

ФОТОИОНИЗАЦИЯ КВАНТОВЫХ ЯМ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Петров А. Г., Шик А. Я.

Теоретически исследован процесс оптического выброса носителей из квантовой ямы во внешнем электрическом поле, перпендикулярном плоскости ямы. Показано, что сильное поле может значительно изменять спектр fotocувствительности структуры.

В последние годы в литературе появились сообщения об успешном создании fotocувствительных полупроводниковых гетероструктур, принцип действия которых основан на оптической ионизации квантовых ям (КЯ) [1, 2]. В работах [3, 4] обсуждался вопрос о спектре фотоотклика таких структур в предельно слабых тянущих электрических полях. Вместе с тем в силу очень малого времени захвата носителей в КЯ получение высокой чувствительности возможно лишь при быстром дрейфовом отводе носителей от ям. Поэтому реальные структуры всегда работают в условиях сильных полей, достигающих до 10^5 В/см [5], которые могут значительно изменить спектр fotocувствительности. Анализ этого вопроса и является задачей данной работы.

Рассмотрим одиночную КЯ шириной $2a$ и глубиной U в электрическом поле E , перпендикулярном ее плоскости (рис. 1). Потенциальная энергия такой системы равна

$$V(x) = \begin{cases} -eEx, & |x| > a, \\ -U - eEx, & |x| < a \end{cases} \quad (1)$$

и ее волновые функции выражаются через комбинацию функций Эйри. В литературе уже имеются некоторые результаты численного расчета энергетического спектра для такой задачи [6, 7]. Основным отличием его от спектра КЯ без поля является отсутствие чисто дискретных уровней. Показанное на рис. 1 связанное состояние за счет конечной вероятности туннельного ухода вправо имеет некоторую конечную ширину. Это существенно затрудняет расчеты.

Мы, однако, покажем, что при

$$U \gg (\hbar eE)^{2/3} / m^{1/2} \quad (2)$$

можно пренебречь конечностью времени жизни низшего уровня в КЯ, на котором в равновесии находятся все электроны. Для КЯ на основе GaAs с $U \approx 0.3$ эВ выражение (2) отвечает условию $E \ll 1.5 \cdot 10^6$ В/см, которое в реальных структурах всегда выполняется. Поэтому всюду далее основное состояние в КЯ будет считаться истинно стационарным. При этом точный вид граничного условия для его волновой функции ψ_1 вдали от КЯ несуществен. Для расчета можно, например, с хорошей точностью полагать $\psi_L(x = |\varepsilon_1| / eE) = 0$ и решать уравнение Шредингера лишь слева от указанной точки. На рис. 2 показаны результаты расчетов красного края фотоэффекта $\delta = -eEa + |\varepsilon_1|$, выполненные таким способом. В слабых полях зависимость $\delta(E)$ линейна:

$$\delta \approx |\varepsilon_{10}| - eEa \quad (3)$$

(ε_{10} — энергия низшего уровня в нулевом поле). Это следует из того, что в рассматриваемой симметричной КЯ линейный штарковский сдвиг уровня отсут-

ствуется, и все определяется понижением правого края ямы. Поскольку квадратичная поправка к энергии основного состояния отрицательна, дальнейший ход кривых будет суперлинеен (рис. 2). В сильных полях кривые, соответ-

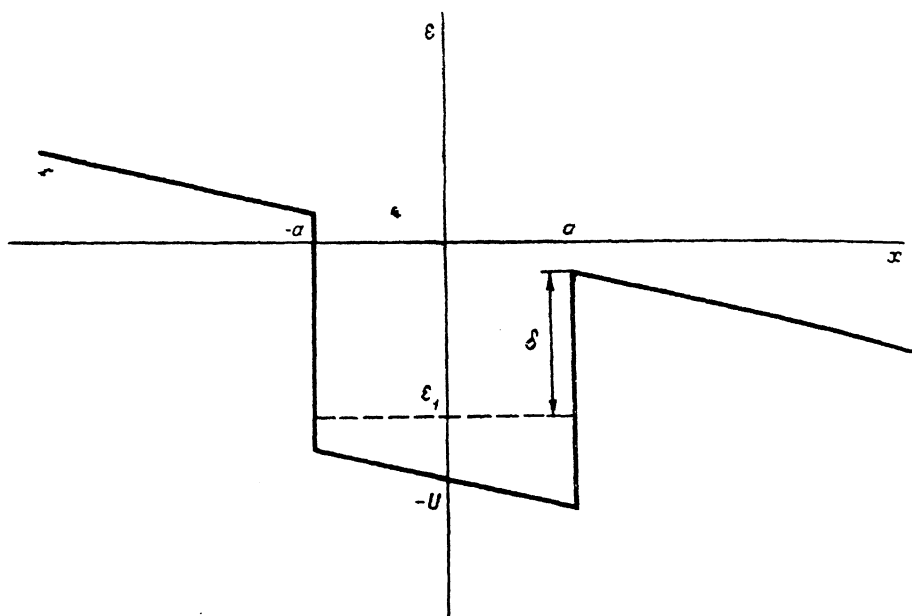


Рис. 1. Зонная диаграмма квантовой ямы во внешнем электрическом поле.

