

CNIC-01512
CAEP-0062

强流相对论电子束调制的空间电荷波理论分析
**SPACE-CHARGE WAVE PHYSICS RELEVANT
TO MODULATION OF RELATIVISTIC
INTENSE ELECTRON BEAMS**
(In Chinese)

中国核情报中心
China Nuclear Information Centre

CNIC-01512
CAEP-0062

强流相对论电子束调制的 空间电荷波理论分析

黄 华 常安碧 谭 杰
(中国工程物理研究院, 成都, 610003)

摘 要

从基本的电磁场原理出发, 比较详细地介绍了强流相对论电子束在漂移管中的色散特性, 以及强流相对论空心电子束在激励源作用后的一种小信号群聚理论——空间电荷波理论。理论分析表明, 强流空间电荷效应改变了经典速调管中电子束在漂移管中的能量分布以及群聚特性, 缩短了最佳群聚距离。利用 500 kV, 3 kA, 脉宽约 1.4 μs 的空心电子束, 注入 70 kW 的微波调制, 束流经过输入腔后, 得到了约 9.8% 的基波电流调制深度。理论分析与实验结果在一定漂移距离内吻合得较好。

**Space-charge Wave Physics Relevant to Modulation of
Intense Relativistic Electron Beams**
(In Chinese)

HUANG Hua CHANG Anbi TAN Jie
(China Academy of Engineering Physics, Chengdu, 610003)

ABSTRACT

The dispersion relation of waves on an intense relativistic electron beam and a small signal space charge wave theory relevant to modulation of an intense relativistic electron beam in klystron amplifier are described. It is found that the effect of intense current space charge modifies the classical klystron description in the drift tube region and shortens the drift length of the maximum modulated current. In an experiment, a 9.8% modulated current is generated from the voltage 500 kV, current 3 kA, pulse width 1.4 μ s hollow electron beams modulated by 70 kW input microwave power.

引言

最近二十年，科学家们对高功率射频辐射产生了很大兴趣，这其中一部分原因是人们现在能够得到功率高达 $10^9 \sim 10^{12}$ W 的强流相对论电子束（Intense Relativistic Electron Beams, IREBs），另外一部分原因是加速器界对高功率射频源的需求。产生射频功率的机理很多，其中一种机理是利用电子束的纵向群聚，这种机理是把电子束的分布由速度不均匀性转变为密度不均匀性，即发生群聚。速调管就是基于这种工作机理。

速调管放大器（Klystron Amplifier）是从群聚的电子束中提取微波，群聚电流可表示为

$$I = GN_b n_b^2 \quad (1)$$

式中 N_b 为单位时间内群聚的电子数， n_b 为群聚束中电子的总数目， G 为群聚形状因子。由式(1)可知，为了提取更高的微波，一个重要的手段是增大 n_b ，即利用强流相对论电子束，特别是很薄的空心电子束。同时，由于强流的空间电荷效应和静电绝缘效应，缩短了群聚距离，提高了谐振腔间隙的射频击穿电平，从而使提高微波输出功率成为可能。因此，我们采用了薄的空心电子束。

我们研究的长脉冲强流相对论速调管中，由调制型加速器的二极管产生均匀的强流相对论电子束，电压约 500 kV、电流约 3 kA，脉宽 1.4 μ s，束直径约 5.6 cm，厚度约 0.7 cm，在约 0.8 T 的纵向磁场的引导下在直径 7.3 cm 的漂移管中传输，当经过速调管输入腔间隙时，一般受到不超过 50 kV 的高频间隙电压的调制（高频电压与 IREBs 电压之比不超过 10%），随后在漂移管中产生群聚，最大群聚深度 10% 左右。显然，此段 IREBs 的调制与群聚作用过程属于小信号工作区。

在速调管的理论分析中，经典速调管（弱流非相对论）的理论发展已比较完善^[1]。最早的理论是运动学理论，它是以电子作为孤立的质点概念为基础，忽略了彼此之间的排斥力来讨论个别电子的轨迹。这个理论尽管比较粗糙，但是它表明了基本的运动过程，给出了清晰的物理图象。由于线型束微波管中使用的电流密度一般较大，实际上空间电荷效应是不容忽视的，所以运动学理论作定量分析时误差较大。在运动学概念的基础上考虑到空间电荷本身排斥力引起的修正的理论，称之为考虑空间电荷的运动学理论，或者称之为去聚理论（Debunching Theory）^[2]，这种修正指出了当电子速度调制不大时，运动具有振荡的特性。

