

01; 02; 06.2

ЭФФЕКТЫ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ И СПЕКТР ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

А.Я. Ш и к

В последнее время в литературе появились сообщения [1, 2] об успешной практической реализации идеи фотоприемника, основанного на оптическом выбросе носителей из квантовых ям (КЯ). В связи с этим особую актуальность приобрели расчеты внутризонного поглощения гетероструктур с КЯ, поскольку именно оно определяет спектр фоточувствительности указанных приемников. Вопрос об этом спектре уже рассматривался в работах [3-5], однако расчеты там проводились в одноэлектронной модели без учета плазменных эффектов. Вместе с тем известно (см., например, [6]), что в достаточно сильно легированных КЯ плазменные эффекты могут привести к заметному деполаризационному сдвигу частоты межуровневых переходов. В данной работе исследуется вопрос о влиянии плазменных эффектов на рассчитанный в [3-5] спектр фоточувствительности гетероструктур с КЯ.

Рассмотрим периодическую структуру, содержащую чередующиеся барьеры шириной b и КЯ шириной a и глубиной u_0 , в каждой из которых на низшем уровне содержатся электроны с поверхностной концентрацией n_s . Для расчета коэффициента поглощения света с частотой ω , поляризованного по нормали к плоскости КЯ (вдоль оси z), следует вычислить эффективную комплексную диэлектрическую проницаемость системы $\epsilon_{zz}^{\text{эфф}}(\omega)$. Вообще говоря, это следовало бы делать с помощью общих квантовомеханических формул [7], учитывающих нелокальную связь тока и электрического поля. В силу того что волновые функции низшего уровня локализованы в основном внутри КЯ, барьеры можно считать однородными диэлектрическими слоями с проницаемостью ϵ_0 . Что касается КЯ, то их толщина a значительно меньше длины волны света λ , что позволяет считать световое поле в них практически однородным и оперировать усредненными по толщине КЯ проводимостью $\sigma_{zz}(\omega)$ и диэлектрической проницаемостью $\epsilon_0 + 4\pi i \frac{\sigma_{zz}(\omega)}{\omega}$ (считаем, что ϵ_0 в обоих слоях одно и то же). Используя приведенные в [5, 6] формулы для оптического поглощения в одиночной КЯ, имеющей два связанных состояния с энергиями E_1 и E_2 (отсчитанными от края КЯ), можем записать:

$$\epsilon_{zz}(\omega) = \frac{n_s e^2}{m a} \left\{ \frac{-i \omega f_{21}}{\left(\frac{E_1 - E_2}{\hbar}\right)^2 - \omega^2 - \frac{2i\omega}{\tau}} + \frac{2 u_0^{3/2} (u_0 - E_1)}{\hbar^2 \omega^3 \sqrt{\frac{m E_1}{2} \frac{a}{\hbar} + 1}} \right\} \times$$

$$\times \left. \frac{\sqrt{\hbar\omega - E_1} \theta(\hbar\omega - E_1)}{\left[\hbar\omega - E_1 + (U_0 + \hbar\omega - E_1) \operatorname{ctg}^2 \left(\frac{\sqrt{m(U_0 + \hbar\omega - E_1)^2}}{\sqrt{2} \hbar} a \right) \right]} \right\} \quad (1)$$

(τ - время релаксации, характеризующее размытие уровней, θ - единичная функция). Здесь первый член описывает межуровневое поглощение, характеризующее силой осциллятора f_{21} , а второй - оптический выброс из КЯ.

В силу условий $a, b \ll \lambda$ расчет $\epsilon_{zz}^{ppp}(\omega)$ по известным проницаемостям отдельных слоев можно проводить с помощью формул [8] для диэлектрической проницаемости мелкослойной среды. В нашем случае Z - поляризованного света они принимают вид

$$\epsilon_{zz}^{ppp}(\omega) = \frac{\epsilon_0 + 4\pi i \frac{\sigma_{zz}(\omega)}{\omega}}{1 + \frac{b}{a+b} \cdot \frac{4\pi i \sigma_{zz}(\omega)}{\epsilon_0 \omega}} \quad (2)$$

Обсудим общие закономерности спектра внутризонного поглощения, определяемого мнимой частью приведенного выражения (2).

