

КВАНТОВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕЗОНАНСНОГО InGaAs/GaAs ФОТОДЕТЕКТОРА ДЛЯ СВЕРХКОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

С. В. Грищенко, А. А. Демин, В. В. Лысак, С. И. Петров

*Харьковский национальный университет радиоэлектроники,
пр. Ленина 14, Харьков, 61166, Украина
E-mail: s_gryshchenko@kture.kharkov.ua*

Проводится теоретическое исследование квантовой эффективности резонансного *p-i-n* фотодетектора на основе InGaAs/GaAs для сверхкоротких оптических соединений. Рассчитана квантовая эффективность для условий резонанса. Математическая модель включает физические параметры фотодетектора и учитывает длину волны излучения, отражательную способность зеркал и оптическое поглощение во всех слоях детектора. Были получены зависимости квантовой эффективности от коэффициента отражения верхнего зеркала резонатора на основе Al_{0,65}Ga_{0,35}As/GaAs при различных других параметрах структуры. Найдены значения коэффициента отражения верхнего зеркала в зависимости от физических параметров структуры. Ил. 8. Табл. 1. Библиогр.: 15 назв.

Ключевые слова: квантовая эффективность, резонансный фотодетектор, распределенный брегговский отражатель.

Быстрый рост компьютерных технологий предъявляет новые требования к высокоскоростным системам связи и в том числе сверхкоротким соединениям. Прототипы современных компьютеров используют оптические соединения не только вместо шлейфов, но и вместо электронных логических элементов материнской платы. Таким образом, исследование элементов оптических соединений (приемник, передатчик, волновод) продолжает являться на сегодняшний день важной задачей. В качестве передатчиков особо привлекательны лазеры с вертикальным резонатором (ЛВР). В качестве приемников лазерного излучения используются *p-i-n* фотодиоды, которые обладают высоким быстродействием и смещенной по отношению к другим типам фотодиодов в область высоких частот частотной характеристикой [1 - 4]. Весьма перспективными являются резонансные фотодетекторы (РФД), *p-i-n* структура которых помещена в оптический резонатор, зеркала которого, как правило, являются брегговскими отражателями. Преимущество такого технического решения состоит в усилении оптического поля на резонансной частоте внутри РФД. Это позволяет при малой *i*-области (порядка десятков нанометров) получить высокую квантовую эффективность (КЭ) (близко к 100%) [1, 2, 5, 6]. Таким образом, быстродействие диода, которое зависит от ширины *i*-области, остается высоким. Обладая высоким быстродействием и возможностью выделить необходимый узкий спектр колебаний, РФД являются наиболее подходящими устройствами для систем передачи данных. Параметр КЭ (η) фактически показывает эффективность преобразования оптической мощности в электрическую и является ключевым для фотодетекторов любого типа. Величина КЭ зависит от физических параметров детектора и зеркал резонатора. Исследование этих зависимостей формируют цель и задачи данной работы.

Целью является исследование влияния физических параметров резонансного детектора на его квантовую эффективность. Получение требуемых для высокой КЭ значений коэффициента отражения верхнего зеркала для заданного материала детектора и длины волны детектируемого излучения.

К задачам относится использование аналитической модели для построения зависимости квантовой эффективности от коэффициентов отражения зеркал резонатора, ширины активного слоя и коэффициентов поглощения. Провести анализ результатов и выявить механизмы влияния физических параметров на КЭ. Используя полученные зависимости, определить требуемое число слоев верхнего брегговского отражателя для высокой КЭ.

1. Математическая модель. Квантовая эффективность детектора определяется как вероятность попавшего в детектор фотона возбудить электрон, который будет составлять фототок. Полная КЭ состоит из оптической КЭ (учитывается абсорбция фотонов в веществе), внутренней КЭ (учитывается неупругое рассеяние электронов в квантовой яме) и барьерной КЭ (учитывается рассеяние электронов на приконтактном барьере).

Исходя из вышесказанного, можем записать полную КЭ

$$\eta = \eta_a \eta_b \eta_c, \quad (1)$$

где η_a - оптическая КЭ; η_b - барьерная КЭ; η_c - внутренняя КЭ.

