

Таким образом, исследованные ПДП структуры на основе p -кремния отличаются от ранее исследованных структур на основе n -кремния лишь начальным состоянием границы раздела диэлектрик—кремний, а сама модель механизма токопереноса, представленная в [1], остается справедливой с учетом знака заряда в диэлектрике.

Особенности процессов в исследованных ПДП структурах могут быть использованы при разработке высокочувствительных датчиков излучения. Так как восстановление нарушенного равновесия в результате приложения к структуре истожающего поля происходит путем активационных процессов, при соответствующих условиях (низких температурах, наличии глубоких уровней и т. д.) скорость этих процессов может быть очень низкой. Датчик при попадании на него излучения будет регистрировать суммарную дозу поглощенного излучения. Описанию свойств таких датчиков и других электронных устройств на основе ПДП структур будет посвящена отдельная работа.

Список литературы

[1] Малик А. И., Гречко В. А., Грушка Г. Г. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 11. С. 2049—2055.

Черновицкий государственный университет

Получено 20.04.1990
Принято к печати 18.06.1990

ФТП, том 24, вып. 12, 1990

РЕЗОНАНС ФАНО ЭФФЕКТА УВЛЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ФОТОНАМИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Дмитриев А. П., Ямамов Э. З., Ясиевич И. Н.

1. Известно, что в ряде полупроводников существуют квазилокальные электронные состояния на фоне сплошного зонного спектра. В GaAs и его твердых растворах обнаружены подобные уровни, связанные с возбужденными состояниями глубоких структурных дефектов [1]. Показано, что эти состояния могут играть роль промежуточных в процессах диффузии дефектов и их перестройки [2]. Распространенным методом исследования квазилокальных состояний является изучение особенностей оптического поглощения и фотопроводимости (резонансов Фано [3]). В настоящей работе будет показано, что перспективным методом изучения таких состояний могут стать исследования частотной зависимости фототока увлечения [4], возникающего при оптических переходах с примесных центров. Это связано с тем, что резонансы Фано в эффекте увлечения проявляются значительно ярче, чем в эффекте поглощения [5].

Действительно, пусть электрон, первоначально находившийся на примеси в основном s -состоянии, поглощает квант света и переходит в зону с энергией, близкой к энергии квазидискретного уровня E_0 . Соответствующий матричный элемент в линейном по импульсу света $\hbar\mathbf{k}$ приближении имеет вид

$$M(\mathbf{k}, \omega) = \frac{e\mathbf{k}}{k} \left\{ M_1(\mathbf{k}, \omega) + \frac{k_x}{k^2} M_2(\mathbf{k}, \omega) \right\}, \quad (1)$$

где \mathbf{k} — волновой вектор электрона в зоне, \mathbf{e} — вектор поляризации света. Слагаемое $M_1(\mathbf{k}, \omega)$ отвечает дипольному переходу (орбитальный момент электрона в зоне $l=1$), а $M_2(\mathbf{k}, \omega)$ — квадрупольному ($l=2$). Коэффициент поглощения пропорционален $|M_1(\mathbf{k}, \omega)|^2$, а эффект фотонного увлечения определяется произведением $\text{Re} [M_1(\mathbf{k}, \omega) M_2^*(\mathbf{k}, \omega)]$. Резонансное рассеяние приводит к появлению особенностей в матричных элементах $M_1(\mathbf{k}, \omega)$ и $M_2(\mathbf{k}, \omega)$. Если квазидискретный уровень соответствует орбитальному моменту $l=1$ (p -уровень), то особенность возникает в $M_1(\mathbf{k}, \omega)$ и проявляется как в коэффициенте погло-

щения $\alpha(\omega)$, так и в фототоке увлечения $J(\omega)$. Если же уровень соответствует моменту $l=2$ (d -уровень), то особенность имеет место только в матричном элементе $M_2(k, \omega)$ и заметно может проявиться лишь в спектральной зависимости тока фотонного увлечения.

Форму резонансной кривой можно установить из общих соображений. Действительно, если частота света близка к резонансной частоте ω_{Ri} в одном из каналов ($i=1$ — p -канал, $i=2$ — d -канал), то матричный элемент, отвечающий этому каналу, пропорционален $1/(\Delta + i\Gamma/2)$, где $\Gamma/2$ — полуширина уровня, а $\Delta/\hbar = \omega - \omega_{Ri}$ — отстройка частоты света ω от резонансной ω_{Ri} . Рассеяние в другом канале при этом слабое. Следовательно, вблизи резонанса спектральная зависимость фототока увлечения определяется реальной частью величины $1/(\Delta + i\Gamma/2)$, т. е.

$$J(\omega) \propto \frac{\Delta}{\Delta^2 + \Gamma^2/4}. \quad (2)$$

В отсутствие резонансного уровня зависимость $J(\omega)$ плавная и подобна полученной в [6] в рамках модели потенциала нулевого радиуса.