В допороговой области частот ($\hbar\omega < E_1$) $\operatorname{Im} \epsilon_{zz}^{ppp}(\omega)$ имеет пик с шириной $\sim \frac{1}{\tau}$ на частоте $\tilde{\omega} = \sqrt{\left(\frac{E_1 - E_2}{\hbar}\right)^2 + \frac{4\pi n_s e^2 b f_{21}}{\epsilon_0 a (a+b) m}}$, превосходящей расстояние между уровнями $\frac{E_1 - E_2}{\hbar}$. Подобный деполяризационный сдвиг уже неоднократно обсуждался в литературе. Однако важно заметить, что при $\hbar\tilde{\omega} > E_1$, когда $\tilde{\omega}$ попадает в область сплошного спектра, пик вообще отсутствует. Таким образом, плазменные эффекты могут привести не только к сдвигу, но и к исчезновению межуровневого пика, так что отсутствие последнего в спектре поглощения еще не дает оснований говорить о наличии в КЯ лишь одного уровня.

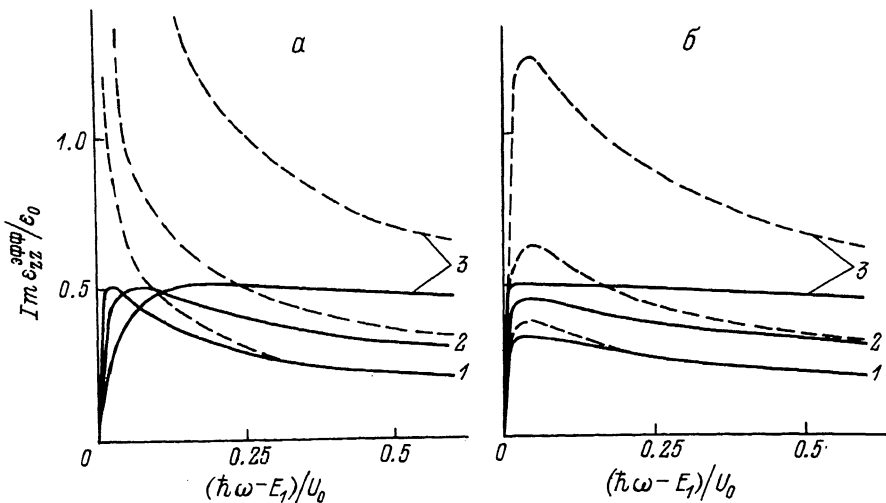
Рассмотрим теперь область частот $\hbar\omega > E_1$, отвечающую оптической ионизации КЯ. При очень больших частотах σ_{zz} невелико и, как видно из (2), $\operatorname{Im} \epsilon_{zz}^{ppp}(\omega) \sim \sigma_{zz}(\omega)$, т.е. плазменные эффекты не искажают спектра поглощения. Поэтому мы ограничимся припороговой областью $0 < \hbar\omega - E_1 \ll E_1$. Как отмечалось в [3-5] (и непосредственно видно из (1)), для „резонансных“ КЯ, отвечающих условию

$$\frac{2mU_0 a^2}{\hbar^2} = \pi^2 (2N+1)^2 \quad (N = 0, 1, 2, \dots), \quad \sigma_{zz}(\omega)$$

вблизи порога возрастает по закону $\sigma_{zz}(\omega) \sim \frac{1}{\sqrt{\hbar\omega - E_1}}$, а для

„нерезонансных“ ям $\sigma_{zz}(\omega) \sim \sqrt{\hbar\omega - E_1}$ (пунктирные кривые на рисунке).