Схематическая структура РФД представлена на рис. 1. Активный слой, в котором происходит поглощение, расположен между двумя распределенными брегговскими отражателями (РБО) и определяется толщиной d и коэффициентом поглощения α . Расстояния между активным слоем и верхним и нижним зеркалами обозначены как L_1 и L_2 соответственно (длина разделительных слоев). Мы рассматриваем прямое попадание излучения на фото-

детектор и поэтому ограничимся одномерным случаем. Примем, что тангенциальная составляющая электрического вектора, падающего на фотодетектор излучения, равна E_i . Используя приближение плоских волн, разложим электромагнитное поле в структуре РФД на прямую волну E_f и обратную - E_b . Зеркала резонатора, верхнее и нижнее, описываются амплитудными коэффициентами отражения $r_1 e^{-j\varphi_1}$ и $r_2 e^{-j\varphi_2}$ соответственно, где φ_1 и φ_2 - сдвиги фаз, обусловленные проникновением оптического поля внутрь зеркала; r_1 и r_2 - модули амплитудных коэффициентов отражения. Энергетические коэффициенты отражения верхнего и нижнего зеркал выражаются как $R_1 = r_1^2$ и $R_2 = r_2^2$ соответственно.

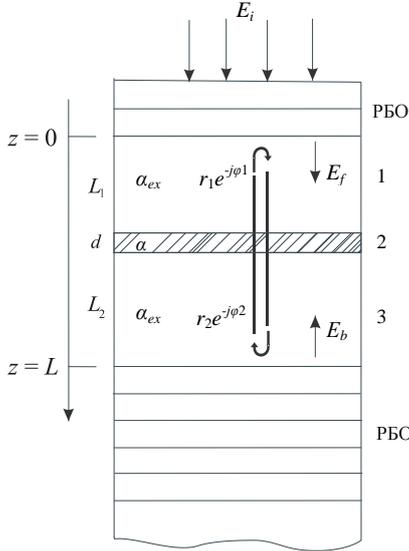


Рис. 1. Схематическая структура резонансного детектора: 1, 3 - разделительные слои, 2 - активный слой

Прямая волна E_f в точке $z = 0$ может быть получена из условия самосогласования, т. е. E_f - является суммой волны, прошедшей через верхнее зеркало, и волны, прошедшей через весь резонатор туда и обратно. Таким образом, выражение для E_f может быть представлено в виде самосогласованного уравнения [1, 5, 6]

$$E_f = t_1 E_i + r_1 r_2 e^{-\alpha d - \alpha_{ex}(L_1 + L_2)} \times e^{-j(2\beta L + \varphi_1 + \varphi_2)} E_f, \quad (2)$$

где t_1 - коэффициент пропускания верхнего РБО; α - коэффициент поглощения активной области; α_{ex} - коэффициент поглощения разделительных слоев; β - постоянная распространения.

Исходя из уравнения (2), прямая волна E_f записывается в виде

$$E_f = \frac{t_1}{1 - r_1 r_2 e^{-\alpha d - \alpha_{ex}(L_1 + L_2)} e^{-j(2\beta L + \varphi_1 + \varphi_2)}} E_i.$$

Обратная волна E_b

$$E_b = r_2 e^{-\alpha d/2} e^{-(\alpha_{ex}/2)(L_1 + L_2)} e^{-j(\beta L + \varphi_2)} E_f. \quad (3)$$

Оптическая мощность внутри резонатора [1]

$$P_s = \frac{n}{2\eta_0} |E_s|^2, \quad (\text{где } s = f \text{ или } b), \quad (4)$$

где η_0 - вакуумный импеданс; n - показатель преломления материала детектора.

В этом случае оптическая мощность, поглощенная в активном слое P_l может быть получена из входной мощности P_i в следующей форме [1, 7, 8]:

$$P_l = (P_f e^{-\alpha_{ex} L_1} + P_b e^{-\alpha_{ex} L_2})(1 - e^{-\alpha d}) = \frac{(1 - r_1^2)(e^{-\alpha_{ex} L_1} + r_2^2 e^{-\alpha_{ex} L_2} e^{-\alpha_c L})(1 - e^{-\alpha d})}{1 - 2r_1 r_2 e^{-\alpha_c L} \cos(2\beta L + \varphi_1 + \varphi_2) + (r_1 r_2)^2 e^{-2\alpha_c L}} P_i. \quad (5)$$

где α_c - нормированный коэффициент поглощения, равный $\alpha_c = (\alpha_{ex} L_1 + \alpha_{ex} L_2 + \alpha d) / L$.

