

УДК 533.951.7

## ВЛИЯНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ЗАТУХАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОМ НАГРЕВЕ

*С. Б. Исаков, В. Н. Цытович*

При наличии турбулентных колебаний, резонансных с электронами плазмы, рассмотрено распространение слабых регулярных электромагнитных волн вблизи гармоник электронной циклотронной частоты. Показано, что для достаточно широкого по частотам или волновым векторам спектра турбулентных колебаний их влияние на взаимодействие электронов с полями электромагнитных волн вблизи циклотронных резонансов может быть описано в рамках квазилинейного уравнения и определяется эффективной частотой столкновений  $v_{eff}$ . Получена оценка  $v_{eff}$  через плотность энергии турбулентности. При условии  $v_{eff} \gg \omega_{He} v_{Te}^2/c^2$  область циклотронного поглощения определяется не шириной линейного резонанса, а величиной  $v_{eff}$ . Это может существенно изменить оценки возможной эффективности нагрева в расчетах с помощью лучевых траекторий. Кроме того, при этом уровне турбулентности исчезает конверсия необыкновенной моды в берштейновскую вблизи второй гармоники  $\omega_{He}$ .

1. Поглощение обыкновенной и необыкновенной волны при электронно-циклотронном нагреве, как известно, обусловлено тепловым движением частиц и при распространении волн поперек магнитного поля происходит в узком частотном интервале  $|\omega - m\omega_{He}| \sim \omega_{He} v_{Te}^2/c^2$ , где  $v_{Te} = (T_e/m_e)^{1/2}$ ,  $m$  — номер резонанса. Поэтому различного рода возмущения, «охватывающие» этот интервал частот, могут, вообще говоря, существенно изменить характер поглощения. Таким возмущением могут служить низкочастотные турбулентные колебания, находящиеся в черенковском или циклотронном резонансе с частицами. Как будет показано в настоящей статье, они могут создавать эффективные «столкновения» для электронов, испытывающих циклотронный резонанс с электромагнитными модами, и влиять на характер поглощения циклотронных мод.

Турбулентность в токамаках и стеллараторах наблюдается экспериментально, и ее возникновение обычно связывают с различными причинами. Во-первых, в токамаках имеется довольно сильная турбулентность на периферии плазменного шнуря с частотами порядка или меньше  $\omega_{Hi}$  (см., например, обзор [1]). Кроме того, турбулентность эффективно возбуждается во время внутренних срывов [2] и особенно существенна в системах с большим или максимально возможным  $\beta$  [3], или при наличии убегающих электронов. Наконец, в современных схемах одновременного нагрева несколькими типами волн роль турбулентных колебаний могут играть те волны, которые используются дополнительно к электронно-циклотронному нагреву. Таким образом, изучение влияния турбулентности на циклотронное поглощении представляется важной практической задачей.

2. Рассмотрим на примере обыкновенной волны вблизи частоты  $\omega_{He}$ , распространяющейся поперек магнитного поля, как изменяются при наличии турбулентности электромагнитные волны вблизи циклотронных резонансов. Будем считать для простоты, что турбулентные

колебания являются продольными, распространяются строго вдоль магнитного поля и находятся в черенковском резонансе с электронами. Будем обозначать частоты и волновые числа турбулентных колебаний  $\omega_t$  и  $k_t \equiv k_{t,z}$  ( $z$  — направление внешнего магнитного поля), а их корреляционную функцию через  $|E_{k_t, \omega_t}|^2$ :

$$\langle E_{z, k_t, \omega_t}^t E_{z, k'_t, \omega'_t}^t \rangle = |E_{k_t, \omega_t}|^2 \delta(k_t + k'_t) \delta(\omega_t + \omega'_t). \quad (1)$$

