Краткие сообщения по физике № 1, 2 — 1992 г.

УДК 533.951

ТЕОРИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ТОКОВ В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

К.Н. Овчинников , В.П. Силин, С.А. Урюпин

Развита кинетическая теория порождаемых высокочастотным электромагнитным полем нелинейных токов в неоднородной плазме. Показано, что последовательный учет электронных столкновений в разреженной плазме приводит к абсолютным величинам нелинейных токов в несколько раз большим полученных ранее при модельном учете столкновений. Выявлена возможность намагничивания плазмы с однородной плотностью циркулярно поляризованной волной, если в плазме есть амбиполярное электрическое поле, обусловленное электронным тепловым потоком.

В последние годы в связи с проблемой генерации мегагауссных магнитных полей выполнено большое число работ по теории квазистационарных токов в плотной лазерной плазме /1—4/. В такой теории определяющими являются диссипативные эффекты, приводящие к нагреву электронов и перераспределению их по энергиям. Они обусловлены столкновениями электронов с ионами и между собой. Естественно, что разработка соответствующей теории оказалась возможной лишь при последовательном описании столкновений электронов /3, 4/. Вместе с тем, независимо от работ /1—4/, уже давно развивается теория нелинейных токов в разреженной плазме (см., например, /5—12/). В этой теории столкновения электронов считаются второстепенными и ранее учитывались с помощью модельных интегралов столкновений, либо вообще не входили в теорию. Однако, как показано ниже, правильное количественное описание нелинейных токов в разреженной плазме возможно только при последовательном использовании реальных интегралов столкновений. Последнее приводит к увеличению соответствующих токов в три-пять раз по сравнению с полученными в модельной теории. Подчеркнем, что последовательный кинетический подход позволил получить новый вклад в ток намагничивания плазмы, обусловленный амбиполярным электрическим полем и высокочастотным полем. Изложенная ниже теория объединила подходы, до сих пор раздельно описывающие предел плотной и разреженной плазм.

Перейдем к последовательному решению кинетического уравнения и последующему вычислению нелинейных токов. Эволюция функции распределения электронов $f = f(\mathbf{v},\mathbf{r},t)$ в неоднородной плазме, находящейся в электромагнитном поле вида

$$\frac{1}{2}\,\mathbf{E}\exp(-i\omega t) + \text{к.с.},$$

описывается кинетическим уравнением

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\mathbf{v}\frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}}+\frac{e}{m}\mathbf{E}_0\frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}}+\frac{e}{2m}\left\{\left(\mathbf{E}-\frac{i}{\omega}[\mathbf{v},\operatorname{rot}\mathbf{E}]\right)\frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}}\times\right.$$

$$\left.\times\exp(-i\omega t)+\text{к.с.}\right\}=\mathrm{St}\,(f,f)+\frac{1}{2}\nu_{ei}(v)\hat{D}f. \tag{1}$$

Здесь e и m — заряд и масса электрона; $\mathbf{E}=\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ — комплексная амплитуда высокочастотного поля; $\mathbf{E}_0=\mathbf{E}_0(\mathbf{r},t)$ — амбиполярное электрическое поле; $\mathrm{St}(f,f)$ — электрон-электронный интеграл столкновений;

$$-\qquad \frac{1}{2}\nu_{ei}(v)\hat{D}f=\frac{1}{2}\nu_{ei}(v)\frac{\partial}{\partial v_k}(v^2\delta_{kj}-v_kv_j)\frac{\partial}{\partial v_j}f; \tag{2}$$