получим

$$\eta_a = (1 - R_1)(1 - e^{-\alpha d}) \times \left(\frac{(e^{-\alpha_{ex} L_1} + e^{-\alpha_{ex} L_2} R_2 e^{\alpha_c L})}{[1 - 2\sqrt{R_1 R_2} e^{-\alpha_c L} \cos(2\beta L + \varphi_1 + \varphi_2) + R_1 R_2 e^{-2\alpha_c L}]} \right). \quad (7)$$

Из (7) легко видеть, что КЭ имеет периодический спектр. Максимальная КЭ будет наблюдаться на резонансной длине волны. В условиях

Учитывая, что оптическая КЭ

$$\eta_a = \frac{P_l}{P_i}, \quad (6)$$

резонанса ($2\beta L + \varphi_1 + \varphi_2 = 2m\pi$ ($m = 1, 2, 3, \dots$)) выражение (7) можно упростить

$$\eta_a = \left(\frac{e^{-\alpha_{\text{ex}}L_1} + e^{-\alpha_{\text{ex}}L_2} R_2 e^{\alpha_c L}}{[1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-\alpha_c L}]^2} \right) \times (1 - R_1)(1 - e^{-\alpha d}). \quad (8)$$

Необходимо отметить, что в уравнении (8) игнорируются отражения на поверхностях раздела между активным слоем и разделительными слоями. Эта аппроксимация справедлива, когда рассматривается гетероструктура с малыми контрастами диэлектрической постоянной [1, 3, 7].

Влияние стоячей волны (СВ) (т. е. пространственного распределения оптического поля в резонаторе) в этом уравнении также не учтено. Если рассматривать детекторы с толстыми активными слоями, охватывающими несколько периодов СВ, то влиянием СВ можно пренебречь. Однако для очень тонких активных слоев, вклад СВ значителен [8].

Вклад СВ может быть учтен, используя концепцию эффективного коэффициента поглощения [1, 8]

$$\alpha_{\text{eff}} = \text{КСВ} \cdot \alpha, \quad (9)$$

где КСВ - поправочный коэффициент стоячей волны; α_{eff} - эффективный коэффициент поглощения в активной области, учитывающий влияние СВ. Подставляя α_{eff} вместо α в выражение (8), получим КЭ, учитывающую СВ.

Для случая, когда $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = 0$ (т. е. длина волны излучения соответствует брэгговской длине волны зеркал $\lambda = \lambda_B$) и $L_1 = L_2$ (активный слой расположен точно в центре резонатора), можно использовать следующую формулу для КСВ [8]:

$$\text{КСВ} = 1 + \frac{2r_2 \sin(\beta d)}{\beta d(1 + r_2^2)}, \quad (10)$$

где $\beta = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda}$; $n_{\text{eff}} = \frac{L_1 n_1 + L_2 n_2 + d n_a}{L}$ - эффективный показатель преломления, n_1 , n_2 и n_a - показатели преломления разделительных и активного слоев.

Параметр внутренней КЭ следует рассматривать только при наличии квантоворазмерных слоев в фотодетекторе. Оптически возбужденные электроны в активном слое будут претерпевать неупругое рассеяние, вследствие чего будут терять энергию, и вероятность выхода из потенциальной ямы будет понижаться. Параметр можно представить в виде

$$\eta_c = \exp(-d / L_z), \quad (11)$$

где L_z - длина свободного пробега электрона.

Барьерная КЭ определяется как вероятность прохода электроном расстояния x вблизи барьера без рассеяния

$$\eta_b = \exp(-x / L_s), \quad (12)$$

где L_s - длина свободного пробега в потенциальной яме, созданной силой "электрического изображения"; x - расстояние между максимумом барьера и границей раздела. Сила "электрического изображения" характеризует взаимодействие электрических зарядов с границей раздела двух полупроводников [9].

Расположение и высота максимума барьера зависит от приложенного напряжения смещения, так как внешнее поле меняет силу "электрического изображения" [10]. Вследствие этого зависимость фототока от напряжения смещения обуславливается рассеянием электронов в потенциальной яме на границе раздела и изменением максимальной энергии барьера. Расстояние x может быть представлено как [10]

$$x = \left(\frac{q}{16\pi\epsilon_0\epsilon_a F} \right)^{1/2}, \quad (13)$$

где q - заряд электрона; ϵ_0 - диэлектрическая постоянная; ϵ_a - диэлектрическая проницаемость активного слоя; $F = (V_b - V_0) / d$ - электрическое поле в активной области, V_b - напряжение смещения, V_0 - энергия плоской зоны.

2. Исследуемая структура. Детектирующая структура представляет собой трехслойное $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}$ соединение, оптическая длина которого составляет половину длины волны падающего излучения ($\lambda = 0,98$ мкм). Структура и материалы выбирались на основании данных, полученных при практических исследованиях различными научными группами и с учетом информации о реальных приборах [3 - 5, 11 - 13]. Схематическое изображение исследуемой структуры представлено на рис. 2.

