

позволяет исследовать статистические характеристики этих неоднородностей.

5. Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы: 1) впервые экспериментально исследовано упругое рассеяние рентгеновских лучей на ПАВ; 2) угловые спектры рассеяния несут информацию о длине волны и амплитуде ПАВ (в отличие от рентгено-дифракционных экспериментов [1], которые несут информацию об объемных характеристиках ПАВ, использование скользящего отражения позволяет получить информацию о рельефе поверхности, возмущенной ПАВ); 3) проведенные исследования подтверждают теорию аномального отражения рентгеновских лучей [4] и позволяют сделать вывод, что механизм аномального отражения состоит в малоугловом рассеянии рентгеновских лучей на неоднородностях поверхностного слоя.

Л и т е р а т у р а

- [1] Э н т и н И.Р. - ЖЭТФ, 1979, т. 77, в. 1, с. 214-222.
[2] А н д р е е в А.В. - УФН, 1985, т. 145, в. 1, с. 113-136.
[3] А н д р е е в А.В. - Опт. и спектр., 1985, т. 58, с. 1085-1091.
[4] А н д р е е в А.В., А х м а н о в С.А., П о н о м а р е в Ю.В. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т. 50, в. 6, с. 1206-1213.

Московский государственный
университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
25 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 14

26 июля 1988 г.

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОЛИТОНОВ

Г.И. З а г и н а й л о в

В настоящее время имеется ряд работ (см., например, [1-3]), в которых указывается на возможность существования уединенных поверхностных волн (в частности солитонов) в ограниченных плазменных системах. Изучение их свойств и особенностей распространения важно для правильной интерпретации экспериментов [4] и представляет большой практический интерес для разработки приборов плазменной электроники. Однако в работе [5] высказаны сомнения относительно существования уединенных поверхностных волн. Согласно [5], они эффективно излучают электромагнитные волны, вследствие чего затухают на длине порядка собственных размеров. Причем уединенная поверхностная волна неоправдано моделировалась

импульсом прямоугольной формы. Ниже показано, что подобная идеализация приводит к значительному завышению уровня радиационного затухания, поскольку эффективность излучения сильно зависит от формы уединенной поверхностной волны. Уровень радиационного затухания уединенных поверхностных волн гораздо ниже найденного в [5] и допускает их распространение на значительные расстояния.

В качестве иллюстрации рассмотрим излучение солитона-квазипотенциальной поверхностной волны, существующего в полуграниченной электронной плазме.

Уравнения для электромагнитных полей в плазменном ($x > 0$) и вакуумном ($x < 0$) полупространствах

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} (\vec{j}_L + \vec{j}_{NL}) \end{aligned} \right\} x > 0, \quad \left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned} \right\} x < 0 \quad (1)$$

в которых \vec{j}_L и \vec{j}_{NL} - линейный и нелинейный токи в плазме (см., например, [2]), с граничными условиями $\{E_z\} = 0$, $\{H_y\} = 0$ на поверхности раздела, имеют частное решение солитонного типа [3], которое на границе раздела плазма - вакуум имеет вид (ось направлена вдоль распространения солитона):

$$\vec{E}_i = \vec{E}_0 \operatorname{ch}^{-1} \left(\frac{z - Vt}{L} \right) \exp(i\psi), \quad (2)$$

где $\psi = k_3 z - (\omega_0 + \Omega)t$, $k_0 = \frac{\omega_0}{c}$, $\epsilon_0 = 1 - \frac{\Omega_e^2}{\omega_0^2}$, Ω_e - плазменная частота, k_3 - волновой вектор поверхностной волны, \vec{E}_0 - константы, определяющие амплитуду солитона; конкретные выражения для L , V , Ω , а также пределы применимости (2) приведены в [3].

Общее решение уравнений (1) в области $x > 0$ по аналогии со случаем безграничной плазмы [6] ищем в виде $\vec{E} = \vec{E}_i + \vec{E}_r$, где \vec{E}_r - поля излучения. Подставляя эти выражения в (1) и пренебрегая вкладом полей излучения в нелинейные члены (поскольку считаем $\vec{E}_r \ll \vec{E}_i$), приходим к следующей системе уравнений:

$$\operatorname{rot} \vec{E}_r = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}_r}{\partial t}, \quad \operatorname{rot} \vec{H}_r = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}_r}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}_{Lr}, \quad (3)$$

где \vec{j}_{Lr} - линейный ток в плазме, обусловленный наличием полей излучения.

