

09; 10

© 1991 г.

СЛИПИНГ-НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЧАСТИЧНО СКОМПЕНСИРОВАННОГО СЛАБОЗАМАГНИЧЕННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Н. Е. Розанов

Исследована линейная стадия слипинг-неустойчивости электронного пучка с неоднородной по радиусу продольной скоростью при распространении в ионном фоне, частично компенсирующем его заряд. Найдены условия, при которых присутствие ионов увеличивает инкремент неустойчивости.

Введение

При распространении сплошного электронного пучка в магнитном поле нескомпенсированный заряд в большинстве случаев приводит к радиальной зависимости продольной скорости пучка, которая является причиной развития слипинг-неустойчивости [1-3]. Эта неустойчивость связана с радиальным дрейфом электронов пучка в скрещенных продольном внешнем магнитном поле и азимутальном электрическом поле возмущения и вызывает рост аксиально-несимметричных волн.

В настоящее время подробно изучена слипинг-неустойчивость нескомпенсированного электронного пучка. Так, без использования приближения геометрической оптики (квазиклассического приближения) в работе [4] исследованы эффекты, обусловленные релятивизмом электронов, в [5] проанализированы зависимости характеристик неустойчивости от радиусов пучка и трубы дрейфа, в [6] учтено влияние теплового разброса скоростей пучка, в [7] найдены оптимальные для развития неустойчивости значения степени замагниченности пучка и величины продольного магнитного поля. Численное моделирование в одномодовом приближении слипинг-неустойчивости вплоть до выхода ее на стадию насыщения проведено в работах [8, 9].

В работе [4] исследованы эффекты, обусловленные частичной компенсацией заряда релятивистского электронного пучка в сильном, но конечном магнитном поле. Однако до сих пор не изучено влияние частичной компенсации заряда пучка, когда он распространяется в слабом продольном магнитном поле, близком по величине к минимально допустимому для удержания пучка с заданной плотностью в равновесии. В этом случае инкремент слипинг-неустойчивости достигает максимального значения [7] и влияние даже малой степени компенсации заряда велико не только на равновесные параметры пучка, но и на характеристики неустойчивости.

В данной работе исследована линейная стадия слипинг-неустойчивости цилиндрического нерелятивистского «холодного» электронного пучка с произвольными в общем случае степенью замагниченности и радиусом, распространяющегося в ионном фоне, частично компенсирующем его заряд. Найдены условия, при которых присутствие положительно заряженных ионов оказывает дестабилизирующее действие на пучок, увеличивая инкремент слипинг-неустойчивости. Показано, что такое влияние сильнее всего будет в случае слабомагнитных электронных пучков.

Рассматривается цилиндрический сплошной нерелятивистский «холодный» электронный пучок радиуса R_b , распространяющийся вдоль оси z трубы дрейфа радиуса R_T во внешнем однородном продольном магнитном поле B_z и неподвижном однородном ионном фоне с плотностью n_i и радиусом R_i . Стационарное аксиально-симметричное однородное по z равновесное состояние пучка характеризуется радиальными профилями его плотности n_b , продольной v_{z0} и азимутальной $v_{\theta 0}$ скоростей и электростатического потенциала φ_0 .

Известно [7, 10], что ламинарный нерелятивистский пучок с доальфвеновским током, инжектируемый с катода с нулевыми азимутальными скоростями и имеющий постоянную по сечению полную энергию электронов, в равновесии вращается как целое вокруг оси с линейно зависящей от радиальной координаты r угловой скоростью $v_{\theta 0}$, имеет однородную плотность n_b , квадратичную зависимость потенциала $\varphi_0(r)$ при $r \leq R_b$ и неоднородный радиальный профиль продольной скорости $v_{z0}(r)$

$$\omega_e \equiv \frac{v_{\theta 0}}{r} = \frac{1}{2} (\omega_c - \sqrt{\omega_c^2 - 2\omega_b^2(1-f)}), \quad (1)$$

$$\varphi_0(r) = \varphi_0(0) + \frac{m_e}{4e} \omega_b^2 r^2 (1-f), \quad (2)$$

$$v_{z0}(r) = \sqrt{v_0^2 + \left[\frac{\omega_b^2(1-f)}{2} - \omega_e^2 \right] r^2}, \quad (3)$$

