

УДК 539.3; 538.9; 537.29

РЕКОМБИНАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КВАНТОВЫХ НИТЕЙ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ ЕГО ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ

А. М. Мандель¹, В. Б. Ошурко^{1,2}, С. М. Першин²,
П. В. Аристархов¹, С. Г. Веселко¹, А. А. Шарц¹

Установлено, что однофотонная рекомбинация в тонких квантовых нитях в продольном электрическом поле приводит к излучению монохроматических фотонов, несмотря на наличие классической степени свободы у электрона и дырки. От рекомбинационного излучения квантовых точек оно выгодно отличается, во-первых, естественной направленностью и, во-вторых, возможностью перестраивать частоту изменением напряженности поля. Обсуждается возможность использования эффекта в лазерах на квантовых нитях.

Ключевые слова: рекомбинационное излучение, тонкая квантовая нить, продольное электрическое поле, перестройка частоты, лазер на квантовых нитях.

Движение носителей заряда в квантовых нитях, в отличие от квантовых точек, ограничено лишь по двум направлениям; одна степень свободы остается классической (см., напр., [1, 2]). Считается, что лазер, использующий рекомбинационное излучение квантовых точек, обладает максимально чистым и термостабильным спектром потому, что в квантовых точках движение носителей ограничено по всем направлениям [3]. Однако однофотонная рекомбинация в квантовых нитях в продольном электрическом поле также дает близкое к монохроматическому излучение. Более того, его частоту можно в достаточно широких пределах перестраивать изменением напряженности, а направление движения фотона естественным образом оказывается ориентированным вдоль нити. При этом основные процессы, конкурирующие с однофотонной рекомбинацией, либо менее вероятны, либо подавлены по энергетическим соображениям. Все это дела-

¹ МГТУ СТАНКИН, 127055 Россия, Москва, Вадковский пер., 3А; e-mail: arkadimandel@mail.ru.

² ИОФ РАН, 119991 Россия, Москва, ул. Вавилова, 38.

ет описанный процесс весьма перспективным для использования в высокоэффективных лазерах на квантовых нитях с перестраиваемой частотой.

Рассмотрим квантовую нить из материалов с простой невырожденной зоной Бриллюэна для обоих носителей; это позволит проиллюстрировать основную идею работы в самой простой ситуации. В наиболее распространенных полупроводниковых материалах типа $A^{III}B^V$ все гораздо сложнее из-за шестикратной вырожденности дырочных состояний у вершины валентной зоны, соответственно разных типов дырок и сильного спин-орбитального расщепления (см., напр., [4, 5]). Рассматриваемый нами процесс это не сильно меняет, ибо его главный элемент – взаимодействие электрона и дырки, движущихся навстречу вдоль нити в электрическом поле. Нить – цилиндр узкозонного полупроводника длины $L \gg R$ и радиуса $R \sim 10$ нм, так что его потенциальная яма локализует лишь небольшое число поперечных электронных и дырочных уровней, щели между которыми $\gg kT$.

Расчет матричного элемента и вероятности однофотонной рекомбинации во многом аналогичен расчету вероятности внутреннего фотоэффекта в электрическом поле (эффект Франца–Келдыша [6]), поскольку это кросс-симметричные реакции. Специфика расчета связана, во-первых, с явной цилиндрической симметрией функций Блоха и огибающих, и, во-вторых, с зависимостью эффективной массы и энергии связи квазичастиц внутри нити от ее радиуса в условиях размерного квантования [7–9]. С одной стороны, энергия основного состояния носителей зависит от их эффективных масс в нити. С другой, сами эти эффективные массы внутри нити определяются щелью между основными состояниями электрона и дырки, а не от ширины запрещенной зоны между поперечными уровнями, как в объемном полупроводнике. Таким образом, задачу определения энергии основных состояний надо решать самосогласованно. В результате зависимость вероятности рекомбинации электрона и дырки в основном состоянии от напряженности поля ε имеет вид (верхние индексы 0 – квантовые числа радиального и углового движения)

$$W_{cv}^{00} \sim (e\varepsilon)^{-1/3} Ai^2(-T(2\mu)^{1/3}(\hbar e\varepsilon)^{-2/3}), \quad (1)$$

где (рис. 1)

$$T = \Delta E_c - |E_{00}^e| + \Delta E_v - |E_{00}^h| + e\varepsilon L$$

– суммарная кинетическая энергия носителей в поле, $\Delta E_c(\Delta E_v)$ – скачок дна зоны проводимости (потолка валентной зоны) на гетерогранице, $|E_{00}^e|$ ($|E_{00}^h|$) – модуль энергии связи минимального поперечного уровня электрона, локализованного на нити (соответ-

ственно максимального дырочного уровня). Кроме того, в (1) Ai – функция Эйри, μ – приведенная масса носителей. Энергия рекомбинационного фотона при этом

$$\hbar\omega = E_g - |E_{00}^e| - |E_{00}^h| + e\varepsilon L, \quad (2)$$

E_g – ширина запрещенной зоны в матрице. Видим, что вероятность рекомбинации (следовательно, и интенсивность рекомбинационного излучения) сильно осциллирует с ростом ε , а энергия фотона (2) монотонно растет.

