BAKI UNİVERSİTETİNİN XƏBƏRLƏRİ

№4 *Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası* 2009

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ ПРИ РАССЕЯНИИ НА ИОНИЗОВАННЫХ ПРИМЕСЯХ В КВАЗИДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

И.Р.ГАДИРОВА

Бакинский Государственный Университет

igadirova @yahoo.com

Проведён расчет коэффициента поглощения света, обусловленного внутризонными переходами электронов при рассеянии на ионизованных примесях в структурах с квантовыми ямами. Рассмотрены случаи как вырожденной, так и невырожденной статистики электронов. При больших концентрациях примеси рассматриваемое поглощение может оказаться более существенным, чем поглощение, обусловленное электрон-фононным взаимодействием.

В настоящее время широко изучаются физические явления в квазидвумерном электронном газе, реализующемся в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами. Это связано с возможностью создания на их основе новых оптоэлектронных приборов. Эксперименты показывают наличие в таких системах сильного поглощения излучения, энергия квантов которого ($\hbar w \sim 1 \div 5\,мэв$) меньше расстояния между подзонами размерного квантования [1]. Такое излучение может поглощаться только за счет внутризонных, т.е. непрямых переходов. Для одновременного выполнения законов сохранения энергии и импульса в таких переходах электрон, поглотивший фотон, должен рассеяться на какой-нибудь третьей частице. Достаточно хорошо изучено внутризонное поглощение, связанное с электрон-фононным взаимодействием [2-5]. Целью настоящей работы является вычисление коэффициента поглощения при внутризонных переходах, обусловленных рассеянием электронов на ионизованных примесях.

Пусть полупроводниковая структура, однородная в плоскости x, y, содержит достаточно узкий слой, представляющий собой квантовую яму для электронов. Если потенциальные барьеры достаточно высоки, то волновая функция электрона может быть написана в виде:

$$\psi_{\vec{k},n}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} \cdot \sqrt{\frac{2}{d}} e^{i(k_x x + k_y y)} \sin\frac{\pi n}{d} z \,. \qquad (1)$$

Здесь $\vec{r}(x, y)$ и $\vec{k}(k_x, k_y)$ - радиус-вектор и волновой вектор электрона в плоскости квантовой ямы, n - номер квантового уровня поперечного (по оси z)

квантования, d - ширина ямы, S - площадь слоя. Соответствующие энергии равны

$$\varepsilon_n\left(\vec{k}\right)=\frac{\hbar^2\vec{k}^2}{2m}+\frac{\pi^2\hbar^2n^2}{2md^2}, \qquad n=1,2,\ldots \tag{2}$$

В случае, когда световая волна поляризована в плоскости слоя матричный элемент взаимодействия электрона с фотонами равен

$$<\vec{k}',n'\left|\hat{H}_{фот}\right|\vec{k},n>=-\frac{e\hbar}{m}\left(\frac{2\pi\hbar\left(N+\frac{1}{2}\pm\frac{1}{2}\right)}{\varepsilon_\infty\omega V}\right)^{1/2}\left(\vec{e}\vec{k}\right)\delta_{\vec{k}',\vec{k}}\delta_{n'n}\ . \tag{3}$$

Здесь $\hat{H}_{фот}$ - оператор энергии взаимодействия электрона с фотоном, $\vec{e}$ - орт поляризации волны, N - число фотонов в слое объемом V, ε_∞ - высокочастотная диэлектрическая проницаемость материала, знак «+» соответствует испусканию фотона, знак «-» - поглощению.

Рассеяние квазидвумерных электронов на ионизованных примесях, распределённых в слое квантовой ямы с концентрацией N_i, рассмотрено в работе [6], где получено выражение для квадрата матричного элемента при переходах в первой подзоне

$$\left|\vec{k}',n'\left|\hat{H}_{ион}\right|\vec{k},n>\right|^2=\frac{4\pi^2Z^2e^4}{\varepsilon^2}\frac{B(q)}{\left[q+sH(q)\right]^2}, \tag{4}$$

где

$$B(q)=N_id\frac{16\pi^4}{y^2\left(y^2+4\pi^2\right)}\left(\frac{3y^4}{8\pi^4}+\frac{2y^2}{\pi^2}-\frac{8\left(1-e^{-y}\right)\left(2y^2+4\pi^2\right)}{y\left(y^2+4\pi^2\right)}+\frac{1-e^{-2y}}{y}+4+2e^{-y}\right),$$

$$H(q)=\frac{1}{y^2\left(y^2+4\pi^2\right)^2}\left[y\left(3y^2+8\pi^2\right)\left(y^2+4\pi^2\right)-32\pi^4\left(1-e^{-y}\right)\right],$$

$$s=\frac{2e^2m}{\varepsilon\hbar^2}\frac{1}{1+\exp\left[(\varepsilon-\varepsilon_F)/k_0T\right]}$$

множитель, учитывающий экранирование кулоновского поля, $q=\left|\vec{k}'-\vec{k}\right|$, ε - статическая диэлектрическая проницаемость, ε_F - энергия Ферми, $y=qd$.

