

论电子回旋中心法的物理基础*

郭显平

(北京电子管厂)

提 要

本文讨论了回旋中心法的物理基础及其所揭示的在回旋脉塞中所发生的物理现象。根据上述讨论证明了这一理论的优越性。文中还指出了万遂人(1985)文章中存在的一些问题。

一、引 言

电子回旋脉塞动力学理论是分析电子回旋脉塞的一种主要方法。按处理方法的不同,可以分为波导法^[1-5]和回旋中心法^[6-11]两类。这两种方法均以波导中求解线性符拉索夫(Vlasov)方程为基础,其等价性已由文献[9, 11]所证明。我们也可通过对文献[5]中的(28)式,即:

$$\omega^2 - \omega_{in}^2 = \frac{2\nu c^2 X_{in}^2}{\bar{r} N_{in} R^2} \left[- \frac{(\omega^2 - c^2 K^2)}{(\omega - \bar{\Omega}_s)^2} \bar{\beta}_i^2 H_{s1}(\bar{X}_0, \bar{X}_u) + \frac{(\omega - k_{\parallel} \bar{\beta}_2)}{(\omega - \bar{\Omega}_s)} Q_{s1}(\bar{X}_0, \bar{X}_u) + U_{s1}(\bar{X}_0, \bar{X}_L) \right] \quad (1)$$

和文献[8]中的(68)式,即:

$$\frac{\omega^2}{c^2} - k_{\parallel}^2 - k_c^2 = \frac{\omega_p^2}{c^2 r} \sum_l \left\{ \frac{Q_{ml}(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel})}{(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - l\omega_c)} - \frac{\beta_{\perp 0} W_{ml}(\omega^2 - k_{\parallel}^2 c^2)}{(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - l\omega_c)} + U_{ml} \right\} \quad (2)$$

进行比较,只要通过一些简单的数学运算就可以证明(1)式就是(2)式 Σ 号下某一 l 所对应的项之和乘以 Σ 号外的 $\frac{\omega_p^2}{c^2 r}$ 。由此可见(1)式是(2)式的一个近似表达式。即(1)式仅考虑了同步模式。

这两种方法的结果是等价的,但其处理方法有很大的不同:即在波导法中是将整个电子注作为一个系统来分析的,而在回旋中心法中则是将电子注分成无数个电子群,每个电子群中的电子都围绕自己的回旋中心旋转。每个电子群作为一个独立的子系统进行统计分析然后再积分以求得全部特性。回旋中心法的突出优点是物理概念明确,运算简洁,易于推广到更为复杂的情况。此方法的物理基础在文献[6,8]中已作了详细讨论。

文献[12]对回旋中心法提出了异议,我认为这些异议是值得商榷的,因为首先文献[12]的作者未能证明两种方法是不等价的。其次文献[12]所得到的一些结论,诸如回旋中心法将导致零色散,电子沿 R 分布均匀等等也都是不正确的。本文将对这些问题进行讨论。

* 1986年1月21日收到,1986年8月12日修改定稿。

二、场的局部展开

在波导法和回旋中心法中都要将场进行局部展开,由于使用的坐标系不同,所得到的表达式形式上差别很大.图1给出了两种方法所用的坐标系.

在波导法中,圆柱波导中场的局部展开式形式为:

$$\begin{aligned} & \exp[jm(\varphi' - \varphi)]J_m(k_c R') \\ & = \sum_{s'} \sum_s (j)^{s'} \exp[js'(\varphi - \phi)] \cdot J_{m+s'}(k_c R) J_{s+s'}(k_c r_c) J_s(k_c r_c) \exp(j\omega_c s \tau / r); \end{aligned} \quad (3)$$

而在回旋中心法中,圆柱波导中场的局部展开式为:

$$\phi_{mn}(R, \varphi) = \sum_l J_l(k_c r_c) J_{m-l}(k_c R_0) e^{j(m-l)\varphi_0 + il\theta}. \quad (4)$$