Главное здесь то, что излучение монохроматично, несмотря на классическую степень свободы у носителей заряда. Таким образом, частота фотона зависит только от неизменных энергетических параметров, длины нити и напряженности электрического поля, которую мы можем менять. Сильное электрическое поле устраняет разброс кинетической энергии продольного движения носителей, делая излучение монохроматическим.

Причину этого позволяет понять квазиклассический подход. На его основе становится ясно, что рекомбинация свободных носителей с подавляющей вероятностью возможна лишь в двух точках нити, где квазиимпульсы движущихся навстречу электрона и дырки практически одинаковы. Только в этих точках выполняются дисперсионные соотношения для рекомбинационного фотона, ибо его квазиимпульс ничтожно мал по сравнению с квазиимпульсами свободных зарядов, разогнанных электрическим полем (рис. 1), а энергия довольно велика. Причем, в силу закона сохранения квазиимпульса, рекомбинационный фотон может двигаться только вдоль нити, в направлении движения частицы с большим квазиимпульсом. Отметим, что конкурирующие процессы (двухфотонная рекомбинация, Оже-эффект и т.д.) имеют более высокий порядок малости по постоянной тонкой структуры [10]. Поскольку нить тонкая, электрон и дырка значительную часть времени движутся в матрице. Тем не менее, рассеивание носителей на фононах и примесных центрах также подавлено из-за значительных энергетических щелей в их поперечном спектре. Ценной также является возможность “двигать вдоль нити” точки однофотонной рекомбинации, меняя напряженность поля. Расстояние между этими точками¹ (рис. 1)

$$\Delta Z = \frac{\hbar\omega}{c} \frac{(2\mu T)^{1/2}}{e\varepsilon(m_e^* + m_h^*)}, \quad (3)$$

¹В полупроводниках типа $A^{III}B^V$ таких точек, очевидно, будет 6 – по 2 на возможность рекомбинации электрона с тяжелой, легкой и “отщепленной” дыркой. Соответственно, будет 3 возможных частоты фотона.

