стадии процесса нужно в (2.8) использовать значение B_{2n}, рассчитанное с точностью до членов $\sim\lambda^{n_*+1}$.

Расчет B_{2n} в (2.16) дает возможность определить достаточные условия аппроксимации и оценить порядок величины членов, входящих в поток дивергенции.

Достаточные условия аппроксимации потока дивергенции одним членом (см. (1.26)) соответствуют теперь требованию, чтобы n-й член ряда из (2.17), в котором второе слагаемое взято по модулю, был много больше последующего, $(n+1)$-го; они позволяют получить соотношения между возможными значениями y и λ, в частности, из них для верхней границы значений $y(y \gg 1)$ при $n \geqslant 5$, $n^3 < y/\lambda$ следует $y \ll 1/16\lambda$. Если ограничиться условием (2.9) с учетом (2.16), то получим, что фоккер-планковский член много больше следующего за ним при $y \ll 1/\lambda$.

Из (2.4)—(2.7) с учетом (2.16) следует также, что каждый последующий член в потоке дивергенции по отношению к предыдущему есть величина $\sim\lambda$ и в уравнении фоккер-планковского типа коэффициент B_2, как правило, достаточно рассчитывать с точностью до λ, $B_2 = \frac{8}{3\tau_0}\lambda y (kT)^2$, поскольку отброшенные в уравнении члены имеют порядок $B_{2n} \sim \lambda^n$, $n \geqslant 2$.

Поступила 1 IX 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. **Siegel A.** Differential-operator approximations to the linear Boltzman equation.— «J. Math. Phys.», 1960, vol. 1, N 2, p. 378;
Van Kampen N. J. A power series expansion on the master equation.— «Can. J. Phys.», 1961, vol. 39, N 4, p. 551;
Akama H., Siegel A. Small-parameter expansions of linear Boltzman collision operators.— «Physica», 1965, vol. 31, N 10, p. 1493.
2. **Сафарян М. Н., Ступоченко Е. В.** Вращательная релаксация двухатомных молекул в легком инертном газе.— ПМТФ, 1964, № 4.
3. **Andersen K., Shuler K.** On the relaxation of the hardsphere Rayleigh and Lorentz gas.— «J. Chem. Phys.», 1964, vol. 40, N 3, p. 633.
4. **Чепмен С., Каулинг Т.** Математическая теория неоднородных газов. М., ИЛ., 1960.

УДК 621.371.255

ВОЗДЕЙСТВИЕ ВЧ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ДИСПЕРСИЮ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

В. В. Демченко, А. Я. Омельченко

(*Харьков*)

В обзоре [1] значительное место уделено исследованию эффекта стабилизации различного рода неустойчивостей высокочастотными полями. Стабилизация гидродинамической токовой неустойчивости однородным ВЧ электрическим полем впервые рассмотрена в работе [2].

1. Предположим, что область $x > 0$ занята холодной однородной изотропной плазмой с плотностью n_0, электроны которой движутся относительно покоящихся ионов со скоростью $\mathbf{u}$ параллельно внешнему электрическому полю $\mathbf{E}_{ext} = \mathbf{E}_0 \sin(\omega_0 t)$. Направление вектора $\mathbf{E}_0$ совпадает с осью z. Границу раздела плазма — вакуум ($x = 0$) предполагаем резкой.

Следуя методу разделения, изложенному в [3] применительно к исследованию параметрического резонанса в холодной неоднородной плазме, можно показать, что решение задачи о возбуждении поверхностных волн электронным током при наличии ВЧ поля разделяется на решение пространственной (не зависящей от амплитуды ВЧ поля) и временной (собственно параметрической) частей. Значения постоянной разделения p определяются из решения пространственной части задачи. Система временных уравнений перенормировкой плазменных частот $\omega_{pe}^2 \to p^2$, $\omega_{pi}^2 \to \frac{m_e}{m_i} p^2$ сводится к системе дифференциальных уравнений, приведенной в [2], которая для частот ВЧ поля, бо́льших характерных частот плазмы, имеет вид

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \langle \nu_{e1} \rangle + p^2 \left[\langle \nu_{e1} \rangle + \langle \nu_{i1} \rangle e^{ik_z ut} J_0(a) \right] = 0; \tag{1.1}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \langle \nu_{i1} \rangle + \frac{m_e}{m_i} p^2 \left[\langle \nu_{i1} \rangle + \langle \nu_{e1} \rangle e^{-ik_z ut} J_0(a) \right] = 0, \tag{1.2}$$

где $\langle \nu_{\alpha 1} \rangle = \frac{\omega_0}{2\pi} \int\limits_0^{2\pi/\omega_0} \nu_{\alpha 1} dt$, $\nu_{\alpha 1}$ — временна́я часть возмущения плотности частиц сорта α в системе координат, колеблющейся вместе с частицами данного сорта. Неравновесные величины представлены в виде $f(\mathbf{r}, t) = f_1(t) f_2(\mathbf{r})$, $J_0(a)$ — функция Бесселя.