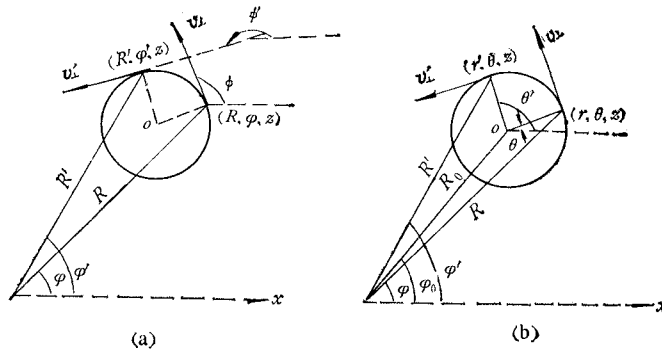


图1 两种坐标系下的场的展开

(a) 波导法 (b) 回旋中心法

(3) 式和(4)式中均略去了因子 $e^{j(-\omega t + k_0 z)}$. 由于两者所表达的是同一个场,因此两者是等价的.但(4)式不仅形式上比(3)式简单,而且可以在不需要进一步求解符拉索夫方程的条件下就可以得到以下的物理图象和结论.(这些结论不能从式(3)直接得到,只能在进一步求解符拉索夫方程后才能得到).

(1)、(4)式给出的是以半径为 r_c , 围绕位于 (R_0, φ_0) 的回旋中心旋转的电子所遇到的高频场的傅里叶展开式.与在磁控管中将场分解为空间谐波相类似,这里把沿电子轨道的场分解成了一系列回旋谐波.

(2) 回旋电子只能和某一次回旋谐波同步,从而产生能量交换.同步条件是电子所遇到的场的相位保持不变.考虑到电子在作回旋运动的同时在 z 方向以 v_z 运动,同步条件为:

$$l\theta + k_z z - \omega t = \text{const.} \quad (5)$$

将 $z = v_z t$ 代入(5)式,并两边对 t 微分得

$$l \frac{d\theta}{dt} + k_z v_z - \omega = 0. \quad (6)$$

由于 $\frac{d\theta}{dt} = \omega_c$, 即电子的相对论回旋频率,故同步条件为:

$$l\omega_c = \omega - k_z v_z. \quad (7)$$

(7) 式即为推导完整色散方程所得的不稳定条件.

(3) 回旋中心位置 (R_0, φ_0) 仅影响回旋谐波的幅值而不影响其角速度. 因此回旋中心位置的变化不影响同步条件, 仅影响增益的大小. 为得到最大增益, 应使 R_0 选在 $J_{m-l}(k_c R_0)$ 取极大值处, 此时 $J'_{m-l}(k_c R_0) = 0$.

(4) 由于 ω_c 是磁场强度和电子动量的函数, 因此, 电子回旋脉塞的工作频率对磁场强度非常敏感.

(5) 由于电子横向动量变化会导致 ω_c 变化, 纵向动量变化会引起 $k_z v_z$ 变化, 两者都会造成同步变坏, 输出功率和增益下降, 因此在回旋管中应尽量减小电子动量的零散.

三、平衡分布函数

平衡分布函数 f_0 是对未扰电子注状态的描述. 波导法在发展过程中曾出现过许多 f_0 的形式^[1,3,13,14] 并已由文献 [7] 对其进行了归纳. 而回旋中心法发展过程中由于物理概念明确, 到目前为止只提出过两种 f_0 的形式, 即文献 [6] 中所用的

$$f_0 = \frac{1}{2\pi p_{\perp}^0} \delta(p_{\perp} - p_{\perp}^0) \delta(p_{\parallel} - p_{\parallel}^0) \quad (8)$$

和文献 [8, 10] 中所用的

$$f_0 = \frac{N_e}{4\pi^2 p_{\perp} R_g} \delta(p_{\perp} - p_{\perp}^0) \delta(p_{\parallel} - p_{\parallel}^0) \delta(R_g - R_0). \quad (9)$$

在后面, 我们将证明 (8) 式是 (9) 式的一个实用简化形式.

首先要指出的是波导法中 f_0 的物理含义和回旋中心法中 f_0 的含义是不同的. 在波导法中 f_0 描述的是整个电子注的情况, 而在回旋中心法中 f_0 则是描述一个子系统中电子在相空间中的分布, 因此尽管 (8) 式和文献 [13] 中所用的

$$f_0 = \frac{1}{2\pi p_{\perp}} \delta(p_{\perp} - p_{\perp 0}) \delta(p_{\parallel} - p_{\parallel 0}) \quad (10)$$

在形式上非常相似, 然而它们所代表的电子注在空间的分布是完全不同的. 文献 [13] 已指出 (10) 式所代表的电子注在空间的分布是均匀的. 而 (8) 式只描述一个子系统的电子分布, 整个电子注中电子密度分布需要对各子系统积分才能得到.