Остановимся на случае „резонансных“ КЯ. При этом вблизи порога первым межуровневым членом в (1) можно пренебречь; из (1) и (2) получаем:



Спектральные зависимости коэффициента внутризонного оптического поглощения в системе резонансных КЯ (а) и нерезонансных КЯ с $\text{ctg}\left(\sqrt{\frac{mU_0}{2}} \frac{a}{\hbar}\right) = 0.2$ (б). Пунктирные кривые получены в пренебрежении эффектами деполяризации, сплошные - с учетом их. 1 - $\nu = 0.3$, 2 - $\nu = 0.5$, 3 - $\nu = 1.0$.

$$\text{Im } \varepsilon_{zz}^{\text{эфф}}(\omega) \approx \frac{\varepsilon_0 \frac{a}{a+b} \nu \sqrt{\frac{\hbar\omega - E_1}{U_0}}}{\frac{\hbar\omega - E_1}{U_0} + \left(\frac{b}{a+b} \nu\right)^2}. \quad (3)$$

Здесь $\nu = \frac{8\pi n_s e^2 \hbar^2 U_0 (U_0 - E_1)}{m a \varepsilon_0 E_1^4 \left(\sqrt{\frac{m E_1}{2}} \frac{a}{\hbar} + 1\right)}$ - безразмерная величина,

пропорциональная концентрации носителей. Плазменные эффекты обусловлены вторым членом в знаменателе (3). Видно, что они существенно искажают спектр поглощения вблизи порога (см. рисунок). Вместо неограниченного возрастания при $\hbar\omega \rightarrow E_1$ коэффициент поглощения имеет максимум на некоторой частоте. Важной особенностью является то, что коэффициент поглощения в максимуме

$$d_{\text{max}} = \frac{\omega}{c n_r} \left[\text{Im } \varepsilon_{zz}^{\text{эфф}} \right]_{\text{max}} = \frac{\varepsilon_0 \omega a}{2 \beta c n_r} \quad (4)$$

(n_r - коэффициент преломления) не зависит от концентрации носителей. Для описания спектра поглощения в „нерезонансных“ КЯ сле-

дует в формуле (3) заменить $\sqrt{\hbar\omega - E_1}$ на $\frac{\hbar\omega - E_1 + \omega_0 \operatorname{ctg}^2 \left(\sqrt{\frac{m\omega_0}{2}} \frac{a}{\hbar} \right)}{\sqrt{\hbar\omega - E_1}}$.

Видно, что при $\operatorname{ctg} \left(\sqrt{\frac{m\omega_0}{2}} \frac{a}{\hbar} \right) > \frac{\delta\nu}{a+b}$ спектр не искажается эффектами деполяризации и описывается формулами, полученными в [4, 5]. При выполнении обратного неравенства происходит уменьшение поглощения в максимуме до значений, не превосходящих d_{max} (см. рисунок, б).

Таким образом, эффекты деполяризации могут существенно трансформировать спектр fotocувствительности структур с КЯ. При использовании подобных структур в приемниках излучения важной задачей является увеличение коэффициента поглощения. Из всего сказанного выше следует, что решить эту задачу простым увеличением уровня легирования далеко не всегда возможно и существует универсальное выражение (4), ограничивающее сверху коэффициент поглощения, связанного с оптической ионизацией КЯ.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Levine B.F., Bethea C.G., Hasnain G., Walker J., Malik R.J. // Electron. Lett. 1988. V. 24. N 12. P. 747-749.
- [2] Goosen K.W., Lyon S.A., Alavi K. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 20. P. 1701-1703.
- [3] Вуль А.Я., Шик А.Я., Шмарцев Ю.В. // Письма в ЖТФ, 1986. Т. 12. № 6. С. 257-261.
- [4] Шик А.Я. // ФТП. 1986. Т. 20. № 9. С. 1598-1604.
- [5] Осипов В.В., Серженко Ф.Л., Шадрин В.Д. // ФТП. 1989. Т. 23.
- [6] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985. С. 80.
- [7] Константинов О.В., Перель В.И. // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. № 3. С. 786-792.
- [8] Рытов С.М. // ЖЭТФ. 1955. Т. 29. № 5. С. 605-616.

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

Поступило в Редакцию
3 февраля 1989 г.