

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ РЕЗОНАНСНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

П.И. Хаджи, И.В. Белоусов, А.В. Коровай, Д.А. Марков, О.В. Коровай

Институт прикладной физики АН Молдовы
MD-2028 Кишинев, Молдова
Государственный университет им. Т.Г. Шевченко
MD-3300 Тирасполь, Молдова
fmf_nokr@spsu.ru

Abstract: *A new mechanism of the generation (amplification) of terahertz radiation in semiconductors is proposed, which is based on the quantum transitions between two-exciton and biexciton under conditions of single-photon excitation from the ground state of a crystal.*

Ключевые слова: *терагерцовое излучение, экситон.*

1. Введение

Проблемы генерации терагерцового излучения в размерно-ограниченных полупроводниковых структурах привлекают в последние годы всё больший интерес. Терагерцовое излучение наблюдалось при квантовых переходах в асимметричных связанных квантовых ямах [1-3], в сверхрешётках [4-5], в отдельно взятой квантовой яме как результат квантовых биений между экситонами с лёгкими и тяжелыми дырками [1]. На важную роль экситонных состояний в процессе генерации терагерцового излучения, особенно когда накачка действует в экситонной области спектра, указано в [1, 2, 6-8]. В [9] наблюдалась генерация терагерцового излучения в поляритонных спектрах благодаря ультрабыстрой модуляции частоты перехода между модой микрорезонатора и экситонным уровнем, а в [10] – поглощение этого излучения экситонными поляритонами в квантовых дотах.

Мы предлагаем новый механизм генерации (усиления) терагерцового излучения в объемных либо размерно-ограниченных полупроводниках с использованием экситонного и биэкситонного состояний.

2. Основные уравнения

Пусть падающий на полупроводник импульс резонансного лазерного излучения с частотой, равной частоте экситонного перехода ω_0 , возбуждает экситоны из основного состояния кристалла (рис. 1).

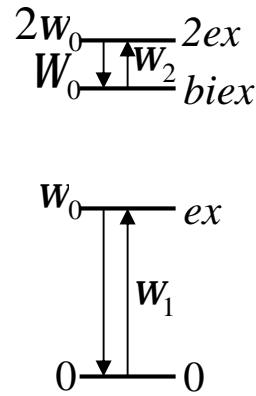


Рис. 1 Схема энергетических уровней и квантовых переходов.

Считаем экситонное состояние ex макрозаполненным. Вместе с ним макрозаполненным является также и двухэкситонное состояние $2ex$ на частоте $2w_0$. Эти состояния неоднократно использовались для интерпретации экспериментальных результатов по четырехволновому смещению в полупроводниках [11, 12], а также при исследовании двухфотонного двухэкситонного поглощения света [13] и процесса фотораспада (фотодиссоциации) биэкситона [14]. Эти же состояния, по-видимому, могут играть важную роль в процессе генерации терагерцового излучения. Поскольку биэкситонное состояние $biex$ с собственной частотой $W_0 = 2w_0 - W_m$ расположено ниже двухэкситонного состояния с частотой $2w_0$ на величину W_m , то между состоянием $2ex$ и $biex$ в условиях однофотонного возбуждения экситонов из основного состояния кристалла возникает инверсия населенностей. Поэтому если запустить в кристалл слабый импульс терагерцового излучения с частотой w_2 , равной W_m , то такое излучение будет усиливаться благодаря индуцированному сбросу инверсии.

Законы сохранения энергии и импульса для области частот двухэкситон-биэкситонного перехода имеют вид:

$$2E_{ex}(\mathbf{k}_1) = E_{biex}(\mathbf{q}) + \hbar w_2, \quad 2\mathbf{k}_1 = \mathbf{q} + \mathbf{k}_2, \quad (1)$$

где $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_{phot}$, \mathbf{q} и \mathbf{k}_2 – волновой вектор экситона (фотона, возбуждающего его), биэкситона и терагерцового кванта с частотой w_2 , соответственно. Тогда для энергии кванта $\hbar w_2$ терагерцового излучения получаем выражение:

$$\hbar w_2 = I_m + \frac{\hbar^2}{4m_{ex}} \mathbf{k}_2 (2\mathbf{k}_1 + \mathbf{q}), \quad (2)$$

где m_{ex} – трансляционная масса экситона. При $\mathbf{k}_2 = 0$ из (1) и (2) находим $\mathbf{q} = 2\mathbf{k}_1$ и $\hbar w_2 = I_m$, т.е. энергия кванта терагерцового излучения точно равна энергии связи биэкситона.