在每一个子系统中电子围绕该子系统的回旋中心旋转的频率为:

$$\omega_c = \frac{eB_0}{m_0} \left[1 - \frac{v_0^2}{c^2} \right]^{1/2}. \quad (11)$$

回旋半径为

$$r_c = \frac{v_{0\perp}}{\omega_c}. \quad (12)$$

(8) 式虽未对回旋中心位置给出明确描述, 但实际上暗含了 $J_{m-l}(k_c R_0)$ 取极大值这一假定.

由于分布函数中作了单动量假定, 因此由 (11) 和 (12) 式可知, 在每一个子系统中所有电子都以同一个 r_c 和 ω_c 围绕回旋中心旋转 (如图 2 中实线所示). 但这仅是一个子

系统,图 2 中的虚线圆表示了其它子系统的一些代表(实际上有无数个子系统)。对于一个子系统而言电子分布在一个半径为 r_c 的柱面上。而对整个电子注而言在电子注存在的空间内任何一点均有两个子系统的回旋电子经过。

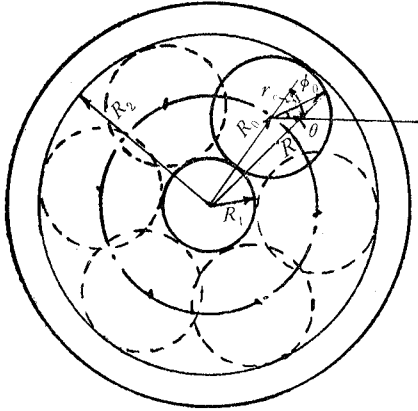


图 2 回旋中心法子系统示意图

在每一个子系统中电子作的是以 r_c 为半径的匀速圆周运动,因此在 θ 方向上电子密度是均匀的,假定为 M ,而回旋中心在半径为 R_0 的圆上的分布也是均匀的,假定其密度为 T ,则在 $d\phi d\theta$ 小面积内的电子数为 $2MTd\phi d\theta$ (这里多了一个因子 2 是因为每一点有两个子系统的电子经过)。假定整个电子注沿 R 方向电子密度分布为 $N(R)$ 则在小面积 $RdRd\phi$ 中所具有的电子为 $N(R)RdRd\phi$, 故有:

$$N(R)RdRd\phi = 2MTd\phi d\theta, \quad (13)$$

即

$$N(R)RdR = 2MTd\theta. \quad (14)$$

由图 2 可知

$$R^2 = R_0^2 + r_c^2 - 2R_0r_c \cos(180^\circ - \phi_0 + \theta), \quad (15)$$

可得

$$2RdR = 2R_0r_c \sin(180^\circ - \phi_0 + \theta)d\theta, \quad (16)$$

$$\cos(180^\circ - \phi_0 + \theta) = \frac{R_0^2 + r_c^2 - R^2}{2R_0r_c}. \quad (17)$$

从图 2 可有

$$R_0 = (R_1 + R_2)/2, \quad (18)$$

$$r_c = (R_2 - R_1)/2. \quad (19)$$

将 (18)、(19) 式代入 (17) 式可得

$$\cos(180^\circ - \phi_0 + \theta) = (R_1^2 + R_2^2 - 2R^2)/(R_2^2 - R_1^2), \quad (20)$$

$$\sin(180^\circ - \phi_0 + \theta) = \frac{2\sqrt{(R^2 - R_1^2)(R_2^2 - R^2)}}{R_2^2 - R_1^2}. \quad (21)$$

将 (18)、(19) 式和 (21) 式代入 (16) 式得到

$$RdR = \frac{1}{2}\sqrt{(R^2 - R_1^2)(R_2^2 - R^2)}d\theta. \quad (22)$$

将 (22) 式代入 (14) 式即得

$$N(R) = 4MT/\sqrt{(R^2 - R_1^2)(R_2^2 - R^2)}. \quad (23)$$

同时如假定电子注中电子总数为 N_c 个,则有

$$N_c = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} MTd\phi d\theta, \quad (24)$$