где $\omega_b = \sqrt{4\pi n_b e^2} / m_e$ — ленгмюровская частота пучка, $f = Z_i n_i / n_b$ — степень компенсации заряда пучка, Z_i — зарядовое число ионов, $-e$ и m_e — заряд и масса электрона, $v_0 = v_{z0}(0)$, $\omega_c = (eB_z) / (m_e c)$ — циклотронная частота электрона, c — скорость света.

В формуле (1) знак «минус» перед корнем соответствует медленной ветке вращения пучка, реализующейся в случае одинакового направления продольного магнитного поля на катоде и в трубе дрейфа. Равновесный радиус пучка R_b зависит не только от перечисленных характеристик, но и от радиуса катода, величины продольного магнитного поля на катоде, а также от свойств конкретной электронно-оптической системы. Поэтому в дальнейшем он будет рассматриваться как независимый параметр. Радиус ионного фона R_i для определенности положим равным радиусу пучка R_b . Обобщение на случай $R_b < R_i \leq R_T$ дано ниже.

Минимальное магнитное поле, удерживающее в равновесии нескомпенсированный пучок с заданной плотностью, определяется соотношением $\omega_c^{\min} = \omega_B \equiv \sqrt{2}\omega_b$ и называется бриллюэновским. Наличие ионного фона с $f > 0$ сдвигает границу равновесия в область меньших значений циклотронной частоты $\omega_c^{\min} = \omega_B(1-f)$.

Причиной существования слиппинг-неустойчивости является радиальная зависимость продольной скорости пучка. Из формулы (3) при условии

$$v_{z0}^2 \approx v_0^2 \gg \left| \frac{\omega_b^2(1-f)}{2} - \omega_e^2 \right| r^2 \quad (4)$$

находим «шир» продольной скорости — радиальную составляющую ее градиента

$$v'_{z0} \equiv \frac{dv_{z0}}{dr} = \frac{\omega_b^2(1-f) - 2\omega_e^2}{2v_0} r. \quad (5)$$

Из последнего выражения следует, что $v'_{z0} = 0$ и неустойчивость не развивается при $f=1$, когда заряд пучка полностью скомпенсирован, а также при $\omega_c = \omega_c^{\min}$, т. е. на границе области равновесных параметров пучка. Во втором случае два члена в квадратных скобках (3), обусловленные потенциалом $\varphi_0(r)$ и угловой скоростью $v_{\theta 0}(r)$, точно равны друг другу. В нескомпенсированном пучке этот режим соответствует бриллюэновскому потоку, в котором $v'_{z0} = 0$.

и сплининг-неустойчивость отсутствует. Присутствие ионов в нем приводит к появлению зависимости $v_{z0}(r)$ и, как следствие, к неустойчивости пучка.

Как следует из анализа выражения (5), «шир» скорости v'_{z0} монотонно растет с увеличением ω_c при фиксированных ω_b , f , v_0 и r и асимптотически приближается к значению, равному $\omega_b^2 r (1-f)/2v_0$. При фиксированных значениях ω_c , ω_b , v_0 и r с ростом степени компенсации f «шир» скорости сначала увеличивается, при $f=f_{\text{опт}} \equiv 1 - 3\omega_c^2/8\omega_b^2$ достигает максимального значения, равного $\omega_c^2 r/8v_0$, если $3\omega_c^2 < 8\omega_b^2$, а затем уменьшается. Если $3\omega_c^2 > 8\omega_b^2$, то он монотонно уменьшается с ростом f .

2. Дисперсионное уравнение и его решение

Исследуем устойчивость найденных равновесных состояний по отношению к малым возмущениям вида $A(r) \exp[i(\omega t - k_z z + l\theta)]$, где ω , k_z и l — частота, продольное волновое число и номер азимутальной моды возмущения, считая ионы неподвижными.

