Письма в ЖЭТФ, том 88, вып. 2, с. 111 – 114 © 2008 г. 25 июля

Слабополевая нелинейная динамическая проводимость в квантовой яме с поперечным магнитным полем

В. А. Кукушкин[1)]

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 5 июня 2008 г.

Показано, что в гетероструктурах с квантовыми ямами, помещёнными в постоянное магнитное поле, ортогональное их плоскости, динамическая дифференциальная проводимость должна существенно падать при значительно меньших амплитудах переменного электрического поля, чем в случае обычного полупроводника. Данный эффект может быть использован, например, для создания низкопорогового насыщающегося поглотителя для электромагнитного излучения с частотой в несколько десятков ГГц.

PACS: 73.50.Fq, 73.63.Hs

Динамическая дифференциальная проводимость (ДДП) определяется как производная амплитуды плотности тока j_0 по амплитуде переменного электрического поля E_0 и является характеристикой нелинейных свойств вещества. Для полупроводников в постоянном магнитном поле $\mathbf{H}$ ответственная за диссипацию энергии действительная часть ДДП вблизи циклотронного резонанса, как правило, уменьшается с ростом интенсивности излучения. Причиной этого обычно является, как и в случае статического электрического поля, нагрев носителей [1], в результате чего увеличивается их средняя энергия $\bar{\mathcal{E}}$ и меняются зависящие от нее времена релаксации или эффективная масса (вследствие теплового переброса в верхние долины), что и приводит к уменьшению действительной части ДДП. Важно отметить, однако, что при таком механизме переменное поле взаимодействует с носителями во всей области пространства квазиимпульсов $\mathbf{p}$, где сосредоточена их функция распределения f. При этом для достижения заметного уменьшения действительной части ДДП необходимо значительно изменить $\partial f/\partial p$ во всей этой области, то есть существенно увеличить $\bar{\varepsilon}$. Простые оценки показывают, что при циклотронном резонансе для этого необходимо, чтобы $E_0 \gtrsim E_{0T} = p_T/e\sqrt{\tau_p\tau_e}$, то есть чтобы квазиимпульс, приобретаемый носителем в электрическом поле за время $\sqrt{\tau_p\tau_e}$, был бы порядка теплового $p_T = \sqrt{3|m|k_BT}$. Здесь τ_p, τ_e – времена релаксации по импульсу и энергии, соответственно, m – эффективная масса носителя, e – элементарный заряд, k_B – постоянная Больцмана, T – температура[2)].

Однако представляется возможным и другой механизм полевого уменьшения действительной части ДДП, при котором переменное поле эффективно взаимодействует с носителями лишь в относительно небольшой области пространства квазиимпульсов, положение границ которой не зависит от их средней энергии. Тогда действительная часть ДДП может заметно уменьшиться, когда переменное поле существенно меняет $\partial f/\partial p$ лишь в этой малой области. Для этого необходимо, чтобы за время $\sqrt{\tau_p\tau_e}$ оно изменяло квазиимпульс носителя на величину порядка размеров указанной области, которые могут быть значительно меньше, чем p_T. Это позволяет существенно понизить пороговую амплитуду переменного поля, необходимую для заметного уменьшения действительной части ДДП, по сравнению с упомянутым выше простым нагревным механизмом. Важно отметить также, что при взаимодействии поля с носителями лишь в небольшой области пространства $\mathbf{p}$ нелинейное поведение ДДП не связано с зависимостью времен релаксации или эффективной массы от $\bar{\varepsilon}$, а является только результатом уменьшения $\partial f/\partial p$ в этой области, см. ниже. Очевидно, что в случае эффективного взаимодействия переменного поля со всеми носителями такой механизм не мог бы реализоваться, так как уменьшение $\partial f/\partial p$ компенсировалось бы увеличением области, занимаемой f в пространстве квазиимпульсов. В результате при независимости τ_p, τ_e и m от средней энергии носителей проводимость также не зависела бы от $\bar{\varepsilon}$.