Резонансность этих колебаний с частицами плазмы (электронами в данном случае) означает

$$\omega_t - k_t v_z = 0. \quad (2)$$

Эффективная ширина этого резонанса определяется  $\max(\Delta\omega_t, \Delta k_t v_z)$ , где  $\Delta\omega_t$  — ширина турбулентного спектра по частотам, а  $\Delta k_t$  — соответственно ширина турбулентного спектра по  $k_t$ . Известно, что резонансная турбулентность может создавать эффективные квазилинейные столкновения, описываемые квазилинейным интегралом

$$\hat{I}^{QL} \Phi = \hat{\nu}_{\text{eff}} \Phi = \pi e^2 \frac{\partial}{\partial p_z} \int dk_t d\omega_t |E_{k_t, \omega_t}|^2 \delta(\omega_t - k_t v_z) \frac{\partial \Phi}{\partial p_z}. \quad (3)$$

Этот интеграл записан для усредненной медленно меняющейся функции распределения  $\Phi$ . Если турбулентность имеет частоты много меньше характерных частот, описывающих возмущения  $\delta f$  функции распределения  $\Phi$ , то отвечающее этому возмущению распределение частиц меняется, вообще говоря, быстрее, чем турбулентные колебания, и для  $\delta f$  квазилинейное уравнение, казалось бы, неприменимо. Мы покажем, однако, что в условиях резонанса, в частности электронного циклотронного резонанса, существуют условия, когда  $\delta f$  подчиняется квазилинейному уравнению. Это происходит потому, что роль характерной частоты возмущения  $\delta f$ , которая должна сравниваться с частотой турбулентных колебаний, для циклотронного резонанса играет малая величина  $\omega - \omega_{He}$ . В общем случае нужно использовать методику расчета, изложенную в [4], гл. 8, в которой рассматривается слабое регулярное возмущение, распространяющееся на фоне стационарной турбулентности и в которой априори не предполагается никаких ограничений на характерные частоты турбулентных колебаний и регулярного возмущения. В данном случае регулярным возмущением является обыкновенная волна с частотой, близкой к  $\omega_{He}$ . Будем считать турбулентность заданной, т. е. считать, что изменение турбулентных колебаний под действием слабого регулярного возмущения пренебрежимо мало. Это позволяет ограничиться использованием кинетического уравнения для распределения частиц, не рассматривая изменение поля турбулентных колебаний в соответствии с уравнениями Максвелла.

Представляем согласно [4] функцию распределения и электрическое поле в виде суммы регулярной и турбулентной частей  $f = f^R + f^T$ ,  $E = E^R + E^T$  и разлагаем  $f^R$  по степеням регулярного поля  $f^R = \Phi + \delta f^R$ , где  $\delta f^R$  пропорционально  $E^R$ . Чтобы получить уравнения для  $\delta f^R$  и  $f^T$ , следует, кроме того, в соответствии с теорией слабой турбулентности ограничиться в кинетическом уравнении низшими членами разложения по степеням турбулентного поля  $E^T$ . Это дает уравнение для фурье-компонент  $\delta f_k^R$  функции  $\delta f^R$ :

$$-i(\omega - \mathbf{k}v) \delta f_k^R + \omega_{He} \sqrt{1 - v^2/c^2} \frac{\partial}{\partial \psi} \delta f_k^R - \\ - e \int dk_1 dk_2 \delta(k - k_1 - k_2) \left\langle E_{z, k_1}^T \frac{\partial f_{k_2}^T}{\partial p_z} \right\rangle = -F_k^R \frac{\partial \Phi}{\partial p_z}, \quad (4)$$

а также уравнение для  $f_{k_2}^T$ :

$$\begin{aligned} & -i(\omega_2 - k_2 v) f_{k_2}^T + \omega_{He} \sqrt{1 - v^2/c^2} \frac{\partial f_{k_2}^T}{\partial \psi} = \\ & = e \int dk_3 dk_4 \delta(k_2 - k_3 - k_4) E_{k_3, z} \frac{\partial}{\partial p_z} \delta f_{k_4}^R. \end{aligned} \quad (5)$$

В уравнениях (4), (5)  $\psi$  — азимутальный угол вектора  $p$  в системе координат с осью  $z$  вдоль  $H_0$  и с осью  $x$  вдоль волнового вектора  $k$  обыкновенной волны,  $k = \{k, \omega\}$ ,  $F^R = -e(E^R + (1/c)[v H^R])$ . После подстановки полученной из (5)  $f^T$  в (4) последний член в левой части (4) будет пропорционален  $\delta f^R$  и будет описывать, как будет показано ниже, эффективные столкновения частиц с турбулентными колебаниями.