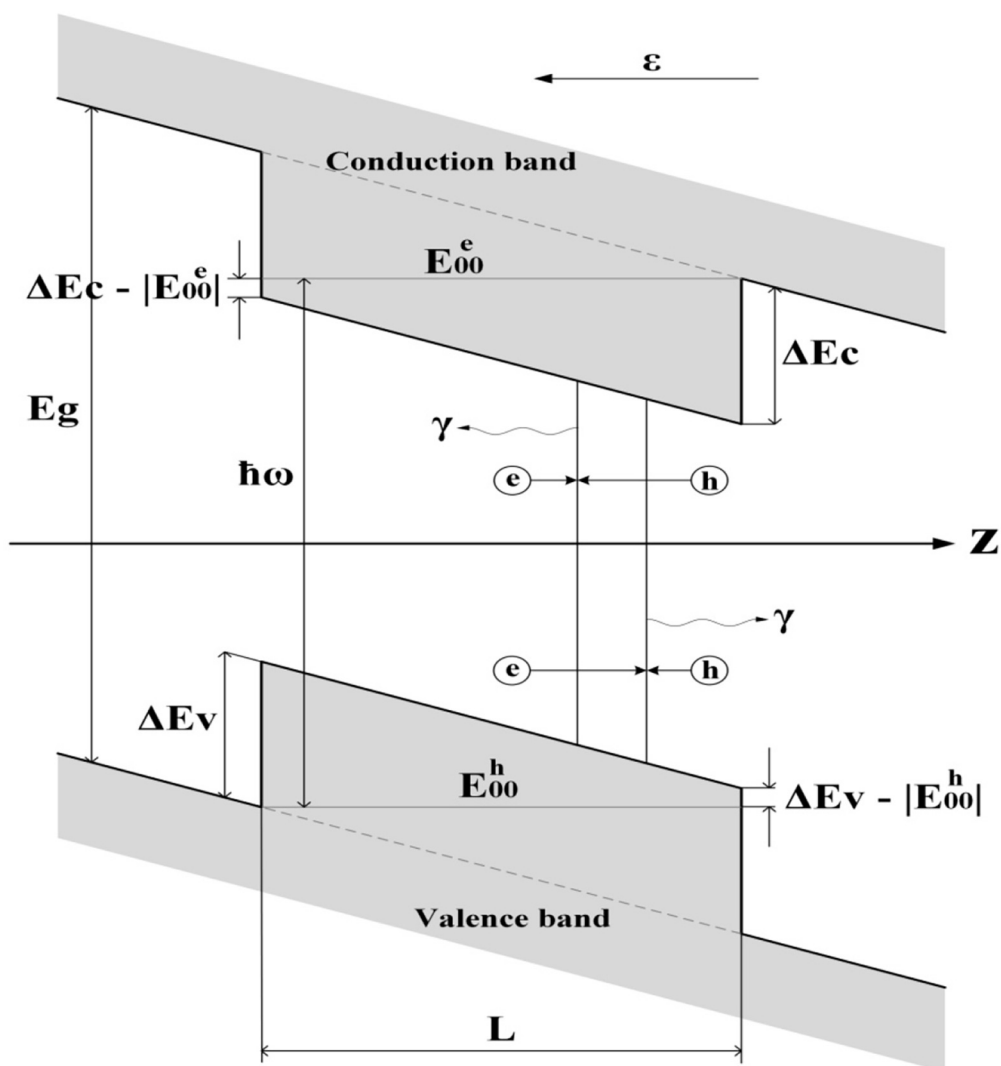


Рис. 1: Энергетическая диаграмма рекомбинационного перехода электрона из зоны проводимости в валентную зону. Зоны наклонены за счет продольного электрического поля. Показано направление движения носителей заряда и фотона в точках рекомбинации.

где m_e^* (m_h^*) – эффективная масса электрона (дырки) в матрице, c – скорость света. Это позволяет влиять на анизотропию излучения нити.

Лазеры на квантовых нитях начали подробно изучать и использовать с начала 90-х годов (напр., [11, 12]). Видимо, основное направление их модернизации в настоящее время связывают с оптимизацией химической “архитектуры” и совершенствованием технологии формирования интерфейса нитей. Физически ясно, что естественная моно-

хроматичность и направленность излучения в сочетании с возможностью перестройки частоты, показанная в данной работе, поможет значительно улучшить технологические характеристики лазеров данного типа.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-07-00983).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Jos E. M. Haverkort, Eric C. Carnett, Eric P. A. M. Bakkers, *Appl. Phys. Rev.* **5**, 031106 (2018). <https://doi.org/10.1063/1.5028049>.
- [2] N. I. Coktas, P. Wilson, A. Ghukasyan, et al., *Appl. Phys. Rev.* **5**, 041305 (2018). <https://doi.org/10.1063/1.5054842>.
- [3] Н. Н. Леденцов, В. М. Устинов, В. А. Шукин и др., *ФТП* **32**(4), 385 (1998). <https://link.springer.com/article/10.1134/1.1187396>.
- [4] Р. А. Сурис, *ФТП* **20**(11), 2008 (1986). IP: 85.249.37.101.
- [5] Е. Б. Догонкин, Г. Г. Зегря, А. С. Полковников, *ЖЭТФ* **117**(2), 429 (2000).
- [6] А. И. Ансельм, *Введение в теорию полупроводников, гл. VII* (М., Наука, 1978).
- [7] А. М. Мандель, В. Б. Ошурко, С. М. Першин и др., *Краткие сообщения по физике ФИАН* **47**(10), 11 (2020). DOI: 10.3103/S1068335621030064.
- [8] А. М. Мандель, В. Б. Ошурко, Г. И. Соломахо и др., *Радиотехника и электроника* **63**(3), 286 (2018). DOI: 10.7868/S0033849418030087.
- [9] А. М. Мандель, В. Б. Ошурко, С. Г. Веселко и др., *Успехи современной радиоэлектроники*, № 8, 18 (2019).
- [10] В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика* (М., Наука, 1980).
- [11] E. Kapon et al., *Quantum wire lasers*. DOI: 10.1109/5.135356. Corpus ID: 62724426.
- [12] Shigehisa Arai, Takeo Maruyama, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, July 2009. DOI: 10.1109/JSTQE.2008.2010872.

Поступила в редакцию 1 ноября 2022 г.

После доработки 10 января 2023 г.

Принята к публикации 11 января 2023 г.