$\nu_{ei}(v)=4\pi Ze^4n\Lambda m^{-2}v^{-3}$ — частота столкновений электронов с ионами; n — плотность электронов; Z — кратность ионизации ионов; Λ — кулоновский логарифм. Примем, что поле $\mathbf{E}_0$ и амплитуда высокочастотного поля $\mathbf{E}$ слабо изменяются за время $\sim 1/\omega$. Тогда естественно искать решение уравнения (1) в виде $f=f_0+(1/2)f_1\exp(-i\omega t)+\text{к.с.}+\ldots$, где функции $f_0=f_0(\mathbf{v},\mathbf{r},t)$ и $f_1=f_1(\mathbf{v},\mathbf{r},t)$ слабо изменяются за период высокочастотного поля. Ограничимся рассмотрением влияния на распределение электронов слабого высокочастотного поля, в котором амплитуда скорости осцилляций электрона $v_E=eE/m\omega$ много меньше тепловой скорости электронов v_T. Это позволяет при рассмотрении квадратичных по v_E/v_T поправок к функции распределения пренебрегать высшими гармониками $\sim f_n\exp(-in\omega t)$, $n\geqslant 2$. Кроме того, предположим, что частота высокочастотного поля много больше частоты электрон-ионных столкновений $\omega\gg\nu_{ei}=\nu_{ei}(v_T)$, а масштабы неоднородности поля $\mathbf{E}$, плотности и температуры электронов значительно превосходят расстояние, проходимое тепловым электроном за период поля. Ограничимся также изучением плазмы с многократно заряженными ионами, когда $Z\gg 1$. Тогда в линейном приближении по амплитуде высокочастотного поля и по пространственным градиентам, удерживая только члены не выше первого порядка по ν_{ei}/ω, для f_1 находим:

$$f_1=\left\{-i+\frac{\nu_{ei}(v)}{2\omega}\hat{D}-\left[1+i\frac{\nu_{ei}(v)}{2\omega}\hat{D}\right]\frac{1}{\omega}\left(\mathbf{v}\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\frac{e}{m}\mathbf{E}_0\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}}\right)-\frac{1}{\omega}\left(\mathbf{v}\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}+\frac{e}{m}\mathbf{E}_0\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}}\right)i\frac{\nu_{ei}(v)}{2\omega}\hat{D}\right\}\left(\mathbf{v}_E\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}}f_0\right). \tag{3}$$

В том же приближении по градиентам и в линейном приближении по интенсивности высокочастотного поля для f_0 имеем уравнение

$$\frac{\partial}{\partial t} f_0 + \mathbf{v}\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} f_0 + \frac{e}{m} \mathbf{E}_0 \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} f_0 + \frac{\omega}{4}\left(\mathbf{v}_E \frac{\partial \mathbf{f}_1}{\partial \mathbf{v}} + \text{к.с.}\right) +$$

$$+\frac{1}{4}\left\{\left(\left[\mathbf{v}, \mathrm{rot}\, \mathbf{v}_E\right]\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}}\right)\left(1 - i\frac{\nu_{ei}(v)}{2\omega}\hat{D}\right)\left(\mathbf{v}^*_E \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} f_0\right) + \text{к.с.}\right\} = \tag{4}$$

$$= \frac{1}{2}\nu_{ei}(v)\hat{D} f_0 + St(f_0, f_0).$$

Соотношения (3) и (4) отличаются от использовавшихся ранее в теории переноса в полностью ионизованной плазме (см. работы /3, 4/) удержанием малых поправок порядка ν_{ei}/ω. Условия, в которых возникает необходимость в удержании таких поправок при описании квазистационарных токов в плазме, будут указаны ниже. Теперь же, базируясь на соотношениях (3), (4), перейдем к определению медленной части функции распределения f_0. Поскольку нас интересует плазма с Z >> 1, то решение уравнения (4) ищем в виде разложения по собственным функциям оператора $\hat{D}$ (см. определение (2))

$$f_0 = f_m(v)\left[1 + \Phi(v) + \frac{v_\alpha}{v}\Phi_\alpha(v) + \frac{1}{v^2}\left(v_\alpha v_\beta - \frac{v^2}{3}\delta_{\alpha\beta}\right)\Phi_{\alpha\beta}(v) + \ldots\right],$$