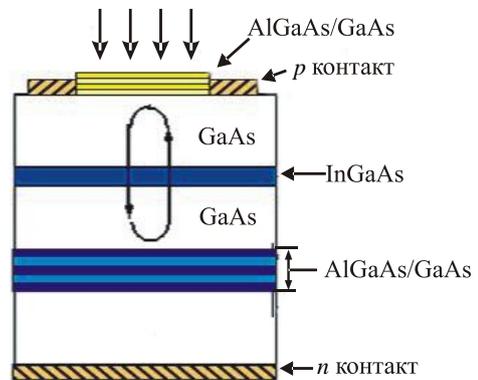


Рис. 2. Исследуемая структура

Выбор $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ в качестве активного вещества был обусловлен наличием пика поглощения в области 1 мкм, так как значительная часть излучателей, применяемых в системах передачи данных, работает в этой спектральной области. В качестве материала разделительного слоя детектора был выбран GaAs. Такой выбор, в первую очередь связан с малым поглощением на рабочей длине волны [2, 3]. Для РБО было выбрано многослойное зеркало $\text{Al}_{0,65}\text{Ga}_{0,35}\text{As}/\text{GaAs}$. Эта структура обладает низкими барьерными напряжениями, высокой теплопроводностью, высокой электропроводностью, необходимым контрастом показателей преломления, малыми потерями поглощения излучения на свободных носителях и возможностью использования существующих методов поперечного ограничения тока и оптического поля. Толщины слоев брэгговских зеркал выбирались таким образом, чтобы брэгговская длина волны зеркал λ_B составляла 0,98 мкм.

В таблице приведены параметры, используемые для численного моделирования КЭ и отражательных свойств РБО.

Параметры структуры

Параметр	Значение
Толщина активного слоя, d ($\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$)	от 4 до 15 нм
Толщина разделительного слоя, h (GaAs)	от 61 до 67 нм (в зависимости от значения d)
Толщина слоя зеркала ($\text{Al}_{0,65}\text{Ga}_{0,35}\text{As}$)	77,44 нм
Толщина слоя зеркала (GaAs)	69,5 нм
Показатель преломления $\text{Al}_{0,65}\text{Ga}_{0,35}\text{As}$	3,1637
Показатель преломления GaAs, n_1, n_2	3,5256
Показатель преломления $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$, n_a	3,5691
Коэффициент поглощения активной области, α ($\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$)	от $1,5 \cdot 10^4$ до $24 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$
Коэффициент поглощения разделительных слоев, α_{ex} (GaAs)	$1,5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$
Энергия плоской зоны, V_0	2,1 В
Длина свободного пробега носителей, L_z	250 А

3. Анализ результатов. Рис. 3 и 4 демонстрируют результаты расчета КЭ как функции коэффициента отражения верхнего зеркала R_1 для различных величин коэффициента отражения нижнего зеркала R_2 . Графики построены для двух значений коэффициента поглощения активного слоя в условии резонанса. Как показали расчеты, только зависимость КЭ от R_1 имеет экстремум, поэтому далее рассмотрим эту зависимость для различных значений других параметров структуры. Значение R_1 в точке максимума КЭ зависит от R_2 . Для достижения максимальной КЭ

при уменьшении R_2 необходимо уменьшать и R_1 . Это связано с тем, что для получения максимального эффекта усиления в резонаторе необходимо, чтобы излучение задерживалось в центральной области, т. е. должно выполняться условие $R_2 > R_1$.

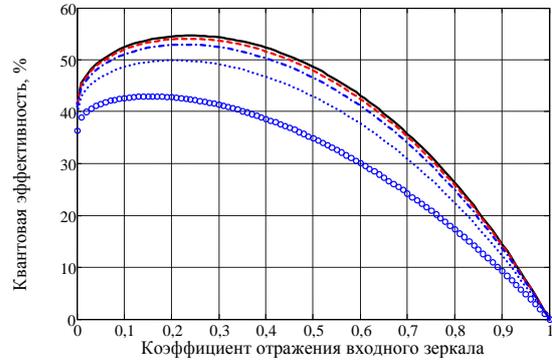


Рис. 3. Зависимость КЭ от коэффициентов отражения верхнего и нижнего зеркал для $\alpha = 1,5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. В скобках указано число слоев РБО для нижнего зеркала. Сплошная кривая соответствует $R_2=1$ при $N=\infty$. Остальные кривые сверху вниз $R_2=0,98(N=50)$; $R_2=0,95(N=40)$; $R_2=0,86(N=30)$; $R_2=0,63(N=20)$