由哈恩（Hahn）和拉莫（Ramo）提出的空间电荷波理论依据了不同的概念。它不注意电子的个体运动，而把电子束视为连续的媒质。研究在一定几何条件下其中可能存在的波动状态——空间电荷波，并以这种波来描述群聚现象。在分析中采用小振幅的假设，使波动方程线性化，这样就可以利用处理线性问题的许多强有力的数学工具。当处理二维问题或有限磁场时，它的优点特别突出。但是它没有反映出实际存在的非线性过程，特别是超越现象，因而不能直接用于功率放大的分析。在空间电荷波理论中电子束各种物理参量都是以波动形式表示的，而在一定的初始条件和边界条件下的群聚状态，则可以用不同的参量组来表征，例如用电流密度及速度、电流及动电压等。这样，参数组中两参数的关系正好与传输线方程的电流与电压之间的关系在形式上完全相似。因此，可以从传输线理论中为人熟知的一些结论得到新的启示。

运动学理论和空间电荷波理论是讨论群聚问题的两种主要理论体系，它们在实际器件中得到了广泛应用。除此之外，还有耦合模理论、多速理论、量子力学方法等，这些理论的应用相对较少。

国内经典速调管放大器中电子束的小信号群聚理论发展已比较完善，而强流电子束的群聚理论研究较少；国外在这方面研究较多，但研究相对比较简省，结果大同小异。本文利用经典的空间电荷波理论，同时考虑 IREBs 的特性，从基本的电磁场原理详细分析漂移管中 IREBs 的色散特性方程、群聚的空间电荷波传输线模型表达式和交流功率关系式，并进行粒子模拟和实验的验证，增加对我们研究的强流 RKA 束波相互作用机理的理解。

1 色散方程

当空心电子束在纵向引导磁场的作用下沿漂移管传输时（如图 1），为了使问题分析简化，做出下列一些合理的假定：

(1) 定型电子束，即电子束只有 z 向的运动；

(2) 均速的假定，即进入高频互作用区以前，同一截面的所有电子 z 向的初始速度相等；

(3) 小幅度假定，即所有高频分量比相应的直流分量小许多；

(4) 漂移管里 TM 模的长波截止，即认为漂移管尺寸不能满足电磁波传播的条件。若 $\lambda_0 \gg 2r_w$ (漂移管直径)，则场波呈指数式衰减，而只存在于漂移管的边沿。

(5) 电子束厚度认为无限薄，即 $\Delta r_b \ll r_b$ (电子束半径)。

电子束的径向电荷场在电子束和管壁之间产生一个势差，从高斯定理出发，可以求出漂移管中传输空心电子的势能^[3]为

$$\Phi(r) = \frac{I_0}{4\pi \epsilon_0 \beta c} \left(\frac{r_{b2}^2 - r^2}{r_{b2}^2 - r_{b1}^2} - \frac{2r_{b1}^2}{r_{b2}^2 - r_{b1}^2} \ln \frac{r_{b2}}{r} + 2 \ln \frac{r_w}{r_{b2}} \right), \quad r_{b1} \leq r \leq r_{b2} \quad (2)$$

式中 r_{b1} 为空心电子束内半径， r_{b2} 为外半径， I_0 为电子束直流电流。根据第五个假定条件，有 $r \rightarrow r_{b1}$ ， $r_{b1} \rightarrow r_{b2}$ ，设 $r_{b2} = r_b$ ，则上式求极值并归一化后演变为

$$\phi = -|e|\Phi/m_0c^2 = \frac{I_0}{\beta_0 I_s} \quad (3)$$

式中

$$\Phi = -\frac{I_0}{2\pi \epsilon_0 \beta_0 c} \ln \frac{r_w}{r_b} \text{ 为电子的电势,}$$