Пусть в кристалле распространяются две плоские электромагнитные волны: одна с амплитудой поля E_1 и частотой w_1 , резонансной частоте экситонного перехода w_0 , а другая – с амплитудой E_2 и частотой w_2 , резонансной частоте двухэкситон-биэкситонного перехода (рис. 1). Тогда гамильтониан взаимодействия обеих волн с экситонами и биэкситонами имеет вид:

$$H = -\hbar g (a^+ E_1^+ + a E_1^-) - \hbar m (a^+ a^+ b E_2^+ + b^+ a a E_2^-), \quad (3)$$

где g – константа взаимодействия экситонов с полем волны, m – константа оптического двухэкситон-биэкситонного перехода, a и b – амплитуды экситонной и биэкситонной волн

поляризации среды соответственно, E_1^+ и E_2^+ (E_1^- , E_2^-) – положительно (отрицательно) – частотные компоненты полей волн.

Используя (3), легко получить гайзенберговские уравнения для амплитуд экситонной биэкситонной волн. Решая эти уравнения в стационарном режиме, можно найти эти амплитуды и затем определить восприимчивости среды c_1 и c_2 для областей частот w_0 и $2w_0 - \Omega_m$ соответственно:

$$c_1 = -\frac{\hbar g^2}{\Delta_1 + ig_1 - \frac{2m^2 n |E_2|^2 (2\Delta_1 - \Delta_2 - ig_2)}{(2\Delta_1 - \Delta_2)^2 + g_2^2}}, \quad c_2 = -\frac{\hbar m^2 n^2 (2\Delta_1 - \Delta_2 + ig_2)}{(2\Delta_1 - \Delta_2)^2 + g_2^2}, \quad (4)$$

где g_1 и g_2 – феноменологически введенные константы затухания экситонного и биэкситонного состояний, описывающие уход экситонов и биэкситонов из когерентных мод, $\Delta_1 = w_1 - w_0$, $\Delta_2 = w_2 - I_m/\hbar$ – расстройки резонанса для частот обеих волн по отношению к соответствующим частотам переходов, n – концентрация экситонов, которая определяется из выражения:

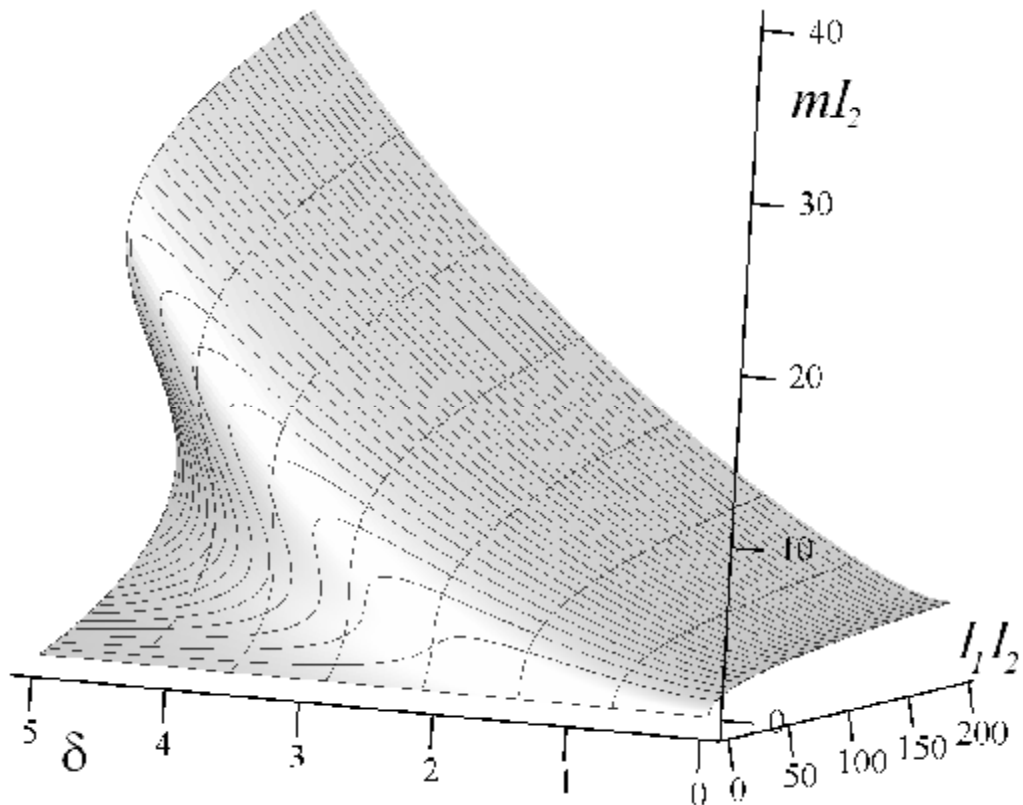
$$n \left\{ \left[\Delta_1 - (2\Delta_1 - \Delta_2) \frac{2m^2 n |E_2|^2}{(2\Delta_1 - \Delta_2)^2 + g_2^2} \right]^2 + \left[g_1 + g_2 \frac{2m^2 n |E_2|^2}{(2\Delta_1 - \Delta_2)^2 + g_2^2} \right]^2 \right\} = g^2 |E_1|^2. \quad (5)$$