ствующие различным a , должны сливаться, но для малых a это произойдет при полях, нарушающих неравенство (2) и в реальных опытах не достижимых.

Представленная на рис. 2 зависимость определяет важное свойство рассматриваемых структур — их вольт-амперную характеристику. Действительно,

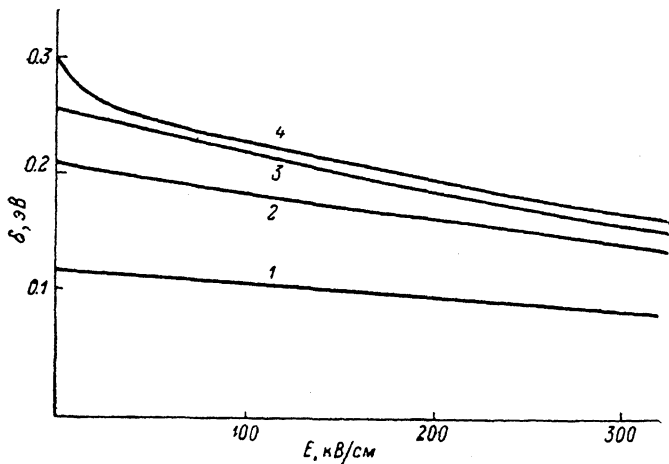


Рис. 2. Классический край фотоионизации δ для КЯ.

$U=0.3$ эВ; ширина $2a$, Å: 1 — 25, 2 — 50, 3 — 100, 4 — 500.

если ширина потенциального барьера между ямами b удовлетворяет условию $b > \sqrt{|\epsilon_{10}|} \hbar / 2\sqrt{2mT}$ (T — температура в энергетических единицах),¹ то в достаточно слабых полях поперечная проводимость в системе КЯ будет определяться активационным выбросом из ям, а не туннелированием между ними. Поэтому, согласно (3), начальная часть вольт-амперной характеристики будет иметь вид

¹ Для GaAs с $|\epsilon_{10}|=0.1$ эВ при $T=77$ К это отвечает $b > 180$ Å.

Вернемся к вопросу о фотоэлектрических свойствах рассматриваемых структур и исследуем спектральную зависимость их фоточувствительности. Вначале кратко напомним вид спектра поглощения, а следовательно, и фоточувствительности при $\hbar\omega > |\epsilon_{10}|$ (ω — частота света) в отсутствие электрического поля [3, 4]. Он зависит от «мощности» КЯ $A = 2\sqrt{2mU}a/\pi\hbar$. Если A не слишком близко к целому числу, то фоточувствительность вблизи края растет с частотой корнем образом $\sim (\hbar\omega - |\epsilon_{10}|)^{1/2}$, проходит через максимум и при больших ω падает $\sim \omega^{-1/2}$. Положение максимума зависит от пара-

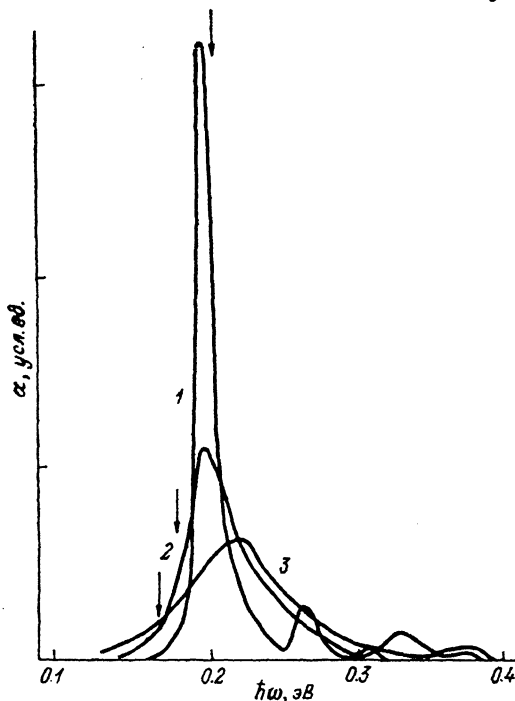


Рис. 3. Спектры поглощения для КЯ.