Линеаризуя гидродинамические уравнения для пучка и используя уравнение Пуассона, получаем уравнение для комплексной амплитуды возмущения потенциала электрического поля $\varphi(r)$ [7, 11, 12]

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \left(1 - \frac{\omega_b^2}{\omega_d^2 - \omega_p^2} \right) \frac{d\varphi}{dr} \right] - \frac{l^2}{r^2} \left(1 - \frac{\omega_b^2}{\omega_d^2 - \omega_p^2} \right) \varphi - k_z^2 \left(1 - \frac{\omega_b^2}{\omega_d^2} \right) \varphi - \frac{\omega_b^2}{\omega_d} \frac{k_z v'_{z0}}{(\omega_d^2 - \omega_p^2)} \left[\frac{2\omega_d^2}{\omega_d^2 - \omega_p^2} \frac{d\varphi}{dr} - \frac{l\varphi\omega_p}{r\omega_d} \left(1 + \frac{2\omega_d^2}{\omega_d^2 - \omega_p^2} \right) \right] - \frac{l\varphi\omega_b^2\omega_p}{\omega_d(\omega_d^2 - \omega_p^2)r} \delta(r - R_b) = 0, \quad (6)$$

где

$$\omega_d = \omega - k_z v_{z0}(r) + l\omega_p, \quad \omega_p = \sqrt{\omega_c^2 - 2\omega_b^2(1-f)} \geq 0, \quad (7)$$

$\delta(x)$ — дельта-функция.

Пренебрежем в (7) зависимостью ω_d от r , т. е. положим, что

$$\omega_d(r) \approx \omega_d(0) \equiv \omega - k_z v_0 + l\omega_p. \quad (8)$$

Тогда при выполнении условия

$$\left| 1 - \frac{\omega_b^2}{\omega_d^2 - \omega_p^2} \right| \gg \left| \frac{2k_z r v'_{z0} \omega_b^2 \omega_d}{(\omega_d^2 - \omega_p^2)^2} \right| \quad (9)$$

уравнение (6) является уравнением Бесселя как внутри, так и вне пучка. Записывая решения отдельно в каждой области и используя условия конечности возмущения потенциала на оси $r=0$ и равенства его нулю на поверхности трубы дрейфа, а также условия непрерывности φ и скачка $d\varphi/dr$ на поверхности пучка, получаем дисперсионное уравнение

$$\frac{J_l(SR_b)}{SR_b \cdot J'_l(SR_b)} = \frac{1 - \frac{\omega_b^2}{\omega_d^2 - \omega_p^2}}{F - \frac{l\omega_b^2\omega_p}{\omega_d(\omega_d^2 - \omega_p^2)}}, \quad (10)$$

где

$$S^2 = \frac{\omega_b^2}{\omega_d^2 - \omega_p^2} \frac{l\omega_p k_z v'_{z0}}{\omega_d r} \left(1 + \frac{2\omega_d^2}{\omega_d^2 - \omega_p^2} \right) - k_z^2 \left(1 - \frac{\omega_b^2}{\omega_d^2} \right), \quad (11)$$

$$1 - \frac{\omega_b^2}{\omega_d^2 - \omega_p^2}$$

$J_l(x)$ и $J'_l(x)$ — функция Бесселя первого рода порядка l и ее производная по аргументу,

$$F = k_z R_b \frac{K_l(k_z R_T) I'_l(k_z R_b) - K'_l(k_z R_b) I_l(k_z R_T)}{K_l(k_z R_T) I_l(k_z R_b) - K_l(k_z R_b) I_l(k_z R_T)}, \quad (12)$$

$J_l(x)$ и $K_l(x)$ — модифицированные функции Бесселя порядка l , $I'_l(x)$ и $K'_l(x)$ — их производные по аргументу.

Уравнение (10) легко решить, если величина ω правой части мала или велика по сравнению с единицей. В первом случае решение имеет вид

$$SR_b = \mu_{nl}, \quad (13)$$

где μ_{nl} — n -й корень функции Бесселя $J_l(\mu_{nl})=0$, во втором —

$$SR_b = \nu_{nl}, \quad (14)$$

где ν_{nl} — n -й корень производной функции Бесселя $J'_l(\nu_{nl})=0$.