Представим  $\delta f_k^R$  в виде

$$\delta f_k^R = \exp(-i\xi \sin \psi) \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im\psi} g_{k,m}, \quad (6)$$

где  $\xi = k_\perp v_\perp / \omega_{He}$ . Поглощение обыкновенной волны вблизи резонанса описывается функцией  $g_{k,1}$ . Получим для нее уравнение. Для этого выразим  $f_{k_2}^T$  из уравнения (5), представив ее в виде, аналогичном (6), и оставив в  $\delta f_k^R$  только слагаемое, содержащее  $g_{k,1}$ :

$$\begin{aligned} f_{k_2}^T &= ie^{-i\xi_2 \sin \psi} \sum_m \frac{e^{im\psi}}{\omega_2 - k_{2z} v_z - m_1 \omega_{He} \sqrt{1 - v^2/c^2}} \times \\ &\times \int_0^{2\pi} \frac{d\psi}{2\pi} e^{-im\psi + i\xi_2 \sin \psi} \int dk_3 dk_4 \delta(k_2 - k_3 - k_4) \times \\ &\times e E_{z,k_3}^T \frac{\partial}{\partial p_z} e^{-i\xi_4 \sin \psi + i\psi} g_{k_4,1}. \end{aligned} \quad (7)$$

При подстановке этого выражения в (4) вещественная часть в  $f_{k_2}^T$ , которая отвечает уширению резонанса, может появиться после интегрирования, как видно из (7), только из слагаемого с  $m=1$ . Оставляя только этот член и производя усреднение с помощью (1), получим

$$\begin{aligned} & e \left\langle E_z^T \frac{\partial f^T}{\partial p_z} \right\rangle_k = \\ & = ie^2 \frac{\partial}{\partial p_z} \int \frac{dk_T d\omega_T |E_{k_T, \omega_T}|^2 e^{-i\xi \sin \psi + i\psi}}{\omega_T + \omega - (k_T + k_z) v_z - \omega_{He} \sqrt{1 - v^2/c^2}} \frac{\partial g_{k,1}}{\partial p_z}. \end{aligned} \quad (8)$$

Окончательно из (4) получаем уравнение для  $g_{k,1}$ :

$$-i(\omega - \omega_{He} \sqrt{1 - v^2/c^2}) g_{k,1} + \hat{I} g_{k,1} = e E_{z,k} \frac{k_\perp v_\perp}{2\omega_{He}} \frac{\partial \Phi}{\partial p_z}, \quad (9)$$

где через  $\hat{I}$  обозначен оператор

$$\hat{I} = -ie^2 \frac{\partial}{\partial p_z} \int \frac{dk_T d\omega_T |E_{k_T, \omega_T}|^2}{\omega_T - k_T v_z + \omega - \omega_{He} \sqrt{1 - v^2/c^2}} \frac{\partial}{\partial p_z}. \quad (10)$$

Напомним, что в (9), (10)  $k_T$ ,  $\omega_T$  отвечают турбулентным колебаниям, а  $k$ ,  $\omega$  — функции распределения  $g_{k,1}$ . В силу принятых условий поэтап-

му отброшен член  $k_z v_z$  в знаменателе (10). Рассмотрим область частот регулярного возмущения вблизи резонанса  $|\omega - \omega_{He}| \leq \omega_{He} v_{Te}^2 / c^2$ . Спектр турбулентных колебаний в зависимости от рассматриваемой ситуации можно характеризовать конечной шириной либо по частоте  $\omega_t$ , либо по составляющей волнового вектора  $k_t$ , либо одновременно по  $\omega_t$  и  $k_t$ , как в экспериментах по измерению дрейфовой турбулентности [1]. Пусть, например, ширина спектра на частоте  $\omega_t$  равна  $\Delta\omega_t$ . Тогда, если выполнено условие

$$\max(\Delta\omega_t, \Delta k_t v_{Te}) \gg \max(\omega_{He} v_{Te}^2 / c^2, |\omega - \omega_{He}|), \quad (11)$$