Для рассматриваемой геометрии уравнение, описывающее пространственную часть задачи, записывается следующим образом:

$$\frac{d}{dx}\left[\varepsilon \frac{d\varphi_2}{dx}\right] - k_z^2 \varepsilon \varphi_2 = 0, \tag{1.3}$$

где $\varepsilon = 1 - \omega_{pe}^2 / p^2$.

Определяя из уравнения (1.3) пространственную часть потенциала электрического поля φ_2 в областях $x \lessgtr 0$ и используя условия непрерывности величин φ_2 и $\varepsilon d\varphi_2/dx$ в точке $x = 0$, находим постоянную разделения

$$p \equiv \overset{*}{\omega}_{pe} = \omega_{pe} / \sqrt{2}.$$

Из системы уравнений (1.1), (1.2) следует дисперсионное уравнение, описывающее возбуждение поверхностных волн электронным током,

$$\left[(\omega - k_z u)^2 - \overset{*}{\omega}{}_{pe}^2 \right] \left(\omega^2 - \overset{*}{\omega}{}_{pi}^2 \right) = \overset{*}{\omega}{}_{pe}^2 \overset{*}{\omega}{}_{pi}^2 J_0^2(a). \tag{1.4}$$

В нерезонансном случае, когда $k_z u$ неблизко к $\overset{*}{\omega}_{pe}$, из уравнения (1.4) следует выражение для частоты колебаний

$$\omega^2 = \overset{*}{\omega}{}_{pi}^2 \left[(k_z u)^2 - \overset{*}{\omega}{}_{pe}^2 \left(1 - J_0^2(a) \right) \right] \left((k_z u)^2 - \overset{*}{\omega}{}_{pe}^2 \right)^{-1}. \tag{1.5}$$

Согласно соотношению (1.5), нарастающие решения возможны при выполнении неравенств

$$\overset{*}{\omega}_{pe} \left(1 - J_0^2(a) \right)^{1/2} < k_z u < \overset{*}{\omega}_{pe}. \tag{1.6}$$

В отсутствие ВЧ поля левая часть неравенства обращается в нуль и условие (1.6) совпадает с условием развития неустойчивости Бунемана.

Отличие левой части неравенства (1.6) от нуля, определяемое амплитудой ВЧ поля, означает сужение области неустойчивости.

Как известно, максимальный инкремент нарастания колебаний достигается при выполнении условия $k_z u \approx \omega^*_{pe}$. В этом случае частота и инкремент нарастания поверхностных волн определяются выражениями

$$\omega = 2^{-4/3}\left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/3} J_0^{2/3}(a)\,\omega^*_{pe}; \tag{1.7}$$

$$\gamma = 3^{1/2}2^{-4/3}\left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/3} J_0^{2/3}\omega^*_{pe}. \tag{1.8}$$

Из (1.7), (1.8) следует, что частота ω и инкремент неустойчивых колебаний γ при наличии ВЧ поля уменьшаются на фактор $J_0^{2/3}(a)$.

2. Рассмотрим раскачку поверхностных волн моноэнергетическим пучком холодных электронов, движущихся со скоростью $\mathbf{u}_b$ вдоль границы раздела ($x = 0$) пучок — покоящаяся однородная изотропная плазма, при наличии ВЧ поля $\mathbf{E}_{ext} = \mathbf{E}_0 \sin(\omega_0 t)$. Направление векторов $\mathbf{u}_b$ и $\mathbf{E}_0$ совпадает с осью z.

Для значений частоты накачки ω_0, значительно большей характерных частот плазмы, методом разделения находим уравнения для определения усредненных по периоду ВЧ поля функций времени $\nu_{e1}(t)$, $\nu_{i1}(t)$, $\nu_{b1}(t)$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\langle\nu_{e1}\rangle + p^2\left[\langle\nu_{e1}\rangle + \langle\nu_{i1}\rangle J_0(a) + \langle\nu_{b1}e^{-ik_z u_b t}\rangle\right] = 0; \tag{2.1}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\langle\nu_{i1}\rangle + \frac{m_e}{m_i}p^2\left[\langle\nu_{i1}\rangle + \langle\nu_{e1}\rangle J_0(a) + \left\langle\nu_{b1}e^{-ik_z u_b t}\right\rangle J_0(a)\right] = 0; \tag{2.2}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\langle\nu_{b1}\rangle + \alpha p^2\left[\langle\nu_{b1}\rangle + \langle\nu_{e1}e^{ik_z u_b t}\rangle + \langle\nu_{i1}e^{ik_z u_b t}\rangle J_0(a)\right] = 0, \tag{2.3}$$

где ν_{b1} — временная часть возмущения плотности пучка; $\alpha \equiv n_b/n_0 \ll 1$, n_b и n_0 — равновесные плотности пучка и плазмы соответственно.

