Список литературы

[1] *Богородский В. В., Козлов А. И.* Микроволновая радиометрия земных покровов. Л.: Гидрометеоиздат, 1985. 272 с.
[2] *Арманд Н. А., Башаринов А. Е., Шутко А. М.* // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1977. Т. 20. № 6. С. 809—841.
[3] *Шутко А. М.* СВЧ радиометрия водной поверхности и почвогрунтов. М.: Наука, 1986. 190 с.
[4] *Яковлев В. П., Вузман И. П.* // Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1988. Т. 31. № 4. С. 421—425.
[5] *Богородский В. В., Шестопалов Ю. К.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 6. С. 1224—1227.
[6] *Жук Н. П., Облывач С. А., Яровой А. Г.* Деп. в УкрНИИНТИ. № 1034-Ук87. Харьков, 1987. 45 с.
[7] *Жук Н. П., Третьяков О. А., Фукс И. М., Яровой А. Г.* // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 8. С. 927—932.

Харьковский
государственный университет
им. А. М. Горького

Поступило в редакцию
25 января 1989 г.
В окончательной редакции
30 мая 1989 г.

01; 06

Журнал технической физики, т. 60, в. 6, 1990

НЕЛИНЕЙНОЕ ЗАТУХАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ ПОЛУПРОВОДНИК—МЕТАЛЛ

Н. А. Азаренков, А. Н. Кондратенко, К. Н. Остриков

Нелинейная трансформация одних типов волн в другие является одним из возможных механизмов диссипации энергии в ограниченных плазменных структурах [1, 2]. Так, при отсутствии линейных механизмов диссипации поверхностная волна (ПВ) конечной амплитуды становится затухающей, если на одной из гармоник ее частоты возбуждается объемная волна, уносящая электромагнитную энергию в глубь плазмы. В [1, 3, 4] изучено нелинейное затухание высокочастотных и ионно-звуковых ПВ, распространяющихся вдоль плоской границы плазмы с вакуумом. В настоящем сообщении исследуется нелинейное затухание магнитоплазменной ПВ конечной амплитуды, существующей на границе полупроводника с металлом, обусловленное генерацией второй гармоники, уносящей энергию от границы плазмы.

Пусть полупроводник n-типа занимает полупространство $x > 0$ и в плоскости $x=0$ граничит с идеально проводящей металлической поверхностью. Система помещена в постоянное внешнее магнитное поле $\mathbf{H}_0$, направленное вдоль оси z. Будем рассматривать ПВ, распространяющиеся поперек $\mathbf{H}_0$ (геометрия Фойгта [2, 5, 6]). Зависимость всех возмущений в ПВ выбираем в виде $\exp[i(\gamma y - \omega t)]$, γ — волновое число вдоль направления распространения. Дисперсионные свойства и топография полей рассматриваемых волн в линейном по амплитуде волны приближении изучены в [7]. Будем рассматривать нелинейный процесс генерации второй гармоники ПВ, частота которой порядка электронной плазменной частоты Ω_e. При этом $2\omega_e > 2\omega > \omega_e$, т. е. частота второй гармоники попадает в диапазон частот, где ПВ не существуют [7].

В рамках теории слабой нелинейности можно ограничиться рассмотрением генерации объемной волны только на второй гармонике ПВ, поскольку амплитуды высших гармоник в $\mu^{-(n-2)} \gg 1$ раз меньше амплитуды второй ($\mu = V_E V_\Phi^{-1} \ll 1$ — параметр нелинейности, V_E — скорость осцилляций электронов в поле волны, V_Φ — фазовая скорость ПВ, $n \geqslant 3$) [1]. Методом, изложенным в [1], можно получить следующие выражения для вторых гармоник компонентов электромагнитных полей поверхностной волны:

$$\mathbf{\Phi}^{(2)}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2}\left[\mathbf{\Phi}_2(x)\exp(2i\Psi_1) + \mathbf{\Phi}_2^*(x)\exp(-2i\Psi_1)\right], \quad \mathbf{\Phi} = (\mathbf{E}, \mathbf{H}),$$

$$E_{y2}(x) = \frac{i}{\gamma}\,\frac{D_{12}A^2}{\varepsilon_{12}^2 - \varepsilon_{22}^2}\left[\exp(i\varkappa_2 x) - \exp(-2\varkappa_1 x)\right],$$

$$E_{x2}(x)=\frac{A^2}{\gamma(\varepsilon_{12}^2-\varepsilon_{22}^2)}\left[\frac{2\gamma\varepsilon_{12}+i\varepsilon_{22}\varkappa_2}{i\varepsilon_{12}\varkappa_2+2\gamma\varepsilon_{22}}D_{12}\exp(i\varkappa_2 x)-D_{21}\exp(-2\varkappa_1 x)\right],$$

$$H_{z2}(x)=A^2\left[D_3\exp(-2\varkappa_1 x)-D_{12}[i\varepsilon_{12}\varkappa_2+2\gamma\varepsilon_{22}]^{-1}\exp(i\varkappa_2 x)\right], \quad (1)$$