то условие черенковского резонанса частиц с турбулентными колебаниями по-прежнему выполнено (при несколько измененном значении  $\omega_t$ ) и, следовательно, при интегрировании по  $d\omega_t$  в (10) от знаменателя появляется  $\delta$ -функция  $\delta(\omega_t - k_t v_z)$ . Таким образом, (10) приобретает вид обычного квазилинейного оператора в магнитоактивной плазме (3), который, выделяя явно частотную зависимость  $|E_{k_t, \omega_t}|^2$  в виде  $|E_{k_t, \omega_t}|^2 = (1/2) \{ |E_{k_t}|^2 \delta(\omega_t - \omega_{k_t}) + |E_{-k_t}|^2 \delta(\omega_t + \omega_{k_t}) \}$ , перепишем следующим образом:

$$\hat{I} = \hat{I}_{QL} = \pi e^2 \frac{\partial}{\partial p_z} \int dk_t |E_{k_t}|^2 \delta(\omega_{k_t} - k_t v_z) \frac{\partial}{\partial p_z}. \quad (12)$$

В результате, электроны в области циклотронного резонанса с обыкновенной волной испытывают квазилинейное взаимодействие с турбулентными колебаниями. Обозначим оценку квазилинейного оператора (12) через  $v_{eff}$  (ср. (3)). Явное выражение для  $v_{eff}$  будет дано ниже.

Проведенное рассмотрение справедливо при уровнях турбулентности  $v_{eff}/\omega_{He} \ll v_{Te}^2/c^2$ . Если же выполнено обратное неравенство, то в уравнении (5) для турбулентной функции распределения тоже следует учесть эффективные столкновения электронов с турбулентными пульсациями (турбулентное уширение резонанса), что дает вместо множителя  $(\omega_2 - k_{2z} v_z - m\omega_{He})^{-1}$  некоторую функцию  $g(\omega_2 - k_{2z} v_z - m\omega_{He})$ , причем  $g(x)$  отлична от нуля только при  $|x| \leq v_{eff}$  (см. [4], с. 99). Тогда, для того чтобы вышеприведенное рассмотрение осталось справедливым, следует вместо условия (11) записать  $\max(\Delta\omega_t, \Delta k_t v_{Te}) \gg \gg v_{eff}$ . При произвольном соотношении между  $v_{Te}/c$  и  $v_{eff}/\omega_{He}$  и при условии, что  $|\omega - \omega_{He}| \leq \max(\omega_{He} v_{Te}^2 / c^2, v_{eff})$ , получим следующее соотношение, при котором справедливо выражение (12):

$$\Delta\omega_t \gg \max(\omega_{He} v_{Te}^2 / c^2, v_{eff}). \quad (13)$$

Отметим, что в случае, когда задана конечная ширина  $\Delta k_t$  спектра турбулентности по  $k_t$ , выражение (12) будет также справедливо при условии, которое получается из (13) заменой  $\Delta\omega_t \rightarrow \Delta k_t v_{Te}$ .

3. Аналитическое решение уравнения (9) с оператором  $\hat{I}$  из (12) возможно при конкретизации спектров турбулентности. Будем считать спектр  $|E_{k_t}|^2$  изотропным и степенным (что является достаточно типичным) вида  $|E_{k_t}|^2 = (\alpha - 1)(W_0/k_*) (k_*/|k_t|)^\alpha$ ,  $\alpha > 1$ ,  $|k_t| > k_*$ , где  $k_*$  — некоторое характерное волновое число. Считая, что  $\omega_{k_t}$  слабо зависит от  $k_t$  (что имеет место, например, для нижнегибридных или дрейфовых волн), можно в операторе (12) провести интегрирование по  $k_t$  и получить для него выражение

$$\hat{I} = \pi e^2 \frac{\partial}{\partial p_z} \frac{W_0}{k_*} \left( \frac{k_* |v_z|}{\omega_{k_t}} \right)^\alpha \frac{1}{|v_z|} \frac{\partial}{\partial p_z}. \quad (14)$$

Свойства обыкновенной волны при поперечном распространении определяются компонентой  $\varepsilon_{zz}$  тензора диэлектрической проницаемости.