$$I_s = 2\pi \epsilon_0 m_0 c^3 / |e| \ln(r_w/r_b) \text{ 称为归一化临界电流。}$$

根据能量守恒定律，在束流的截面上电子动能和势能之和应等于常数，即

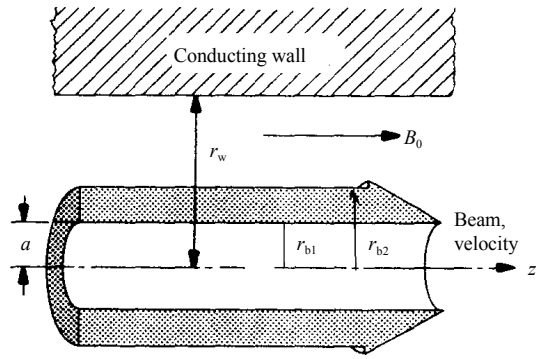


图 1 空心电子束模型

$$\gamma_{\text{inj}} = \gamma_0 + I_0 / I_s \beta_0 = \gamma_0 + \alpha_0 \gamma_0^3 \quad (4)$$

其中

$\alpha_0 = I_0 / I_s \gamma_0^3 \beta_0$, $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$ 为相对论因子, $\beta_0 = v_0 / c$ 为电子相速, v_0 为电子速度, $m_0 c^2 (\gamma_{\text{inj}} - 1) = |e| V_0$ 为注入电子束的总动能, V_0 为电子加速电压。

由式(4)可知, 当增强束流时, 电子势能增加, 降低了电子动能, 对束波的转换效率不利, 但增大电子束尺寸, 可降低电子势能, 提高电子动能。

当电子速度和电流为纵向调制时, 所有参量对 t 和 z 的关系可表述为 $\exp j(\omega t - kz)$ 的波动形式。引入线性化处理, 不考虑二次非线性项, 对于扰动的束参量(电场 E_{z1} , 电荷密度 ρ_1 , 电流密度 J_1 , 速度 v_1), 由牛顿第二定理有

$$\gamma^3 m_0 \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_0 \frac{\partial}{\partial z} \right) v_1 = -|e| E_{z1} \quad (5)$$

由电流连续性定理有

$$\frac{\partial J_1}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (\rho_1 v_0 + v_0 v_1) = -\frac{\partial \rho_1}{\partial t} \quad (6)$$

由高斯定律 $\nabla \cdot \mathbf{D}_1 = -\rho_1$ 得电子束外区域的径向电场

$$E_{r1} = \rho_1 S / 2\pi \epsilon_0 r \quad (7)$$

式中 S 为电子束截面积。由安培环路定理 $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}$ (不考虑 $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ 项) 并利用式 (6) 有

$$H_{\theta 1} = \frac{\omega \rho_1 S}{2\pi r k} \quad (8)$$

因此, 由电磁感应定律 $\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ 的 θ 分量有

$$\frac{\partial E_{z1}}{\partial r} = \frac{\partial E_{r1}}{\partial z} + \frac{\partial B_{\theta}}{\partial t} \quad (9)$$

对上式在 $r \in [r_b, r_w]$ 区间积分, 利用式 (7)、(8) 得电子束所受的电场为

$$E_{z1} = \frac{j k \rho_1 S}{2\pi \epsilon_0} \ln \frac{r_w}{r_b} \left(\frac{\omega^2}{c^2 k^2} - 1 \right) \quad (10)$$

把式 (10) 代入式 (5), 并联合式(6)得色散方程

$$(\omega - kv_0)^2 = -\frac{|e| J_0 \ln \frac{r_w}{r_b}}{2\pi \epsilon_0 \gamma^3 m_0 c^2} (\omega^2 - k^2 c^2) \quad (11)$$

代入 I_s 的表达式得

$$(\omega - kv_0)^2 = -(\omega^2 - k^2 c^2) \alpha \quad (12)$$

根据近似假定条件, 式中 $\alpha \approx \alpha_0$ [4]。方程 (12) 中固定 ω 后, k 有两个解: 快波解 k_f 和慢波解 k_s :

$$k_f = \frac{\omega \delta}{\beta_0 c} (1 - \alpha \mu), \quad k_s = \frac{\omega \delta}{\beta_0 c} (1 + \alpha \mu) \quad (13)$$