故

$$MT = N_c/4\pi^2. \quad (25)$$

将 (25) 式代入 (23) 式, 并考虑在上述推导中均以存在电子的区域为限, 即在 R_1 到 R_2 的范围内. 为了在表达式中明确这一点, 我们在 (23) 式中引入阶跃函数 S , 这样就有

$$N(R) = \frac{N_c S(R - R_1) S(R_2 - R_1)}{\pi^2 \sqrt{(R^2 - R_1^2)(R_2^2 - R^2)}}. \quad (26)$$

这与文献 [8] 通过积分所得结果完全一样. 文献 [12] 作者由于没有注意到两种方法中 f_0 的物理含义不同, 从而错误地引用文献 [13] 的方法, 得出了在回旋中心法中电子密度分布均匀这样一个错误结论

根据 (8) 式所得的色散方程是

$$\frac{\omega^2}{c^2} - k_{\parallel}^2 - k_c^2 = \frac{\omega_p^2}{c^2 r} \sum_l \left\{ \frac{\bar{Q}_{ml}(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel})}{(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - l\omega_c)} - \frac{W_{ml} \beta_{\perp 0}^2 (\omega^2 - k_{\parallel}^2 c^2)}{(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - l\omega_c)^2} \right\}, \quad (27)$$

其中

$$W_{ml} = \frac{4(k_c r_c)(k_c R_0)}{(k_c a)^2} \frac{[J'_l(k_c r_c) J_{m-l}(k_c R_0)]^2}{\left(1 - \frac{m^2}{k_c^2 a^2}\right) J_m^2(k_c a)}, \quad (28)$$

$$\bar{\theta}_{ml} = 2W_{ml} + \frac{8(k_c r_c)^2 (k_c R_0)}{(k_c a)^2} \frac{J'_l(k_c r_c) J'_l(k_c r_c) J_{m-l}^2(k_c R_0)}{\left(1 - \frac{m^2}{k_c^2 a^2}\right) J_m^2(k_c a)}. \quad (29)$$

而利用 (9) 式所得到的色散方程为

$$\frac{\omega^2}{c^2} - k_{\parallel}^2 - k_c^2 = \frac{\omega_p^2}{c^2 r} \sum_l \left\{ \frac{Q_{ml}(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel})}{(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - l\omega_c)} - \frac{W_{ml} \beta_{\perp 0}^2 (\omega^2 - k_{\parallel}^2 c^2)}{(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - l\omega_c)^2} + U_{ml} \right\}, \quad (30)$$

其中

$$Q_{ml} = 2W_{ml} + \frac{8(k_c r_c)^2 (k_c R_0)}{(k_c a)^2} \frac{J'_l(k_c r_c) J_{m-l}(k_c R_0)}{\left(1 - \frac{m^2}{k_c^2 a^2}\right) J_m^2(k_c a)} \\ \times \left[J'_l(k_c r_c) J_{m-l}(k_c R_0) - \frac{m-l}{l} \left(\frac{k_c r_c}{k_c R_0}\right) J'_{m-l}(k_c R_0) J'_l(k_c r_c) \right], \quad (31)$$

$$U_{ml} = \frac{4(k_c r_c)^2 J'_l(k_c r_c)}{(k_c a)^2 \left(1 - \frac{m^2}{k_c^2 a^2}\right) J_m^2(k_c a)} \left\{ J_l(k_c r_c) \left[\left(1 - \frac{(m-l)^2}{(k_c R_0)^2}\right) J_{m-l}^2(k_c R_0) \right. \right. \\ \left. \left. - J_{m-l}^2(k_c R_0) \right] - 2 \left(\frac{m-l}{l}\right) \left(\frac{k_c r_c}{k_c R_0}\right) J'_l(k_c r_c) J_{m-l}(k_c R_0) J'_{m-l}(k_c R_0) \right\}. \quad (32)$$

这里 (30) 式是由符拉索夫方程求得的零级色散方程的最严格解. 而 (27) 式则是在常见回旋脉塞中有足够精度, 而又可使处理大为简化的近似解. 这里所说的常见回旋条件是指:

(1) 所考察频率范围在放大或振荡频率附近的一个小范围内.

(2) 为了得到足够强的相互作用, 回旋中心离坐标原点的距离 R_0 总是取在谐波场最强处, 即 $J_{m-l}(k_c R_0)$ 取最大值处, 此时 $J'_{m-l}(k_c R_0) = 0$.

