[2] Р у х а д з е А.А., Б о г д а н к е в и ч Л.С., Р о с и н с к и й С.Е., Р у х л и н В.Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980. 167 с.
[3] S h a r p W., L a m p e M. // Phys. of Fluids. 1980. V. 23. N 12. P. 2383-2395.
[4] Х о д а т а е в К.В., Г и н з б у р г С.Л., Д ь я ч е н к о В.Ф. // Физ. плазмы. 1985. Т. 11. В. 9. С. 1062-1070.
[5] Г л а з ы ч е в Л.В., С о р о к и н Г.А. // ТВТ. 1987. Т. 25. В. 3. С. 604-607.
[6] А р л а н ц е в С.В., Б о н д а р ь Ю.Ф., З а в о р о т н ы й С.И. и др. // Физ. плазмы. 1982. Т. 8. В. 6. С. 1192-1198.
[7] G r e e n s p a n M., J u h a l a R. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. N 1. P. 67-77.
[8] A d l e r R.J., K i u t t u G.F., S a b o l B.A. Proc. 5th Int. Conf. High-Power Beams. San-Francisco, 1983. P. 366-369.
[9] M i l l e r P.A., G e r a r d o J.B. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. N 7. P. 3008-3013.

Московский
радиотехнический
институт АН СССР

Поступило в Редакцию
7 ноября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 1 12 января 1989 г.
0.1; 04

МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ (МС) ПУЛЬСАЦИЙ В СЛАБОСТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

В.Р. К у д а ш е в, Г.И. С у р а м л и ш в и л и

МС пульсации - это апериодически затухающие несобственные моды плазмы, которые являются носителями, в основном, магнитной энергии [1, 2]. Однако при наличии в среде ВЧ электромагнитных или ленгмюровских волн, эти моды в ряде случаев обнаруживают неустойчивость - апериодическое затухание сменяется их апериодическим нарастанием. Поэтому неустойчивость МС пульсации плодотворно привлекается в качестве возможного механизма генерации квазистатических магнитных полей [2-5]. Это обстоятельство объясняет возрастающий интерес к задачам о неустойчивостях МС пульсаций. Одна из таких задач составляет предмет рассмотрения настоящей заметки - здесь исследуется неустойчивость МС пульсаций в плазме, в которой удовлетворяются условия

$$\frac{(\vec{v}\cdot\vec{\nabla})}{\omega_0}(\vec{v}\cdot\vec{\nabla}) \ll \nu \ll (\vec{v}\cdot\vec{\nabla}) \ll \omega_0, \qquad (1)$$

где ν – характерная частота столкновений частиц, ω_0 – частота ВЧ накачки, $\vec{v}$ – скорость частиц. Плазму при выполнении (1) мы называем слабостолкновительной в отличие от столкновительной, рассмотренной в [6], где предполагалось $\nu \gg (\vec{v}\vec{\nabla})$.

Детали процесса релаксации не существенны для рассматриваемой здесь задачи. Поэтому электрический ток, генерируемый вследствие развития неустойчивости, в слабостолкновительном режиме вполне достаточно вычислять в рамках кинетического уравнения в модели Крука

$$\frac{\partial f}{\partial t}+(\vec{v}\cdot\vec{\nabla})f+\frac{e}{m}\vec{F}\frac{\partial f}{\partial\vec{v}}=-\nu(f-f_0), \tag{2}$$

где $f_0=(n/\pi^{3/2}v_T^2)\exp(-v^2/v_T^2)$; n , e , m – концентрация, заряд и масса электронов, $v_T=(2T/m)^{1/2}$ – их тепловая скорость, а для $\vec{F}$ имеем $\vec{F}=\frac{1}{c}[\vec{v}\cdot\vec{B}]+\vec{E}$. Электромагнитные поля представим в виде

$$(\vec{E},\vec{B})=(\vec{E}^h,\vec{B}^h)+(\vec{E}^m,\vec{B}^m)+(\vec{E}^{hm},\vec{B}^{hm}), \tag{3}$$