Записав (13) и (14) в общем виде $SR_b = \chi_{nl}$, перепишем дисперсионное уравнение следующим образом:

$$\frac{k_{\perp}^2}{k_{\perp}^2 + k_z^2} \frac{\omega_b^2}{\omega_d^2 - \omega_p^2} + \frac{k_z^2}{k_{\perp}^2 + k_z^2} \frac{\omega_b^2}{\omega_d^2} + \frac{\omega_b^2}{\omega_d^2 - \omega_p^2} \frac{lk_z \omega_p v'_{z0}}{r \omega_d^3 (k_{\perp}^2 + k_z^2)} \left(1 + \frac{2\omega_d^2}{\omega_d^2 - \omega_p^2}\right) = 1, \quad (15)$$

где поперечное волновое число k_{\perp} определено как χ_{nl}/R_b .

Его решение в пределе

$$|\omega_d^2| \ll \omega_p^2, \quad (16)$$

соответствующем рассмотрению только нижнегибридных колебаний пучка, имеет вид

$$\omega_d = \frac{k_z \omega_b \omega_p}{\sqrt{k_z^2 \omega_p^2 + k_{\perp}^2 (\omega_p^2 + \omega_b^2)}} \sqrt{1 - \frac{lv'_{z0}}{k_z \omega_p r}}. \quad (17)$$

Отсюда следует, что неустойчивость развивается в диапазоне значений продольных волновых чисел

$$0 < |k_z| < 2k_{z1}, \quad k_{z1} \equiv \frac{lv'_{z0}}{2\omega_p r}, \quad (18)$$

а нарастают только аксиально-несимметричные возмущения с $l \neq 0$. При $k_z = k_{z1}$ неустойчивость имеет максимальный инкремент. Выражение для него в случае длинноволновых колебаний

$$k_z^2 \ll k_{\perp}^2 \quad (19)$$

выглядит следующим образом:

$$\omega_{IM} = \frac{l\omega_b^2}{4k_{\perp} v_0} \frac{1 - f - (\Omega - \sqrt{\Omega^2 + f - 1})^2}{\sqrt{1 + 2(\Omega^2 + f - 1)}}, \quad (20)$$

где $\Omega \equiv \omega_c / \omega_B = \omega_c / (\sqrt{2} \omega_b)$.

Линии уровня инкремента (20), нормированного на величину

$$\omega_{IM}^{max} = \frac{l\omega_b^2}{8k_{\perp} v_0}, \quad (21)$$

близкую к максимальному инкременту [7] сплинг-неустойчивости нескомпенсированного пучка и достигаемую при $\Omega \approx 1.2$, $f=0$, показаны на рисунке в плоскости (Ω^2, f) . Прямые линии $\Omega^2 = 1 - f$ (I) и $f = 1$ (2) соответствуют границе области неустойчивости, так как на них $v'_{z0} = 0$. Линия I ограничивает также область равновесных параметров. Кривые 3 и 4 описываются формулами