(3) 实际回旋管中 m 和 l 均不会太大. 文献 [15] 汇总的 18 个不同国家制造的回旋管没有一个超过 3 的. 这是因为 l 高时虽有可以使用较低磁场的优点, 但高次模场比较弱是其缺点.

(4) 从文献 [15], 所给出的回旋管参数可以看到常见回旋脉塞的 $k_c r_c$ 在 0.28—1.2 的范围内, 故 $k_c r_c/2$ 小于 1, 因此可以使用公式:

$$J_l(k_c r_c) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!(n+l+1)!} \left(\frac{k_c r_c}{2}\right)^{l+2n}. \quad (33)$$

由 (31) 式可得

$$\begin{aligned} Q_{ml} = & 2W_{ml} + \frac{8(k_c r_c)^2(k_c R_0)}{(k_c a)^2} \frac{J_l'(k_c r_c)J_l''(k_c r_c)J_{m-l}^2(k_c R_0)}{\left(1 - \frac{m^2}{(k_c a)^2}\right) J_m^2(k_c a)} \\ & \times \left[1 - \frac{m-l}{l} \left(\frac{k_c r_c}{k_c R_0}\right) \frac{J_{m-l}'(k_c R_0)}{J_{m-l}(k_c R_0)} \frac{J_l'(k_c r_c)}{J_l''(k_c r_c)}\right]. \end{aligned} \quad (34)$$

为了保证在 $k_c r_c \leq 1.2$ 时有足够的精度, 对 (33) 式取导数后, 我们都保留前两项, 于是 l 等于 1 时有:

$$J_1(k_c r_c) = \frac{1}{4} - \frac{1}{4} \left(\frac{k_c r_c}{2}\right)^2, \quad (35)$$

$$J_1'(k_c r_c) = -\frac{1}{4} \left(\frac{k_c r_c}{2}\right) + \frac{5}{48} \left(\frac{k_c r_c}{2}\right)^3. \quad (36)$$

将 (35), (36) 式代入 (34) 式, 则方括号中的第二项变为

$$\frac{2(m-1)}{k_c R_0} \cdot \frac{J_{m-1}'(k_c R_0)}{J_{m-1}(k_c R_0)} \cdot \frac{\left[\frac{1}{4} - \frac{1}{4} \left(\frac{k_c r_c}{2}\right)^2\right]}{\left[-\frac{1}{4} + \frac{5}{48} \left(\frac{k_c r_c}{2}\right)^2\right]}. \quad (37)$$

(37) 式中的 $J_{m-1}'(k_c R_0)/J_{m-1}(k_c R_0)$ 根据上述条件 (2) 为一趋近于零的数, 而 $k_c R_0$ 是一个大于 2 的数, 因此 (37) 式中第一、第三两项之积为 2 左右, 因此 (37) 式接近于零, 于是有

$$Q_{ml} = \bar{Q}_{ml}. \quad (38)$$

如果 $l \geq 2$, 则有

$$J_l'(k_c r_c) = \frac{1}{2} \left[\frac{l}{(l+1)!} \left(\frac{k_c r_c}{2}\right)^{l-1} - \frac{(l+2)}{(l+2)!} \left(\frac{k_c r_c}{2}\right)^{l+1} \right], \quad (39)$$

$$J_l''(k_c r_c) = \frac{1}{4} \left[\frac{l(l-1)}{(l+1)!} \left(\frac{k_c r_c}{2}\right)^{l-2} - \frac{(l+2)(l+1)}{(l+2)!} \left(\frac{k_c r_c}{2}\right)^l \right]. \quad (40)$$

将 (39), (40) 代入 (34) 式, 则方括号中第二项为

$$\frac{m-l}{l} \cdot \frac{k_c r_c}{k_c R_0} \cdot \frac{J_{m-l}'(k_c R_0)}{J_{m-l}(k_c R_0)} \cdot \frac{k_c r_c \left[1 - \frac{1}{l} \left(\frac{k_c r_c}{2}\right)^2\right]}{4 \left[(l-1) - \left(1 + \frac{1}{l}\right) \left(\frac{k_c r_c}{2}\right)^2 \right]}. \quad (41)$$

