

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

PACS 42.55.Px; 42.60.Da; 42.65.Ky; 42.65.Lm

Влияние нелинейно-оптического трехволнового взаимодействия на характеристики излучения двухчастотного лазера с вертикальным внешним резонатором

М.Ю.Морозов, Ю.А.Морозов, И.В.Красникова

Исследовано влияние нелинейно-оптического взаимодействия в полупроводниковом двухчастотном лазере с вертикальным внешним резонатором на основные характеристики двухчастотного излучения и генерацию в длинноволновой части среднего ИК диапазона, получаемую в этом лазере при нелинейном смещении волн. С ростом мощности накачки наблюдается насыщение роста коротковолнового излучения и более интенсивное увеличение длинноволнового излучения по сравнению с линейным нарастанием мощностей этих излучений в отсутствие нелинейного взаимодействия. Концентрация носителей в активных слоях при наличии нелинейного взаимодействия не стабилизируется на уровне порога возникновения лазерной генерации, а изменяется с увеличением накачки и обеспечивает соответствующее усиление в активной области лазера, поддерживая стационарную лазерную генерацию. Предложены способы модернизации активной области лазера для достижения наиболее эффективной генерации в среднем ИК диапазоне.

Ключевые слова: генератор среднего ИК диапазона, полупроводниковый двухчастотный лазер, лазер с вертикальным внешним резонатором, нелинейно-оптическое преобразование частоты.

1. Введение

Актуальной прикладной проблемой лазерной физики является создание удобного в использовании полупроводникового источника когерентного излучения в среднем и дальнем ИК диапазоне частот с достаточным для применения уровнем мощности. Это обусловлено востребованностью таких источников в медицине, спектроскопии и системах обеспечения безопасности [1].

Заметным вкладом в освоение указанных диапазонов стало создание квантовых каскадных лазеров (ККЛ) [2]. Однако ККЛ отличается чрезвычайно сложное строение активной области, считывающей сотни квантоворазмерных слоев, которые необходимо выращивать с высокой точностью и повторяемостью, а для реализации непрерывного режима генерации с длиной волны, превышающей 10 мкм, необходимо криогенное охлаждение или сильное магнитное поле [3].

Другим способом реализации когерентного излучения в интересующем диапазоне электромагнитного спектра является нелинейное преобразование частоты в этот диапазон. Первые эксперименты по генерации разностной частоты через нелинейное смещение волн в нелинейном кристалле были проведены еще в начале 1960-х гг. [4], но следует отметить, что мощность генерации при таком преобразовании относительно невелика. Внутррезонаторное нелинейно-оптическое взаимодействие вследствие возрастания мощностей волн внутри резонатора является значительно более эффективным по сравнению со смеще-

нием волн от двух лазеров во внешнем нелинейном кристалле [5]. В появившейся сравнительно недавно работе [6] было предложено выделить с помощью эталона Фабри–Перо две частоты из спектральной полосы усиления лазера с вертикальным внешним резонатором (ЛВВР). При нелинейном смещении этих двух частот возникало излучение на разностной частоте, лежащей в диапазоне 1–2 ТГц, мощностью до 1 мВт. Однако, по проведенным оценкам, в предложенной схеме невозможно реализовать генерацию на частотах выше 3 ТГц, поскольку обе смешиваемые частоты выбираются из полосы усиления одного набора идентичных квантовых ям (КЯ).

По нашему мнению, для получения генерации в среднем ИК диапазоне через внутррезонаторное нелинейно-оптическое преобразование частоты наиболее перспективно использовать полупроводниковый двухчастотный ЛВВР [7]. Основное его отличие от одночастотного ЛВВР [8] состоит в строении его активной области. Она включает два набора неидентичных КЯ, предназначенных для одновременной генерации на двух длинах волн вблизи 1 мкм, со спектральным разделением от 10 до 100 нм. Таким образом, генератор разностной частоты, построенный на основе двухчастотного ЛВВР, мог бы стать менее дорогим, чем существующие аналоги, и удобным в использовании излучателем в диапазоне длин волн 10–100 мкм. Качество пучка излучения этого генератора также должно быть высоким, поскольку оба формируемых в резонаторе лазера пучка являются коаксиальными, гауссовыми (поперечно-одномодовыми), а следовательно, полностью перекрываются в пространстве. Внутррезонаторное нелинейно-оптическое смещение пучков в таком лазере планируется осуществить в нелинейном кристалле с регулярной доменной структурой (РДС) и квазисинхронизмом [9].

