

ЭФФЕКТ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ МАССЫ В ГАЗЕ ИЗЛУЧАЮЩИХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

В.В. Богданов, М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе

Исследуется характер неустойчивости релятивистских осцилляторов в волноводе в зависимости от их плотности. Показано, что при повышении плотности в системе развивается аperiodическая неустойчивость отрицательной массы и падает электронный КПД.

Проблема повышения мощности и КПД излучения является важнейшей для сильноточной СВЧ электроники /1/. При увеличении плотности электронных пучков меняются механизмы "излучательных" неустойчивостей, что отрицательно влияет на величину генерируемой мощности и КПД. Это явление может иметь место в потоке релятивистских осцилляторов /2/, на вынужденном излучении которых основана работа гиротрона /3/ и ряда других приборов. Если плотность осцилляторов в потоке велика, в нем может развиваться аperiodическая неустойчивость, не связанная с излучением электромагнитных волн /4/. Она напоминает известную в теории ускорителей неустойчивость отрицательной массы (НОМ) /5/ и приводит к снижению КПД. Исследованию данного явления посвящена настоящая работа.

Рассмотрим наиболее простую ситуацию. Положим $u_{\parallel} = 0$, $k_{\parallel} = 0$, где u_{\parallel} и k_{\parallel} — составляющие скорости электронов и волнового вектора вдоль внешнего магнитного поля B_0 , направленного по оси z . Считая, что нет зависимости от координаты y , запишем линейные уравнения для компонент электрического поля:

$$(1 + \epsilon_{\perp}) E_x = i \epsilon_{\perp} E_y; \quad (1)$$

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + \frac{\omega^2}{c^2} E_y = -i \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{\perp} (E_x - i E_y),$$

$$\text{где } \epsilon_{\perp} = -\frac{\omega_b^2(x)}{4\gamma\omega^2} \left[\frac{1 + \gamma^2}{\gamma^2} \frac{\Omega/\gamma}{\omega - \Omega/\gamma} - \frac{u^2}{c^2} \frac{(\Omega/\gamma)^2}{(\omega - \Omega/\gamma)^2} \right];$$

u — скорость электронов; $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$; Ω — электронная циклотронная частота; $\omega_b(x)$ — ленгмюровская частота осцилляторов; ω — частота.

Пусть система заключена между металлическими плоскостями (стенками волновода), расположенными при $x = 0$ и $x = L$, так что $E_y(0) = E_y(L) = 0$. Будем считать, что функция $\omega_b^2(x)$ отлична от нуля и постоянна, т. е. $\omega_b^2(x) = \omega_b^2 = \text{const}$, в узком слое толщиной $\Delta \ll L$ вблизи координаты $x = x_0 < L$, а вне этого слоя $\omega_b^2(x) = 0$. Когда плотность электронов мала, так что $|\epsilon_{\perp}| \ll 1$, по теории возмущений можно получить дисперсионное уравнение:

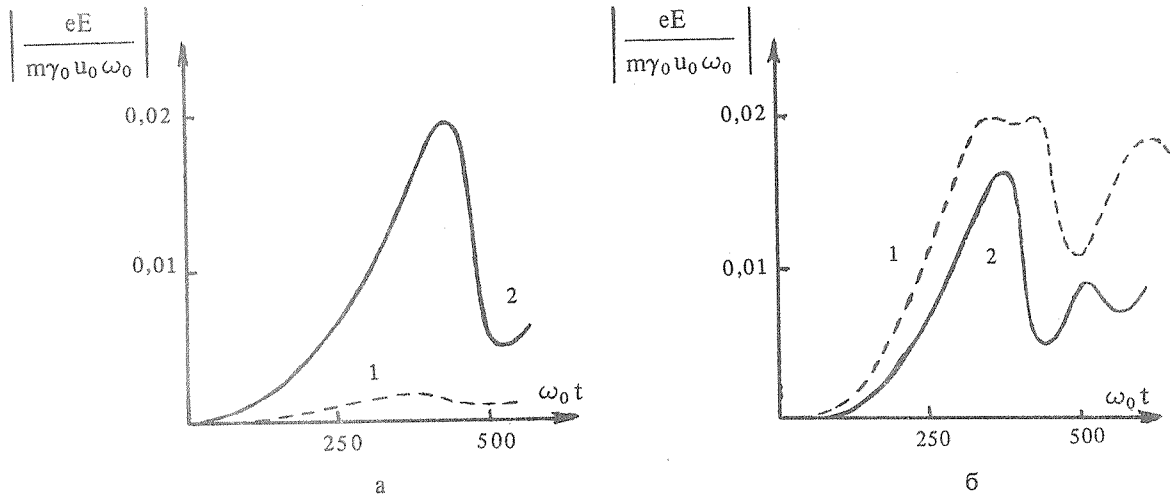
$$k_{\perp}^2 = (\omega^2/c^2) (1 + G \epsilon_{\perp}), \quad k_{\perp} = \pi n/L, \quad G = 2(\Delta/L) \sin^2 k_{\perp} x_0.$$

Если выполнено условие циклотронного резонанса $k_{\perp} c = \Omega/\gamma \equiv \omega_0$, то выражение для комплексной частоты ω , справедливое при $\omega_b^2/\omega_0^2 \ll 8\gamma^7 (u^4/c^4) (1 + \gamma^2)^{-3}$, имеет вид:

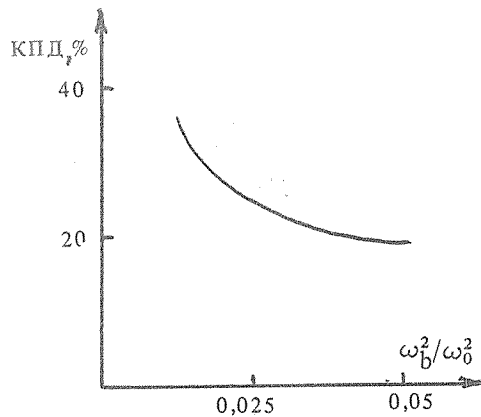
$$\omega = \omega_0 + \frac{1 + i\sqrt{3}}{4} (G u^2 \omega_b^2 / \gamma c^2 \omega_0^2)^{1/3} \omega_0. \quad (2)$$

Элементарная оценка для электронного КПД дает:

$$\text{КПД} = \delta\gamma/(\gamma - 1) \approx \frac{\delta\omega}{\omega_0} \frac{\gamma}{\gamma - 1} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(G \frac{u^2 \omega_b^2}{\gamma c^2 \omega_0^2} \right)^{1/3}. \quad (3)$$



Р и с. 1. Зависимость амплитуд $|E_x|$ (1) и $|E_y|$ (2) от времени при $x_0/L = 0,5$ (а) и $0,9$ (б).



Р и с. 2. Зависимость КПД от плотности газа.

В выражения (2), (3) входит безразмерная комбинация $G(\omega_b^2/\omega_0^2)$. Если при изменении параметров системы эта величина постоянна, то неизменны и свойства излучения. Плотность же энергии при уменьшении G растет пропорционально $\omega_b^2 \sim G^{-1}$. Это является одним из путей повышения мощности излучения в сильноточной электронике. Однако при $G \rightarrow 0$ и $G\omega_b^2/\omega_0^2 = \text{const}$ нарушается условие $|\epsilon_{\perp}| \ll 1$, которое переписывается в виде $(u^2/c^2)(\omega_b^2/\omega_0^2) \ll \gamma G^2$, и выражения (2), (3), тем самым, становятся неприменимыми.