(41) 式中第二、第四项均小于 1, 第一项是一个有限的数, 而 $J_{m-l}'(k_c R_0)/J_{m-l}(k_c R_0)$ 趋近于零. 故 (41) 式也趋近于零, 这样同样得到

$$Q_{ml} = \bar{Q}_{ml}. \quad (42)$$

为了讨论 U_{ml} 的作用,我们将 (30) 式改写为

$$\frac{\omega^2}{c^2} - k_{\parallel}^2 - k_c^2 = \frac{\omega_p^2}{c^2 r} \sum_l \left\{ \frac{\left(\frac{l\omega_c + \Delta\omega}{\omega_0 + \Delta\omega} \right) Q_{ml}}{\Delta\omega / (\omega_0 + \Delta\omega)} - \frac{W_{ml}\beta_{\perp 0}^2 \left(1 - \frac{k_{\parallel}^2 c^2}{\omega_0 + \Delta\omega} \right)}{(\Delta\omega / (\omega_0 + \Delta\omega))^2} + U_{ml} \right\}. \quad (43)$$

由于只考虑 $\Delta\omega \ll \omega_0$ 的情况,故有

$$\frac{\omega^2}{c^2} - k_{\parallel}^2 - k_c^2 = \frac{\omega_p^2}{c^2 r} \sum_l \left\{ \frac{\frac{l\omega_c}{\omega_0} Q_{ml} + U_{ml} \frac{\Delta\omega}{\omega_0}}{\Delta\omega / \omega_0} - \frac{W_{ml}\beta_{\perp 0}^2 \left(1 - \frac{k_{\parallel}^2 c^2}{\omega_0} \right)}{(\Delta\omega / \omega_0)^2} \right\}, \quad (44)$$

其中

$$\omega_0 = k_{\parallel} v_{\parallel} + l\omega_c. \quad (45)$$

考虑到 $J'_{m-l}(k_c R_0) \ll 1$, 可有

$$\frac{U_{ml}}{Q_{ml}} = \frac{k_c r_c}{2k_c R_0} \cdot \frac{J_l(k_c r_c)}{J'_l(k_c r_c)} \left(1 - \frac{(m-l)^2}{(k_c R_0)^2} \right) J_{m-l}(k_c R_0). \quad (46)$$

由 (46) 式可知 U_{ml} 和 Q_{ml} 是同一量级的数,而在 (44) 式中 Q_{ml} 的系数 $l\omega_c/\omega_0$ 是一个接近于 1 的数,而 U_{ml} 的系数 $\Delta\omega/\omega_0$ 是一个远小于 1 的数,因此包含 U_{ml} 的项可忽略不计,从而证明了 (27) 式是 (30) 式在上述条件下的简化形式. 文献 [12] 认为两者相差很远的结论是不正确的.

顺便说明一下,无论在那一种方法中, f_0 的不同取法都只是表示了电子注状态的不同,从而得到不同的色散方程. f_0 选择的好坏,无疑会使色散方程接近实际的程度不同,但这不能用来说明方法本身是否正确. 如果不是这样,那么波导法在发展过程中提出过许多种 f_0 , 得到了很不相同的色散方程. 难道能说波导法时而正确时而错误吗?

到目前为止回旋中心法只提出过两种 f_0 的形式,波导法虽然提出过较多的 f_0 形式,但都是以 δ 函数的形式出现的. 今后为了更接近于实际情况,必然还会有新的,不是以 δ 函数形式出现的 f_0 , 会得到形式上差别更大的色散方程,这时数学处理将更繁杂,回旋中心法数学处理简洁的优点将更突出.

五、关于色散方程的推导

动力学理论下色散方程的推导步骤是非常清楚的,即由已知的 f_0 求出 f_1 , 然后求出 J_1 , 再进而求出色散方程,然而有两点必须注意:

(1) 回旋中心法不是波导法的简单的坐标变换,求色散方程时决不可两者混用,例如文献 [12] 一方面按波导法积分,一方面又使用回旋中心法的未扰轨道作为特征线来沿着它积分,结果得出了零色散这样一个错误的结果. 正好说明了这一点.