где $f_m(v) \equiv f_m = (n/2\pi\sqrt{2\pi}v_T^3)\exp(-v^2/2v_T^2)$ — максвелловская функция распределения, а Φ, Φ_α и $\Phi_{\alpha\beta}$ — малые поправки. Усредняя уравнение (4) по углам вектора скорости с весовыми множителями 1, $3v_q/v$, $(3v_p v_q - v^2\delta_{pq})/v^2$, получим систему уравнений для определения функций Φ, Φ_α и $\Phi_{\alpha\beta}$:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[f_m(1+\Phi)\right] + \frac{v}{3}\frac{\partial}{\partial r_q}\left(f_m \Phi_q\right) + \frac{eE_{oq}}{3mv^2}\frac{\partial}{\partial v}\left(f_m v^2 \Phi_q\right) +$$

$$+ Y = \int \frac{d\Omega}{4\pi} St(f,f), \tag{5}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(f_m\Phi_q\right)+\left(v\frac{\partial}{\partial r_q}+\frac{e}{m}E_{oq}\frac{\partial}{\partial v}\right)\left[f_m(1+\Phi)\right]+v\frac{\partial}{\partial r_p}\left(f_m\Phi_{\alpha\beta}\Pi_{\alpha\beta pq}\right)+$$

$$+\frac{eE_{op}}{mv^3}\frac{\partial}{\partial v}\left(f_m v^3\Phi_{\alpha\beta}\Pi_{\alpha\beta pq}\right)+Y_q=-\nu_{ei}(v)f_m\Phi_q, \tag{6}$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t}\left(f_m\Phi_{\alpha\beta}\right)+v\frac{\partial}{\partial r_\beta}\left(f_m\Phi_\alpha\right)+\frac{e}{m}E_{o\beta}v\frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{f_m}{v}\Phi_\alpha\right)\right]\Pi_{\alpha\beta pq}+$$

$$+Y_{pq}=-3\nu_{ei}(v)f_m\Phi_{\alpha\beta}\Pi_{\alpha\beta pq}. \tag{7}$$

В уравнениях (5)—(7) тензор $\Pi_{\alpha\beta pq}$ имеет вид $\Pi_{\alpha\beta pq}=(1/5)(\delta_{\alpha p}\delta_{\beta q}+\delta_{\alpha q}\delta_{\beta p}-\frac{2}{3}\delta_{\alpha\beta}\delta_{pq})$, а величины Y, Y_q и Y_{pq} являются квадратичными функциями амплитуды скорости осцилляций электрона в высокочастотном поле. Прежде, чем приводить явный вид этих величин, заметим, что для определения квазистационарного тока необходимо знать функцию Φ_q. Вместе с тем, согласно уравнению (6) функция Φ_q выражается либо через градиенты функций $f_m\Phi$ и $f_m\Phi_{\alpha\beta}$, либо через произведение этих функций с полем E_0, которое само пропорционально градиентам плотности или температуры электронов. Это означает, что для вычисления линейного по градиентам квазистационарного тока достаточно найти функции Φ и $\Phi_{\alpha\beta}$ в пренебрежении слагаемыми, содержащими градиенты или поле E_0 в уравнениях (5) и (7). То есть, в дальнейшем необходимы лишь выражения для Y и Y_{pq}, не содержащие как градиентов, так и поля E_0. Такие выражения имеют вид:

$$Y=\frac{v_E^2}{6v_T^2}\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left[f_m v^3\nu_{ei}(v)\right],$$

$$Y_{pq}=V_{\alpha\beta}\Pi_{\alpha\beta pq}\frac{v}{4v_T^2}\frac{\partial}{\partial v}\left[f_m\nu_{ei}(v)\right], \tag{8}$$