Практически взаимодействие переменного электрического поля лишь с небольшой группой носителей можно реализовать в системах, где их цикло-

[1)] e-mail: vakuk@appl.sci-nnov.ru

[2)] Здесь и далее рассматривается ситуация, когда концентрация носителей достаточно мала, так что они являются невырожденными и рассеиваются в основном на фононах и/или примесях.

тронная частота, ω_c[3)], зависит от площади орбиты S носителя в плоскости, ортогональной $\mathbf{H}$. В результате переменное поле с частотой ω будет резонансно, и потому эффективно, взаимодействовать лишь с носителями в определенной области поперечных квазиимпульсов, где $|\omega - |\omega_c|| \lesssim 1/\tau_p$. Однако в зонах проводимости обычных полупроводников изменение ω_c с ростом S обусловлено малой непараболичностью зависимости энергии электронов от квазиимпульса и довольно слабо, так что $d\omega_c/dS$ много меньше $\omega_c/\pi p_T^2$ при $T \sim 77\,$K[4)]. Кроме того, даже при температурах, в несколько раз ниже комнатной, когда рассеяние на оптических фононах подавлено, τ_p достаточно мало за счет рассеяния на примесях. В результате область резонансного взаимодействия носителей с переменным электрическим полем оказывается довольно большой, что не позволяет надеяться на очень сильное снижение пороговой амплитуды переменного поля, необходимой для существенного уменьшения действительной части ДДП.

Однако эти трудности можно преодолеть, используя двумерный газ носителей, формирующийся в квантовой яме (КЯ), помещенной в поле $\mathbf{H}$, ортогональное ее плоскости. Хорошо известно, что в таких системах в подзонах размерного квантования в валентной зоне полупроводника зависимость ω_c от S может быть значительно более резкой, чем в зонах проводимости обычных полупроводников, за счет отрицательности эффективной массы дырок при малых p [3, 4], так что $d\omega_c/dS \simeq 0.5\omega_c/\pi p_T^2$ при $T \sim 77\,$K [5]. Кроме того, примеси могут быть размещены на достаточном удалении от КЯ, где вероятности нахождения носителей уже пренебрежимо малы, так что при температурах, в несколько раз ниже комнатной, τ_p и τ_e будут определяться лишь рассеянием на акустических фононах и, следовательно, окажутся довольно большими. В результате область резонансного взаимодействия носителей с переменным электрическим полем существенно уменьшается по сравнению со случаем обычных полупроводников, что может привести к сильному снижению порогового значения E_0, необходимого для существенного уменьшения действительной части ДДП.

Конкретно, в КЯ из GaAs с толщиной $l_{QW} = 10\,$нм, окруженной барьерами из $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$, в первой подзоне размерного квантования легких дырок зависимость их энергии ε от квазиимпульса $\mathbf{p}$ в плоскости КЯ с хорошей степенью точности может считаться изотропной (так что $S \simeq \pi p^2$) и качественно показана на рис.1 [5]. Для дальнейших расчетов она

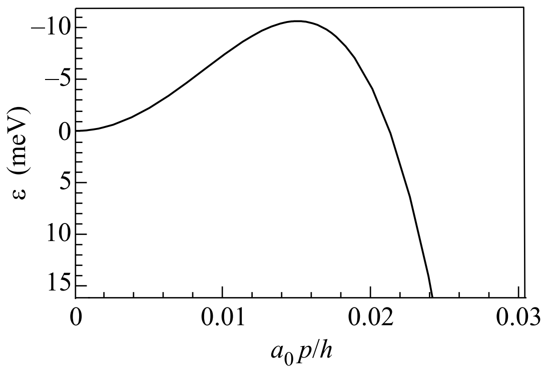

Рис.1. Зависимость ε от p. Энергия отсчитывается от $\varepsilon(0)$, $a_0 \simeq 0.5653\,$нм – постоянная решетки GaAs, $h \equiv 2\pi\hbar$ – постоянная Планка