$$\omega_c = 2\omega_p + \omega_p^3, \quad (22)$$

$$\omega_c = \omega_p + \omega_p^3. \quad (23)$$

где ω_p определяется выражениями (7), являющимися решениями уравнений

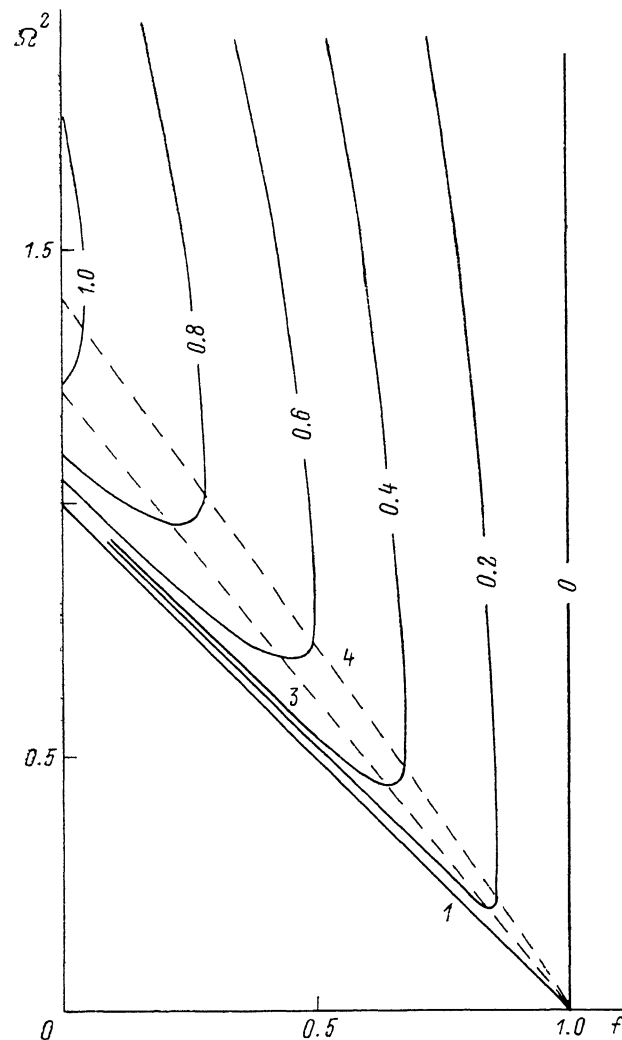
$$\frac{\partial \omega_{IM}}{\partial f} = 0, \quad \omega_c, \quad \omega_b = \text{const},$$

$$\frac{\partial \omega_{IM}}{\partial \omega_c} = 0, \quad \omega_b, \quad f = \text{const}$$

соответственно. Из рисунка следует, что при $\Omega^2 \geq 1.2$ ($\omega_c \geq 1.1$, $\omega_B \approx 1.5$, ω_b) рост степени компенсации заряда электронного пучка уменьшает инкремент

неустойчивости. Для каждого фиксированного значения Ω^2 в области $\Omega^2 \leq 1.2$ существует оптимальное значение степени компенсации $f_{\text{онт}}$, при котором сплинг-неустойчивость имеет максимальный инкремент. Приближенное выражение, найденное из (22), имеет вид

$$f_{\text{онт}} \approx 1 - 0.83\Omega^2. \quad (24)$$



Линии уровня инкремента сплинг-неустойчивости (20), нормированного на значение $\omega_{\text{ГМ}}^{\text{max}}$ (21), в плоскости (Ω^2, f) , где $\Omega^2 = \omega^2/2\omega_0^2$, f — степень компенсации заряда пучка.

1 — $\Omega^2 = 1 - f$ (граница равновесных параметров пучка и граница сплинг-неустойчивости), 2 — $f = 1$ (вторая граница сплинг-неустойчивости), 3 — оптимальные для развития неустойчивости значения f при фиксированном Ω^2 , 4 — оптимальные значения Ω^2 при фиксированном f .

При $f < f_{\text{онт}}$ инкремент растет с увеличением f , при $f > f_{\text{онт}}$ убывает. В бриллюэновском потоке ($\Omega = 1$), в котором при $f = 0$ продольная скорость однородна по радиусу и сплинг-неустойчивость отсутствует, наличие ионов приводит к ее появлению. Оптимальное значение в этом случае $f_{\text{онт}} \approx 0.18$, а инкремент $\omega_{\text{ГМ}} \approx l\omega_0^2/10k_{\perp}v_0$, т. е. близок к максимальному (21).

Значение степени компенсации, при котором достигается максимальная величина «шира» продольной скорости для фиксированного Ω , равно $f = 1 - 3\Omega^2/4$ и превышает, как видно, величину $f_{\text{онт}}$ (24).