2. Конкретный расчет тока фотонного увлечения и коэффициента поглощения проведем, моделируя потенциал примеси сферически симметричной прямоугольной ямой глубиной V и шириной R_0 . При достаточно больших V и малых R_0 в такой яме имеется s -уровень с энергией E_0 , отвечающий основному состоянию. Нас будет интересовать ток увлечения $J(\omega)$, возникающий при фотоионизации этого уровня светом с энергией кванта $\hbar\omega > E_0$. Существование резонансных p - и d -уровней в этой модели обусловлено наличием центробежного потенциала. Такие уровни появляются вблизи границы сплошного спектра при определенных соотношениях между параметрами ямы. Их положение и ширина определяются полюсами S -матрицы, соответствующей угловому моменту l [7]:

$$S_{lq} = 1 + 2 \frac{h_l^{1,2}(p) j_{l-1}(q) - p j_{l-1}(p) j_l(q)}{p j_{l-1}(p) h_l^{1,2}(q) - q j_l(p) h_l^{1,2}(q)}, \quad (3)$$

где $j_l(x)$ и $h_l^{1,2}(x)$ — сферические функции Бесселя и Ханкеля [8], $p^2 = q^2 + w$, $w = V/\varepsilon$, $\varepsilon = \hbar^2/2mR_0^2$, $q = kR_0$, m — эффективная масса электрона. Приравняв к нулю знаменатель (3) и полагая $q=0$, получим условие возникновения уровня с нулевой энергией связи и момента l

$$j_{l-1}(p) = 0. \quad (4)$$

s -Уровень появляется впервые при $w = w_0 = \pi^2/4$ [9]. По мере увеличения w этот уровень углубляется; при $w = w_1 = \pi^2$ появляется p -уровень; d -уровень возникает при $w = w_2 = \gamma^2 = (3\pi/2 - 0.219)^2$.

Если $w = w_{1,2} - \delta_{1,2}$ [величины $\delta_{1,2} \ll w_{1,2}$ и характеризуют отклонения параметров ямы от критических значений w_i , соответствующих появлению p - (когда $i=1$) или d -уровня (когда $i=2$)], то уровни являются квазистационарными. Их положения и ширины можно найти из уравнений

$$\delta_1 + iq^3 - iq\delta_1 - 3q^2 = 0, \quad (5a)$$

$$3i\delta_2 + q^2(5q + q^3 - 2i) = 0, \quad (5b)$$

которые следуют из (3) при малых q .

Решая (5а), находим

$$q_1 = \mp \sqrt{\frac{\delta_1}{3} - \frac{i\delta_1}{9}}. \quad (6)$$

Отсюда для энергии и полуширины p -резонанса имеем

$$E_{R1} = \hbar\omega_{R1} = \varepsilon \frac{\delta_1}{3}, \quad \frac{\Gamma_1}{2} = \varepsilon \frac{2\delta_1^{3/2}}{9\sqrt{3}}. \quad (7)$$

Аналогично для d -уровня получим

$$q_2 = \mp \sqrt{\frac{3}{5}\delta_2} - 3i \frac{\delta_2^2}{125}, \quad E_{R2} = \hbar\omega_{R2} = \varepsilon \delta_2 \frac{3}{5}, \quad \frac{\Gamma_2}{2} = \varepsilon \frac{6\sqrt{3}\delta_2^{5/2}}{125\sqrt{5}}. \quad (8)$$

Для нахождения энергии s -уровня положим $q = i\nu$ и приравняем к нулю знаменатель (3) при $l=0$. В результате получим уравнение

$$p \operatorname{ctg} p = -\nu. \quad (9)$$

Его численные решения позволяют найти энергию основного состояния $E_0 = -\varepsilon\nu^2$ как функцию w . При $w \simeq w_1$ и $w \simeq w_2$ параметры $\nu_{1,2}$ равны соответственно

$$\nu_1 \simeq 0.68\pi, \quad \nu_2 \simeq 1.18\pi. \quad (10)$$

3. Волновая функция локализованного s -состояния имеет вид

$$\psi_0(\mathbf{r}) = \begin{cases} \frac{\alpha_0}{r} e^{-\nu r/R_0} & \text{при } r > R_0, \\ c_\nu j_0(\xi r/R_0) & \text{при } r < R_0, \end{cases} \quad (11)$$