Для получения соответствующего тока  $j_{z,k}$  с использованием функций распределения  $\delta f_k^R = \exp(-i\zeta \sin \psi + i\phi) g_{k,1}$  (функция (6), в которой оставлен член  $m=1$ ) следует вычислить интеграл  $G = \int (2\pi)^{-1} dv_z v_z g_{k,1}$ . Для нахождения  $G$  домножим уравнение (9) с  $I$  из (14) на  $v_z$  и проинтегрируем по  $dv_z$ . Заметим теперь, что, если выбрать  $\alpha=3$ , член в (9), содержащий  $\hat{I}$ , после интегрирования по частям оказывается пропорциональным  $G$  и, тем самым, выражение для  $G$  легко находится. Используя выражение для вещественной части диэлектрической проницаемости  $\operatorname{Re} \epsilon_{zz} = 1 - \omega_{pe}^2/\omega^2$ , получим окончательно для мнимой части  $\epsilon_{zz}$  и декремента затухания обыкновенной волны следующее выражение:

$$\gamma \approx -\frac{\omega_{He}}{2} \operatorname{Im} \epsilon_{zz} = \frac{\omega_{pe}^2}{4} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}^2}\right) \frac{v_{Te}^2}{c^2} \operatorname{Im} \frac{1}{\omega - \omega_{He} + iv_{eff}}, \quad (15)$$

где  $v_{eff} = (\pi e^2/m_e^2) (k_*/\omega_{k_T})^3 (W_0/k_*)$ . По порядку величины

$$v_{eff} \sim \omega_{He} \frac{\omega_{He}}{\omega_{k_T}} \left(\frac{v_{Te}}{v_{ph}^*}\right)^2 \frac{W}{nT_e}, \quad (16)$$

где  $v_{ph}^* = \omega_{k_T}/k_*$  — характерная фазовая скорость турбулентных колебаний. При условии  $v_{eff} \gg \omega_{He} v_{Te}^2/c^2$  ширина резонанса определяется эффективными столкновениями. Это условие с учетом (16) принимает вид

$$\frac{W}{nT_e} \gg \frac{v_{Te}^2}{c^2} \left(\frac{v_{ph}^*}{v_{Te}}\right)^2 \frac{\omega_{k_T}}{\omega_{He}}. \quad (17)$$

Результаты (13) — (17) справедливы для спектра  $|E_{k_T}|^2 \propto |k_T|^{-\alpha}$  с  $\alpha=3$ . Порядковые соотношения нужно получить и для произвольного  $\alpha$ . Так, например, вместо (16) получим

$$v_{eff} \sim \omega_{He} \frac{\omega_{He}}{\omega_{k_T}} \left(\frac{v_{Te}}{v_{ph}^*}\right)^{\alpha-1} \frac{W}{nT_e}. \quad (18)$$

Из (18) следует, что эффективная частота столкновений тем больше, чем меньше турбулентная частота  $\omega_t$ . Однако малые значения  $\omega_t$  выходят за пределы применимости (18), так как должно быть  $\omega_t > \Delta\omega_t \gg v_{eff}$  (см. (13)). Если в (18) подставить  $\omega_t \sim v_{eff}$ , то получим

$$v_{eff, max} \sim \omega_{He} \left(\frac{v_{Te}}{v_{ph}^*}\right)^{(\alpha-1)/2} \left(\frac{W}{nT_e}\right)^{1/2}. \quad (19)$$

Поскольку фазовая скорость низкочастотных колебаний ионно-звуковой и дрейфовой турбулентности обычно мала, величина  $v_{eff}$  может быть в этом случае довольно большой при относительно невысоком уровне турбулентности. Однако для высоких частот  $\omega_t \sim \omega_{pe} \sim \omega_{He}$  и больших фазовых скоростей (нижнегибридные волны) соотношение (18) дает относительно небольшую величину частоты эффективных столкновений.