Настоящая работа посвящена численному исследованию влияния нелинейно-оптического трехволнового взаимодействия на характеристики излучения двухчастотного лазера с вертикальным внешним резонатором, при изменении таких параметров системы, как мощность на-

М.Ю.Морозов, Ю.А.Морозов. Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Саратовский филиал, Россия, 410019 Саратов, ул. Зеленая, 38; e-mail: mikyum@mail.ru, yuri.mor@rambler.ru

И.В.Красникова. Саратовский государственный технический университет им. Ю.А.Гагарина, Россия, 410008 Саратов, ул. Политехническая, 77; e-mail: krasnikovaiv2012@yandex.ru

Поступила в редакцию 27 марта 2013 г., после доработки – 17 мая 2013 г.

качки, длина нелинейного кристалла и число мелких и глубоких КЯ в активной области лазера.

2. Схематическое устройство и математическая модель лазера

На рис.1 представлена схема двухчастотного ЛВВР. Активное зеркало, сферические зеркала М1 и М2 и выходное М3 формируют резонатор в Z-конфигурации. Зеркала М2 и М3 обладают высоким коэффициентом отражения для двухчастотного излучения лазера и прозрачны для волны на разностной частоте. Инверсия населенности создается с помощью диодного лазера с длиной волны 808 нм.

Как уже упоминалось, основное отличие двухчастотного ЛВВР от обычного [8] состоит в строении активного зеркала, схематическая зонная диаграмма которого приведена в [10]. Это зеркало содержит два набора КЯ InGaAs с различной долей индия, предназначенных для одновременного усиления двухчастотного излучения. КЯ разделены барьерными слоями GaAs, поглощающими излучение накачки (которая осуществляется через диффузию и захват носителей из барьерных слоев). КЯ с большей долей индия («глубокие» КЯ, предназначенные для генерации длинноволнового излучения) характеризуются большей скоростью захвата и меньшей скоростью выброса носителей по сравнению со вторым набором ям («мелкие», или «коротковолновые», КЯ) [11]. В связи с этим, для предотвращения преимущественного захвата носителей в глубокие ямы, указанные наборы КЯ разделены широкозонным блокирующим слоем AlAs, препятствующим диффузионному транспорту носителей.

В работе [12] проведен анализ оптической накачки активной области такого лазера. Было обнаружено, что концентрацию во всех КЯ одного типа можно сделать приблизительно одинаковой. В этом случае, для упрощения, в математической модели лазера каждый из двух наборов идентичных КЯ можно заменить одной эквивалентной КЯ с тем условием, чтобы коэффициент усиления коротковолнового и длинноволнового оптических полей остался неизменным.

Для определения стационарных характеристик излучения лазера мы воспользовались системой скоростных уравнений лазерной генерации [13], модифицированной с учетом трехволнового нелинейно-оптического взаимодействия [14]:

$$\frac{J_i - N_i}{t_w} - \frac{2}{m_i t_w} \sum_{j=1}^2 \Gamma_{ji} g_{ji} l_j F_j \left(\frac{\omega_{ncj}}{\omega_{gj}} \right)^2 = 0, \tag{1}$$

$$\sum_{j=1}^2 \Gamma_{ij} g_{ij} - \alpha + \frac{1}{l_i} \ln(r_{ni} r_i) = 0.$$