式中

$$\alpha\mu = (\alpha^2 + \alpha/\gamma_0^2)^{1/2} / \beta_0, \quad \delta = \beta_0^2 / (\beta_0^2 - \alpha).$$

与经典速调管不同，快波解和慢波解不再相对于 $\omega/kv_0 = 1$ 曲线对称，如图 2。这使得 IREBs 群聚具有独特的性能，在后面群聚过程分析中将会看到。

2 空间电荷波的传输线模型

假定交流电流由空间电荷快慢波组成，即

$$\tilde{I}_1 = I_{f,s} \exp j(\omega t - k_{f,s} z) \quad (14)$$

将上式代入电流连续性方程式 (6) 得电子的交流速度

$$\tilde{v}_1 = \frac{I_{f,s}}{I_0} \left(\frac{\omega - k_{f,s} v_0}{\omega} \right) v_0 \exp j(\omega t - k_{f,s} z) \quad (15)$$

把式 (13) 代入上两式得

$$\tilde{I}_1 = I_1 \exp j(\omega t - \theta) = [I_f \exp j(\alpha\mu\theta) + I_s \exp -j(\alpha\mu\theta)] \times \exp j(\omega t - \theta) \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \tilde{v}_1 &= v_1 \exp j(\omega t - \theta) \\ &= (v_0/I_0) \{ I_f [1 - \delta(1 - \alpha\mu)] \exp j(\alpha\mu\theta) + I_s [1 - \delta(1 + \alpha\mu)] \exp -j(\alpha\mu\theta) \} \times \exp j(\omega t - \theta) \end{aligned} \quad (17)$$

式中 $\theta = \omega\delta z / v_0$ 为电子的直流渡越角。

根据初始条件，当 $t=0$ 和 $z=0$ 时， $v_1 = v_{10}$ ， $I_1 = I_{10}$ 代入上两式得慢、快波电流振幅

$$I_s = \frac{I_{10} [1 - \delta(1 - \alpha\mu)] - \frac{v_{10} I_0}{v_0}}{2\alpha\mu\theta} \quad (18a)$$

$$I_f = \frac{I_{10} [-1 + \delta(1 + \alpha\mu)] + \frac{v_{10} I_0}{v_0}}{2\alpha\mu\theta} \quad (18b)$$

把式 (18a~b) 代入式 (16) ~ (17) 得

$$I_1 = I_{10} [\cos(\alpha\mu\theta) - j\zeta \sin(\alpha\mu\theta)] + jv_{10} (I_0 / \alpha\mu\delta v_0) \sin(\alpha\mu\theta) \quad (19)$$

$$v_1 = I_{10} [j(v_0 / I_0) \delta\alpha\mu(1 - \zeta^2) \sin(\alpha\mu\theta)] + v_{10} [\cos(\alpha\mu\theta) + j\zeta \sin(\alpha\mu\theta)] \quad (20)$$

式中 $\zeta = (1 - \delta) / \alpha\mu\theta = -1 / \beta_0^2 \mu$ 。

式 (20) 可写为动电压的形式。根据电子的总能量关系式可得电子的能量变化关系式

$$\Delta E = m_0 c^2 \frac{\partial \gamma}{\partial \gamma_0} \frac{\partial \gamma_0}{\partial \beta_0} \Delta \beta_0 \quad (21)$$