Рассматриваемый процесс поглощения при рассеянии электронов на ионизованных примесях рассчитывается во втором порядке теории возмущений. Вероятность перехода в единицу времени определяется при этом известной формулой [7]:

$$W_{if}=\frac{2\pi}{\hbar}\left|\sum_m\left(\frac{H_{i,m}^{фот}H_{mf}^{ион}}{\varepsilon_m-\varepsilon_i-\hbar\omega}+\frac{H_{i,m}^{ион}H_{mf}^{фот}}{\varepsilon_m-\varepsilon_i}\right)\right|^2\delta\left(\varepsilon_f-\varepsilon_i-\hbar\omega\right). \tag{5}$$

Рассмотрим переходы внутри первой подзоны и обозначим $W_{if}^{абс}$ - вероятность переходов с поглощением фотона, $W_{if}^{эм}$ - с испусканием фотона. Тогда разность вероятностей поглощения и испускания фотонов в единицу времени равна

$$W = \sum_{\vec{k}} \sum_{\vec{k}'} \sum_{q} \left(W_{\vec{k}\vec{k}'}^{абс} f_{\vec{k}} \left(1 - f_{\vec{k}'}\right) - W_{\vec{k}'\vec{k}}^{эм} f_{\vec{k}'} \left(1 - f_{\vec{k}'}\right) \right), \qquad (6)$$

где $f_{\vec{k}}$ - функция распределения Ферми-Дирака. Перейдём в (6) от суммирования по $\vec{k}, \vec{k}'$ и $\vec{q}$ к интегрированию и учтем закон сохранения квазиимпульса $\vec{k}' - \vec{k} = \vec{q}$:

$$W = \frac{4Z^2 e^6 N}{\varepsilon_\infty \varepsilon^2 m^2 d\omega^3} \int d^2k \int d^2q \frac{B(q)}{[q + sH(q)]^2} (\vec{e}\vec{q})^2 \left(f_{\vec{k}} - f_{\vec{k}'}\right) \delta\left(\varepsilon_{\vec{k}'} - \varepsilon_{\vec{k}} - \hbar\omega\right). \qquad (7)$$

Для вычисления интеграла по $d^2k = kdkd\varphi$ направим $\vec{k}$ вдоль полярной оси и будем отсчитывать полярный угол φ от направления $\vec{k}$. Интегрирование по углу φ с помощью δ - функции дает

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \delta\left(\frac{\hbar^2 kq \cos\varphi}{m} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m} - \hbar\omega \right) = \frac{2m}{\hbar^2 kq} \frac{1}{\sqrt{1 - \left[\frac{m\omega}{\hbar kq} - \frac{q}{2k} \right]^2}}. \qquad (8)$$

Легко показать, что в случае статистики Больцмана $f_k = \dfrac{\pi\hbar^2 n_e}{mk_0T} e^{\frac{-\varepsilon(\vec{k})}{k_0T}}$

(n_e - двумерная концентрация электронов). Если не учитывать экранирование, то интеграл по dk в (7) можно вычислить аналитически:

$$\int_{k_{\min}}^{\pi/a} \frac{e^{-\frac{\hbar^2 k^2}{2mk_0T}} kdk}{\sqrt{k^2 - \left[\frac{m\omega}{\hbar q} - \frac{q}{2} \right]^2}} = \sqrt{\frac{\pi mk_0T}{2\hbar^2}} \exp\left[-\frac{\hbar^2}{2mk_0T} \left(\frac{m\omega}{\hbar q} - \frac{q}{2} \right)^2 \right] \times$$

$$\times erf\left[\frac{\hbar^2}{2mk_0T} \left(\frac{\pi^2}{a^2} - \left(\frac{m\omega}{\hbar q} - \frac{q}{2} \right)^2 \right) \right]^{1/2}, \qquad (9)$$

где нижний предел $k_{\min}$ определяется из закона сохранения энергии (аргумент δ - функции равен нулю) при $\cos\varphi = 1$: $k_{\min} = \dfrac{m\omega}{\hbar q} - \dfrac{q}{2}$, a - постоянная решетки.

