Письма в ЖТФ, том 15, вып. 8 26 апреля 1989 г.

06.2; 09

РЕЗОНАНСНОЕ УДВОЕНИЕ ЧАСТОТЫ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ В ВОЛНОВЕДУЩЕЙ СТРУКТУРЕ ПОЛУПРОВОДНИК–МЕТАЛЛ

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

Слоистые полупроводниковые структуры (СПС) представляют интерес в связи с их практическим использованием в микроэлектронике. При этом приходится иметь дело с волновыми возмущениями достаточно большой амплитуды, когда нелинейными эффектами уже нельзя пренебрегать. Линейная теория ограниченных СПС достаточно полно представлена в [1, 2]. В данном сообщении рассмотрена нелинейная генерация второй гармоники поверхностной волны (ПВ), которая существует на границе раздела металл – полупроводник n-типа и распространяется вдоль внешнего магнитного поля (геометрия Фарадея). Если $\omega^2 \ll \omega_e^2$ (ω – рабочая, а ω_e – электронная циклотронная частоты), то зависимость частоты от волнового числа этих волн представляет собой линейную функцию. Поэтому при $4\omega^2 \ll \omega_e^2$ и первая, и вторая гармоники являются собственными волнами структуры, для них справедливы соотношения пространственно-временного синхронизма: $\omega + \omega = 2\omega$, $k_3(2\omega) = 2k_3(\omega)$ [2], и в нелинейной среде имеет место эффективная перекачка энергии первой гармоники во вторую и наоборот.

Пусть полупроводник n-типа занимает полупространство $x>0$, а в плоскости $x = 0$ граничит с идеально проводящей металлической поверхностью. Внешнее постоянное магнитное поле $\vec{H}_0$ направлено вдоль оси z. Рассматриваемые волновые возмущения распространяются вдоль оси z. Плазму полупроводника предполагаем слабостолкновительной ($\nu \ll \omega$, ν – частота столкновений электронов), плотной ($\Omega_e^2 \omega_e^{-2} \gg \varepsilon_0$, Ω_e – электронная плазменная частота, ε_0 – диэлектрическая проницаемость решетки). При условии $9\omega^2\omega_e^{-2} \lesssim 1$ третья и более высокие гармоники ПВ являются несобственными возмущениями рассматриваемой структуры, поэтому их не учитываем. Можно показать, что все вышеперечисленные условия выполняются для широкой области значений параметров полупроводников и магнитного поля. Например, наше рассмотрение справедливо в образцах n-$PbTe$ /$n_0 \simeq 8\cdot10^{17}$ см$^{-3}$, $m_{эф} \simeq 10^{-29}$ г, $\nu \simeq 5\cdot10^{10}$ с$^{-1}$, $\varepsilon_0 \approx 400$ (при $H_0 = 0.75 \div 6.7$ кЭ, а для n-$GaAs$/$n_0 \simeq 5\cdot10^{17}$ см$^{-3}$, $m_{эф} \simeq 6\cdot10^{-29}$ г, $\nu \simeq 10^{11}$ с$^{-1}$, $\varepsilon_0 \approx 13$) при $H_0 \approx 5.5$–10 кЭ. Дисперсионные свойства, топография полей этих ПВ в линейном по амплитуде поля волны приближении изучены в работах [3, 4].

Система уравнений для комплексных амплитуд первой (A_1) и второй (A_2) гармоник в случае, когда в начальный момент волной накачки является первая гармоника, может быть записана в виде:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+V_g\frac{\partial}{\partial z}\right)A_1=i\beta_1A_1^*A_2+i\beta_2|A_1|^2A_1,$$
$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+V_g\frac{\partial}{\partial z}\right)A_2=i\beta_3A_1^2, \qquad (1)$$

где $V_g=c\omega_e(\sqrt{2}\,\Omega_e)^{-1}$, $\beta_1=\sqrt{2}\,e\Omega_e(10m_{эф}c\omega)^{-1}$,

$$\beta_2=\frac{e^2\Omega_e^2}{4m_{эф}^2c^2\omega\omega_e\nu}\left(\frac{33}{80}-13\frac{\omega}{\omega_e}\right),\quad \beta_3=\frac{e}{\sqrt{2}\,m_{эф}c}\;\frac{\Omega_e}{\omega_e},$$

e, $m_{эф}$, ν – заряд, эффективная масса и частота столкновений электронов, c – скорость света в вакууме; V_g – групповая скорость ПВ; $\beta_{1,3}$ – коэффициенты связи первой и второй гармоник; β_2 – коэффициент самовоздействия первой гармоники. Оценки показывают, что вклад в β_2 процесса $0+\omega=\omega$ в $\omega\nu^{-1}$ $(\nu\ll\omega)$ раз больше, чем $2\omega-\omega=\omega$. При вычислении во втором приближении стационарного тока (нуль-движение) принималось, что $\nu\gg\gg k_3V_{Te}$, V_{Te} – тепловая скорость электронов, поэтому предельный переход $\nu\to 0$ несправедлив.