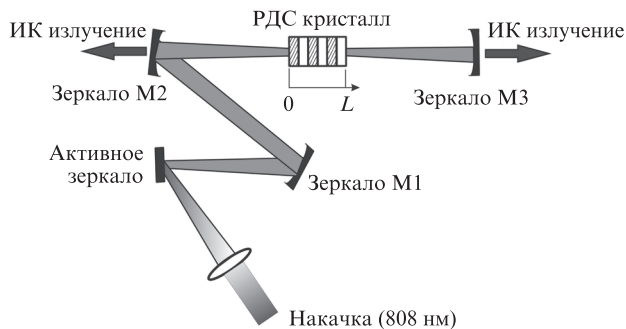


Рис.1. Схема двухчастотного ЛВВР.

Здесь динамические переменные и параметры с индексом $i = 1, 2$ относятся к коротковолновому и длинноволновому излучению соответственно; J_i – диффузионный поток носителей, сформированных в барьерных слоях оптической накачки, в эквивалентную КЯ i -го типа; t_w – ширина КЯ; N_i – концентрация носителей в i -й КЯ; τ_r – время жизни носителей в КЯ; m_i – количество КЯ i -го типа в активной области; ω_{gj} и ω_{ncj} – радиусы пучков двухчастотного излучения на активном зеркале и нелинейном кристалле соответственно; l_i – эффективная длина активного зеркала для соответствующего поля; $\Gamma_{ij} = 2m_j t_w l_i$ и g_{ij} – коэффициенты оптического ограничения и усиления i -го оптического поля в j -й квантовой яме; F_i – поток фотонов i -го излучения; α – коэффициент поглощения волны в материале активного зеркала; r_i – коэффициент отражения i -го оптического поля от брэгговского зеркала, выращенного внутри структуры.

Выражение для параметра r_{ni} (коэффициента отражения от нелинейного элемента, объединяющего нелинейный кристалл и зеркало М3) можно записать в виде

$$r_{n1} = R[1 - \gamma(1 + R)F_2(0)], \tag{2}$$

$$r_{n2} = R[1 + \gamma(1 + R)F_1(0)].$$

Здесь R – коэффициент отражения от зеркала М3, а γ – характеризует эффективность нелинейного взаимодействия в кристалле:

$$\gamma = \frac{32Z_0}{n_1 n_2 n_3} d_{14}^2 \frac{L^2}{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3} \frac{hc}{c}, \tag{3}$$

где $\lambda_{1,2,3}$ – длины волн излучения лазера (здесь и далее индексом 3 обозначены характеристики излучения на разностной частоте); $Z_0 = 120\pi$ – импеданс свободного пространства; d_{14} – элемент тензора нелинейной восприимчивости кристалла; $n_{1,2,3}$ – показатели преломления кристалла на длинах волн $\lambda_{1,2,3}$; L – длина нелинейного кристалла; h – постоянная Планка; c – скорость света в вакууме.

Для расчета нелинейного коэффициента отражения r_{ni} была применена формула связи между потоками фотонов излучений $F_3(L) = \gamma F_1(0)F_2(0)$ (полученная с учетом специфики параметров нашего лазера из точных формул [14] и соотношений Мэнли–Роу):

$$F_1(L) + F_3(L) = F_1(0) + F_3(0), \tag{4}$$

$$F_2(L) - F_3(L) = F_2(0) - F_3(0),$$

где $F_{1,2,3}(0)$ и $F_{1,2,3}(L)$ – потоки фотонов на входе и выходе из нелинейного кристалла. Эти формулы отражают закон сохранения энергии при нелинейно-оптическом взаимодействии в кристалле, а именно тот факт, что при преобразовании в нелинейном кристалле происходит исчезновение фотонов коротковолнового излучения с одновременным появлением фотонов с частотой, соответствующей длинноволновому излучению, а высвобождаемая при этом энергия идет на формирование излучения на разностной частоте.