在 $z=0$ 的作用间隙处，

$$\Delta E = eM_1 V_{10} \exp j(\omega t)$$

$$\Delta \beta_0 = (v_{10} / c) \exp j(\omega t)$$

利用式 (6)，并假定 $I_1 \ll I_0$ ，可得在 $z=0$ ，

$$eM_1 V_{10} = v_{10} v_0 m_0 \gamma_0^3 / \delta \quad (22)$$

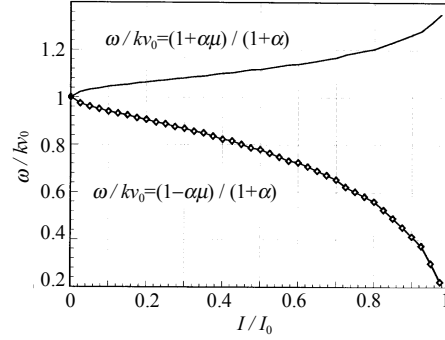


图 2 漂移管中磁聚焦 IREBs 中波的色散曲线
实线为空间电荷快波，点线为空间电荷慢波。

根据小信号动电压的定义^[1]，可相似定义在任意点的动电压为

$$V_1 = v_1 v_0 m_0 \gamma_0^3 / \delta |e| \quad (23)$$

把式 (23) 代入式 (20)，并用矩阵形式描述式 (19) 和 (20) 为

$$\begin{pmatrix} \tilde{I}_1 \\ \tilde{V}_1 \end{pmatrix} = A(\theta) \begin{pmatrix} I_{10} \\ M_1 V_{10} \end{pmatrix} \exp j(\omega t - \theta) \quad (24)$$

式中 $A(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha\mu\theta) - j\zeta \sin(\alpha\mu\theta) & j\frac{1}{Z} \sin(\alpha\mu\theta) \\ jZ(1-\zeta^2) \sin(\alpha\mu\theta) & \cos(\alpha\mu\theta) + j\zeta \sin(\alpha\mu\theta) \end{pmatrix}$ 为漂移矩阵，

$$Z = m_0 c^2 \gamma_0^3 \beta_0^2 \alpha\mu / |e| I_0 = R_0 / (-\zeta), \quad R_0 = 60[\ln(r_w / r_b) / \beta_0] \Omega。$$

式 (24) 就是用空间电荷波理论描述了 IREBs 在漂移管中群聚传输的传输线模型。

3 IREBs 与间隙场的相互作用

式(24)描述了漂移管中交流电流和动电压，利用这个传输线矩阵可以描述 IREBs 经过腔体间隙时的交流电流和动电压。

3.1 IREBs 与输入腔间隙场的作用

当从二极管产生的均匀电子束经过输入腔间隙时，受到从外部微波源（如磁控管）注入输入腔间隙的驻波场作用，此时间隙电压 V_{10} 一般为几十 kV，而电子电压 V_0 约 500 kV，满足小信号条件 $V_{10} \ll V_0$ 。假设电子束在输入腔调制间隙 $z=0$ 处的边界条件为 $\tilde{I}_{10} = 0$ ， $\tilde{V}_{10} = V_{10} \exp j(\omega t)$ ，则根据式 (24) 可得在 $z = z_1$ 处的调制电流和动电压为

$$\begin{aligned} I_1 &= j \frac{M_1 V_{10}}{Z} \sin(\alpha\mu\theta_1) \\ V_1 &= M_1 V_{10} [\cos(\alpha\mu\theta_1) + j\zeta \sin(\alpha\mu\theta_1)] \end{aligned}, \quad \theta_1 = \omega \delta z_1 / \beta_0 c \quad (25)$$

式中 $M_1 = M_{c1} |\cos \phi_1|$, $\phi_1 = \alpha\mu \delta \omega D_1 / v_0$, M_{c1} 为输入腔间隙电压耦合系数， $|\cos \phi_1|$ 为空间电荷修正项^[8]。由上式可知，在强流 RKA 中，IREBs 的最佳群聚距离缩短，这正是因为强流空间电荷因子 $\alpha\mu$ 造成的。

3.2 IREBs 与中间腔间隙场的作用

当已调制的 IREBs 经过位于 $z = z_1$ 处的中间腔间隙时，如果激励的间隙电压远小于 V_0 ，则可用空间电荷波理论继续分析束波互作用过程。假定中间腔分流阻抗为 R_s ，固有谐振角频率为 ω_0 ，无载品质因数为 Q_0 ，则由中间腔的等效电路得中间腔阻抗 Z_c ^[5]

$$Z_c = \frac{R_s}{1 + j2Q_0\sigma} = R_s \cos \varphi e^{j\varphi} \quad (26)$$

$$\varphi = -\arctg(2\sigma Q_0), \quad \sigma = \frac{\omega - \omega_0}{\omega}$$

则 IREBs 经过中间腔间隙时产生的群聚电流和动电压演变为

$$\begin{pmatrix} I_{20} \\ V_{20} \end{pmatrix} = \mathbf{B} \begin{pmatrix} I_1 \\ V_1 \end{pmatrix} \quad (27)$$