где $\vec{E}^h$, $\vec{B}^h$ – ВЧ электрическое и магнитное поля, $\vec{E}^m$, $\vec{B}^m$ – поля МС пульсации, $\vec{E}^{hm}$, $\vec{B}^{hm}$ – поля выртуальных волн или биений, обусловленных взаимодействием ВЧ полей с пульсациями. Для этих полей имеем

$$\begin{gathered}(\vec{E}^h,\vec{B}^h)+(\vec{E}^{hm},\vec{B}^{hm})=\sum_{+,-}\Big[(\vec{E}^h_\pm,\vec{B}^h_\pm)+\\ +(\vec{E}^{hm}_\pm,\vec{B}^{hm}_\pm)\exp(-i\omega t+i\vec{k}\vec{r})\Big]\exp(\mp i\omega_0 t\pm i\vec{q}\vec{r}),\end{gathered} \tag{4}$$

$$(\vec{E}^m,\vec{B}^m)=(\vec{E}_k,\vec{B}_k)\exp(-i\omega t+i\vec{k}\vec{r}). \tag{5}$$

Здесь ω , $\vec{k}$ – частота и волновой вектор МС пульсаций; $\omega_0,\vec{q}$ – имеют тот же смысл для ВЧ накачки. В случае продольных колебаний ($\vec{E}^h // \vec{q}$) следует полагать $\omega_0\simeq\omega_p=4\pi e^2 n/m$, а в случае поперечных волн ($\vec{E}^h\perp\vec{q}$) – $\omega_0\simeq\omega_p+c^2q^2/2\omega_p$. В соответствии с представлением (3) для функции распределения будем иметь

$$f=f_0+f^h+\bar{f}^{hh}+f^{hm}+f^m, \tag{6}$$

где $\bar{f}^{hh}$ представляет собой обусловленную ВЧ накачкой добавку к функции распределения, усредненную по пространству и времени, а f^h, f^{hm}, f^m – части функции распределения, имеющие смысл, аналогичный полям (3) с соответствующими верхними индексами. Для функций f^h и f^{hm} удобнее использовать представления

$$f^h + f^{hm} = \sum_{+,-}\left[f_\pm^h + f_\pm^{hm}\exp(-i\omega t + i\vec{k}\vec{r})\right]\exp(\mp i\omega_0 t \pm i\vec{q}\vec{r}). \qquad (7)$$

Решение уравнения (2) для f^h мы запишем в виде разложения по малым параметрам $\frac{(\vec{v}\cdot\vec{\nabla})}{\omega_0}$, $\frac{\nu}{\omega_0}$:

$$f_\pm^h = f_{1\pm}^h + f_{2\pm}^h + f_{3\pm}^h, \qquad (8)$$

где

$$f_{1\pm}^h = \pm 2i\,\frac{e/m}{\omega_0 v_T^2}\left(\vec{E}_\pm^h\cdot\vec{v}\right)f_0, \qquad (9)$$

$$f_{2\pm}^h = \pm 2i\,\frac{e/m}{\omega_0 v_T^2}\,\frac{(\vec{q}\cdot\vec{v})}{\omega_0}\left(\vec{E}_\pm^h\cdot\vec{v}\right)f_0, \qquad (10)$$

$$f_{3\pm}^h = 2\,\frac{e/m}{\omega_0 v_T^2}\cdot\frac{\nu}{\omega_0}\left(\vec{E}_\pm^h\cdot\vec{v}\right)f_0. \qquad (11)$$