$U = 0.3$ эВ; $2a = 50$ Å. E , кВ/см: 1 — 30, 2 — 90, 3 — 150.

метров КЯ и связано с наличием квазидискретного уровня в континууме состояний над ямой.² Если же $A = 2k + 1$ ($k = 0, 1, \dots$), то в простейшей модели [3, 4] фоточувствительность такой резонансной КЯ неограниченно растет при приближении к краю $\sim (\hbar\omega - |\epsilon_{10}|)^{-1/2}$. Учет деполаризационных эффектов приводит к обрезанию расходимости на некоторой фиксированной высоте и превращению ее в резкий максимум в непосредственной близости от края [8].

Используя волновые функции в потенциале вида (1), можно вычислить трансформацию спектра поглощения $\alpha(\omega)$ под влиянием электрического поля. Для конкретной количественной иллюстрации будем рассматривать КЯ на основе GaAs с достаточно типичными параметрами $2a = 50$ Å, $U = 0.3$ эВ. Такая КЯ при $E = 0$ не является резонансной, но близка к таковой. В ней существуют два уровня, но второй из них — достаточно мелкий и с ростом поля выходит из КЯ в континуум состояний над ней. При этом система характеризуется наибольшим разнообразием свойств. Результаты расчета показаны на рис. 3. Основные закономерности здесь сводятся к следующему.

1. Положение, высота и ширина максимума в спектре меняются под действием поля в согласии с тем, как меняются ширина квазидискретного уровня

² В области высоких частот существуют еще максимумы, связанные с более высокими квазидискретными уровнями в прямоугольной КЯ, однако они находятся в области ω , лежащей за пределами рис. 3, где поглощение уже весьма мало, и потому не играют большой роли.

и его энергетическое расстояние от основного уровня в КЯ. С ростом поля максимум становится более широким и сдвигается в сторону больших частот. Что касается самого значения коэффициента поглощения в максимуме, то он вначале уменьшается (когда уровень выходит из КЯ и резко упирается), а затем начинает медленно возрастать. На рис. 4 показаны конкретные зависимости этих параметров спектра от напряженности электрического поля.

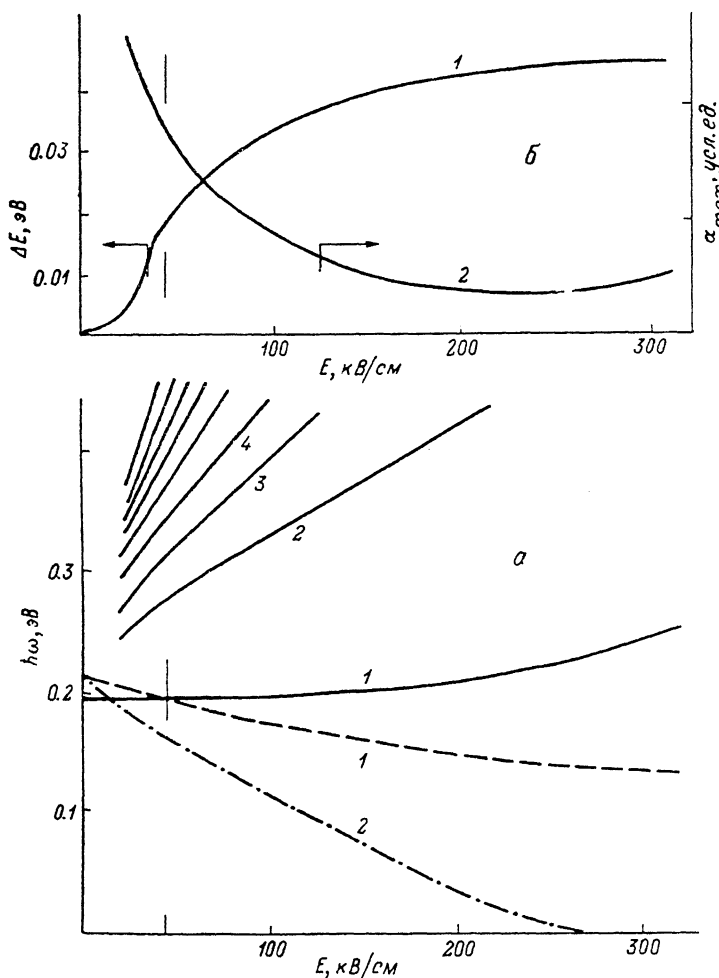


Рис. 4. Положение максимумов в спектре поглощения, определяемых энергетическим расстоянием между соответствующим квазидискретным уровнем и основным уровнем ε_1 (а); зависимость ширины основного максимума (1) и коэффициента поглощения в нем (2) от напряженности электрического поля для КЯ с параметрами, указанными на рис. 3 (вертикальные черточки отвечают полю, при котором второй уровень выходит из КЯ) (б).

