实际上是两个相互竞争的因素, 也就是说驱动波注入功率密度与等离子体密度梯度标长均将影响无规频率调制的效果. 因此, 更完善的理论应该进一步同时考虑 Bogoliubov 频移及离子密度扰动等非线性效应.

本文采用了与 Lee 博士合作在美国 UCLA N. C. Luhmann, Jr. 教授的实验室所取得的实验数据, 借此向 N. C. Luhmann, Jr., 教授及 Lee 博士表示衷心的感谢.

参 考 文 献

- [1] C. E. Max, LLL Preprint UCRL-53107, (1981).
- [2] 顾彪, 物理学报, **33**(1984), 331.
- [3] Ann Y. Lee, B. Gu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **48** (1982), 319.
- [4] J. J. Thomson *et al.*, *Phys. Fluids*, **17** (1974), 1608.
- [5] J. J. Thomson *et al.*, *Nucl. Fusion*, **15** (1975), 237.
- [6] G. Laval *et al.*, *Phys. Fluids*, **20**(1977), 2409.
- [7] W. L. Kur *et al.*, *Nucl. Fusion*, **13**, (1973), 952.
- [8] S. P. Obenschain *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **36**(1976), 1309.
- [9] S. P. Obenschain *et al.*, *App. Phys. Lett.*, **30** (1977), 452.
- [10] A. Mase *et al.*, In Proceeding of the 9th International Conf. on Plasma Phys. and Controlled Fusion Research, IAEA, Brussels, (1980), Vol. 2, 745.
- [11] T. Speziale, In Proceeding of 9th Ann. Conf. on Anomalous Absorption of EM Wave, Rochester, (1979), Paper C-3.
- [12] E. A. Williams and J. Albritton, In Proceeding of 9th Ann. Conf. on Anomalous Absorption of EM Wave, Rochester, (1979), Paper C-3.
- [13] R. B. Spielman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **46** (1981), 821.
- [14] J. M. Dawson, *Phys. Rev.*, **113**(1959), 383.
- [15] P. Koch and J. Albritton, *Phys. Rev. Lett.*, **32** (1974), 1420.

SUPPRESSION OF COLD PLASMA WAVEBREAKING BY RANDOM FREQUENCY MODULATION

GU BIAO

(Southwestern Institute of Physics, Leshan, Sichuan, China)

ABSTRACT

In this paper, the Kubo-Anderson process has been adopted to describe the random frequency modulation of driven field. Its suppression effect on inhomogeneous cold plasma wavebreaking has been analysed. The expressions of wavebreaking time, fast electron energy and the average square of maximum localized electric field have been derived, which can be applied in any band width of the frequency modulation while the Bogoliubov's nonlinear frequency shift is not taken into account. The agreement between the theoretical predictions and the experimental results is fair. Thus we show that the random frequency modulation is an effective method to suppress the wavebreaking and fast electron energy.