Из (4) следует, что при любых расстройках резонанса $\text{Im } c_1 = c_1'' > 0$, а $\text{Im } c_2 = c_2'' < 0$. Следовательно, при распространении в среде излучение на частоте w_2 будет усиливаться, а на частоте w_1 – ослабляться.

Простоты ради будем далее полагать константы затухания g_1 и g_2 одинаковыми, расстройки резонанса $D_2 = 0$, а $D_1 \neq 0$. Используя нормировки $\Delta_1 \equiv \Delta = dg$, $E_{1,2} = C_0 F_{1,2}$, $n = N_0 m$, $x = x_0 t$, где $N_0 = g/m$, $C_0^2 = g^2/mg$, $x_0 = a^{-1}$, а a – коэффициент экситонного поглощения, уравнение (5) можно записать в виде:

$$m \left\{ d^2 \left(1 - \frac{4m |F_2|^2}{4d^2 + 1} \right)^2 + \left(1 + \frac{2m |F_2|^2}{4d^2 + 1} \right)^2 \right\} = |F_1|^2. \quad (6)$$

Из (6) видно, что произведение нормированной плотности экситонов m и нормированной плотности терагерцового излучения $I_2 = |F_2|^2$ является бистабильной функцией интенсивности накачки $I_1 = |F_1|^2$ в экситонной области спектра. Как видно из (6), при расстройках резонанса d , превышающих критическую расстройку d_c ($d > d_c$), где $d_c = \sqrt{(31 + \sqrt{945})/2}/2$, имеет место бистабильность типа плотность-свет $mI_2(I_1 I_2)$ (рис. 2).

Рис. 2 Зависимость mI_2 от I_1I_2 и расстройки резонанса d .

Из (6) также следует, что решение для плотности экситонов m в зависимости от интенсивности накачки можно представить выражением вида $mI_2 = f(I_1I_2)$, т.е. произведение mI_2 является функцией произведения интенсивностей I_1 и I_2 . Вводя функции $y = 2mI_2/(4d^2 + 1)$ и $z = 2I_1I_2/(4d^2 + 1)$, уравнение (6) примет вид

$$y(d^2(1-2y)^2 + (1+y)^2) = z. \quad (7)$$

Из (7) видно, что $z(y)$ при $d > d_c$ имеет максимум и минимум в точках

$$y_{\pm} = 2 \left(2d^2 - 1 \pm \sqrt{d^4 - \frac{31}{4}d^2 + \frac{1}{4}} \right) / (3(4d^2 + 1)) \quad (8)$$

соответственно. При $d = d_c$ функция $z(y)$ имеет точку перегиба при $y = \frac{2 \cdot 2d_c^2 - 1}{3 \cdot 4d_c^2 + 1}$, а при

$d < d_c$ она является однозначной, монотонно возрастающей функцией в зависимости от y . Что касается функции $y(z)$, т.е. $mI_2(I_1I_2)$, то при $d > d_c$ в некоторой области значений интенсивности накачки I_1 она является трехзначной, т.е. одному и тому же значению произведения амплитуд полей I_1I_2 соответствуют три значения произведения mI_2 . Таким образом можно утверждать, что плотность экситонов m может быть трехзначной функцией интенсивности накачки I_1 (рис.2) при $d > d_c$. Из рис.2 видно, что с ростом d при $d < d_c$ функция $y(z)$ является нелинейной, монотонно растущей с ростом z , но однозначной. При $d = d_c$ возникает участок дифференциального усиления, а при $d > d_c$ имеет место трехзначная зависимость y от z . Это означает, что при $d > d_c$ плотность экситонов сначала медленно растет с ростом интенсивности накачки I_1 вдоль нижней ветви бистабильной

кривой до точки с вертикальной касательной в зависимости $y(z)$, в которой происходит скачок с нижней ветви на верхнюю, вдоль которой далее y медленно растет с ростом z . При уменьшении интенсивности накачки возникает скачок с верхней ветви бистабильной кривой на нижнюю, но в другой точке и далее уменьшение y при уменьшении z . Если $d = d_c$, то при некотором значении z имеет место быстрый рост функции $y(z)$, т.е. возникает участок дифференциального усиления. Таким образом, при $d \geq d_c$ в кристалле существует два домена: домен высокой и домен низкой плотности экситонов и биэкситонов, граница раздела между которыми определяется интенсивностью накачки I_1 .