Сплошные кривые: 1 — переход на уровень, происходящий из второго уровня прямоугольной ямы, 2—4 — переходы на квазидискретные уровни (5), связанные с треугольной ямой. Штриховая кривая 1 — классический край фоточувствительности δ (рис. 2, 2), штрихпунктирная 2 — реальный край фоточувствительности (9), отвечающий условию $\tau_{21} = t_0$.

2. При наличии электрического поля в континууме состояний над КЯ появляется дополнительная серия квазидискретных уровней, положение которых, как показывает численный расчет, близко к положению уровней в треугольной яме с бесконечной стенкой:

$$\varepsilon_n \approx -U - eEa + \left[\frac{3\pi}{4} \left(2n - \frac{1}{2} \right) \frac{eE\hbar}{\sqrt{2m}} \right]^{2/3}. \quad (5)$$

При условии $eEa^3/\hbar^2 \ll 1$ [для КЯ с одним локализованным состоянием оно эквивалентно (2)] эти уровни расположены значительно чаще, чем уровни над

ство прямоугольной ямой. Поэтому на фоне коротковолнового спада фоточувствительности (который по-прежнему имеет асимптотику $\sim \omega^{-7/2}$) в электрическом поле будут существовать дополнительные максимумы. Их относительная амплитуда (по сравнению с основным максимумом) с ростом поля растет, хотя абсолютная величина может и убывать. Заметим, что путем сопоставления спектрального положения максимумов в экспериментально наблюдаемых спектрах с результатами численного или приближенного аналитического расчета положения квазидискретных уровней можно независимо оценивать параметры КЯ a и U , а также напряженность внутреннего электрического поля в конкретных структурах.

3. Полученные спектральные зависимости не имеют четкого длинноволнового края. Вычисленная выше и показанная стрелками на рис. 3 величина δ носит несколько условный характер, поскольку поглощение существует и при меньших энергиях кванта.³ Причина в том, что внутри ямы существует конечная плотность состояний в подбарьерной области, связанная с туннелированием носителей континуума через зубец при $x=a$ и пропорциональная вероятности туннелирования. Поэтому в подбарьерной области левее пика межуровневого поглощения

$$\alpha(\omega) \simeq \alpha_0 \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m}(\delta - \hbar\omega)^{3/2}}{3eE\hbar} \right]. \quad (6)$$

На рис. 3 видны все перечисленные особенности коэффициента поглощения.

Мы вычисляли спектральную зависимость коэффициента внутризонного поглощения в структурах с КЯ. Вместе с тем практический интерес представляет несколько иная величина — спектр фоточувствительности. Если электрическое поле не слишком мало, так чтобы фотовозбужденные носители не успевали захватываться обратно в КЯ, но еще недостаточно для ударной ионизации КЯ (см. [9]), то в целом эти спектры совпадают. Исключение составляет подбарьерная область $\hbar\omega < \delta$. При таких частотах света носители возбуждаются внутри КЯ и, для того чтобы внести вклад в фототок, должны выйти из КЯ за счет туннелирования. При уменьшении ω , т. е. энергии возбужденного электрона, вероятность такого туннелирования резко падает. Начиная с некоторой величины $\delta - \hbar\omega$, туннельный уход из КЯ будет происходить медленнее, чем энергетическая релаксация внутри КЯ. Характерное время такого туннельного ухода

$$t_0 = \frac{2\sqrt{2ma}}{\sqrt{U}} \exp \left[\frac{4\sqrt{2m}(\delta - \hbar\omega)^{3/2}}{3eE\hbar} \right]. \quad (7)$$

Что касается времени межуровневой релаксации τ_{21} , то при $\omega > \omega_0$ (ω_0 — частота оптического фонона) оно определяется процессами испускания оптических фононов. При этом, согласно [10],

$$\tau_{21} = \frac{\bar{\kappa}\hbar}{\sqrt{2}\pi e^2 \omega_0} \sqrt{\frac{\hbar(\omega - \omega_0)}{m}} \alpha_{21}^{-1}, \quad (8)$$