Виртуальная часть функции распределения записывается в виде

$$f_\pm^{hm} = f_{1\pm}^L + f_{2\pm}^L + f_{3\pm}^L + f_\pm^{NL}. \qquad (12)$$

Нетрудно видеть, что из-за условия $\omega \ll \omega_0$ функции $f_{1\pm}^L$, $f_{2\pm}^L$, $f_{3\pm}^L$ даются формулами (9)-(11) с заменой $\vec{E}_\pm^h \to \vec{E}_\pm^{hm}$, а для $f_\pm^{NL}$ получаем

$$f_\pm^{NL} = \mp i\,\frac{e/m}{\omega_0}\left(\vec{E}^m + \frac{1}{c}\left[\vec{v}\cdot\vec{B}^m\right]\right)\frac{\partial f^h}{\partial\vec{v}}. \qquad (13)$$

Часть функции распределения, обусловленная МС пульсациями, тоже представляется в виде суммы $f^m = f_1^m + f_2^m + f_3^m$. Члены этой суммы определяются из уравнений

$$\frac{\partial f_1^m}{\partial t} + (\vec{v}\cdot\vec{\nabla})f_1^m + \frac{e}{m}\left(\vec{F}^m\frac{\partial f_0}{\partial\vec{v}}\right) = 0, \qquad (14)$$

$$(\vec{v}\cdot\vec{\nabla})f_2^m + \frac{e}{m}\sum_{+,-}\left[\left(\vec{F}_\pm^h\frac{\partial f_\mp^L}{\partial\vec{v}}\right) + \left(\vec{F}_\pm^{hm}\frac{\partial f_\mp^h}{\partial\vec{v}}\right)\right] = 0, \qquad (15)$$

$$(\vec{v}\cdot\vec{\nabla})f_3^m = -\nu f_2^m. \qquad (16)$$

Линейный по полям МС пульсации ток вычисляется с помощью f_1^m. Он соответствует аномальному скин-эффекту. Используя (9)-(11), из (15) и (16) определяем f_2^m и f_3^m, а затем вычисляем часть тока, которая квадратична по ВЧ полям. Подставляя вычисленный полный ток в уравнение Максвелла, получаем

$$\left(i\frac{\pi^{1/2}\omega\omega_p^2}{c^2 v_T K^3}-1\right)\vec{B}^m=\frac{e\nu}{cTK^4}\sum_{+,-}\left\{(\vec{E}_\pm^h\cdot\vec{K})\left[\vec{E}_\mp^{hm}\cdot\vec{K}\right]+(\vec{E}_\mp^{hm}\cdot\vec{K})\left[\vec{E}_\pm^h\cdot\vec{K}\right]\right\}. \quad (17)$$

Фигурирующие в (17) вторичные поля $\vec{E}^{hm}$ предварительно представляются в виде суммы продольной и поперечной частей $\vec{E}^{hm}=\vec{E}^l+\vec{E}^t$, а затем методом, изложенным в [2], устанавливаются аналитические выражения, связывающие $\vec{E}^l$ и $\vec{E}^t$ с $\vec{B}^m$. Подстановка этих выражений в (17) дает нужное нам дисперсионное уравнение. Здесь мы приведем лишь результаты, вытекающие из анализа этого уравнения и относящиеся к двум наиболее интересным случаям относительной ориентации амплитуд полей и волновых векторов: а) $\vec{E}_\pm^h\parallel\vec{q}$, $\vec{E}_\pm^{hm}\parallel(\vec{K}\pm\vec{q})$, $\vec{K}\perp\vec{q}$, $\vec{B}^m\parallel[\vec{k}\cdot\vec{q}]$; б) $\vec{E}^h\perp\vec{q}$, $\vec{E}_\pm^{hm}\parallel(\vec{k}\pm\vec{q})$, $\vec{E}_\pm^h\perp\vec{K}$. Эти процессы схематически можно записать в виде распадов: $l\to l'+m'$, $t\to l+m'$, где l, t – ленгмюровская и поперечная первичные волны, l' – вторичная ленгмюровская волна; m' – МС пульсация. В пределе однородной накачки ($q\to 0$) для обоих случаев получается одинаковое дисперсионное уравнение:

$$i\pi^{1/2}(\omega_p/ck)^2(\omega/kv_T)=1-w(\omega_p/ck)^2(\nu/2\omega+i\nu), \quad (18)$$

