существования холодного термоядерного $D-D$ синтеза в твердых телах. Указанный тип масс-спектрометра [2] может быть применен для изотопного анализа водорода в установках типа токамак.

Авторы выражают признательность С.С. Волкову и А.Б. Толстогузову за полезное обсуждение результатов работы.

Список литературы

[1] Косячков А.А., Трилецкий С.С., Черепин В.Т., Чичконь С.М. // ДАН СССР. 1990. Т. 312. № 1. С. 96-98.
[2] Коненков Н.В., Могильченко Г.А., Силаков С.С., Шагимуратов Г.И. // ПТЭ. 1990. № 3. С. 157-159.
[3] Шагимуратов Г.И., Коненков Н.В., Силаков С.С., Могильченко Г.А. // ЖТФ. 1990. Т. 60. № 1. С. 117-122.

Научно-исследовательский технологический институт, Рязань

Поступило в Редакцию 11 октября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 1 12 января 1991 г.

01; 04

ПОЛЕ ДВИЖУЩЕГОСЯ ТОКА В КЛАССИЧЕСКОЙ ПРОВОДЯШЕЙ СРЕДЕ

П.В. Котетишвили, А.А. Рухадзе, В.П. Тараканов

1. Известно, что в классической проводящей среде статический ток создает магнитное поле, не зависящее от свойств среды, т.е. такое же поле, как и в вакууме [1]. Это является следствием того обстоятельства, что диэлектрическая проницаемость классической среды не может обладать полюсом при $\omega \to 0$ выше первого порядка. Однако если проводник с током движется, то даже при сколь угодно малой скорости движения в среде индуцируется электрическое поле, а следовательно, и ток, который может скомпенсировать магнитное поле тока проводника. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим бесконечно тонкую пластину в плоскости yz, по которой течет ток в направлении оси z, а сама пластина перемещается поперек тока вдоль оси x со скоростью u. Плотность такого тока при этом запишется в виде

$$j_0(r,t) = i_z j_0 \delta(x-ut). \tag{1}$$

Среда, окружающая проводник с током, считается однородной и изотропной и описывается диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon_{ij}(\omega,K)=\left(\delta_{ij}-\frac{K_iK_j}{K^2}\right)\varepsilon^{tr}(\omega,K)+\frac{K_iK_j}{K^2}\varepsilon^{\ell}(\omega,K). \qquad (2)$$

Найдем магнитное поле, создаваемое током (1) в среде.

Сформулированная задача легко решается, причем решение сводится к следующему ответу [1]:

$$B(r,t)=-\frac{4\pi i}{c}\int dK\,\frac{l^{ikr}[K\cdot j_o(K,t)]}{K^2-\frac{(K\cdot U)^2}{c^2}\varepsilon^{tr}(K\cdot U,K)}, \qquad (3)$$

где $j_o(K,t)$ – пространственный Фурье-образ тока (1):

$$j_o(K,t)=\frac{i_z}{2\pi}j_o\delta(K_y)\delta(K_z)l^{-iK_x Ut}. \qquad (4)$$

Из (3), в частности, следует, что при $U\to 0$ величина $(K\cdot U)^2\varepsilon^{tr}\times(K\cdot U,K)\to 0$ и магнитное поле тока совпадают с полем того же тока в вакууме.

2. Ниже мы проанализируем формулу (3) для проводящей плазмоподобной среды (металла, полупроводника, плазмы), для которой выражение $\varepsilon^{tr}(\omega,K)$ хорошо известно [1]:

$$\varepsilon^{tr}(\omega,K)=1-\frac{\omega_p^2}{\omega(\omega+i\nu)}, \qquad (5)$$

если

$$|\omega+i\nu|\gg K v_0. \qquad (6)$$

Здесь ω_p – плазменная частота электронов (легких носителей заряда), ν – частота их столкновений (обратное время жизни носителей), а v_0 – скорость их хаотического движения (тепловая скорость, либо скорость Ферми).

Если же выполнено обратное (6) неравенство, то

$$\varepsilon^{tr}(\omega,K)=1+i\frac{\alpha\omega_p^2}{\omega K v_0}, \qquad (7)$$

где $\alpha=\sqrt{\frac{\pi}{2}}$ в случае невырожденных электронов и $\alpha=\frac{3\pi}{4}$ в случае вырожденных.