Если ввести угол φ' между единичным вектором поляризации света $\vec{e}$ и вектором $\vec{q} = \vec{k}' - \vec{k}$, то интеграл по $d\varphi'$ в $d^2q = qdqd\varphi'$ дает π.

Коэффициент поглощения α равен числу переходов в единице объема вещества, делённому на плотность потока фотонов $N\nu = Nc / n_\varepsilon$. Для одинарной квантовой ямы понятие о коэффициенте поглощения лишено смысла, так как экспериментально определяемый коэффициент пропускания $[1-\exp(-d\alpha)]$ практически равен единице. Поэтому для наблюдения поглощения в квазидвумерных системах имеет смысл в качестве образца брать многослойную структуру из большого числа поглощающих слоев (квантовых ям), чередующихся с прозрачными слоями.

Если период такой структуры равен l, то коэффициент поглощения равен [3]

$$\alpha = \frac{Wn_\varepsilon}{Nc} \cdot \frac{d}{l}. \qquad (10)$$

Учитывая выражения (7)- (9) в (10), для коэффициента поглощения в случае невырожденного электронного газа получим:

$$\alpha_1 = \alpha_{01} \int B_1(q) \exp\left[-\frac{\hbar^2}{2mk_0T}\left(\frac{m\omega}{\hbar q} - \frac{q}{2}\right)^2\right] erf\left[\frac{\hbar^2}{2mk_0T}\left(\frac{\pi^2}{a^2} - \left(\frac{m\omega}{\hbar q} - \frac{q}{2}\right)^2\right)\right]^{1/2} dq, \quad (11)$$

где

$$\alpha_{01} = \frac{4\sqrt{2}\pi^{5/2} Z^2 e^6 n_e N_i \exp\left(-\frac{\pi^2\hbar^2}{2mk_0Td^2}\right)\left(1 - e^{-\frac{\hbar\omega}{k_0T}}\right)}{c\hbar n_\varepsilon \varepsilon^2 m^{3/2} \sqrt{k_0T}\, l\omega^3}, \qquad (12)$$

$$B_1(q) = B(q)/N_i.$$

В случае сильно вырожденного электронного газа будем считать, что величина «размытости» распределения Ферми-Дирака $\sim k_0T$ много меньше энергии переходов $\hbar\omega$, тогда при их рассмотрении это распределение можно заменить на «ступеньку»: $f(\vec{k}) = 1$ при $k < k_F = 2\sqrt{\pi n_e}$ и $f(\vec{k}) = 0$ при $k > k_F$. Проинтегрировав в (7) по $d\varphi$, $d\varphi'$ и по dk в пределах $(k_F - k_T,\ k_F + k_T)$, $k_T = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2mk_0T}$, получим выражение для коэффициента поглощения в случае вырожденного электронного газа:

$$\alpha_2 = \alpha_{02} \int \frac{B_1(q) q^2}{(q + sH(y))^2} \left[\sqrt{d^2(k_F + k_T)^2 - \left(\frac{m\omega d}{\hbar q} - \frac{qd}{2}\right)^2} - \right.$$

$$\left. - \sqrt{d^2(k_F - k_T)^2 - \left(\frac{m\omega d}{\hbar q} - \frac{qd}{2}\right)^2}\right] dq, \qquad (13)$$

где

$$\alpha_{02} = \frac{8\pi Z^2 e^6 N_i}{c\hbar^2 \varepsilon^2 n_\varepsilon m l d\omega^3}\,. \qquad (14)$$

Интеграл по dq в пределах $\left(0, \frac{2\pi}{a}\right)$ в выражении (11) и интеграл в (13) в интервале значений $(q_{\min}, 2k_T)$, при которых подрадикальные выражения неотрицательны вычислены численно. При этом использованы следующие значения параметров для структуры $GaAs/AlGaAs$: $m = 0{,}066 m_0$, m_0 - масса свободного электрона, $\varepsilon_\infty = 10{,}82$, $\varepsilon = 13{,}18$, $N_i = 4\cdot 10^{15} см^{-3}$, $a = 5\cdot 10^{-8} см$.

На рисунке приведены рассчитанные зависимости коэффициента поглощения от энергии фотона при различных значениях ширины ямы.