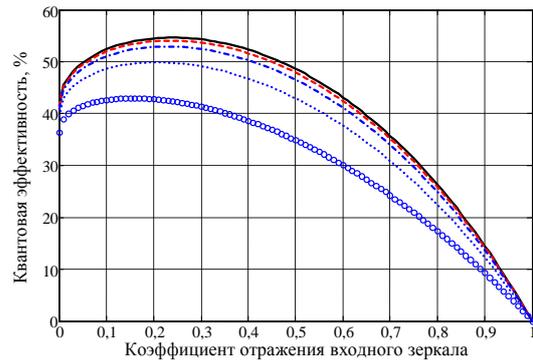


Рис. 4. Зависимость КЭ от коэффициентов отражения верхнего и нижнего зеркал для $\alpha = 24 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. В скобках указано число слоев РБО для нижнего зеркала. Сплошная кривая соответствует $R_2=1$ при $N=\infty$. Остальные кривые сверху вниз $R_2=0,98(N=50)$; $R_2=0,95(N=40)$; $R_2=0,86(N=30)$; $R_2=0,63(N=20)$

На графиках видно, что η снижается при уменьшении R_2 при любых значениях R_1 . Это связано с тем, что уменьшая R_2 , мы значительно увеличиваем потери системы (излучение после каждого прохода внутри резонатора частично выходит из него через нижнее зеркало). Поскольку активный слой квантоворазмерный, то поглощение за один проход весьма мало. Таким образом, коэффициент отражения нижнего зеркала должен быть как можно больше. Причем влияние величины R_2 на КЭ тем больше, чем меньше коэффициент поглощения в активном слое (сравните величину сдвига кривых на рис. 3 и 4), так как за один

проход отношение поглощения в активном слое к потерям на нижнем зеркале будет уменьшаться.

Как известно, при росте числа слоев РБО возрастает коэффициент отражения [2, 12], что показано на рис. 5, где представлена зависимость коэффициента отражения нижнего зеркала от числа слоев. Видно, что при малом числе слоев зависимость имеет почти линейный нарастающий характер. Это позволяет получить сравнительно высокий коэффициент отражения, просто добавляя слои нижнего РБО. Однако при увеличении слоев больше 15 появляется изгиб кривой и снижение роста коэффициента отражения. Данное насыщение является следствием уменьшения доли отражения отдельного слоя из-за увеличения их общего числа. Этот факт делает затруднительным получить 100%-ное отражение, просто добавляя новые слои. Безмерное увеличение слоев РБО повлечет за собой увеличение затрат на изготовление и рост оптических потерь в РБО. Таким образом, для выходного зеркала РФД значение коэффициента отражения $R_2 = 0,98$ представляется достаточным [3, 4, 13]. Такое значение достигается при числе слоев $N = 50$. Еще более эффективным способом, позволяющим получить максимально близкий к 1 коэффициент отражения, будет использование материалов с большим контрастом показателя преломления [14].

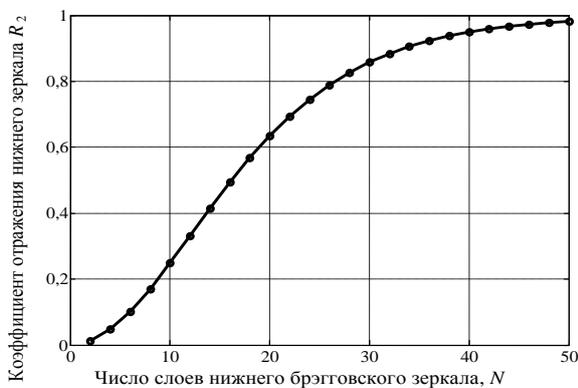


Рис. 5. Зависимость коэффициента отражения нижнего зеркала от числа слоев РБО

При расчете коэффициента отражения в числе слоев РБО учитывались также внешние слои: подложка и разделительные слои. В отличие от нижнего зеркала, верхнее зеркало в качестве одного из внешних слоев имеет воздух, в следствие чего имеется большой контраст показателя преломления воздух-AlGaAs. Это приводит к значительному увеличению коэффициента отражения зеркала при том же числе слоев (рис. 6), делая возможным уменьшение их количества.