Используем теперь явный вид выражений (5) и (7) и вычислим поле (3). При выполнении условия (6) получаем

$$B_y(r,t)=\frac{2j_0}{c}i\gamma^2\int dk_x\frac{\left(k_x+i\frac{\nu}{u}\right)e^{ik_x(x-ut)}}{k_x\left(k_x+i\frac{\nu}{u}\right)+\frac{\omega_p^2\gamma^2}{c^2}}=$$

$$=-\frac{2\pi\gamma^2 j_0}{c}\,Sgn(x-ut)\cdot\begin{cases} e^{-\frac{\omega_p\gamma}{c}|x-ut|}, & u>v_0,\ \frac{\nu c}{\gamma\omega_p}, \\ 2e^{-\frac{\omega_p^2\gamma^2 u}{c^2\nu}|x-ut|}, & \nu>\frac{u\gamma\omega_p}{c}\left(1,\sqrt{\frac{v_0}{u}}\right). \end{cases} \tag{8}$$

Видно, что в проводящей плазмоподобной среде происходит экранировка магнитного поля движущегося тока: в редкой плазме (бесстолкновительный предел) экранировка обусловлена инерционным скин-эффектом, причем длина экранировки $x_{экр}\sim\frac{c}{\omega_p\gamma}$. В пределе же частых столкновений экранировка поля тока обусловлена нормальным скин-эффектом и длина экранировки увеличивается в $\nu c/u\gamma\omega_p$ раз.

Формула (8) справедлива при выполнении неравенства (6), которое в явном виде выписано в правой части (8) в условиях инерционного и нормального скин-эффектов соответственно. Если же выполняется неравенство, обратное (6), и справедливо явное выражение (7), то

$$B_y(r,t)=-\frac{2\pi\gamma^2 j_0}{c}\,Sgn(x-ut)\,e^{\frac{i-1}{2}\frac{\gamma\omega_p}{c}\sqrt{\alpha u/v_0}\,|x-ut|}. \tag{9}$$

Эта формула, согласно (6), применима, если $v_0>u$ и $\frac{\gamma\omega_p u}{c}\sqrt{\alpha\frac{v_0}{u}}>$ $>\nu$, причем за экранировку поля тока ответственен аномальный скин-эффект. Длина экранировки при этом меньше, чем в случае инерционного (и тем более нормального) скин-эффекта в $\sqrt{\frac{v_0}{u}}$ раз.

Зная магнитное поле, с помощью уравнений Максвелла легко найти индуцированный ток в среде, а также электрическое поле.

В заключение заметим, что мы умышленно не приводим здесь численных примеров, характеризующих величину рассмотренного эффекта экранировки поля. Она может меняться в самых широких пределах в различных конкретных примерах. Важно, что полученные выше формулы нам не были известны, а они носят фундаментальный характер и должны содержаться в общих курсах электродинамики сред.

Список литературы

[1] Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1988. С. 424.

Институт общей физики АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию 3 октября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 1 12 января 1991 г.

04

О МОДУЛЯЦИОННОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ИОННО-ЗВУКОВЫХ ВОЛН

Ю.Н. Зайко

Ионно-звуковые волны в неизотермической двухкомпонентной плазме достаточно полно изучены как в линейном, так и в нелинейном приближении [1, 2]. Эта задача недавно вновь привлекла внимание в связи с вопросом о нелинейной генерации волн при опрокидывании крупномасштабного возмущения [3]. Условием применимости результатов [3] является устойчивость ионно-звуковой волны. Однако вычисление нелинейного дисперсионного уравнения в [3] проведено в общем виде, из чего трудно сделать какое-либо заключение о факте устойчивости. В настоящей работе получено нелинейное дисперсионное уравнение (НДУ) ионно-звуковых волн в явном виде и исследован вопрос о модуляционной устойчивости для достаточно высоких температур электронной компоненты.

В общепринятых обозначениях одномерная задача описывается системой уравнений

$$v_t+vv_z=-\frac{e}{m}\varphi_z;\quad n_t+(nv)_z=0;\quad \varphi_{zz}=-4\pi e\left[n-n_0\exp\left(\frac{e\varphi}{T}\right)\right], \tag{1}$$

где v, n – скорость и плотность ионов с зарядом e и массой m, φ – потенциал, T – температура электронов в энергетических единицах. Получим НДУ для решений (1). Для стационарных решений (1) вида $v(\theta)$, $\theta=kz-\omega t$ имеем уравнение

$$\xi_{\theta\theta}+\frac{1}{\xi-1}\xi_\theta^2=\frac{\omega_{po}^2}{\omega^2}\frac{1}{\xi-1}\left\{\frac{\xi_0-1}{\xi-1}-e^{\alpha\left[\psi_0-\frac{1}{2}(\xi-1)^2\right]}\right\}, \tag{2}$$