где $V_{\alpha\beta}=v_{E\alpha}v^*_{E\beta}+v^*_{E\alpha}v_{E\beta}$ — симметричный тензор скоростей. Напротив, при вычислении Y_q нужно удерживать слагаемые, линейные по E_0 и градиентам. При этом имеем:

$$
\begin{aligned}
Y_q(\Phi_\alpha) = {} & \frac{v f_m}{4v_T^2}\left(2-\frac{v^2}{5v_T^2}\right)\frac{\partial}{\partial r_q}v_E^2 + v_E^2\frac{\partial}{\partial r_q}\bigg[\frac{v f_m}{2v_T^2}\left(1-\frac{v^2}{5v_T^2}\right) - {} \\
& - \frac{v^3}{20v_T^4} f_m \frac{\partial}{\partial r_\alpha} V_{\alpha q} + V_{\alpha q}\frac{\partial}{\partial r_\alpha}\bigg[\frac{v f_m}{2v_T^2}\left(\frac{1}{2}-\frac{v^2}{5v_T^2}\right)\bigg]\bigg] + {} \\
& + \left(\frac{v^2}{5v_T^2}-1\right)\frac{v f_m}{2v_T^2}\frac{eE_{o\alpha}}{mv_T^2}\left(v_E^2\delta_{\alpha q}+V_{\alpha q}\right) - {} \\
& - \frac{3}{20}\left(2v_E^2\delta_{\alpha q}+\frac{1}{3}V_{\alpha q}\right)\nu_{ei}(v)\frac{\partial}{\partial v}\left[v\frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{f_m}{v}\Phi_\alpha\right)\right] + {} \\
& + \frac{\nu_{ei}(v)}{\omega}\frac{v f_m}{v_T^2}\bigg[\left(\frac{2v^2}{5v_T^2}-\frac{13}{10}\right)\mathrm{Im}\left(v_{E\alpha}\frac{\partial}{\partial r_\alpha}v^*_{Eq}\right) + {} \\
& + \left(\frac{2v^2}{5v_T^2}-\frac{3}{10}\right)\mathrm{Im}\left(v_{E\alpha}\frac{\partial}{\partial r_q}v^*_{E\alpha}\right) + \left(\frac{7}{10}-\frac{v^2}{10v_T^2}\right)\mathrm{Im}\left(v_{Eq}\frac{\partial}{\partial r_\alpha}v^*_{E\alpha}\right)\bigg] + {} \\
& + \frac{\nu_{ei}(v)}{\omega}\frac{v f_m}{v_T^2}\mathrm{Im}\left(v_{E\alpha}v^*_{Eq}\right)\bigg[\left(1-\frac{v^2}{2v_T^2}\right)\frac{eE_{o\alpha}}{mv_T^2} + {} \\
& + \left(\frac{v^2}{2v_T^2}-2\right)\frac{\partial}{\partial r_\alpha}\ln n + \left(\frac{v^4}{2v_T^4}-5\frac{v^2}{v_T^2}+\frac{15}{2}\right)\frac{\partial}{\partial r_\alpha}\ln v_T\bigg].
\end{aligned}
\tag{9}
$$

Зная величины Y, Y_q и Y_{pq}, можно из уравнений (5)—(7) найти функции Φ, Φ_q, $\Phi_{\alpha\beta}$. Сначала найдем функцию Φ. Так же, как и при вычислении величины Y, при определении Φ следует пренебречь в уравнении (5) слагаемыми, содержащими пространственные градиенты и поле E_0, и заменить $\partial f_m / \partial t$ на

$$\frac{\partial}{\partial t} f_m = -\left(\frac{d}{dt}\ln v_T\right)\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v}(f_m v^3) = -\frac{\nu_{ei}}{9\sqrt{2\pi}}\frac{v_E^2}{v_T^2}\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v}(f_m v^3). \tag{10}$$

Тогда, учитывая малость $|\Phi|$ по сравнению с единицей, для определения Φ получаем линейное интегро-дифференциальное уравнение

$$\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left\{\frac{v_E^2}{6v_T^2}v^3 f_m\left[\nu_{ei}(v) - \frac{2\nu_{ei}}{3\sqrt{2\pi}}\right]\right\} = \frac{4\pi}{3nZ}v_T^3\nu_{ei} \times$$

$$\times\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left\{\left[v^3\int_v^\infty v'dv' + \int_0^v v'^4 dv'\right]\left[\frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial v} - \frac{1}{v'}\frac{\partial}{\partial v'}\right] f_m(v) f_m(v')\,[\Phi(v) + \Phi(v')]\right\}. \tag{11}$$