Для каждого фиксированного значения f существует оптимальное значение $\Omega_{\text{онт}}$. При $\Omega > \Omega_{\text{онт}}$ инкремент уменьшается с ростом Ω , при $\Omega < \Omega_{\text{онт}}$

возрастает. Если $f=0$, то, как показано в [7], $\Omega_{\text{отр}} \approx 1.2$. Из рисунка следует, что именно в этом случае достигается максимальное значение инкремента слиппинг-неустойчивости (21) во всей области $\omega_c \geq 0$, $1 \geq f \geq 0$.

При всех значениях параметров, рассмотренных выше, поперечное волновое число определяется соотношением $k_{\perp} = x_{nl}/R_b$, где $x_{nl} \approx \mu_{nl}$. Действительно, используя условия (16), (19) и подставляя в правую часть (10) решения (17), (20), находим, что ее абсолютная величина мала по сравнению с единицей и, таким образом, $SR_b \approx \mu_{nl}$, т. е. $k_{\perp} \approx \mu_{nl}/R_b$. Следовательно, возмущение потенциала электрического поля на линейной стадии слиппинг-неустойчивости имеет n экстремумов внутри пучка вблизи точек $r_k \approx R_b v_{kl}/\mu_{nl}$, где $k=1, 2, \dots, n$; n и l — радиальный и азимутальный номера моды, и близко к нулю на границе пучка, на его оси и на трубе дрейфа. Дополнительные экстремумы у возмущения потенциала могут быть в области $R_b < r < R_T$, если разность $R_T - R_b$ достаточно велика. При этом изменение радиуса трубы дрейфа R_T для фиксированного отношения $l\omega_b^2 R_b/v_0$ не оказывает влияния на величину инкремента.

Отметим, что вследствие выполнения условия (8) справедливо неравенство

$$|\omega_{IM}| \gg |k_{z1} \Delta v_z|, \quad (25)$$

где $\Delta v_z \equiv v_{z0}(R_b) - v_{z0}(0)$.

Отсюда следует, что условие резонанса пучка с аксиально-несимметричной ($l \neq 0$) волной

$$\omega_{RE} + l\omega_e - k_{z1}v_{z0} = 0 \quad (26)$$

выполняется во всем его поперечном сечении, а не в одном узком радиальном слое. Таким образом, утверждение о выполнении локального (по радиусу) резонансного условия (26), сделанное в работе [8], не имеет отношения к пучкам с параметрами, рассматриваемыми в настоящей работе.

Сформулируем условия применимости полученных результатов. Подставляя выражение (20) для инкремента неустойчивости в условия (4), (8), (9), (16) и (19), получаем неравенства, ограничивающие область, где справедливы найденные формулы. Анализ показывает, что в случае $f \ll \Omega^2 - 1$, соответствующем, в частности, максимальному инкременту слиппинг-неустойчивости (21), достаточным для их выполнения является соотношение

$$\mu_{nl} \frac{\omega_b R_b}{2v_0} \ll \sqrt{\frac{\Omega^2 - 1}{2\Omega^2 - 1}}. \quad (27)$$

При $\Omega=1$ (бриллюэновский поток) и $f \ll 1$ область допустимых значений параметров описывается неравенством

$$\mu_{nl} \frac{\omega_b R_b}{v_0} \ll \sqrt{2f}. \quad (28)$$

Ионы можно считать неподвижными при рассмотрении слиппинг-неустойчивости с инкрементом, близким к максимальному (21), в случае выполнения неравенства

$$\left(\frac{\omega_b R_b}{8\mu_{nl} v_0} \right)^2 \gg \frac{Z_i m_e (1-f)}{2m_i}, \quad (29)$$

m_i — масса иона, когда все характерные ионные частоты меньше инкремента. С учетом условий (27), (28) можно показать, что оно выполняется только для ионов с массой, в много раз превышающей массу протона. В этом пределе приведенные результаты остаются справедливыми для ионного фона с радиусом в диапазоне значений $R_b \ll R_i \ll R_T$.