где

$$\xi = w_0 - \nu^2, \quad c_\nu = \frac{\alpha_0}{j_0(\xi)} e^{-\nu r/R_0}, \quad \alpha_0 = \sqrt{\frac{\nu}{2\pi R_0} \frac{(w_0 - \nu^2)}{w_0(1 + \nu)}} e^\nu.$$

Волновая функция непрерывного спектра с моментом l и волновым числом q определяется выражением

$$\psi_l(\mathbf{r}) = c_l P_l(\cos \theta) \begin{cases} h_l^{(2)}(qr/R_0) + S_{l,q} h_l^{(1)}(qr/R_0) & \text{при } r > R_0, \\ c_{pl} j_l(pr/R_0) & \text{при } r < R_0, \end{cases} \quad (12)$$

где $c_l = (-1)^l (2l+1) \sqrt{4\nu_0}$, $c_{pl} = j_l(q) + (S_{l,q} - 1) h_l^{(1)}(q)$, r_0 — нормировочный объем, $P_l(x)$ — полиномы Лежандра [8].

Оператор взаимодействия электрона с полем световой волны запишем в виде

$$\hat{H}_{\text{э-ф}} = \frac{eA_0}{mc} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} (\mathbf{e}\hat{\mathbf{p}}) \simeq \frac{eA_0}{mc} (1 + i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}) (\mathbf{e}\hat{\mathbf{p}}), \quad (13)$$

где $A_0 = \sqrt{2\pi c \hbar I_0 / \omega \bar{n}}$; c , I_0 и ω — скорость, интенсивность (в квантах) и частота света; \bar{n} — показатель преломления среды. Коэффициент поглощения и фототок увлечения определяются соответственно выражениями [N — концентрация дефектов, $\tau(k)$ — время релаксации по импульсу]

$$\alpha(\omega) = \frac{\nu_0 N}{4\pi^2 \hbar l_0} \int \frac{(\mathbf{e}\mathbf{k})}{k^2} |M_1(\mathbf{k}, \omega)|^2 \delta(\hbar\omega - E_0 - E_k) d^3k, \quad (14a)$$

$$J(\omega) = \frac{eN\nu_0}{2\pi^2 m} \int \frac{\mathbf{k}(\mathbf{e}\mathbf{k})^2 (kz)}{k^4} \tau(k) [2 \operatorname{Re} \{M_1(\mathbf{k}, \omega) M_2^*(\mathbf{k}, \omega)\}] \times \\ \times \delta(\hbar\omega - E_0 - E_k) d^3k. \quad (14b)$$

Здесь, как и в (1), $\frac{(\mathbf{e}\mathbf{k})}{k} M_1$ и $\frac{(\mathbf{e}\mathbf{k})(z\mathbf{k})}{k^3} M_2$ — матричные элементы оператора $\hat{H}_{\text{э-ф}}$, вычисленные на функциях (11) и (12) соответственно в дипольном и квадрупольном приближениях.

Предположим сначала, что $w = w_1 - \delta_1$, т. е. параметры потенциальной ямы соответствуют появлению квазистационарного уровня p -типа ($l=1$).

Тогда при частоте ω , близкой к резонансной ω_{R1} , поведение тока увлечения $J(\omega)$ и коэффициента поглощения $\alpha(\omega)$ описывается соотношениями

$$J(\omega) \simeq J_0(\omega) \frac{2\pi^2 \varepsilon B_0 (V_{01} - E_0)}{\Gamma_{01} (1 + \sqrt{E_0/\varepsilon})} \frac{\Delta}{(\Delta^2 + \Gamma_1^2/4)}, \quad (15a)$$

$$\alpha(\omega) \simeq \alpha_0(\omega) \frac{(V_{01} - E_0)}{\varepsilon V_{01} (1 + \sqrt{E_0/\varepsilon})} \left[\frac{\varepsilon (2\varepsilon\pi^2 - 3A_1\Delta)^2 + 9A_1^2\Delta^2 (\hbar\omega - E_0)}{\Delta^2 + \Gamma_1^2/4} \right], \quad (15b)$$