где

$$D_{ij}=2D_3\Delta_{ij1}-\delta\left[\frac{1}{\Omega_2^2}(a_{j2}G_{ij}+a_{i2}G_{ji})+\frac{a_{ji}}{\omega}(\varepsilon_{j2}\sigma_{1121}+\varepsilon_{i2}\sigma_{2111})\right],$$

$$D_3=-2\delta\left[\Omega_2^2\varepsilon_{12}(4\varkappa_1^2-\varkappa_2^2)\right]^{-1}\left[\sigma_{1222}G_{21}+\sigma_{2212}G_{12}+a_{21}\frac{\Omega_2^2}{\omega}(\Delta_{211}\sigma_{1121}+\Delta_{212}\sigma_{2111})\right],$$

$$G_{ij}=a_{21}\sigma_{j1i1}-\frac{\Omega_1^2}{\omega}\varepsilon_{11}\sigma_{i1j1},\quad \Delta_{ijk}=\gamma\varepsilon_{i2}+(-1)^k\varkappa_1\varepsilon_{j2},$$

$$\sigma_{ijkl}=a_{ij}\gamma+(-1)^l a_{kl}\varkappa_1,\quad a_{1n}=n\omega\varepsilon_{1n}+\omega_e\varepsilon_{2n},$$

$$a_{2n}=n\omega\varepsilon_{2n}+\omega_e\varepsilon_{1n},\quad \varepsilon_{in}=\varepsilon_i(n\omega),\quad \Omega_n^2=(n\omega)^2-\omega_e^2,$$

$$\varkappa_n^2=(-1)^{n-1}n^2\left(\gamma^2-\frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon_{1n}^2-\varepsilon_{2n}^2)\varepsilon_{1n}^{-1}\right),$$

$$\delta=e\Omega_e^2\left[m_e c\Omega_1^4(\varepsilon_{11}^2-\varepsilon_{21}^2)\varepsilon_{11}\right]^{-1},$$

$$\gamma=\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_{11}},\quad \Omega_e^2=4\pi e^2 n_0/m_e,\quad \Psi_1=\gamma y-\omega t,$$

индексы i, j, k, l, n принимают значения 1, 2; $\varepsilon_i(n\omega)$ — компоненты тензора диэлектрической проницаемости холодной магнитоактивной полупроводниковой плазмы [2, 5, 6]; m_e — эффективная масса электронов.

Как видно из [1], вторая гармоника ПВ представляет собой суперпозицию двух волн: поверхностной с глубиной проникновения $(2\varkappa_1)^{-1}$ и объемной, уносящей энергию в глубь плазмы. Обе волны исчезают с отключением сигнала основной частоты ($A=0$). На расстояниях $x \geqslant (2\varkappa_1)^{-1}$ полем поверхностной волны в плазме можно пренебречь и электромагнитные возмущения определяются полем объемной волны, генерируемой на второй гармонике частоты ПВ. Рассматриваемая объемная волна распространяется под углом к поверхности металла, определяемым равенством $\mathrm{tg}\,\theta=\varkappa_2\gamma^{-1}$, а в системе отсчета, связанной с ПВ, — в положительном направлении оси x. В плотной полупроводниковой плазме ($\Omega_e^2\omega_e^{-2}\gg\varepsilon_0$, ε_0 — диэлектрическая проницаемость решетки полупроводника) для поперечного волнового числа $\varkappa_2$ объемной волны можно получить следующее выражение:

$$\varkappa_2\simeq\frac{\Omega_e}{c}\sqrt{\frac{3\omega^2+\omega_e^2}{\omega_e^2-\omega^2}}. \quad (2)$$

При этом отношение продольного γ и поперечного $\varkappa_2$ волновых чисел оказывается порядка единицы. Нормальная составляющая групповой скорости вынужденной объемной волны в плотной плазме равна

$$V_g=\frac{\partial(2\omega)}{\partial\varkappa_2}-\frac{4\varkappa_2 c^2\omega}{\Omega_e^2}. \quad (3)$$

Можно найти закон изменения амплитуды первой гармоники за счет оттока электромагнитной энергии на второй гармонике в глубь плазмы. Закон сохранения энергии в системе имеет вид [1]

$$\frac{\partial W_s}{\partial t}=-W_{VOL}V_g, \quad (4)$$

где W_s — поверхностная плотность энергии первой гармоники ПВ, W_{VOL} — плотность энергии объемной волны частоты 2ω [8].