При $G \rightarrow 0$, когда плотность электронов велика, система (1) имеет (в нулевом по G приближении) решения типа $(1 + \epsilon_{\perp})E_x = 0$, описывающие потенциальные колебания внутри слоя электронов (вне слоя $E_x \equiv 0$). Спектр этих колебаний дается выражением

$$\omega = \omega_0 + iu\omega_b/2c\sqrt{\gamma},$$

справедливым при $\omega_b^2/\omega_0^2 \ll 4\gamma^5(u^2/c^2)(1 + \gamma^2)^{-2}$, и соответствует НОМ, связанной с зависимостью частоты вращения электрона от его энергии. Если где-либо на ларморовском кружке возникает сгущение зарядов, то под действием поля E_x оно начинает расти. Источником поля являются нескомпенсированные переменные заряды разного знака на границах электронного слоя (внутри слоя заряды скомпенсированы). Проведенное качественное рассмотрение справедливо, если ларморовский радиус мал по сравнению с толщиной слоя.

Перейдем к рассмотрению результатов численного решения системы уравнений движения и поля. При сделанных выше предположениях уравнения поля записываются в виде:

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} + \frac{m}{eN} \omega_b^2(x) \sum_{j=1}^N u_{xj} = 0; \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial B_z}{\partial t} = 0;$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial E_y}{\partial t} + \frac{m}{ecN} \omega_b^2(x) \sum_{j=1}^N u_{yj} = 0,$$

где N — число электронов на ларморовской орбите, u_j — скорость j -го электрона. Уравнения движения электронов в переменных полях E_x , E_y , B_z и постоянном поле B_0 выписывать не будем. Расчеты проводились при следующих значениях параметров: $\Delta/L = 0,1$; $(\omega_b^2/\omega_0^2)G = 0,001$; $\gamma_0 u_0^2/c^2 = 0,05$; циклотронный резонанс выполнен для основной моды ($n = 1$), т. е. $\omega = k_{\perp}c$. В отсутствие электронов поперечная структура поля имела вид: $E_y = E_{y0} \sin(\pi x/L)$. Исследовалось изменение динамики неустойчивости при перемещении слоя от центра волновода ($x_0/L = 0,5$) к его краю ($x_0/L = 0,9$). Плотность при этом менялась по закону: $\omega_b^2/\omega_0^2 = 0,005/\sin^2(\pi x_0/L)$.

На рис. 1а показаны амплитуды $|E_{x,y}|$ как функции времени при $x_0/L = 0,5$. В этом случае справедлива теория возмущений. Компонента E_x существенно меньше компоненты E_y . Силы пространственного заряда малы, и доминирует вынужденное циклотронное излучение. При увеличении x_0 до значения $x_0/L = 0,9$ (рис. 1б) собственные поля играют заметную роль т. к. внутри слоя $|E_x| > |E_y|$. Это свидетельствует о развитии НОМ. Осцилляторы все же излучают, поскольку $|E_y| \neq 0$. Данный случай является промежуточным между НОМ и вынужденным излучением. Расчеты показали также, что высшие моды ($n = 2, 3, \dots$) не возбуждаются.

На рис. 2 показана зависимость КПД (в тот момент времени, когда $|E_y|$ максимален) от плотности. При смещении слоя от центра волновода к стенке КПД падает в два раза. Это объясняется тем, что собственное поле препятствует выгодной для излучения группировке электронов в тормозящей фазе поля E_y .

ЛИТЕРАТУРА

1. Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Ред. А.В. Гапонов — Грехов, Горький, изд. ИПФ АН СССР, 1981.
2. Электродинамика плазмы. Ред. Ахиезер А.И. М., Наука, 1974.
3. Гиротрон. Ред. А.В. Гапонов — Грехов, Горький, изд. ИПФ АН СССР, 1981.
4. Богданов В. В., Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Физика плазмы, 10, вып. 3, 548 (1984).
5. Коломенский А. А. Физические основы методов ускорения заряженных частиц, М., изд. МГУ, 1980.

Поступила в редакцию 28 ноября 1985 г.