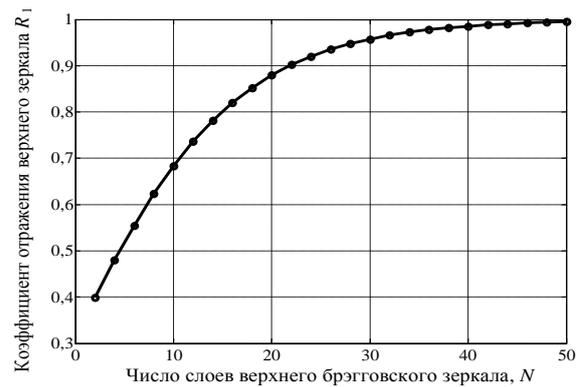


Рис. 6. Зависимость коэффициента отражения верхнего зеркала от числа слоев РБО

Рассмотрим теперь, как влияет на КЭ толщина активного слоя. На рис. 7 показано, что КЭ растет с уменьшением толщины активного слоя детектора. Этот результат справедлив только для детекторов с квантоворазмерными активными слоями. Это связано с тем, что полная КЭ включает оптическую и внутреннюю КЭ. Согласно теории для детекторов на основе массивного полупроводника оптическая КЭ растет при увеличении толщины активного слоя [2]. Однако при рассмотрении детекторов с квантоворазмерными активными слоями необходимо учитывать вклад внутренней КЭ (11), которая растет с уменьшением толщины активного слоя детектора и оказывает более сильное влияние на полную КЭ при малых изменениях толщины активного слоя. При этом прослеживается смещение пика КЭ в область высокого коэффициента отражения R_1 . Это объясняется уменьшением поглощения в активной области за один проход излучения через активный слой и таким образом, возможностью увеличить число проходов за счет увеличения коэффициента отражения верхнего зеркала.

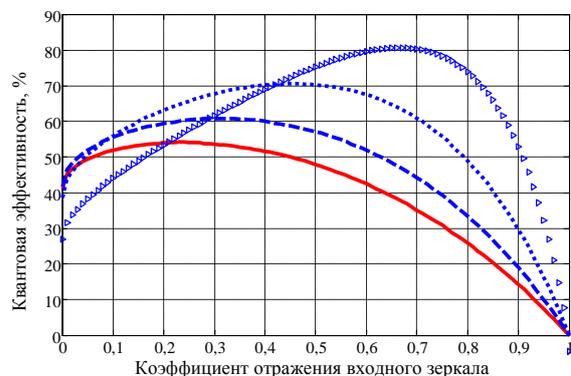


Рис. 7. Зависимость КЭ от коэффициента отражения верхнего зеркала при различных толщинах активного слоя. Сплошная кривая соответствует $d = 15$ нм, пунктирная $d = 12$ нм, точечная $d = 8$ нм, маркированная крестом $d = 4$ нм

На рис. 8 показана зависимость КЭ от коэффициента отражения верхнего зеркала при различных коэффициентах оптического поглощения активного слоя. При увеличении поглощения КЭ прогнозируемо растет. Однако в то же время имеет место сдвиг пика КЭ в область низкого коэффициента отражения верхнего зеркала. Это происходит по следующим причинам. Одним из условий низкого обратного отражения излучения от детектора на резонансной длине волны является многолучевая интерференция внутри резонатора. При этом важно многократное прохождение излучения от зеркала к зеркалу. При сильном увеличении коэффициента поглощения в активной области количество проходов резко уменьшается и достаточной интерференции не будет наблюдаться. Как результат, высокий коэффициент отражения от детектора и соответственно низкая добротность резонатора. При уменьшении коэффициента отражения верхнего зеркала необходимое количество проходов излучения через резонатор уменьшается и в результате растет добротность и КЭ. Если же оптическое поглощение невелико, то для полной абсорбции в активном слое излучению требуется большое число проходов резонатора. Поэтому для обеспечения высокой добротности коэффициенты отражения должны быть велики.

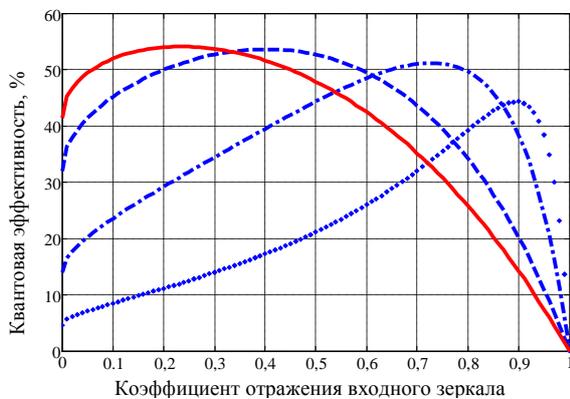


Рис. 8. Зависимость КЭ от коэффициента отражения верхнего зеркала при различных коэффициентах поглощения активного слоя. Сплошная кривая соответствует $\alpha = 1,5 \text{ мкм}^{-1}$, точечная $\alpha = 5 \text{ мкм}^{-1}$, пунктирная $\alpha = 15 \text{ мкм}^{-1}$, маркированная кружком $\alpha = 24 \text{ мкм}^{-1}$.