где $\bar{\kappa} = \left(\frac{1}{\kappa_\infty} - \frac{1}{\kappa_0} \right)^{-1}$ — эффективная диэлектрическая проницаемость, α_{21} — численный множитель. Следовательно, при

$$\hbar\omega > \delta - \left[\frac{3}{4\sqrt{2}} \frac{eE\hbar}{\sqrt{m}} \ln \left(\frac{\sqrt{U}\tau_{21}}{2\sqrt{2ma}} \right) \right]^{2/3} \quad (9)$$

спектр фоточувствительности воспроизводит полученный нами спектр поглощения, а при меньших частотах чувствительность резко спадает. Следует заметить, что время t_0 (7) содержит ту же туннельную экспоненту, что и α (6). Поэтому край фоточувствительности (9), сдвигаясь по частотам при изменении электрического поля (штрихпунктирная линия на рис. 4, а), будет неизменно

³ Если, как в рассматриваемой нами ситуации, в КЯ при $E=0$ есть два уровня, то при $E \neq 0$ есть поглощение по обе стороны от межуровневого пика.

соответствовать одному и тому же фиксированному коэффициенту поглощения, равному $\alpha_0 (2\sqrt{2ma}/\sqrt{U}\tau_{21})$. Для рассматриваемых нами типичных КЯ эта величина имеет порядок $10^{-2} \alpha_0$. Иными словами, отсечка фоточувствительности происходит на левом крыле спектральных кривых рис. 3, где поглощение столь мало, что увидеть и показать на рисунке разницу в спектральных зависимостях поглощения и фоточувствительности практически невозможно.

До сих пор мы рассматривали КЯ, содержащие в отсутствие поля два связанных состояния. При несколько меньших a или U такое состояние будет только одно. В этом случае максимум коэффициента поглощения является более широким,⁴ всегда лежит при частотах, больших δ/\hbar , а формула (6) справедлива во всей области $\hbar\omega < \delta$.

В заключение сделаем еще одно замечание. В рассматриваемых структурах для повышения фоточувствительности КЯ делаются достаточно сильно легированными. Это может привести к тому, что во внешнем поле перераспределение электронной плотности внутри КЯ исказит форму потенциала, сделав ее существенно отличной от приведенной в (1), и тем самым поставит под сомнение количественные результаты наших расчетов. Априорные качественные оценки позволяют предположить, что этот эффект будет несущественным до тех пор, пока объемная концентрация носителей в КЯ N удовлетворяет условию $e^2Na^2/\chi_0 \ll \hbar^2/2a^2$. Для более точной оценки нами были проведены численные самосогласованные расчеты формы КЯ. Они показали, что сильное неравенство не является обязательным, и можно с хорошей точностью пренебрегать самосогласованным потенциалом и использовать для формы КЯ выражение (1) уже при

$$N \leq 2 \frac{\hbar^2 \chi_0}{m e^2 a^4}. \quad (10)$$

В большинстве реальных гетероструктур это условие хорошо выполняется. Например, при $a=50 \text{ \AA}$ оно реализуется при $N \leq 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. При меньших толщинах КЯ ограничение на концентрацию еще менее жесткое.

Таким образом, в настоящей работе прослежена трансформация спектра фоточувствительности структуры с КЯ во внешнем электрическом поле. Видно, что трансформация эта весьма значительна, что позволяет использовать электрическое поле для перестройки частоты соответствующего фотоприемника.

Список литературы

- [1] Levine B. F., Bethea C. G., Hashain G., Walker J., Malik R. J. // Electron. Lett. 1988. V. 24. N 12. P. 747—749.
- [2] Bethea C. G., Levine B. F., Hashain G., Walker J., Malik R. J. // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. N 2. P. 963—965.
- [3] Шик А. Я. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 9. С. 1598—1604.
- [4] Осипов В. В., Серженко Ф. А., Шадрич В. Д. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 809—812.
- [5] Levine B. F., Choi K. K., Bethea C. G., Walker J., Malik R. J. // Sol. St. Electron. 1988. V. 31. N 3/4. P. 583—587.
- [6] Austin E. J., Jaros M. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. N 3. P. 274—276.
- [7] Borondo F., Sanchez-Dehesa J. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 12. P. 8758—8761.
- [8] Шик А. Я. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 8. С. 40—43.
- [9] Chuang S. L., Hess K. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. N 4. P. 1510—1515.
- [10] Магарилл Л. И., Романов А. А., Шик А. Я. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 404—410.
- [11] Levine B. F., Hashain G., Bethea C. G., Naresh C. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 26. P. 2704—2706.

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

Получена 23.03.1990
Принята к печати 11.04.1990

⁴ Указанное обстоятельство фактически использовалось в [11] для расширения полосы чувствительности фотоприемника на КЯ.