После преобразования Фурье по времени и координате z уравнений (3), граничных условий и уравнений для полей в вакууме (при этом требуем выполнения условий ограниченности поля в плазме при $x \rightarrow \infty$ и условий излучения в вакууме при $x \rightarrow -\infty$) приходим к соотношению

$$E_z(\alpha, \omega) = \frac{\varepsilon}{\lambda_p D(\alpha, \omega)} E_{zi}(\alpha, \omega), \quad (4)$$

где $D(\alpha, \omega) = \lambda_v^{-1} + \varepsilon \lambda_p^{-1}$, $\lambda_v = (\alpha^2 - k^2)^{1/2}$, $\varepsilon = 1 - \Omega_e^2 / \omega^2$,
 $\lambda_p = (\alpha^2 - k^2 \varepsilon)^{1/2}$, $k = \frac{\omega}{c}$, $F(\alpha, \omega) = (2\pi)^{-1} \int F(z, t) e^{-i\alpha z + i\omega t} dz dt$,
 $F(z, t) = (E_{zi}|_{x=0}, E_z|_{x=0})$,
 ветви функций $\lambda_{p,v}(\alpha)$ выбраны таким образом, что $\text{Re} \lambda_{p,v} > 0$,
 $\text{Im} \lambda_v < 0$.

Осуществив обратное преобразование Фурье (4), методом пере-
 вала найдем поле излучения в дальней зоне ($k_0 r \gg 1$, $r = \sqrt{x^2 + (z - vt)^2}$),
 имеющее вид расходящейся цилиндрической волны:

$$E_z(r, \varphi) = \sqrt{\frac{1}{kr}} E_z(\alpha, \omega) \left| \begin{array}{l} e^{ik_0 r - i(\omega_0 + \Omega - k_3 v)t} \\ \omega = \omega_0 + \Omega - (k_3 - k_0 \cos \varphi)v \\ \alpha = k_3 \end{array} \right. \quad (5)$$

где φ - угол между осью z и направлением в точку наблюдения.
 Используя (5), определим угловое распределение мощности из-
 лучения и полную мощность радиационных потерь:

$$\Sigma(\varphi) = \frac{\omega_0}{32 k_0^2} (k_0 L)^2 \frac{\sin^2 \varphi}{\text{ch}^2 \left[(k_3 - k_0 \cos \varphi) \frac{\pi L}{2} \right]} \quad (6)$$

$$P = \int_0^\pi \Sigma(\varphi) d\varphi = \frac{\omega_0}{8 k_0^2} (k_0 L) I_1(\pi k_0 L) e^{-\pi k_3 L},$$

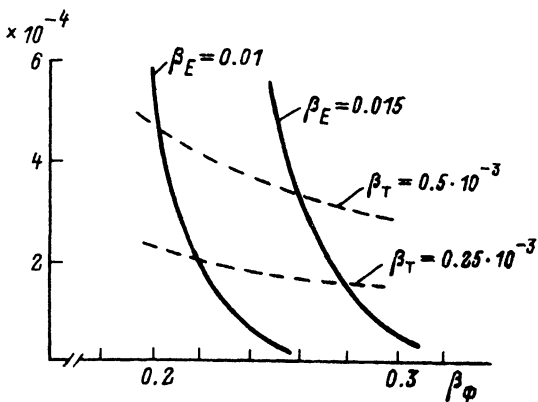
где $I_1(x)$ - модифицированная функция Бесселя первого порядка.

При нахождении P использовано условие $\pi k_3 L \gg 1$. Угловое
 распределение мощности излучения имеет максимум для угла $\varphi_{\text{max}} =$
 $= \arctg\left(\frac{2}{\pi k_0 L}\right)$. Ширина диаграммы направленности увеличивается
 с увеличением параметра $k_0 L$. Частота излучения имеет слабый
 сдвиг $\Delta\omega \sim \omega_0 \beta_\varphi^2 (1 - \beta_\varphi \cos \varphi)$, $\beta_\varphi = \frac{k_0}{k_3} = \frac{V_\varphi}{c}$ доплеровского происхож-
 дения, обусловленный движением солитона. Эффективное затухание
 поверхностного солитона можно оценить отношением полного пото-
 ка излучения в вакуум к энергии, заключенной в нем:

$$2\gamma_{\text{эф}} = \frac{P}{W} = \frac{\pi}{8} k_3 c I_1(\pi k_0 L) e^{-\pi k_3 L}. \quad (7)$$

Здесь

$$W = \frac{1}{8\pi} \left. \frac{\partial[\omega D(\alpha, \omega)]}{\partial \omega} \right|_{\omega = \omega_0, \alpha = k_3} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \left| E_{zi} \right|_{x=0}^2 dz.$$