аппроксимирована функцией $\varepsilon = p^2/2m - p^4/4mp_0^2$, где $m \simeq -0.05m_0$ – эффективная масса дырки при $p = 0$ (отрицательная величина), m_0 - масса свободного электрона, $p_0 \simeq 0.015h/a_0$. Соответствующая зависимость $\omega_c \equiv 2\pi eH(d\varepsilon/dS)/\hbar^2 c$ [6] от p имеет вид $\omega_c = \omega_{c0}(1 - p^2/p_0^2)$, где c – скорость света в вакууме, $\omega_{c0} = eH/mc < 0$. При $p < p_0$ величина $\omega_c < 0$ и обращается в нуль при $p = p_0$.

Кинетическое уравнение для функции распределения дырок f имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \left(\frac{e}{c}[\mathbf{vH}] + e\mathbf{E}\right)\frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = -\frac{f - f_e}{\tau}, \qquad (1)$$

где $\mathbf{v} \equiv \partial\varepsilon/\partial\mathbf{p}$ – скорость дырок в квазиклассическом приближении, $f_e = f_{e0}\exp[-\varepsilon/k_BT]$ – равновесная функция распределения, τ – некоторое эффективное время релаксации ($\tau_p < \tau < \tau_e$). В дальнейшем будет считаться, что T равна температуре жидкого азота (77 K) и, следовательно, k_BT примерно в 4.5 раза меньше энергии оптических фононов в GaAs. В результате рассеянием на них можно пренебречь. Кроме того, будет рассматриваться ситуация, когда примеси находятся на достаточном удалении от КЯ, так что τ_p и τ_e определяются лишь рассеянием на акустических фононах. В этом случае $\tau_p \simeq 5 \cdot 10^{-10}\,$с [7], а $\tau_e \sim 10\tau_p$ [8]. Внешнее переменное поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0\exp(i\omega t) + \mathbf{E}_0^*\exp(-i\omega t)$ циркулярно поляризовано, так что $\mathbf{E}_0 = E_0(\mathbf{x}^0 - i\mathbf{y}^0)$, где $\mathbf{x}^0$ и $\mathbf{y}^0$ – орты вдоль осей x и y, лежащих в плоскости КЯ.

Введя в пространстве $\mathbf{p}$ полярные координаты p и ϕ, решение (1) можно представить в виде $f = f_0 + f_1\exp(i\omega t - i\phi) + f_{-1}\exp(-i\omega t + i\phi)$, где $f_{0,\pm1}$ не

[3)] Здесь и далее рассматривается неквантовый случай, когда расстояние между уровнями Ландау много меньше k_BT.

[4)] Для GaAs, рассматриваемого ниже в качестве материала для изготовления полупроводниковой структуры, $d\omega_c/dS \simeq 10^{-2}\omega_c/\pi p_T^2$ при $T \sim 77\,$K с параметрами непараболичности, приведенными в [2].

зависят от t и ϕ. Функция f_0 определяет распределение дырок по энергиям, а $f_1 = f^*_{-1}$ – плотность тока $\mathbf{j} \equiv \mathbf{j}_0 \exp(i\omega t) + \mathbf{j}_0^* \exp(-i\omega t)$, где $\mathbf{j}_0 = j_0(\mathbf{x}^0 - i\mathbf{y}^0)$. Вследствие указанного смысла $f_{\pm 1}$ и f_0, в уравнениях, получающихся для $f_{\pm 1}$, следует положить $\tau = \tau_p$, а в уравнении для f_0 считать $\tau = \tau_e$. В итоге для структуры, являющейся периодической последовательностью КЯ и барьеров с толщинами l_{QW} и $l_b = 20$ нм, соответственно, j_0 дается выражением

$$j_0 = -\frac{\pi e^2 E_0 l_{QW}}{l_{QW} + l_b} \int_0^\infty \frac{(\partial f_0/\partial p)(\partial \varepsilon/\partial p)}{i(\omega + \omega_c) + 1/\tau_p} p dp + j_{0n}, \quad (2)$$