Проведенные расчеты показали, что влияние коэффициентов поглощения разделительных слоев на КЭ РФД пренебрежимо мало. Также было выяснено, что барьерная квантовая эффективность при правильно подобранном напряжении смещения равна практически 100% [15].

Выводы. Таким образом была выполнена поставленная задача исследования влияния физических параметров резонансного детектора на его КЭ. Выполненные расчеты показали что:

- зависимость КЭ от коэффициента отражения верхнего зеркала резонатора имеет экстремальный характер. При достаточно высоком поглощении пик характеристики наблюдается при низком коэффициенте отражения верхнего зеркала ($KЭ = 54,1\%$ при $\alpha = 24 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, $d = 15 \text{ нм}$, $R_2 = 0,98$ и $R_1 = 0,24$) (в качестве верхнего зеркала достаточно отражение границы раздела воздух-полупроводник [1]);

- дальнейшее увеличение полной КЭ затрудняется низкой внутренней КЭ в связи с квантовыми эффектами в активном слое. Для получения высокой КЭ необходимо уменьшить толщину активного слоя ($KЭ = 80,7\%$ при $\alpha = 24 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, $d = 4 \text{ нм}$, $R_2 = 0,98$ и $R_1 = 0,67$, т. е. достаточно 10 слоев верхнего зеркала);

- нижнее зеркало должно иметь как можно больший коэффициент отражения. При уменьшении числа слоев нижнего зеркала для сохранения требуемой КЭ необходимо уменьшить число слоев верхнего зеркала;

- КЭ падает при уменьшении коэффициента поглощения в активном слое, однако она значительно уменьшается только при уменьшении коэффициента поглощения на порядок. При этом сильно меняются требования к отражающей способности верхнего зеркала ($KЭ = 54,1\%$ при $\alpha = 24 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ и $R_1 = 0,24$ против $KЭ = 44,3\%$ при $\alpha = 1,5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ и $R_1 = 0,9$).

Научная новизна работы состоит в том, что получены значения коэффициента отражения верхнего зеркала для заданных материалов детектора и длины волны детектируемого излучения. Понимание принципов влияния физических параметров структуры на КЭ имеет практическую значимость при создании новых и оптимизации существующих конструкций РФД.

Нами проводилось исследование влияния физических параметров структуры на КЭ только в условии резонанса. Однако для более полного описания необходимо учитывать и нерезонансный случай, рассматривая зависимость от длины волны. Для проведения подобных исследований приведенные выше аналитические модели не работают и необходимо использовать другие методы расчета КЭ путем вычисления электромагнитного поля внутри структуры.

Авторы выражают благодарность И. А. Сухоиванову за советы в ходе выполнения работы и помощь при подготовке рукописи.

1. *Selim Unlu M., Strite Samuel.* Resonant Cavity enhanced photonic devices // *J. Appl. Phys.* - 1995. - 78, №2. - P.230-234.
2. *Киев Р. Дж., Крузе П. В., Патли П. В. и др.* Фотоприемники видимого и ИК диапазона / Пер. с англ. под ред. Р. Дж. Киеца. - М.: Радио и связь, 1985. - 328 с.