Таким образом, поглощение обыкновенной волны видоизменяется в соответствии с (15). Отметим, что в отличие от того случая, когда влияние турбулентности пренебрежимо мало (условие, обратное к (17)), обыкновенная волна в первом приближении совпадает с соответствующей модой холодной плазмы, а поглощение имеет порядок величины  $\gamma \sim (\omega_H^2/v_{eff}) (v_{Te}^2/c^2)$ , т. е. является слабым. Однако изменяется форма линии поглощения ( $\gamma$  является четной функцией  $(\omega - \omega_{He})$  и спадает при  $|\omega - \omega_{He}| \gg v_{eff}$  степенным образом) и, что особенно важно, ширина линии поглощения. Такое уширение области поглощения представляется важным для оценки эффективности нагрева, осо-

бенно при сложной геометрии магнитного поля в стеллараторах. Это требует корректировки численного счета по лучевым траекториям [5]. Так, при распространении излучения в стеллараторе из-за уширения области резонансного поглощения значительно увеличивается ширина пучка траекторий, которые лежат внутри резонансной области. Поэтому часть траекторий, которые в условиях линейной теории покинули бы узкую область циклотронного резонанса из-за рефракции, в рассматриваемых условиях останутся в резонансной области, что приведет к поглощению волн, движущихся вдоль этих траекторий, и более высокой суммарной эффективности нагрева. С другой стороны, если ширина резонансной области значительно превышает ширину пучка вводимого излучения (или даже при достаточно высоком уровне турбулентности — диаметр плазменного шнура), то не вся область циклотронного резонанса будет эффективно использоваться для нагрева, что приведет к уменьшению его эффективности. Детальное изучение и сопоставление такого рода явлений требует проведения численных расчетов с учетом видоизменения циклотронного резонанса в соответствии с уравнением (9).

4. Рассмотрим теперь еще один эффект теплового движения вблизи циклотронного резонанса. Вблизи второй гармоники  $\omega_{He}$  при  $(2\omega_{He} - \omega)/\omega_{He} \sim v_{Te}^2/c^2$  показатели преломления необыкновенной и берштейновской мод близки, что приводит к взаимной конверсии этих мод [6]. Конверсия необыкновенной моды в берштейновскую важна как для оценки эффективности нагрева с помощью необыкновенной волны [7], так и для анализа излучения этой волны [8]. Аналогичным образом можно получить уравнение, подобное (10), для функции  $g_{k,2}$ , через которую выражается функция распределения вблизи второго циклотронного резонанса  $\delta f_k^R = \exp(-i\zeta \sin \psi + 2i\phi) g_{k,2}$ . Через функцию  $g_{k,2}$  выражается также и диэлектрическая проницаемость необыкновенной волны вблизи частоты  $2\omega_{He}$ . При этом оказывается, что при  $v_{eff} \gg \omega_{He} v_{Te}^2/c^2$  эта волна слабо отличается от соответствующей моды в холодной плазме, а берштейновская мода имеет показатель преломления много больше единицы. Поэтому взаимная конверсия этих мод отсутствует. При этом суммарное поглощение необыкновенной волны, вычисленное по пучку траекторий, по причинам, указанным выше для обыкновенной волны, может существенно отличаться от результатов линейной теории. В частности, поглощение может быть меньше линейного, т. е. отсутствие конверсии может понизить эффективность нагрева необыкновенной волной.