где f_0 удовлетворяет уравнению

$$2|eE_0|^2 \left(\frac{\partial}{\partial p} + \frac{1}{p}\right) \left[\frac{(\tau_e/\tau_p)\partial f_0/\partial p}{(\omega + \omega_c)^2 + 1/\tau_p^2}\right] = f_0 - f_e, \quad (3)$$

а j_{0n} учитывает нерезонансный вклад в j_0, обусловленный другими подзонами размерного квантования в КЯ, а также барьерами. Первое граничное условие для (3) получается из естественного требования $f_0 \to 0$ при $p \to \infty$. Второе граничное условие следует из требования сохранения числа дырок в подзоне на единицу объема, то есть $2\pi \int_0^\infty f_0 p dp = 2\pi \int_0^\infty f_e p dp$, которое с использованием (3) приводит к соотношению $p \partial f_0/\partial p \to 0$ при $p \to 0$.

Найденная в результате численного решения (3) зависимость f_0 от p при различных E_0 (которые без ограничения общности можно считать действительными) показана на рис.2. Из него видно, что с увеличением E_0 отклонение f_0 от f_e остается малым даже в интервале резонансного взаимодействия дырок с переменным полем $0 < \omega + \omega_c \lesssim 1/\tau_p$ (то есть при $\sqrt{1/3 + 1/\omega_{c0}\tau_p} \lesssim p/p_0 \lesssim \sqrt{1/3 - 1/\omega_{c0}\tau_p}$, что соответствует $0.571 \lesssim p/p_0 \lesssim 0.583$ для параметров, указанных в подписи к рис.2. Однако производная $\partial f_0/\partial p$ в этой области p становится существенно меньше $\partial f_e/\partial p$, что, согласно (2), и приводит к снижению действительной части ДДП. Как видно из рис.2, это происходит уже при $E_0 \simeq 5$ мВ/см, что по порядку величины совпадает с $E_{0T}\Delta p/p_T$. Последняя величина есть такая амплитуда переменного электрического поля, при которой за время $\sqrt{\tau_p \tau_e}$ оно изменяет квазиимпульс дырки на величину порядка ширины интервала резонансного взаимодействия $\Delta p \equiv p_0\left[\sqrt{1/3 - 1/\omega_{c0}\tau_p} - \sqrt{1/3 - 1/\omega_{c0}\tau_p}\right] \simeq \simeq \sqrt{3}p_0/|\omega_{c0}|\tau_p \sim \sqrt{3}p_T/|\omega_{c0}|\tau_p$. Так как при указанных выше параметрах $|\omega_{c0}|\tau_p \simeq 141 \gg 1$, то $\Delta p \ll p_T$, так что $E_{0T}\Delta p/p_T \simeq 2 \cdot 10^{-2} E_{0T} \ll E_{0T}$.

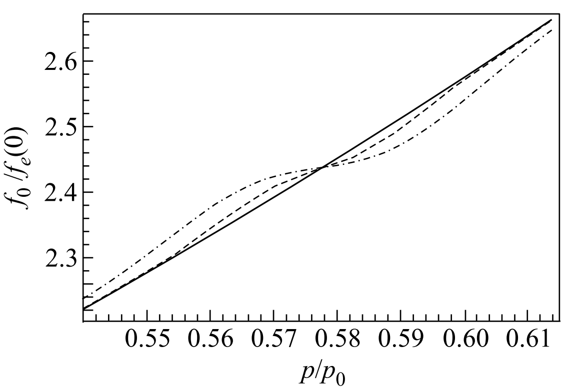

Рис.2. Зависимость f_0, нормированной на $f_e(0)$, от p/p_0 при различных значениях E_0: сплошная кривая соответствует случаю $E_0 = 0$, когда $f_0 = f_e$, штриховая – $E_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ В/см, штрих-пунктирная – $E_0 = 15$ мВ/см. $H = 805$ Э, $\omega = -2\omega_{c0}/3 = 2\pi \cdot 3 \cdot 10^{10}$ рад/с