На рисунке представлены графики зависимостей $\frac{\Gamma_{эфф}}{\omega_0}$ (сплошная линия) от нормированной фазовой скорости β_φ при различных значениях параметра $\beta_E = \frac{V_E}{c} \left(V_E = \frac{e E_0}{m \omega_0} \right)$. Для сравнения приведен декремент затухания поверхностных волн, обусловленный столкновением частиц с границей плазмы [7] $\frac{\Gamma}{\omega_0}$ (пунктирная линия) при $\beta_T = \frac{V_T}{c} = 0.5 \cdot 10^{-3}, 0.25 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, найденный эффективный декремент затухания значительно меньше полученного в [5] на основе упрощенного модельного подхода, что позволяет снять опасения об аномально сильном радиационном затухании уединенных поверхностных волн. В рассмотренном случае длина затухания $L_{зат} \propto \frac{16}{\pi} \left(\frac{V_E}{V_\varphi} \right)^3 (k_3 L)^2 \exp(\pi k_3 L)$ и при амплитудах, необходимых для образования поверхностного солитона $\left(\frac{E_0^2}{n m V_\varphi^2} \gg \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \right)$ [3] всегда

много больше L . При амплитуде солитона, обеспечивающей выполнение условия $\frac{V_E}{V_\varphi} = \frac{\pi}{\sqrt{3}} \beta_\varphi \ln^{-1} \left[\beta_T^{-1} I_1(\pi k_3 L) \right]$, радиационный механизм затухания вполне может конкурировать с известным механизмом затухания поверхностных волн, обусловленным столкновениями частиц с поверхностью раздела ($\Gamma = 0.176 k_3 V_T$). Для параметров $\beta_\varphi = 0.22, T_e = 10$ эВ, $n = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ необходимое значение амплитуды поверхностной волны вполне достижимо в современных экспериментах $E_0 \sim 650 \text{ В/см}$. При этом максимальная мощность излучения на расстоянии $\sim 100 \text{ см}$ от поверхности раздела составляет величину около 5 мВт/см^2 и без труда может быть зарегистрирована в современных экспериментальных условиях.

Рассмотренный механизм затухания поверхностных солитонов может служить одним из объяснений наблюдаемого в экспериментах повышенного уровня диссипации поверхностных волн по сравнению с рассчитанным в рамках линейной теории [4].

Автор благодарен А.Н. Кондратенко и В.М. Куклину за интерес к работе и полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Алиев Ю.М., Кузнецов С.В. - Кратк. сообщ. по физике, 1984, № 3, с. 7-10.
- [2] Владимиров С.В., Цытович В.Н. - Физика плазмы, 1985, т. 11, № 12, с. 1458-1468.
- [3] Tsytoovich V.N., Vladimirov S.V. Int. conf. plasma physics, Kiev, USSR, 1987. Proc. contrib. pap., v. 4, p. 181-184.
- [4] Kunhardt E.E., Ru-Shao Chao A. - Plasma Physics, 1979, v. 21, No. 3, p. 237-246.
- [5] Čadež V., Rasmussen J.J. Int. conf. plasma physics, Kiev, USSR, 1987, Proc. contrib. pap., v. 4, p. 131-134.
- [6] Мурусидзе И.Г., Цинцадзе Н.Л., Цхакая Д.Д. В кн.: Проблемы теоретической физики, Киев.: Наукова думка, 1986, с. 173-181.
- [7] Кондратенко А.Н. Плазменные волноводы, М.: Атомиздат, 1976. 232 с.

Харьковский государственный
университет им. А.М. Горького

Поступило в Редакцию
21 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 14

26 июля 1988 г.

ПРИЕМ ТЕПЛОВЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ БОЛОМЕТРИЧЕСКИМИ
ЭЛЕМЕНТАМИ НА ОСНОВЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ
СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ТОНКИХ ПЛЕНОК $Y-Ba-Cu-O$
НА ПОДЛОЖКЕ ИЗ $SrTiO_3$ ПРИ АЗОТНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

В.Н. Алфеев, А.С. Александров,
Н.С. Глухов, С.Г. Галкин, А.А. Иванов,
А.В. Кулаков, Ю.В. Лицагин,
А.А. Малюк, В.Б. Пискунов,
Е.А. Протасов, В.Т. Хряпов, А.Н. Юрков

Впервые созданные интегральные многоэлементные болометрические сверхпроводниковые приемники теплового излучения [1] были выполнены на основе пленок сверхпроводников второго рода (NbN) с рабочей температурой 12-14К. В работе [2] было предложено использовать в качестве подложки сверхпроводниковых схем параэлектрики типа $SrTiO_3$. Успехи в создании тонких пленок высокотемпературных сверхпроводников $Y-Ba-Cu-O$ на основе таких