При решении системы уравнений (1) была также учтена линейная взаимосвязь диффузионного потока носителей J_i в эквивалентные КЯ с мощностью накачки P_p : $J_i = K_i P_p$ (определена в работе [12], в которой построена модель оптической накачки, учитывающей генерацию электронно-дырочных пар, диффузионно-рекомбинаци-

онный транспорт к КЯ и квантово-механический захват в них). Мощность излучения лазера P_i определялась через поток носителей F_i как $P_i = (hc/\lambda_i)F_iA_i$, где $A_i = \frac{1}{2}\pi\omega_{nci}^2$ ($i = 1-3$) – эффективное сечение гауссовой моды, причем радиус пучка на разностной частоте, согласно [15], $\omega_{nc3} = \omega_{nc1}\omega_{nc2}/(\omega_{nc1}^2 + \omega_{nc2}^2)^{1/2}$.

Поскольку двухчастотное излучение в лазере [7] существует в форме двух коаксиальных гауссовых пучков, математическое выражение для γ (формула (3)), справедливое в плосковолновом приближении, следует заменить на

$$\gamma_G = \gamma H(\mu, \xi) / \xi \quad (5)$$

для гауссовых пучков. Точное значение функции фокусировки $H(\mu, \xi)$ представлено в работе [15]. При рассматриваемых нами длинах нелинейного кристалла и геометрических характеристиках пучков величина параметра фокусировки ξ является малой: $\xi = L/b \ll 1$ (где $b = k_{1,2}\omega_{nc1,2}^2$ – конфокальный параметр, одинаковый для обоих пучков, а $k_{1,2} = 2\pi n_{1,2}/\lambda_{1,2}$ – амплитуда волнового вектора). В этом случае функция $H(\mu, \xi)$ может быть упрощенно записана в виде

$$H(\mu, \xi) = \frac{1-\mu}{\delta} \left[\arctan \chi - \frac{1}{2\chi} \ln(1 + \chi^2) \right], \quad (6)$$

где $\mu = k_2/k_1$; $\delta = 0.5[(1 + \mu)^2 + 2(1 - \mu)^2]^{1/2}$; $\chi = 2\xi\delta/(1 - \mu)$.

Найденное стационарное решение системы уравнений (1), где параметр r_{ni} был рассчитан по формуле (2) с учетом (3), (5) и (6), позволило определить основные характеристики излучения среднего ИК диапазона.

3. Результаты

На рис.2,а представлены зависимости мощности двухчастотного излучения и генерации в среднем ИК диапазоне на длине волны ~ 17 мкм от мощности накачки при следующих значениях параметров: $\lambda_1 = 0.983$ мкм; $\lambda_2 = 1.043$ мкм; $\tau_r = 2$ нс; $m_1 = m_2 = 8$; $t_w = 7$ нм; $\omega_{g1,2} = \omega_{nc1,2} = 50$ мкм; $\omega_{nc3} = 50/\sqrt{2} \approx 35$ мкм; $l_i = 10$ мкм; $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = 0.0112$; $\Gamma_{12} = \Gamma_{22}/10$; $\Gamma_{21} = 0$; $\alpha = 10$ см $^{-1}$; $r_i = 1$; $R = 0.995$; $L = 1.4$ мм; $n_1 = 3.51$; $n_2 = 3.48$; $n_3 = 3.21$; $d_{14} = 110$ пм/В (значение элемента тензора нелинейной восприимчивости было рассчитано в соответствии с [16]).

Из рис.2,а можно видеть, что мощность коротковолнового излучения P_1 (кривая 1) носит насыщающийся характер в отличие от линейного нарастания мощности излучения лазера (кривые 1' и 2') при увеличении мощности накачки в отсутствие нелинейного взаимодействия. Мощность длинноволнового излучения P_2 (кривая 2), напротив, возрастает интенсивнее, чем в отсутствие нелинейного взаимодействия. Кроме того, при нелинейном взаимодействии порождается излучение на разностной частоте P_3 (кривая 3), лежащей в длинноволновой части среднего ИК диапазона. Характер наблюдаемых зависимостей объясняется передачей энергии от коротковолнового излучения длинноволновому и формирующемуся излучению на разностной частоте.