Согласно работе /3/, решение уравнения (11) имеет вид:

$$\Phi(v) = Z\frac{v_E^2}{v_T^2}\left\{-0{,}454 + 0{,}720x - \frac{\sqrt{\pi}}{12}\int_1^x \frac{dt\sqrt{t}\,(x-t)}{\left(\int_0^t du\sqrt{u}e^{-u}\right)^2}\right\}, \tag{12}$$

где $x = v^2/2v_T^2$. Как видно из формулы (12) (см. также график функции Φ, приведенной в /4/), малость $|\Phi|$ по сравнению с единицей для представляющих далее интерес значений аргумента $x \sim 0{,}3$—3 реализуется в достаточно слабом высокочастотном поле, когда $Zv_E^2 << v_T^2$. Вместе с тем, отношение v_E/v_T не должно быть слишком малым. Поскольку при получении решения вида (12) пренебрегалось слагаемыми, содержащими пространственные производные плотности и температуры электронов, то последние должны быть малы по сравнению с описывающими высокочастотный нагрев электронов слагаемыми, пропорциональными $\sim \nu_{ei}v_E^2/v_T^2$. Соответствующее неравенство имеет вид: $v_E/v_T >> v_T/\nu_{ei}L$, где $L = |\nabla\ln f_m|^{-1}$ — масштаб неоднородности локального максвелловского распределения. Из последнего неравенства и условия малости амплитуды осцилляторной скорости v_E по сравнению с тепловой скоростью v_T следует, что длина свободного пробега теплового электрона v_T/ν_{ei} заведомо должна быть много меньше пространственного масштаба неоднородности L.

В приближениях, принятых при выводе выражения (12), используя соотношение (8), из уравнения (7) находим

$$\Phi_{\alpha\beta} = \frac{1}{4v_T^2}\left(1 + \frac{v^2}{3v_T^2}\right) V_{\alpha\beta} \tag{13}$$

Перейдем к решению уравнения (6). В нулевом приближении по малому параметру v_E^2/v_T^2 и на временах больших обратной частоты электрон-ионных столкновений ($t \gg \nu_{ei}^{-1}$), находим

$$f_m \Phi_q^{(0)} = -\frac{1}{\nu_{ei}(v)}\left(v\frac{\partial}{\partial r_q} + \frac{e}{m} E_{oq}\frac{\partial}{\partial v}\right) f_m. \tag{14}$$

В следующем порядке теории возмущений учтем линейные по v_E^2/v_T^2 поправки. Тогда имеем:

$$f_m \Phi_q^{(1)} = -\frac{1}{\nu_{ei}(v)}\left\{\frac{\partial}{\partial t}[f_m \Phi_q^{(0)}] + \left(v\frac{\partial}{\partial r_q} + \frac{e}{m} E_{oq}\frac{\partial}{\partial v}\right) f_m \Phi + \right.$$

$$\left. + v\frac{\partial}{\partial r_p}\left(f_m \Phi_{\alpha\beta} \Pi_{\alpha\beta pq}\right) + \frac{eE_{op}}{mv^3}\frac{\partial}{\partial v}(f_m v^3 \Phi_{\alpha\beta}\Pi_{\alpha\beta pq}) + Y_q(\Phi_\alpha^{(0)})\right\}, \tag{15}$$