式中 $\mathbf{B} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ Z_c & 1 \end{pmatrix}$ 称为作用间隙矩阵, 即有

$$V_{20} = M^2 V_{10} \{ \cos(\alpha\mu\theta_1) + j[R_s / Z + \zeta] \sin(\alpha\mu\theta_1) \} \quad (28)$$

定义动增益 G_A 为

$$G_A = |V_{20} / V_{10}| = M^2 \left(1 + \left[[R_s / Z + \zeta]^2 - 1 \right] \sin^2(\alpha\mu\theta_1) \right)^{1/2} \quad (29)$$

$G_A > 1$ 的充分条件是

$$R_s / Z + \zeta > 1 \quad (30)$$

由于 $\zeta < 0$, 上式条件等效为

$$R_s > R_0 (1 - 1/\zeta), \quad R_0 = 60 [\ln(r_w / r_b) / \beta_0] \Omega \quad (31)$$

上述条件很容易达到。

在随后的电子束漂移过程中, 电子束继续群聚, 在 $z = z_2$ 处的群聚电流和动电压为

$$\begin{pmatrix} \tilde{I}_2 \\ \tilde{V}_2 \end{pmatrix} = A(\theta_2) \begin{pmatrix} I_{20} \\ V_{20} \end{pmatrix} \exp j(\omega t - \theta_2), \quad \theta_2 = \frac{\omega \delta (z_2 - z_1)}{\beta_0 c} \quad (32)$$

3.3 交流功率关系

IREBs 中空间电荷波物理与经典电子束的不同之处还可从交流功率关系看出。由坡印廷定理^[6]有

$$-\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \mu H^2 + \frac{1}{2} \epsilon E^2 \right) + \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \quad (34)$$

利用电流连续性定律有

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = \mathbf{J} \cdot \nabla V_1 = \frac{\partial}{\partial t} (\rho V_1) + \nabla \cdot (V_1 \mathbf{J}) \quad (35)$$

另外, 每个电子的相对论动能为 $T_1 = V_1 e$ 。把上式代入式 (34) 有

$$-\nabla \cdot \left(\mathbf{E} \times \mathbf{H} + \frac{T_1}{e} \mathbf{J} \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \mu H^2 + \frac{1}{2} \epsilon E^2 + \frac{T_1}{e} \rho \right) \quad (36)$$

根据小信号假定, 电磁场功率远小于电子束功率, 有

$$\text{Re} \{ \nabla \cdot [\mathbf{E} \times \mathbf{H} + (T_1 / e) \mathbf{J}_1] \} = 0 \quad (37)$$

对上式在电子束穿过两端面 S_1, S_2 的漂移管封闭体积内积分, 可以得到

$$\text{Re} \oint (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_1) dS = -\text{Re} \oint_{S_1, S_2} \frac{1}{2} V_1 \mathbf{J}_1^* \cdot dS \quad (38)$$

式中 S_1 定位于输入腔间隙, 把式(25)代入上式得

$$\text{Re} \oint (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_1) dS = -\frac{M_1^2 V_{10}^2}{Z} \zeta \sin^2(\alpha\mu\theta) > 0 \quad (39)$$

上式说明, 电子束在漂移管中传输时, 电子束的功率已有一部分转换为辐射能量, 而在经典速调管中

$$\text{Re} \oint (\mathbf{E} \times \mathbf{H}_1) dS \equiv 0 \quad (40)$$

显然, 没有电子束能量的转换。这在粒子模拟中很容易观察到, 如图 3。

4 IREBs 线性群聚的实验诊断

用插入在漂移管壁上的磁探针监测束流经过作用间隙后的基波调制电流。采用新研制的长脉冲加速器产生的电子束源，额定参数为 500 kV、3 kA、脉宽约 1.4 μ s，电子束半径约 2.8 cm，厚度约 0.7 cm，电子束的准直流引导磁场约 0.8 T。在漂移管下游 5 cm 处插入新研制的 $1/4 \lambda$ 同轴谐振输入腔，中心谐振频率为 1.3 GHz，有载 Q 值为 27，输入腔通过一环形耦合孔与 L 波段磁控管

微波源相接。在 1.3 GHz，70 kW 输入微波功率作用下，可估算出输入腔间隙高频电压约 12.9 kV。实验结果如图 4。在 $z=33.4$ cm，得到了约 238 A 的基波调制电流，基波调制深度为 9.8%。