Появление излучения на разностной частоте приводит к дополнительным потерям коротковолновой компоненты двухчастотного излучения и уменьшению потерь для длинноволновой компоненты. Вследствие этого, для поддержания условий генерации, коэффициент усиления на короткой длине волны должен увеличиться, а длинно-

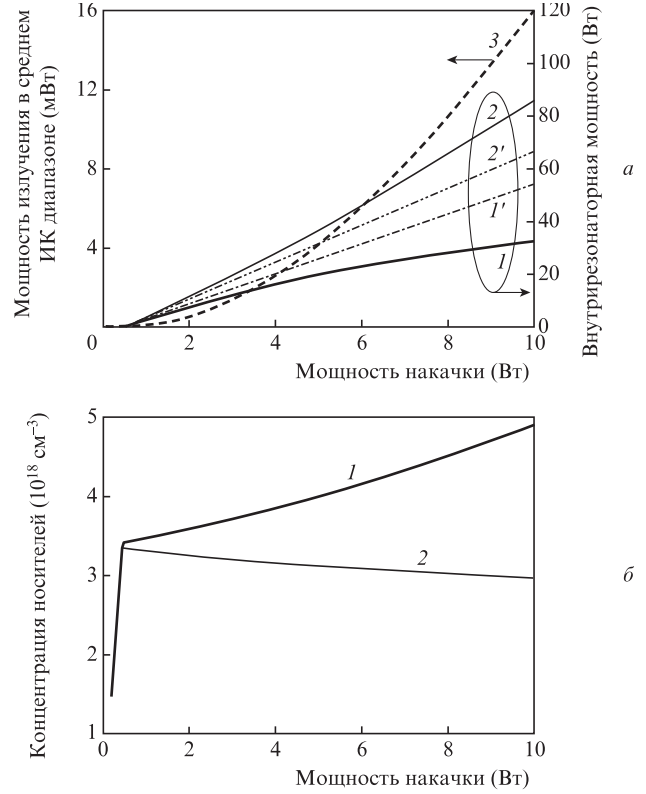


Рис.2. Зависимости мощности коротковолнового и длинноволнового излучения при нелинейно-оптическом взаимодействии (1, 2) и в его отсутствие (1', 2') и генерации в среднем ИК диапазоне (3) (а), а также зависимости концентрации носителей в мелких (1) и глубоких (2) КЯ (б) от мощности накачки.

волновый коэффициент усиления – уменьшиться. Связь коэффициента усиления с концентрацией носителей для кванторазмерного слоя носит логарифмический характер. Поэтому с увеличением мощности накачки концентрация носителей в мелких КЯ возрастает, а в глубоких КЯ – убывает (рис.2,б). Зависимости построены при тех же значениях параметров, что и на рис.2,а.

Однако при превышении концентрацией носителей в мелких КЯ некоторого критического значения ($\sim 5 \times 10^{18}$ см $^{-3}$ для рассматриваемых нами КЯ In $_{0.2}$ Ga $_{0.8}$ As в барьерах GaAs) накачка ям становится неэффективной. Это обусловлено незначительным различием времен выброса и захвата носителей заряда в КЯ, когда в барьерных слоях остается достаточно много носителей, не захваченных в КЯ. В этом случае часть мощности накачки тратится бессмысленно, а именно расходуется на генерацию электронно-дырочных пар, остающихся в барьерных слоях. Такой неэффективной траты мощности накачки следует избегать, ограничивая концентрацию носителей в КЯ. Поэтому целесообразно подстраивать мощность накачки таким образом, чтобы концентрация не превышала этого критического значения.