где $\partial f_m / \partial t$ описывается формулой (10), $Y_q(\Phi_\alpha^{(0)})$ — формулой (9), а функции $\Phi_q^{(0)}$, Φ и $\Phi_{\alpha\beta}$ — формулами (14), (12) и (13). Следуя определению $J_q = \frac{4\pi}{3} e\int_0^\infty v^3 dv f_m \Phi_q$ и используя выражения (14), (15), найдем плотность квазистационарного тока. Среди слагаемых тока, зависящих от v_E^2 (или ∇v_E^2), удержим лишь те, которые содержат большой параметр $Z \gg 1$ и возникли от поправки к изотропной части функции распределения $f_m \Phi$. В итоге находим: $J = j + j_E + j_p + j_d + j_m$, где использованы следующие определения для парциальных токов: j — обычный ток проводимости в неоднородной плазме, $j = -\frac{32}{\sqrt{2\pi}}\frac{en}{\nu_{ei}} v_T^2\left[\nabla \ln nv_T^5 - \frac{eE_o}{mv_T^2}\right]$; j_E — полевые поправки к току проводимости,

$$j_{Eq} = \frac{32}{\sqrt{2\pi}}\frac{en}{\nu_{ei}} Zv_E^2\left[b_2\frac{\partial}{\partial r_q}\ln(nv_E^2 v_T^3) + b_4\frac{eE_{oq}}{mv_T^2}\right] +$$

$$+ \frac{32}{\sqrt{2\pi}}\frac{en}{\nu_{ei}}\left[\frac{1}{30}\frac{\partial}{\partial r_\alpha}V_{\alpha q} + \frac{13}{120}V_{\alpha q}\frac{\partial}{\partial r_\alpha}\ln nv_T^3 - \frac{3}{40}V_{\alpha q}\frac{eE_{o\alpha}}{mv_T^2}\right]; \tag{16}$$

j_p — нелинейный ток, возникающий из-за поляризуемости плазмы в высокочастотном поле,

$$j_p = -\frac{9}{10}\frac{en}{\omega}\,\mathrm{Im}\,(\mathbf{v}_E\,\mathrm{div}\,\mathbf{v}_E^*); \tag{17}$$

j_d — нелинейный ток, ответственный за эффект увлечения электронов электромагнитной волной,

$$j_d = -\frac{17}{10}\frac{en}{\omega}\,\mathrm{Im}\,\{[\mathbf{v}_E,\,\mathrm{rot}\,\mathbf{v}_E^*] + (\mathbf{v}_E\,\mathrm{div}\,\mathbf{v}_E^*)\}; \tag{18}$$

j_m — так называемый ток намагничения,

$$j_m = \frac{6i}{5}\frac{en}{\omega}\,\mathrm{rot}\,[\mathbf{v}_E^*\mathbf{v}_E] + \frac{i}{4}\frac{en}{\omega}\,[(\nabla\ln n - 3\,\frac{eE_o}{mv_T^2}) \times [\mathbf{v}_E^*\mathbf{v}_E]. \tag{19}$$

Численные коэффициенты в формуле (16) b_2 и b_4, возникающие от интегрирования функции Φ (12), установлены ранее /3, 4/ и равны: $b_2 = 1{,}02$; $b_4 = -0{,}22$.

Сравним формулы (16)—(19) с известными ранее в теории нелинейных токов, порождаемых высокочастотным полем. Отметим, что полевые поправки к току проводимости j_E (16) обсуждались ранее в работах /3, 4/. При этом слагаемые, содержащие градиенты v_E^2 или $V_{\alpha q}$, совпадают с полученными ранее в работе /3/, а слагаемые, содержащие одновременно $Z >> 1$ и поле E_0, либо Z и градиенты плотности или температуры, совпадают с полученными в работе /4/. В дополнение к обсуждавшимся ранее /3, 4/ вкладам в j_E формула (16) включает слагаемые, содержащие одновременно тензор осцилляторных скоростей $V_{\alpha q}$ и поле E_0, либо $V_{\alpha q}$ и градиенты плотности и температуры. Например, в однородном высокочастотном поле новые слагаемые оказываются главными вдоль тех направлений, по которым нет тока от E_0 и градиента ∇nv_T^3.