同样也不能用波导法的概念来理解回旋中心法的特征线,文献 [12] 认为回旋中心法只沿一条特定轨道积分就是把两者弄混了. 因为在回旋中心法中,我们把电子注分成了

无数个子系统,对每一个子系统而言,当动量分布取 δ 函数形式时,确实只有一条特定轨道,然而一个电子注是由无数个这样的子系统组成的,这样,在不同的子系统中就有不同的未扰轨道,也就有无数条各不相同的特征线了。其实在波导法中如果将电子按其所围绕的回旋中心分一分类,也可得到完全相同的结果,区别仅在于波导法由于没有引入子系统的概念,无法加以利用,而使沿特征线积分这一步显得复杂一些而已。

(2) 这两套方法中各变量间关系均比较复杂,运算时切不可忘记了隐函数的存在。文献 [12] 在推导 J_1 的过程中利用了这样一个分部积分

$$\int_0^{+\infty} [K] \frac{\partial f_0}{\partial p_{\perp}} dp_{\perp} = [K] f_0 \Big|_0^{+\infty} - \int_0^{+\infty} f_0 \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} [K] dp_{\perp}, \quad (47)$$

其中 K 为被积函数,就是这类错误的一个例子,正确的应该是

$$\int_0^{+\infty} [K] \frac{df_0}{dp_{\perp}} = [K] f_0 \Big|_0^{+\infty} - \int_0^{+\infty} f_0 \frac{d}{dp_{\perp}} [K] dp_{\perp}, \quad (48)$$

而

$$\frac{df_0}{dp_{\perp}} = \frac{\partial f_0}{\partial p_{\perp}} + \frac{\partial f_0}{\partial R_g} \frac{\partial R_g}{\partial p_{\perp}}.$$

因此文献 [12] 所得的 J_1 不可能是正确的。然而令人惊奇的是文献 [12] 居然从不正确的 J_1 得出了和文献 [5] 完全一致的、正确的色散方程。

六、结 论

(1) 回旋中心法有其坚实的物理基础,是一种正确的方法,就其最后结果而言与波导法是等价的。

(2) 回旋中心法与波导法的差别不是简单的坐标变换,而是引入了子系统的概念,使它揭示回旋脉塞的本质更为直观,数学处理更为简洁。

(3) 两种方法中 f_0 的含义是不同的,波导法中 f_0 直接描述整个电子注的未扰状态,而在回旋中心法中则是描述某一子系统的未扰状态和子系统的分布状况。

(4) 回旋中心法的场的局部展开,明显地给出了回旋谐波的概念,从而清楚地揭示了回旋管中电子注和场的能量交换的本质。

(5) 文献 [12] 得出的: 用回旋中心法将得到零色散,将导致电子在注内均匀分布以及只对一条特定轨道积分等结论都是缺乏根据的。

参 考 文 献

- [1] H. S. Uhm, R. C. Davidson and K. R. Chu, *Phys. Fluids*, **21**(1978), 1866.
- [2] H. S. Uhm, R. C. Davidson and K. R. Chu, *ibid.*, **21**(1978), 1877.
- [3] R. C. Davidson and C. D. Sfriffler, *J. Appl. Phys.*, **12**(1974), 355.
- [4] K. R. Chu, *Phys. Fluids*, **21**(1978), 2354.
- [5] J. Y. Choe and S. Ahn, *IEEE Trans. on ED*, **ED-28**(1981), 94.
- [6] Liu Shenggang (刘盛纲), *Scientia Sinica*, **22**(1979), 901.
- [7] Liu Shenggang (刘盛纲), *Int. J. of IR/MM*, **2**(1981), 1253.
- [8] 刘盛纲, 大自然探索, 1984年, 第4期, 第35页.
- [9] 刘盛纲, 关于电子回旋脉塞动力学理论的方法, 中国电子学会第三届年会论文集, 1982, p. 121.

- [10] 王俊毅, 电子学通讯, 4(1982), 73.
[11] 刘盛纲, 电子学报, 1981年, 第1期, 第20页.
[12] 万遂人, 电子科学学刊, 7(1985), 329.
[13] M. Fiedman, D. A. Hammer, W. H. Manheimer and P. Sprangle, *Phys. Rev. Letter*, 31(1973), 752.
[14] H. S. Uhm and R. C. Davidson, *J. Appl. Phys.*, 50(1979), 1696.
[15] V. L. Granatstein and T. F. Godlove, *Microwave Systems News*, 7(1977), 11, 75.

ON THE PHYSICAL BASIS OF THE THEORY BASED ON THE GUIDING CENTER COORDINATE SYSTEM

Wu Xianping

(Beijing Electron Tube Factory)

In this paper, the physical basis of kinetic theory based on the guiding center coordinate system is discussed. And what phenomena happened in gyrotron will be obtained by this theory is also discussed. According to above mentioned discussion, the advantages of this theory have been proved.