где

$$V_{01} = \varepsilon\pi^2, \quad B_0 = 1 + \sqrt{\frac{E_0}{\varepsilon}} + \frac{E_0}{2\varepsilon} + \frac{1}{6} \left(\frac{E_0}{\varepsilon}\right)^{3/2}, \quad A_1 = 1 + \sqrt{\frac{E_0}{\varepsilon}} + \frac{\pi^2}{3},$$

$$\frac{\Gamma_1^2}{4} = \frac{(\hbar\omega - E_0)(\Delta - 2E_M)^2}{9\varepsilon}, \quad \alpha_0(\omega) = \frac{8c^2 A_0^2 N \sqrt{E_0} (\hbar\omega - E_0)^{3/2}}{27I_0 \hbar m c^2 (\hbar\omega)^2},$$

$$J_0(\omega) = -\frac{128\pi N e^3 \hbar^2 \alpha I_0}{15c \hbar m^2 (\hbar\omega)^4} \sqrt{E_0} \tau(\omega) (\hbar\omega - E_0)^{1/2}.$$

Схематически вблизи резонансной частоты спектральные зависимости (15а) и (15б) имеют вид, изображенный сплошной линией на рис. 1. Штриховые линии соответствуют плавным зависимостям $J(\omega)$ и $\alpha(\omega)$ в простой модели потенциала

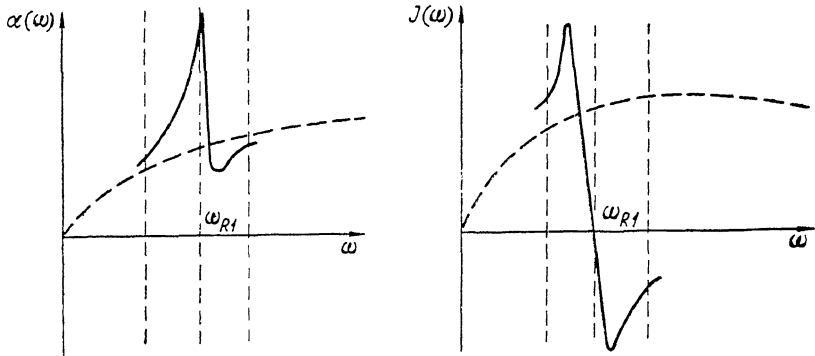


Рис. 1.

нулевого радиуса [6]. Видно, что зависимость фототока увлечения $J(\omega)$ согласуется с (2), а $\alpha(\omega)$ имеет типичный для резонанса Фано [3] вид.

Пусть теперь $\omega = \omega_2 - \delta_2$. В этом случае параметры потенциальной ямы таковы, что имеет место резонансное рассеяние в d -волне. Аналогично качественная спектральная зависимость величин $J(\omega)$ и $\alpha(\omega)$ представлена на рис. 2 (сплошная линия). Видно, что резонансный характер проявляется только

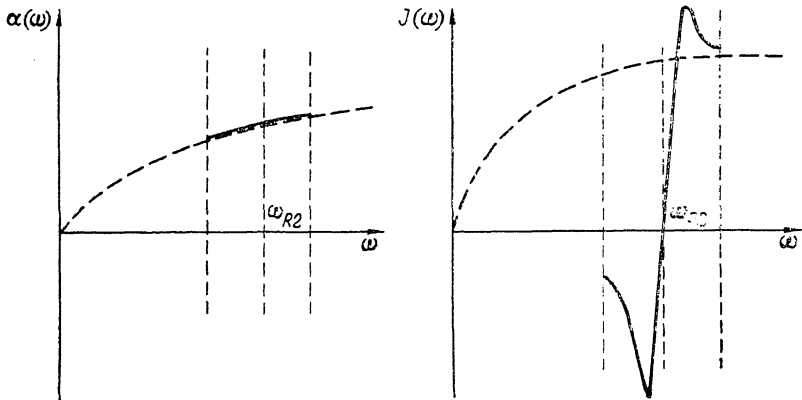


Рис. 2.

в фототоке увлечения и практически отсутствует в $\alpha(\omega)$. Ток фотонного увлечения вблизи d -резонанса имеет вид

$$J(\omega) = -J_0(\omega) \frac{A_2 \varepsilon B_{01}}{5V_{02} (1 + \sqrt{E_0/\varepsilon})} \frac{\Delta}{\Delta^2 + \Gamma_2^2/4}, \quad (16)$$

где

$$V_{02} = \varepsilon \gamma^2, \quad B_{00} = \left(\frac{E_0}{\varepsilon}\right)^{3/2} - \gamma^2 \left(1 + \sqrt{\frac{E_0}{\varepsilon}}\right)^2, \quad \gamma = \frac{3\pi}{2} - 0.219,$$

$$\frac{\Gamma_2^2}{4} = \frac{(\hbar\omega - E_0) [(\hbar\omega - E_0)(\hbar\omega - E_0 - 5E_{R2}/3) + 5\varepsilon\Delta]^2}{25\varepsilon}, \quad A_2 = 1 + \sqrt{\frac{E_0}{\varepsilon}} + \frac{\gamma^2}{3}.$$

Отметим, что резонансные вклады в ток для p - и d -резонансов имеют противоположные знаки.