Таким образом, низкочастотная турбулентность, которая может быть ионно-звуковой турбулентностью, электростатической дрейфовой или турбулентностью низнегибридных волн при достаточно широких спектрах (13), создает эффективные столкновения для электронов, движущихся в регулярной электромагнитной волне вблизи электронных циклотронных резонансов. При условии  $v_{eff} \gg \omega_{He} v_{Te}^2/c^2$  эффективные столкновения полностью определяют картину циклотронного поглощения, значительно, в  $(v_{eff}/\omega_{He})(c^2/v_{Te}^2)$  раз, уширяя циклотронный резонанс.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Liewer P. C. — Nuclear Fusion, 1985, 25, № 5, p. 543.
2. TFR Group. — Proc. Intern. Conf. Plasma Phys., 1984, 1, p. 97.
3. McGuire K. M. — Proc. Intern. Conf. Plasma Phys., 1984, 1, p. 123.
4. Цытович В. Н. Теория турбулентной плазмы. — М.: Атомиздат, 1971.
5. Maekawa T., Tanaka S., Tegimichi Y., Hamada Y. — Phys. Rev. Lett., 1978, 40, № 21, p. 1379; Tanaka M., Fujiwara M., Ikegami H. — J. Phys. Soc. Jap., 1981, 50, № 4, p. 1358; Shimozuma T., Maekawa T., Tegimichi Y., Tanaka S., Okamoto M. — J. Phys. Soc. Jap., 1983, 52, № 12, p. 4176.
6. Lazzaro E., Ramponi G. — Plasma Phys., 1981, 23, № 1, p. 53; Borgnatici M., Engelmann F., Maroli C., Petrillo V. — Plasma Phys., 1981, 23, № 2, p. 89.

7. Lazzaro E., Ramponi G., Giruzzi G.—Phys. Fluids, 1982, 25, № 11, p. 1220; Звонков А. В.—Физика плазмы, 1983, 9, № 3, с. 547.  
8. Campbell E., Eberhagen A.—Plasma Phys. Contr. Fusion, 1984, 26, № 5, p. 689.

Институт общей физики  
АН СССР

Поступила в редакцию  
17 июня 1985 г.

## THE INFLUENCE OF THE TURBULENCE ON DAMPING OF ELECTROMAGNETIC WAVES DURING ELECTRON CYCLOTRON HEATING

S. B. Isakov, V. N. Tsytovich

The propagation of the regular electromagnetic waves in the presence of turbulent oscillations being in the resonance with plasma electrons is considered. It is shown that the turbulence oscillations influence on interaction of electrons with electromagnetic waves near cyclotron resonances may be described in terms of quasilinear equation for rather wide frequency or wave number spectrum of turbulent oscillation and is determined by effective collisions frequency  $\nu_{\text{eff}}$ . The evaluation of  $\nu_{\text{eff}}$  which is proportional to the turbulence energy density is obtained. If  $\nu_{\text{eff}} \gg \omega_{\text{He}} v_{Te}^2/c^2$  then the cyclotron absorption region is determined not by linear resonance width but by  $\nu_{\text{eff}}$ . It may change essentially numerous evaluations of heating efficiency using ray tracing. In addition conversion of the extraordinary wave into Bernstein mode near second cyclotron resonance disappears for that turbulence level.

### Аннотации депонированных статей

#### СТАТИСТИКА СИЛЬНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

УДК 621.373.826

V. P. Кандидов, С. А. Шленов

Приводятся результаты исследований изменения функций распределения вероятностей флуктуаций светового поля в случайно-неоднородной среде. Анализ функций распределения выполнен методом статистических испытаний при различных уровнях флуктуаций интенсивности излучения от  $\beta_0^2 \ll 1$  до  $\beta_0^2 \sim 1$ . В качестве параметра, характеризующего закон распределения флуктуаций, выбрана относительная дисперсия  $\beta_0^2$  интенсивности плоской волны, рассчитанная в приближении метода плавных возмущений. Окончательные результаты сформулированы для двух классов одномерных пучков: широких, с малой дифракционной расходимостью, и узких, когда существенно проявление дифракции пучка как целого. Статистической обработкой, в том числе анализом по параметрическому  $\chi^2$ -критерию полученных в численных экспериментах гистограмм для распределений квадратурных компонент поля, интенсивности и ее логарифма установлены границы применимости логарифмически нормального закона распределения флуктуаций интенсивности в широких пучках. Показано, что в узких пучках существенное отклонение от этого закона происходит при значительных меньших параметрах  $\beta_0^2$ . В области сильных флуктуаций наблюдается нормализация квадратурных компонент светового поля.

Статья депонирована в ВИНТИ,  
регистр. № 7647-В 86. Деп. от 10 ноября 1986 г.