Из (7) видно, что возможен также и частотный гистерезис, который определяет неоднозначную зависимость плотности экситонов m от расстройки резонанса d при фиксированном значении интенсивности накачки I_1 (рис.2). Видно, что при фиксированном значении z (интенсивности накачки I_1) плотность экситонов сначала растет вдоль верхней ветви гистерезисной кривой $y(d)$ до точки с вертикальной касательной, в которой происходит скачок на нижнюю ветвь, вдоль которой функция $y(d)$ убывает с ростом d . При уменьшении d снова имеет место скачок с нижней ветви на верхнюю, но при меньших значениях d и далее $y(d)$ уменьшается при уменьшении d . Таким образом, если изменять частоту поля накачки, то в этом случае также может существовать бистабильность и домены высокой и низкой плотности экситонов и биэкситонов в кристалле.

Из укороченных волновых уравнений для полей в приближении медленно меняющихся огибающих получаем следующий интеграл движения

$$I_2 = I_{20} \exp\left(\frac{c}{2}(I_{10}^2 - I_1^2)\right), \quad (9)$$

связывающий интенсивности обеих волн в любой точке кристалла, где $c = \frac{e_{10} k_2 m g}{e_{20} k_1 g^2}$.

Интенсивность I_2/I_{20} волны на частоте ω_2 , распространяющейся вглубь среды, сначала быстро растет с ростом координаты, затем скорость роста постепенно уменьшается, так что на больших расстояниях интенсивность этой волны насыщается, принимая максимальное значение $I_{2\max}$, тогда как интенсивность волны накачки экспоненциально убывает. Вводя коэффициент усиления \tilde{g} этой волны по формуле $I_2(x) = I_{20} \exp(\tilde{g}x)$, получаем $\tilde{g}(x) = (b/x)(1 - \exp(-2a_{10}x))$, где a_{10} - коэффициент экситонного поглощения. При $x=0$ коэффициент усиления имеет максимальное значение $\tilde{g}(0) = 2a_{10}b$, пропорциональное квадрату начальной интенсивности волны на частоте ω_1 . С ростом x он монотонно убывает, обращаясь в нуль при $x \gg a_{10}^{-1}$.

III. Заключение

Таким образом, мы показали, что при накачке в экситонное состояние возникает инверсия населенностей между двухэкситонным и биэкситонным состояниями, на переходе между которыми возможна генерация терагерцового излучения. Интенсивность волны терагерцового излучения экспоненциально растет с ростом интенсивности накачки.

IV. Библиография

1. M.C. Nuss, P.C.M. Planken, I. Brener et al., Appl. Phys. B **58**, 249 (1994).
2. M.S.C. Luo, S.L. Chuang, P.C.M. Planken et al., IEEE J. Quantum Electron. **30**, 1478 (1994).
3. P.G. Huggard, C.J. Shaw, S.R. Andrews et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 1023 (2000).
4. T. Meier, P. Thomas, S.W. Koch, Phys. Low-Dimens. Semicond. Struct. 3/4, 1 (1998).
5. J.M. Lachaine, M. Hawton, J.E. Sipe, M.M. Dignam, Phys. Rev. B **62**, R4829 (2000).
6. K.V. Kavokin et al, Appl. Phys. Lett., **97**, 201111 (2010).
7. C. Chansungsun, L. Tsang, S.L. Chuang, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 2508 (1994).
8. I.G. Savenko, I.A. Shelykh, M.A. Kaliteevski, Phys. Rev. Lett. **107**, 027401 (2011).
9. T. Berstermann, A.V. Scherbakov, A.V. Akimov et al., Phys. Rev. B **80**, 075301 (2009).
10. C.A. Vera-Ciro, A. Delgado, A. Gonzalez, arXiv 1004.3940v.2 (2010).
11. E.J. Mayer, G.O. Smith, V. Heukeroth et al., Phys. Rev. B **50**, 14730 (1994).
12. Iu.P. Svirko, M. Kuwata-Gonokami, Phys. Rev. B **62**, 6912 (2000).
13. К.Г. Петрашку, А.С. Руссу, П.И. Хаджи, ФТТ, **23**, 3191 (1981).
14. П.И. Хаджи, К.Г. Петрашку, ФТП, **9**, 2340 (1975).