Для W_s и W_{VOL} из [1], используя результаты работы [7], получим выражения

$$W_{VOL}=\xi_2|A|^4,\quad W_s=\xi_1|A|^2, \quad (5)$$

где

$$\xi_1=-\frac{\omega}{8\pi c\varkappa_2}\frac{\partial}{\partial\omega}[\omega D(\omega,\gamma)],\quad \xi_2=\frac{|D_{12}|(8\pi)^{-1}}{4\gamma^2\varepsilon_{22}^2+\varepsilon_{12}^2\varkappa_2^2}\times$$

$$\times\left[1+(\varepsilon_{22}^2+\varepsilon_{12}^2)\frac{\partial(\omega\varepsilon_{12})}{\partial\omega}-2\varepsilon_{22}\varepsilon_{12}\frac{\partial(\omega\varepsilon_{22})}{\partial\omega}\right],$$

$D(\omega, \gamma)$ — дисперсионное уравнение для первой гармоники ПВ, записанное в виде $D(\omega, \gamma) = \sqrt{\varepsilon_{11}}\gamma^{-1} + c\omega^{-1}$ [7]. Подставляя [4] в [3], получаем уравнение, описывающее изменение амплитуды поверхностной волны со временем,

$$\frac{\partial |A|^2}{\partial t} = -\frac{\xi_2}{\xi_1} V_g |A|^4, \tag{6}$$

решение которого с начальным условием $|A|(t=0) = A_0$ имеет вид

$$|A|^2(t) = A_0^2 [1 + \xi_2 \xi_1^{-1} V_g A_0^2 t]^{-1}. \tag{7}$$

Величина $\xi_2 \xi_1^{-1} V_g A_0^2$ характеризует скорость нелинейной диссипации энергии поверхностной волны. Из [6, 7] видно, что амплитуда ПВ с течением времени уменьшается за счет трансформации в объемную волну, уносящую электромагнитную энергию в глубь полупроводниковой плазмы.

Оценим характерные времена T_D, за которые амплитуда первой гармоники уменьшается вдвое. Из [7] для T_D имеем

$$T_D = 3\xi_1 [\xi_2 V_g A_0^2]^{-1}. \tag{8}$$

В образце n-GaAs ($\varepsilon_0 = 13$, $n_0 = 5 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, $m_e = 6 \cdot 10^{-29}$ г, $\nu \simeq 10^{11}$ с$^{-1}$, где ν — частота столкновений электронов), помещенном в магнитное поле напряженностью $H_0 = 6$ кЭ, отношение T_D/T_L ($T_L = 2\pi/\omega$ — линейный период) при $\omega = 1.1\,\omega_e$ и $\mu_0 = 0.1$ ($\mu_0 = \mu$ $(t=0) \infty A_0$) составляет 420, а T_D/T_{coll} ($T_{coll} = 2\pi/\nu$ — характерное время линейного затухания ПВ) — 1.9. С ростом частоты характерное время затухания волны уменьшается. При $\omega = 0.85\,\omega_e$ и том же μ_0 отношение T_D/T_L равно 15.7, а $T_D/T_{\text{coll}} = 1.2$. С ростом амплитуды волны процесс нелинейного затухания ПВ идет быстрее. Так, при $\mu_0 = 0.15$ и $\omega = 1.1\,\omega_e$ $T_D/T_L = 185$ и $T_D/T_{coll} = 0.9$. Из приведенных оценок видно, что характерные времена нелинейного затухания ПВ одного порядка с T_{coll}. Это говорит о том, что при амплитудах волны, удовлетворяющих условию применимости теории слабой нелинейности, нелинейное затухание ПВ является существенным и его нужно учитывать наряду с линейным. В заключение отметим, что амплитуды полей, при которых справедлива теория слабой нелинейности, реализуются в эксперименте (см. [2] и приведенные там ссылки).

Таким образом, рассмотрен процесс нелинейного затухания ПВ на границе магнитоактивной полупроводниковой плазмы с металлом в геометрии Фойгта. Показано, что если частота ПВ лежит в интервале $\omega_e > \omega > \omega_e/2$, то на второй гармонике возбуждается объемная волна, распространяющаяся под некоторым углом к поверхности металла и уносящая электромагнитную энергию в глубь плазмы. Исходя из закона сохранения энергии получен закон уменьшения амплитуды ПВ за счет трансформации в объемные волны. Приведены оценки для характерного времени нелинейного затухания, которые показывают, что в рассматриваемой задаче нелинейное затухание ПВ является существенным и его надо учитывать наряду с линейным.

Авторы благодарны В. А. Гирке за полезные обсуждения.

Список литературы

[1] *Кондратенко А. Н.* Плазменные волноводы. М.: Атомиздат, 1976. 232 с.
[2] *Белецкий Н. Н., Булгаков А. А., Ханкина С. И., Яковенко В. М.* Плазменные неустойчивости и нелинейные явления в полупроводниках. Киев: Наукова Думка, 1984. 192 с.
[3] *Аланакян Ю. Р.* // ЖТФ. 1965. Т. 35. Вып. 9. С. 1552—1555.
[4] *Кондратенко А. Н., Шаптала В. Г.* // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 9. С. 1999—2001.
[5] *Пожела Ю. К.* Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. М.: Наука, 1977. 368 с.
[6] *Бразис Р. С.* // Литов. физ. сб. 1981. Т. 21. № 4. С. 73—117.
[7] *Азаренков Н. А., Кондратенко А. Н., Мельник В. Н., Олефир В. П.* // РиЭ. 1985. Т. 30. № 11. С. 2195—2201.
[8] *Гирка В. А., Пенева И. Х.* // УФЖ. 1983. Т. 28. № 10. С. 1566—1568.

Харьковский
государственный университет
им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию
25 января 1989 г.
В окончательной редакции
23 июня 1989 г.