где $w=\dfrac{\langle(\vec{E}^h)^2\rangle}{4\pi nT}$. Отсюда сразу находим максимальный инкремент МС пульсации

$$\gamma_{max}\simeq\frac{2}{3\sqrt{3}}\omega_p(v_T/c)w^{3/2}, \quad (19)$$

который соответствует волновому числу $K_*\simeq(1/\sqrt{3})(\omega_p/c)w^{1/2}$. При этом из (1) следует $(\nu/\omega_p)^2(c/v_T)^2\ll w\ll(\nu/\omega_p)(c/v_T)^2$. В случае, например, численных значений параметров $\omega_p\simeq 10^{15}$ c^{-1}, $\nu\simeq 10^{13}$ c^{-1}, $w\simeq 10^{-1}$, $v_T\simeq 3\cdot 10^9$ см $\cdot$ c^{-1}, получаем $\gamma_{max}\simeq 10^{12}$ c^{-1}. Из-за предположения $q\to 0$, означающего, что заведомо $q<q_п$, где $q_п$ есть решение уравнения $\dfrac{\partial\omega_o(q)}{\partial q}=c_s$, процессы типа $t\to l+s$, $l\to l'+s$, где s – ионный звук, не могут конкурировать с рассмотренной нами неустойчивостью МС пульсации.

Мы приносим благодарность Н.Л. Цинцадзе за полезное обсуждение и поддержку.

Л и т е р а т у р а

[1] М о и с е е в С.С., С а г д е е в Р.З. // ДАН СССР. 1962. Т. 142. № 2. С. 329–332.
[2] М и х а й л о в с к и й А.Б., К у д а ш е в В.Р., С у р а м л и ш в и л и Г.И. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 5. С. 1712–1724.
[3] А л и е в Ю.М., Б ы ч е н к о в В.Ю. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. В. 5. С. 1586–1592.
[4] Б е л ь к о в С.А., Ц ы т о в и ч В.Н. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. В. 4. С. 1293–1302.
[5] K a t o h K.J. // Phys. Soc. Japan, 1982. V. 51, N 6. P. 1965–1968.
[6] К а м е н е ц Ф.Ф., К у д а ш е в В.Р., С у р а м л и ш в и л и Г.И. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 19. С. 1190–1193.

Институт физики
АН Грузинской ССР,
Тбилиси

Поступило в Редакцию
5 ноября 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 1 12 января 1989 г.
05.4; 08

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПАВ В СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ. СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ ПЛЕНКА $YBaCuO-LiNbO_3$

Е.В. Б а л а ш о в а, В.В. Л е м а н о в,
Ф.А. Ч у д н о в с к и й, Э.М. Ш е р,
А.Б. Ш е р м а н, Л.М. Э м и р я н, А.Н. Я н у т а

Поверхностные акустические волны (ПАВ) являются удобным инструментом для исследования акустических, структурных и электрических параметров твердого слоя на твердотельной подложке. Мы использовали ПАВ для изучения акустических свойств высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) пленок $YBaCuO$. Полученные данные позволили сопоставить акустические свойства ВТСП пленок и керамики и получить информацию о наиболее характерных особенностях этих свойств.

Пленки были получены методом лазерного напыления с последующим отжигом в атмосфере кислорода. Средняя толщина пленок составляла 7 мкм. В соответствии с результатами рентгеноструктурного и электронномикроскопического анализов пленки имели поликристаллическую структуру со средним размером зерна 3 мкм. В качестве подложек использовались пластины ниобата лития YZ-среза. Затухание ПАВ в исследуемой структуре $YBaCuO-LiNbO_3$ измерялось методом сравнения амплитуд сигналов ПАВ на двух выходных встречно-штыревых преобразователях, расположенных до и после пленки.