На рис.2 количества мелких и глубоких КЯ $m_{1,2}$ одинаковы и равны восьми. Но с увеличением числа мелких КЯ порог возникновения лазерной генерации коротковолнового излучения будет достигаться при меньших концентрациях носителей заряда в этих ямах. Тогда при большем числе мелких КЯ концентрация в них достигнет предельного уровня при больших значениях мощности накачки или длинах нелинейного кристалла. Следовательно, генерация разностной частоты в этом случае будет эффективнее.

Зависимость мощности излучения среднего ИК диапазона, генерируемого лазером, от длины нелинейного кристалла показана на рис.3,а. По мере увеличения длины нелинейного кристалла мощность излучения на разностной частоте растет в результате передачи энергии от коротковолнового излучения при преобразовании в кристалле. В результате, для поддержания условий стационарной генерации, концентрация носителей в мелких КЯ быстро возрастает и при некоторой длине нелинейного кристалла (L_1 или L_2) достигает предельного уровня (см. рис.3,б, кривые $1''$ и $2''$). Если уменьшать мощность накачки (рис.3,б, кривые $1'$ и $2'$), то, начиная с длины кристалла L_1 или L_2 , можно обеспечить приблизительное равенство концентрации величине критической концентрации ($5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$). При этом мощность генерации в среднем ИК диапазоне также начинает уменьшаться – этим и объясняется участок спада на представленных на рис.3,а кривых. Также отметим, что видна зависимость оптимальной длины кристалла, при которой наблюдается максимальная мощность на разностной частоте, от количества мелких и глубоких КЯ в активной области лазера. Кривая 1 на рис.3,а соответствует числу мелких КЯ, равному 8, кривая 2 – 12. При этом общее число ям оставалось неизменным и равным 16. Можно видеть, что при 8 мелких КЯ оптимум на кривой наблюдается при длине нелинейного кристалла $L_1 \approx 1.4$ мм, а при 12 КЯ – при $L_2 \approx 2.4$ мм. Следовательно, с увеличением числа мелких КЯ длина кристалла, на которой нелинейное преобразование в нем остается эффективным при максимальной мощно-

сти накачки, возрастает. В результате максимальная выходная мощность генерации в среднем ИК диапазоне с увеличением числа мелких КЯ также становится больше.

4. Выводы

Проведенный анализ показал возможность получения эффективной генерации в длинноволновой части среднего ИК диапазона (на длине волны ~ 17 мкм максимальная выходная мощность ~ 40 мВт при мощности накачки 10 Вт) в полупроводниковом двухчастотном лазере с вертикальным внешним резонатором.

Обнаружена существенно нелинейная зависимость мощности двухчастотного излучения ЛВВР от мощности накачки в условиях нелинейно-оптического взаимодействия в лазере. Так, мощность коротковолнового излучения имеет тенденцию к насыщению, а мощность длинноволнового нарастает быстрее, чем у лазера без нелинейного взаимодействия.

Показано, что в условиях нелинейно-оптического взаимодействия концентрация носителей в КЯ не стабилизируется на пороге возникновения лазерной генерации, а изменяется в процессе нелинейного преобразования, обеспечивая согласование между потерями и усилением для двухчастотного излучения лазера.

Для повышения генерируемой в режиме нелинейного преобразования мощности на разностной частоте предложено размещать в активной области лазера разные количества мелких и глубоких КЯ. Следствием отмеченного выше изменения концентрации является возможность осуществления эффективного нелинейного взаимодействия при большем числе «коротковолновых» КЯ на больших длинах кристалла при максимальной мощности накачки, что обеспечивает рост выходной мощности излучения в среднем ИК диапазоне.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 12-02-31888-мол_а и 13-02-12070-офи_м).