Теперь обратимся к нелинейным токам следующего приближения по малому параметру ν_{ei}/ω. В рамках гидродинамического рассмотрения токи вида (17), (18) обсуждались ранее в работе /6/. Полученные выше при последовательном кинетическом рассмотрении токи (17), (18) хотя и имеют ту же тензорную структуру, но отличаются по абсолютной величине. Так, общий численный коэффициент в формулах (17), (18) при слагаемых, содержащих div $\mathbf{v}_E^*$, в 26/5 раза больше приводимого в /6/, а численный коэффициент в (18) при слагаемом, содержащем $\mathrm{rot}\mathbf{v}_E^*$, превосходит опубликованный в /6/ в 17/5 раза.

В случае волны постоянной амплитуды, когда зависимость поля от координаты имеет вид exp (i**kr**), из выражения (18) находим

$$j_d = \frac{17}{10}\frac{en}{\omega}\,\mathbf{k}v_E^2. \tag{20}$$

Это не что иное, как ток увлечения, создаваемый электромагнитной волной. Формула (20) дает значение тока в 17/5 раза большее полученного ранее в работе /7/ при классическом рассмотрении движения отдельных электронов в поле заданной электромагнитной волны и при модельном учете их столкновений с рассеивающими центрами.

Выражения (16)—(18) позволяют понять взаимосвязь между разрабатывавшимися независимо теорией нелинейных токов вида (17), (18) /5, 6/ и теорией квазистационарных токов (16) в плотной лазерной плазме /1—4/. Наиболее прозрачной эта взаимосвязь становится в случае волн постоянной амплитуды, когда соотношение между абсолютными величинами квазистационарных токов (16) и нелинейных токов (17), (18) определяется параметрами

$$\nu_{ei} kL/\omega, \ \nu_{ei} kL/\omega Z,$$

где $L = \min (L_n, L_T)$, L_n и L_T — масштабы неоднородности плотности и температуры. При $kL \sim 1$ главными, естественно, оказываются квазистационарные токи вида (16).

Отдельного обсуждения заслуживает ток намагничения (19). Первое слагаемое в формуле (19) может быть отлично от нуля только в неоднородном поле и описывает пондеромоторный ток намагничивания, исследовавшийся ранее в работе /8/. Отличие результата кинетической теории (19) от приводимого в /8/ состоит в том, что величина тока, описываемого формулой (19), в 24/5 раза выше. Наконец, последнее слагаемое в (19) описывает ток намагничения в неоднородной плазме, широко обсуждавшийся в литературе (см. обзор /12/) в связи с проблемой намагничивания плазмы циркулярно поляризованной волной. Качественное отличие результата (19) от приводимого в обзоре /12/ состоит в появлении дополнительного вклада в ток, обязанного своим происхождением отличному от нуля амбиполярному электрическому полю E_0. Последнее позволяет говорить о возможности намагничивания циркулярно поляризованной волной плазмы с однородной плотностью, но неоднородной температурой, когда причиной возникновения амбиполярного поля является электронный тепловой поток.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bernstein I.B., Max C.E., Thomson J.J. Phys. Fluids, **21**, 905 (1978).
2. Shkarofsky I.P. Phys. Fluids, **23**, 52 (1980).
3. Максимов А.В., Силин В.П., Чеготов М.В. Физика плазмы, **16**, 575 (1990).
4. Овчинников К.Н., Силин В.П., Урюпин С.А. Физика плазмы, **17**, 1116 (1991).
5. Алиев Ю.М., Быченков В.Ю. Физика плазмы, **6**, 80 (1980).
6. Алиев Ю.М., Быченков В.Ю. Физика плазмы, **7**, 97 (1981).
7. Горбунов Л.М., Гутьеррес С.Р. Препринт ФИАН № 269, М., 1987.
8. Skoric M.M. Laser and Particle Beams, **5**, 83 (1987).
9. Aliev Yu.M. et al. Phys. Fluids B, **2**, 34 (1990).
10. Fukuyama A., Itoh S — I., Itoh K. J. Phys. Soc. Jap., **51**, 1010 (1982).
11. Karpman V.I., Shagalov A.G. J. Plasma Phys., **27**, 215 (1982).
12. Соколов И.В. УФН, **161**, 175 (1991).

Поступила в редакцию 30 января 1992 г.