В случае, когда выполняется неравенство, противоположное условию (29), ионы нельзя считать неподвижными. Равновесное состояние ионного фона в этом случае реализуется, например, при вращении его как целого при $r \leq R_b$ вокруг оси с угловой частотой $\omega_{i0} = \omega_b \sqrt{Z_i} (1-f) m_e / 2m_i$, сравнимой или большей инкремента неустойчивости (20). При этом, однако, волновым (возмущенным) движением ионов можно по-прежнему пренебрегать, если в уравнении (6),

малы члены, пропорциональные ионной частоте $\omega_{pi} = \sqrt{4\pi n_i Z_i^2 e^2 / m_i}$. Оценки показывают, что достаточным условием этого является требование

$$(l^2 - 1)(1 - f) \gg 4f(\Omega^2 + f - 1), \quad l > 1,$$

при выполнении которого все полученные результаты остаются справедливыми и при учете равновесного вращения однородного ионного фона с $R_i = R_b$.

Заключение

В работе исследовано влияние частичной компенсации заряда нерелятивистского «холодного» электронного пучка с произвольным радиусом на характеристики сплининг-неустойчивости, обусловленной неоднородным радиальным профилем его продольной скорости.

Показано, что присутствие положительно заряженных ионов с плотностью, малой по сравнению с плотностью пучка, может увеличивать инкремент неустойчивости. Это влияние наиболее сильным является для слабозамагниченных пучков. Так, для бриллюэновского потока при степени компенсации заряда $f \approx 0.18$ инкремент неустойчивости близок к максимальному, в то время как при $f=0$ неустойчивость не развивается.

При фиксированном значении отношения циклотронной и ленгмювской частот электронов, лежащем в интервале $0 < \omega_c / \omega_b \leq 1.5$, существует оптимальная для развития неустойчивости степень компенсации пучка, определяемая приближенным выражением (24). Соответственно при фиксированном f существует оптимальное значение отношения ω_c / ω_b , меняющееся от нуля, если $f=1$, до 1.7 при $f=0$. В случае $\omega_c / \omega_b > 1.5$ оптимального значения степени компенсации не существует, т. е. рост f приводит к уменьшению инкремента неустойчивости.

Причина такого влияния ионного фона на инкремент неустойчивости состоит в изменении степени радиальной неоднородности продольной скорости пучка, а также других его равновесных характеристик, в присутствии положительно заряженных ионов по сравнению со случаем нескомпенсированного пучка.

Список литературы

- [1] Михайловский А. Б., Рухадзе А. А. // ЖТФ. 1965. Т. 35. Вып. 12. С. 2143—2149.
- [2] Лейман В. Г. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1969. № 5. С. 16—25.
- [3] Roste J. A., Briggs R. J. // Phys. Fluids. 1972. Vol. 15. N 5. P. 796—804.
- [4] Карбушев Н. И., Рухадзе А. А., Удовиченко С. Ю. // Кр. сообщ. по физике. М., 1984. Вып. 10. С. 26—29.
- [5] Никулин М. Г., Розанов Н. Е. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 10. С. 2065—2069.
- [6] Никулин М. Г., Розанов Н. Е. // Тез. докл. Всесоюз. семинара «Плазменная электроника». Харьков, 1988. С. 196—197.
- [7] Лейман В. Г., Никулин М. Г., Розанов Н. Е. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 4. С. 111—117.
- [8] Розанов Н. Е. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 5. С. 604—611.
- [9] Ильина Н. В., Розанов Н. Е. // Аннотации докл. XI Всесоюз. семинара по линейным ускорителям заряженных частиц. Харьков, 1989. С. 89—90. Тез. докл. VIII Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. Свердловск, 1990. Ч. I. С. 190—192.
- [10] Reiser M. // Phys. Fluids. 1977. Vol. 30. N 3. P. 477—486.
- [11] Гладун А. Д., Лейман В. Г. // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 12. С. 2513—2517.
- [12] Дэвидсон Р. Теория заряженной плазмы. М.: Мир, 1978. 60 с.

Московский радиотехнический институт

Поступило в Редакцию
11 ноября 1990 г.

В окончательной редакции
26 марта 1991 г.