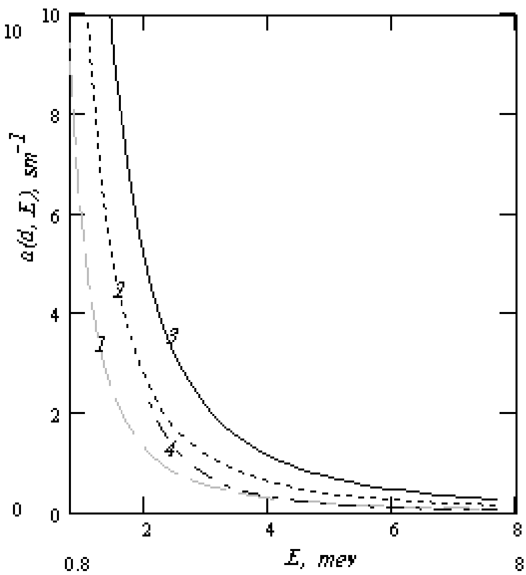

Рисунок. Зависимость коэффициента поглощения от энергии фотона при различных значениях ширины квантовой ямы: невырожденный электронный газ $n_e = 10^{11} см^{-2}$ $T = 300\,^0K$ $1 - d = 100\overset{0}{A}$, $2 - d = 120\overset{0}{A}$, $3 - d = 150\overset{0}{A}$; вырожденный электронный газ $n_e = 10^{12} см^{-2}$, $T = 5\,^0K$, $4 - d = 150\overset{0}{A}$

В случае невырожденного электронного газа поглощение при рассеянии электронов на ионизованных примесях оказывается довольно сильным. Уменьшение его при переходе к вырожденному газу объясняется тем, что при условии $\hbar w << \varepsilon_F$ только небольшая доля электронов может участвовать в поглощении. В отличие от немонотонной зависимости поглощения от ширины ямы в случае рассеяния электронов на полярных оптических фононах [2] в данном случае поглощение увеличивается с увеличением ширины ямы. В рассматриваемом интервале энергий коэффициент поглощения на два порядка меньше, чем в трехмерном случае [8] при той же концентрации примеси. В то же время при больших концентрациях примеси рассматриваемое поглощение может оказаться более существенным, чем поглощение, обусловленное электрон-фононным взаимодействием [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Vorobiev L.E., Danilov S.N. et al., 23 d. Int. Conf. on the Physics of Semicondutors. Berlin, Germany, 1996, v. 3, p. 1887.
2. Берил С.И., Соковнич С.М., Старчук А.С. ФГТ 47, 9, 2005, с.1698.
3. Гуревич В.Л., Паршин Д.А., Штенгель К.Э. ФТТ 30, 5, 1988, с.1466.
4. C. Trallero Giner, Anton M. Phys. stat.sol.(b) 133, 1986, p. 563.
5. Comas F., C. Trallero Giner, H.Leon. Phys. stat.sol.(b) 138, 1986, p. 219.
6. Thobel J.L., Baudry L. et al., J.Appl. Phys. №1, 1993, p.233.
7. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Квантовая механика. М.: Физматлит, 2002, 752 с.
8. Ридли Б. Квантовые процессы в полупроводниках. М.: Мир, 1986, с. 304.

KVAZİİKİÖLÇÜLÜ SİSTEMLƏRDƏ AŞQAR İONLARINDAN SƏPİLMƏ HALINDA İŞIĞIN SƏRBƏST YÜKDAŞIYICILAR TƏRƏFİNDƏN UDULMASI

İ.R.QƏDİROVA

XÜLASƏ

Kvant çuxuruna malik sistemlərdə aşqar ionlarından səpilmə halında işığın yükdaşıyıcılar tərəfindən udulma əmsalı hesablanmışdır. Elektron qazının cırlaşmış və cırlaşmamış hallarına baxılmışdır. Aşqar ionların konsentrasiyası böyük olduqda baxılan halda udulma elektron-fonon qarşılıqlı təsiri ilə baş verən udulmadan daha əhəmiyyətli ola bilər.

FREE-CARRIER ABSORPTION IN QUASI-TWO-DIMENSIONAL SYSTEMS DUE TO IONIZED IMPURITY SCATTERING

I.R.GADIROVA

SUMMARY

Free carrier absorption coefficient of light due to ionized impurity scattering is calculated for the quantum well structures. Degenerate and nondegenerate carrier statistics are considered. On the higher doping level the absorption under consideration can be found more important than the absorption due to the electron-phonon interaction.