Зависимости $\mathrm{Re}\, j_0$ и действительной части ДДП, $\mathrm{Re}\,\sigma \equiv \mathrm{Re}(dj_0/dE_0)$, от E_0 показаны на рис.3. Из него видно, что $\mathrm{Re}\,\sigma$ убывает в 2 раза по сравнению с ее значением при $E_0 \to 0$ уже при $E_0 = 15$ мВ/см, что примерно соответствует $3E_{0T}\Delta p/p_T$. Таким образом, при рассмотренном механизме возникновения нелинейности действительная часть ДДП существенно уменьшается при амплитуде переменного электрического поля в $(3\Delta p/p_T)^{-1} \simeq 17$ раз (и, соответственно, интенсивности в 280 раз), меньшей, чем в случае обычного нагревного механизма.

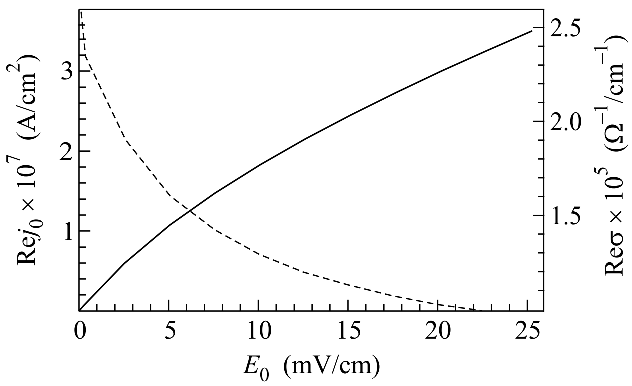

Рис.3. Величины $\mathrm{Re}\, j_0$ (сплошная кривая, левая шкала) и $\mathrm{Re}\,\sigma$ (штриховая кривая, правая шкала) как функции E_0 при тех же параметрах, что и на рис.2 и концентрации дырок 10^{11} см$^{-3}$

Одним из возможных применений рассмотренного эффекта является создание низкопорогового насыщающегося поглотителя для электромагнитного излучения с частотой в несколько десятков ГГц. Согласно сказанному выше, при $\nu \equiv \omega/2\pi = 30$ ГГц, коэффициент поглощения подобного устройства существенно уменьшается уже при интенсивности $\simeq 2.4\cdot 10^{-6}$ Вт/см^2. Время реакции такого поглотителя порядка $\tau_e \sim 5$ нс.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 07-02-00486) и Совета по грантам Президента РФ для поддержки ведущих научных школ (грант # 4485.2008.2).

1. С. М. Зи, *Физика полупроводниковых приборов*, кн. 1, 2, М.: Мир, 1984 (S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices*, New York: Wiley, 1981.).
2. O. Madelung, *Semiconductors: Data Handbook*, Heidelberg, London, New York: Springer-Verlag, 2003.
3. S. C. P. Rodrigues, G. M. Sipahi, L. M. R. Scolfaro, and J. R. Leite, J. Phys.: Condens. Matter **14**, 5813 (2002).
4. M. S. Wartak and P. Weetman, J. Phys.: Condens. Matter **17**, 6539 (2005).
5. G. D. Sanders and Y. C. Chang, Phys. Rev. B **31**, 6892 (1985).
6. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Статистическая физика. Часть 2. Теория конденсированного состояния*, М.: Физматлит, 2002.
7. C. Jacobini and L. Reggiani, Rev. Mod. Phys. **55**, 645 (1983).
8. Дж. Займан, *Электроны и фононы*, М.: Из-во иностр. лит-ры, 1962 (J. M. Ziman, *Electrons and Phonons*, Oxford: Clarendon Press, 1960).