В системе координат, движущейся с волной ($z'=z-V_gt$, $t=t'$), полагая $A_{1,2}=|A_{1,2}|exp(i\theta_{1,2})$ после перенормировки $\beta_j\to\beta_i\omega^{-1}$ ($j=1$–3), переходя к безразмерным переменным $\tau=\omega t'$, $a_1=|A_1|\sqrt{\beta_1\beta_3}$, $a_2=|A_2|\beta_1$, $\theta=\theta_2-2\theta_1$, из (1) получим систему уравнений:

$$\frac{\partial a_1}{\partial\tau}=-a_1a_2\sin\theta,\qquad \frac{\partial a_2}{\partial\tau}=a_1^2\sin\theta,$$
$$\frac{\partial\theta}{\partial\tau}+2\delta a_1^2=(a_1^2a_2^{-1}-2a_2)\cos\theta,\quad \delta=\beta_2(\beta_1\beta_3)^{-1}. \qquad (2)$$

Без учета самовоздействия ($\delta=0$) решение (2) имеет следующий вид [5]:

$$\alpha(\tau)=\alpha_3+(\alpha_2-\alpha_3)sn^2[\varphi(\tau),K],\quad K=\left(\frac{\alpha_2-\alpha_3}{\alpha_1-\alpha_3}\right)^{1/2},$$
$$\varphi(\tau)=(\alpha_1-\alpha_3)^{1/2}\tau+sn^{-1}\left[(\alpha_3(\alpha_2-\alpha_1)^{-1})^{1/2},K\right], \qquad (3)$$

где sn – эллиптический синус, $\alpha(\tau)=a_1^2(0)-a_1^2(\tau)=a_2^2(\tau)-a_2^2(0)$, $\alpha_{1,2}=a_1^2(0)\left(1\pm\frac{a_2(0)}{a_1(0)}\cos\theta(0)\right)$, $\alpha_3=a_2^2(0)/3$.

Если в начальный момент времени возбуждена первая гармоника и ее начальная амплитуда много больше начальной амплитуды второй гармоники, то из периодичности $sn(\varphi, K)$ следует, что решение (3) описывает периодический процесс перекачки энергии от первой гармоники во вторую. Период этого процесса T_{NL} определяется выражением

$$T_{NL} = \frac{4}{\omega} \int_0^1 \left[(1-s^2)(1-K^2 s^2) \right]^{-1/2} ds. \tag{4}$$

В образце n-$PbTe$ при $H_0 = 1$ кЭ, $\omega\omega_e^{-1} = 0.2$, $|A_1(0)|\,|A_2(0)|^{-1} = 10$, $\mu = V_E V_\varphi^{-1} = 0.1$ ($V_{E,\varphi}$ - скорости осцилляций электрона в поле волны и фазовая) в отсутствие самовоздействия первой гармоники отношение $T_{NL} T_L^{-1}$ ($T_L = 2\pi\omega^{-1}$) составляет 10.7.

Учет самовоздействия первой гармоники приводит к замедлению процесса перекачки энергии во вторую гармонику и к уменьшению интервала возможных значений амплитуд гармоник в ходе их резонансного взаимодействия. В этом случае отношение периода перекачки энергии к периоду первой гармоники для n-$PbTe$ при тех же параметрах ≈ 13.3.

Таким образом, в данном сообщении рассмотрен процесс резонансной генерации второй гармоники ПВ на границе полупроводник-металл в геометрии Фарадея. Приведены оценки характерного времени обмена энергией. Показано, что влияние эффекта самовоздействия волны основной частоты на взаимодействие гармоник сводится к увеличению характерного времени перекачки энергии.

Список литературы

[1] Барыбин А.А. Волны в тонкопленочных полупроводниковых структурах с горячими электронами. М.: Наука, 1986. 287 с.

[2] Белецкий Н.Н., Булгаков А.А., Ханкина С.И., Яковенко В.М. Плазменные неустойчивости и нелинейные явления в полупроводниках. Киев: Наук. думка, 1984. 192 с.

[3] Давыдов А.В., Захаров В.А. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 1. С. 201-207.

[4] Азаренков Н.А., Загинайлов Г.И., Кондратенко А.Н. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 3. С. 635-639.

[5] Вильгельмссон Х., Вейланд Я. Когерентное нелинейное взаимодействие волн в плазме. М.: Энергоиздат, 1981. 224 с.

Харьковский государственный университет им. А.М. Горького

Поступило в Редакцию 14 декабря 1988 г.