3. Xie K., Zhao J. H., Shi Y. et al. Resonant Cavity Enhanced GaInAsSb-AlAsSb Photodetector Grown by MBE for Mid-IR Applications // IEEE Photonics Technology Letters. - 1996. - 8, №5. - P.1230-1234.
4. Taylor G. W., Simmons J. G., Cho A. Y. and Mand R. S. A new double-heterostructure optoelectronic switching device using molecular-beam epitaxy // J. Appl. Phys. 59. - 1986. - P.230-234.
5. Грищенко С. В., Клименко М. В. Исследование квантовой эффективности резонансного GaAs фотодетектора // 10-й юбилейный міжнародний молодіжний форум "Радіоелектроніка і молодь в XXI ст.": Зб. матеріалів. - Харків: ХНУРЕ, 2006. - 161 с.
6. Kafai Lai, Campbell Joe C. Design of a Tunable GaAs/AlGaAs Multiple-Quantum-Well Resonant-Cavity Photodetector // IEEE J. of Quantum Electronics. - 1994. - 30, №1. - P.108-114.
7. Соболева Н. А., Меламид А. Е. Фотозлектронные приборы - М.: Высшая шк., 1974. - 376 с.
8. Zhang Y. H., Luo H. T., Shen W. Z. Study on the quantum efficiency of resonant cavity enhanced GaAs far-infrared detectors // J. Appl. Phys. - 2002. - 91, №9. - P.5538-5544.
9. Стриха В. И. Контактные явления в полупроводниках. - Киев: Вища шк. Головное изд-во, 1982. - 224 с.
10. Perera A. G. U., Yuan H. X., Francombe M. H. Homojunction internal photoemission far-infrared detectors: Photoreponse performance analysis // J. Appl. Phys. - 1995. - 77, №2. - P.915-924.
11. Jervase Joseph A., Bourdoucen Hadj. Design of Resonant-Cavity-Enhanced Photodetectors Using Genetic Algorithms // IEEE J. of Quantum Electronics. - 2000. - 36, №3. - P.325-332.
12. Knodl T., Choy H. K., Pan J. L. et al. RCE Photodetectors Based on VCSEL Structures // IEEE Photonics Technology Letters. - 1999. - 11, №10. - P.1289-1291.
13. De Corby R. G., Hnatiw A. J. P., Hillier G. Resonant-Cavity MSM Photodetector Employing a Burstein-Shifted InGaP-GaAs Reflector // IEEE Photonics Technology Letters. - 1999. - 11, №9. - P.1165-1167.
14. Ковбаса А. А., Зиньковская И. О., Лысак В. В. и др. Отражательные свойства распределенных Брегговских отражателей в комплексе с оксидным окном // Радиозлектроника и информатика. - 2005. - №3. - С.55-61.
15. Грищенко С. В., Демин А. А. Влияние сил изображения на движение электронов в гетероструктуре InGaAs/GaAs // 11-й юбилейный міжнародний молодіжний форум "Радіоелектроніка і молодь в XXI ст.": Зб. матеріалів. - Харків: ХНУРЕ, 2007. - Ч.1. - 293 с.

QUANTUM EFFICIENCY OF THE InGaAs/GaAs RESONANT CAVITY ENHANCED PHOTODETECTOR FOR THE ULTRASHORT OPTICAL CONNECTION

S. V. Gryshchenko, A. A. Dyomin,
V. V. Lysak, S. I. Petrov

We present a theoretical analysis on the quantum efficiency of a resonant cavity enhanced (RCE) InGaAs/GaAs *p-i-n* detector for the ultrashort optical connections. The quantum efficiency (QE) under resonant condition has been calculated. The math model includes physical parameters of photodetector and takes into account wavelength, reflecting availability of mirrors and optical absorption in all photodetector layers. QE dependence from the top mirror reflectivity coefficient based on Al_{0.65}Ga_{0.35}As/GaAs was obtained. Magnitude of reflectivity coefficient of the top mirror in dependence of different physical parameters was found.

Key words: quantum efficiency, resonance cavity enhanced photodetector, distributed Bragg reflectors.

КВАНТОВА ЕФЕКТИВНІСТЬ РЕЗОНАНСНОГО InGaAs/GaAs ФОТОДЕТЕКТОРА ДЛЯ НАДКОРОТКИХ ОПТИЧНИХ З'ЄДНАНЬ

С. В. Грищенко, А. А. Демин,
В. В. Лисак, С. І. Петров

Проводиться теоретичне дослідження квантової ефективності резонансного *p-i-n* фотодетектора на основі InGaAs/GaAs для надшвидких оптичних з'єднань. Розрахована квантова ефективність для умов резонансу. Математична модель включає до себе фізичні параметри фотодетектора та враховує довжину хвилі випромінювання, відбивну спроможність дзеркал та оптичне поглинання в усіх шарах детектора. Були отримані залежності квантової ефективності від коефіцієнта відбивання верхнього дзеркала резонатора на основі Al_{0.65}Ga_{0.35}As/GaAs при різних інших параметрах структури. Знайдено значення коефіцієнта відбивання верхнього дзеркала в залежності від фізичних параметрів структури.

Ключові слова: квантова ефективність, резонансний фотодетектор, розподілений відбивач Брєга.

Рукопись поступила 27 апреля 2007 г.