1. Tonouchi M. *Terahertz Sci. Technol.*, **2**, 90 (2009).
2. Beck M., Hofstetter D., Aellen T., Faist J., Oesterle U., Ilegems M., Gini E., Melchior H. *Science*, **295**, 301 (2002).
3. Wade A., Fedorov G., Smirnov D., Kumar S., Williams B.S., Hu Q., Reno J.L. *Nat. Photonics*, **3**, 41 (2009).
4. Niebuhr K.E. *Appl. Phys. Lett.*, **2**, 136 (1963).
5. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика* (М.: Физматлит, 2004).
6. Scheller M., Yarborough J., Moloney J., Fallahi M., Koch M., Koch S. *Opt. Express*, **18**, 27112 (2010).
7. Leinonen T., Morozov Yu.A., Harkonen A., Pessa M. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **17**, 2508 (2005).
8. Tropper A.C., Foreman H.D., Garnache A., Wilcox K.G., Hoogland S.H. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **37**, 75 (2004).
9. Levi O., Pinguet T.J., Skauli T., Eyres L.A., Parameswaran K.R., Harris J.S. Jr., Fejer M.M., Kulp T.J., Bisson S.E., Gerard B., Lallier E., Becouarn L. *Opt. Lett.*, **27**, 2091 (2002).
10. Морозов Ю.А., Конюхов А.И., Кочкуров Л.И., Морозов М.Ю. *Квантовая электроника*, **41** (11), 1040 (2011).
11. Tsai C.-Y., Tsai C.-Y., Lo Y.-H., Spencer R., Eastman L. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **1**, 316 (1995).
12. Morozov Yu., Leinonen T., Morozov M., Ranta S., Saarinen M., Popov V., Pessa M. *New J. Phys.*, **10**, 063028 (2008).
13. Морозов М.Ю., Морозов Ю.А., Красникова И.В. *Радиотехника и электроника*, **55** (10), 1243 (2010).
14. Liu X., Zhang H., Zhang M. *Opt. Express*, **10**, 83 (2002).
15. Richter D., Fried A., Weibring P. *Laser Photonics Rev.*, **3**, 343 (2009).
16. Орлов С.Н., Поливанов Ю.Н. *Квантовая электроника*, **37** (1), 36 (2007).

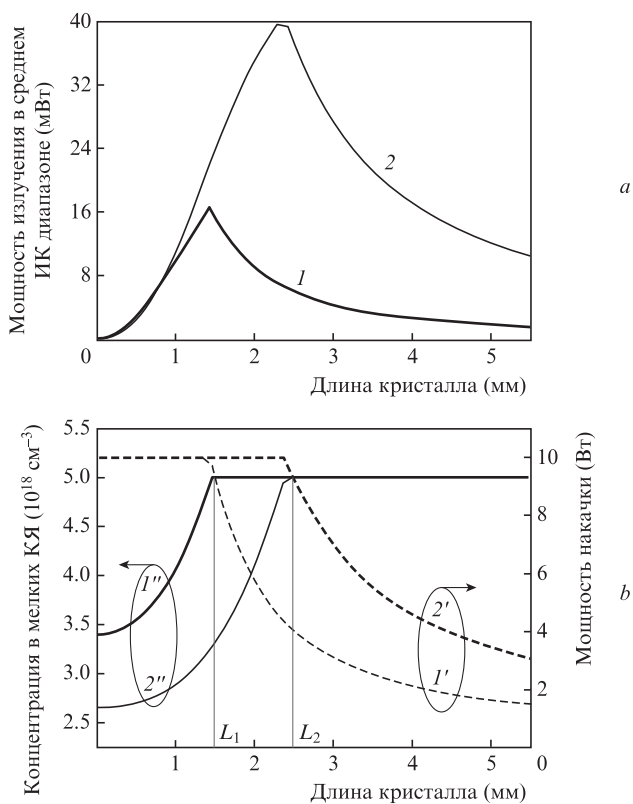


Рис.3. Зависимости от длины нелинейного кристалла мощности излучения на разностной частоте (а), а также мощности накачки ($1'$, $2'$) и концентрации носителей в мелких КЯ ($1''$, $2''$) (б). Количество мелких КЯ для кривых 1, $1'$ и $1''$ равно 8, для кривых 2, $2'$ и $2''$ – 12. Общее число КЯ в обоих случаях составляет 16.