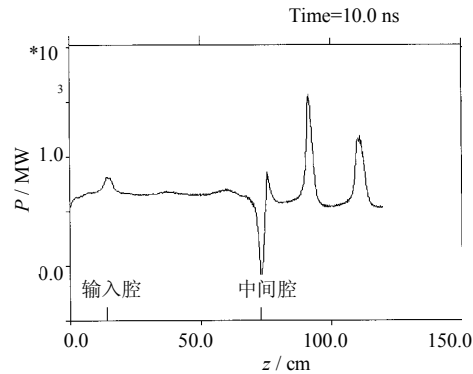
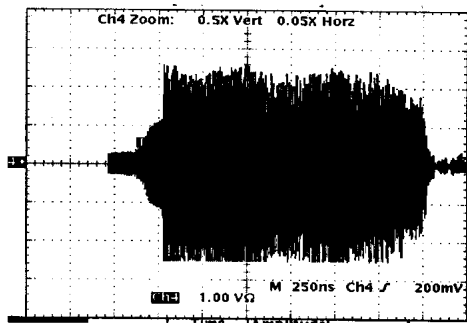
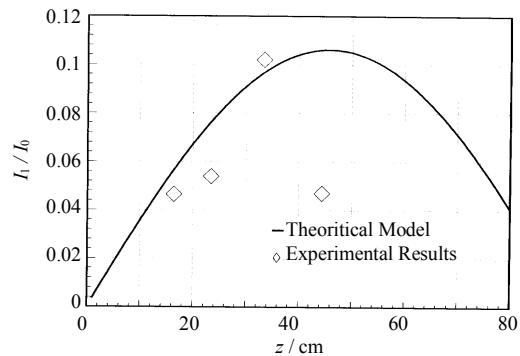


图 3 漂移管中电子束的交流功率



(a) 调制电流波形 (no.913: $z=33.4$ cm, 97 A/div)



(b) 调制电流深度随距离的变化

图 4 束流调制实验结果

5 结果讨论

从实验结果可以看出，由长脉冲加速器产生的空心电子束，注入 70 kW 的微波调制，束流经过输入腔间隙后，得到了约 9.8% 基波调制电流深度。由图 4 (b) 可以看出，理论与实验获得了比较一致的结果，但两者有差别，特别是电子束传输较远距离后差别较大。这主要是因为理论分析中考虑的电子束几何尺寸及其均匀、径向对称性与实验有差别；理论分析假定无限薄的电子束，实验中电子束厚度较大，增大了电子束势能分布，降低了束流的调制；而且，在电子束群聚较深后，由于电子间的排斥力增大再加上有限的聚焦磁场，使电子束尺寸增大；另外，诊断腔的标定具有一定的不确定性，带来了一定的误差。

总之，空间电荷波理论对小信号工作区的 RKA 束流群聚过程分析是有效的。理论分析表明，强流空间电荷效应使 RKA 的束流漂移群聚特性与经典速调管有很大差别，电子

束在漂移区间已有能量的转换，缩短了最佳群聚距离，并得到粒子模拟和实验的证实。显然，这种线形理论不能运用到大信号工作区（如中间腔后），这时需用自洽的非线形理论分析。

感谢刘庆想博士的指导和有益探讨。

参 考 文 献

- 1 谢家麟, 赵永祥著. 速调管群聚理论. 北京: 科学技术出版社, 1960
- 2 Gabor D. JIEE 91, PT III, 128, 1944
- 3 罗应雄编著. 带电粒子束的自场. 北京: 科学技术出版社, 1994: 1~49
- 4 Lau Y Y. J Appl. Phys., 1987, 62 (2): 351~356
- 5 Carlsten B E, Faehl R J, Fazio M V. IEEE Trans. on Plasma Science, 1994, 22 (5): 730~739
- 6 刘盛纲. 微波电子学导论. 北京: 国防工业出版社, 1985: 84
- 7 Friedman M, Krall J, et al. J. Appl. Phys, 1988, 64 (7): 3353~3379
- 8 Friedman M, Krall J, Lau Y Y. Rev. Sci. Instrm. 1990, 61 (1): 171~181