4. В заключение отметим, что если мы имеем дело не с одиночным точечным дефектом, а с комплексами, то резонансные электронные состояния возникают в том случае, когда расстояния между дефектами в комплексах порядка длины рассеяния на одиночном дефекте [9]. Изучение эффекта фотонного увлечения в этом случае может оказаться удобным методом определения характерных параметров таких комплексов, в частности комплексов изоэлектронных примесей. Рассмотренный выше резонанс Фано в эффекте увлечения в принципе можно наблюдать и при межзонном возбуждении электронов, если концентрация нейтральных примесей достаточно велика.

Список литературы

- [1] Kaminska M., Skowronsky H., Kuszko W. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 20. P. 2204—2207.
- [2] Шейнкман М. К. // Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 38. В. 6. С. 278—280.
- [3] Fano U. // Phys. Rev. 1961. V. 124. N 6. P. 1866—1878.
- [4] Грийберг А. А. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. В. 5. С. 989—995.
- [5] Дмитриев А. П., Емельянов С. А., Терентьев Я. В., Ярощцкий И. Д. // Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 49. В. 9. С. 506—509.
- [6] Рыбкин Б. С. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 3. С. 481—484.
- [7] Nussenzweig H. M. // Nucl. Phys. 1959. V. 11. N 3. P. 499—521.
- [8] Арфкен Г. Математические методы в физике. М., 1970. 712 с.
- [9] Агемян В. Ф., Герчиков Л. Г., Харченко В. А. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. В. 5. С. 1770—1781.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 26.06.1990
Принято к печати 6.07.1990

ФТП, том 24, вып. 12, 1990

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ВОЛНЫ В СВЕРХРЕШЕТКАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Ермолин А. В., Кучма А. Е., Свердлов В. А.

В настоящем сообщении исследуется вопрос о существовании поверхностных плазменных волн в полубесконечной сверхрешетке типа I. Рассматриваемая система моделируется набором двумерных проводящих слоев [1, 2], расположенных в плоскостях $z = \Delta + na$ ($n = 0, 1, 2, \dots$), где a — период сверхрешетки, а $\Delta > 0$ — смещение первого слоя относительно плоскости $z = 0$, в которой фоновая диэлектрическая проницаемость имеет разрыв. Считается, что диэлектрическая проницаемость в полупространстве $z < 0$ есть ϵ_1 , а проводящие слои погружены в среду с проницаемостью ϵ_2 , заполняющую полупространство $z > 0$.

В случае, когда зависимость потенциала поля волны от координат и времени имеет вид $\varphi = \varphi(z)e^{qz - i\omega t}$, для частоты колебаний ω можно, действуя аналогично [3], получить следующее соотношение:

$$\omega^2 = \frac{\omega_p^2 q a (\epsilon_2 \operatorname{ch} q \Delta + \epsilon_1 \operatorname{sh} q \Delta) [\epsilon_2 \operatorname{ch} q (a - \Delta) - \epsilon_2 \operatorname{sh} q (a - \Delta)]}{\epsilon_2 (\epsilon_2^2 - \epsilon_1^2) \operatorname{sh} q a}. \quad (1)$$

Здесь $\omega_p^2 = 4\pi N_s e^2 / ma$, N_s — двумерная концентрация носителей в слоях, m — их эффективная масса. Соотношение (1) следует рассматривать совместно с условием убывания потенциала при $|z| \rightarrow \infty$, которое записывается в виде

$$\left| \frac{\epsilon_2 \operatorname{ch} q \Delta + \epsilon_1 \operatorname{sh} q \Delta}{\epsilon_2 \operatorname{ch} q (a - \Delta) - \epsilon_1 \operatorname{sh} q (a - \Delta)} \right| < 1. \quad (2)$$

Если диэлектрические проницаемости ϵ_1 и ϵ_2 не зависят от ω , то (1) есть явное выражение для частоты поверхностных колебаний в рассматриваемой системе.