Из системы уравнений (2.1)—(2.3) получаем дисперсионное уравнение, определяющее частоты возбуждаемых пучком поверхностных волн при наличии ВЧ поля:

$$\left(\omega^2 - \omega^2_{\text{НЧ}}\right)\left[(\omega - k_z u_b)^2\left(\omega^2 - \omega^2_{\text{ВЧ}}\right) - \alpha\omega^2\omega^{*2}_{pe}\right] = 0, \tag{2.4}$$

где

$$\omega^2_{\text{НЧ}} = \omega^{*2}_{pi}\left(1 - J_0^2(a)\right); \quad \omega^2_{\text{НЧ}} = \omega^{*2}_{pe} + \omega^{*2}_{pi}J_0^2(a).$$

В нерезонансном случае, когда $k_z u_b$ неблизок к $\omega_{\text{ВЧ}}$, из уравнения (2.4) определяем условие раскачки поверхностных волн

$$0 < k_z u_b < \omega_{\text{ВЧ}}. \tag{2.5}$$

В резонансном случае ($k_z u_b \approx \omega_{\text{ВЧ}}$) частоту неустойчивых поверхностных волн представим в виде $\omega = \omega_{\text{ВЧ}} + \Delta$, где

$$\operatorname{Re}\Delta = -2^{-4/3}\left(\omega^{*2}_{pe}k_z u_b\right)^{1/3}\alpha^{1/3}; \tag{2.6}$$

$$\operatorname{Im}\Delta \equiv \gamma = 3^{1/2}\,2^{-4/3}\left(\omega^{*2}_{pe}\,k_z u_b\right)^{1/3}\alpha^{1/3}. \tag{2.7}$$

Из соотношений (2.5)—(2.7) следует, что ВЧ поле не оказывает существенного влияния на характер возбуждения поверхностных волн моноэнергетическим пучком электронов, незначительно расширяя область значений волновых векторов неустойчивых волн по сравнению со случаем, когда поле накачки отсутствует.

В заключение обсудим возможное практическое применение полученных в данной работе теоретических результатов. Исследовано возбуждение поверхностных волн пучками нерелятивистских электронов в холодной плазме при наличии переменного электрического поля. Взаимодействие электронного пучка с плазмой в определенных условиях приводит к возбуждению неустойчивых колебаний, когда первоначально малые возмущения плотности и скорости частиц, амплитуды самосогласованного электрического поля в плазме и т. п. экспоненциально нарастают с течением времени (либо с увеличением пространственной координаты). Однако возникает необходимость в подавлении пучковой неустойчивости, это имеет место при работе экспериментальных устройств, в которых существуют электронные пучки. К подобным устройствам можно отнести разряды с продольным электрическим полем (например, установки типа «токамак»). На периферии плазменной конфигурации плотность частиц плазмы значительно меньше плотности плазмы на оси системы. Например, в случае достаточно быстрых процессов, когда имеет место скинирование тока, плотность плазмы резко обрывается на границе разряда. Электроны плазмы под воздействием вихревого электрического поля в периферийной области разряда могут ускоряться значительно сильнее, чем в центральной части, и выйти в режим «убегания». Следовательно, возникает плазменная конфигурация с моноэнергетическим пучком электронов, резонансным образом возбуждающим поверхностные волны. Развитие подобной неустойчивости может существенно изменить равновесную плазменную конфигурацию. В данной работе предложен один из возможных способов стабилизации неустойчивых поверхностных волн посредством ВЧ поля.

Авторы выражают благодарность К. Н. Степанову за полезное обсуждение результатов работы.

Поступила 6 IX 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. **Иванов А. А.** Взаимодействие высокочастотных полей с плазмой.— В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 6. М., Атомиздат, 1972.
2. **Алиев Ю. М., Силин В. П.** Теория колебаний плазмы, находящейся в высокочастотном электрическом поле.— ЖЭТФ, 1965, т. 48, с. 901.
3. **Демченко В. В., Омельченко А. Я.** К вопросу о параметрическом резонансе в холодной неоднородной изотропной плазме.— «Изв. высш. учеб. заведений. Радиофизика», 1976, т. 29, с. 471.

УДК 533.951

ПРЕДЕЛЬНЫЙ ТОК КОНИЧЕСКОГО ПУЧКА

А. С. Чихачев

(*Москва*)

Представляет большой практический и теоретический интерес изучение движения заряженной частицы (электрона) в магнитном поле электронного пучка. В работе [1], например, проведено изучение движения пробного электрона в поле цилиндрического пучка, которое показало наличие