

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Проект РФФИ # 00-02-16040

Взаимодействие световых волн в активно-нелинейных и нелинейных кристаллах с регулярной доменной структурой

Г. Д. Лаптев¹⁾, А. А. Новиков^{+ 1)}, А. С. Чиркин^{+ 1)}

Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

⁺ Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992, Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 июня 2003 г.

Краткий обзор результатов классических и квантовых исследований процессов самопреобразования частоты лазерной генерации в активно-нелинейных кристаллах с регулярной доменной структурой. Представлены теоретические и экспериментальные результаты исследований квазисинхронного самоудвоения и квазисинхронного сложения частоты лазерной генерации и излучения накачки в активно-нелинейном кристалле Nd:Mg:LiNbO₃ с регулярной доменной структурой. Рассмотрена возможность реализации частотно- и поляризационно-перепутанных состояний и формирования полей с субпуассоновской статистикой при последовательных нелинейно-оптических преобразованиях частоты в нелинейных кристаллах с регулярной доменной структурой.

PACS: 42.25.Dd, 42.65.Ky, 42.70.Mp

1. Введение

Активно-нелинейные кристаллы сочетают в себе активные (лазерные) свойства за счет наличия примесей редкоземельных ионов (например, Nd³⁺, Er³⁺, Yb³⁺) и нелинейно-оптические свойства. В таких кристаллах возможно осуществление процессов самопреобразования частоты лазерной генерации, когда в одном кристалле происходит лазерная генерация излучения на определенной частоте и одновременно нелинейно-оптическое преобразование этой частоты. Исследования активно-нелинейных кристаллов начались еще в 1960-х годах [1, 2] и продолжают по настоящее время [3–6]. На сегодняшний день в экспериментах по самопреобразованию частоты наиболее часто используются следующие активно-нелинейные кристаллы: Nd:YAl₃(BO₃)₄ [7–10], Nd:YCa₄O(BO₃)₃ [11], Nd:CdCa₄O(BO₃)₃ [12], Yb:YAl₃(BO₃)₄ [13].

Последние достижения в технике селективной (полупроводниковой) лазерной накачки [3, 6] и появление новых активно-нелинейных кристаллов, обладающих высокими нелинейностью, концентрацией редкоземельных элементов и порогом оптически-

го повреждения [14–17], открыли новые возможности для создания компактных источников лазерного излучения [18].

Однако даже появление новых активно-нелинейных кристаллов с квадратичной нелинейностью не привело к расширению возможностей, связанных с увеличением числа нелинейно-оптических преобразований и параметрических эффектов. Основной причиной является ограниченность возможностей однородных нелинейных и активно-нелинейных кристаллов, связанная с их дисперсионными свойствами. Использование периодически-неоднородных нелинейных и активно-нелинейных кристаллов [18], в которых путем подбора периода модуляции нелинейных восприимчивостей можно осуществить квазисинхронные взаимодействия световых волн, позволяет существенно расширить число практически реализуемых нелинейно-оптических процессов.

В этой связи одно из направлений наших исследований было связано с изучением процессов самопреобразования частоты лазерного излучения в активно-нелинейных кристаллах с регулярной доменной структурой (РДС-АНК). Характерной особенностью РДС-АНК является периодическое изменение на-

¹⁾ e-mail: gdl@hotbox.ru; novikov@qopm.phys.msu.su; chirkin@squeez.phys.msu.su

правления полярной оси кристалла, приводящее к периодическому изменению знака некоторых нелинейных восприимчивостей. Модуляция нелинейной восприимчивости и, соответственно, коэффициентов связи взаимодействующих волн от слоя к слою создает “нелинейную” решетку. Вследствие этого РДС-АНК позволяют реализовать квазисинхронные преобразования частоты, при которых волновая расстройка взаимодействующих волн компенсируется вектором обратной “нелинейной” решетки.

Проведенные нами исследования, находящиеся на стыке лазерной физики и нелинейной оптики, показали, что сочетание селективной накачки РДС-АНК и техники квазисинхронных волновых взаимодействий расширяет класс трехчастотных взаимодействий, включая в процесс нелинейного преобразования лазерную волну и волну накачки.

Значительный интерес представляет исследование квантовых свойств процессов, протекающих в активно-нелинейных и нелинейных кристаллах с регулярной доменной структурой. Основным “поставщиком” неклассического света до сих пор является процесс параметрического рассеяния при высокочастотной накачке, в котором рождающиеся фотоны имеют частоту ниже частоты накачки [19]. Такой традиционный процесс можно осуществить как при синхронном, так и квазисинхронном взаимодействии. В исследованных нами взаимодействиях между собой связаны два нелинейных процесса. Это либо оба нелинейно-оптических процесса, либо лазерный и нелинейно-оптический процессы. В первом случае мы имеем дело с последовательными взаимодействиями, а во втором – с процессом самопреобразования частоты. Эти ситуации кардинально отличаются от хорошо известного трехчастотного процесса. Так, при последовательных взаимодействиях, наряду с низкочастотными фотонами, рождаются фотоны с частотой выше частоты накачки, имеющие квантовую связь с низкочастотными фотонами.

В настоящем обзоре представлены результаты исследований, полученные за последние три года при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 00-02-16040). В разд.2 изложены результаты классической теории внутрирезонаторных трехчастотных волновых взаимодействий в РДС-АНК. Исследованы режимы стационарной генерации в процессах самопреобразования частоты: самоудвоение и самоделение пополам частоты лазерной генерации, сложение частот с участием волны накачки, а также последовательный процесс генерации третьей гармоники и параметрическое усиление при низкочастотной накачке. Разд.3

содержит данные экспериментальных исследований по квазисинхронному самопреобразованию частот лазерной генерации и накачки. Здесь также кратко обсуждается технология выращивания РДС-АНК. Квантовому анализу процессов квазисинхронного самопреобразования частоты лазерной генерации в РДС-АНК посвящен разд.4. В разд.5 показана возможность формирования частотно- и поляризационно-перепутанных состояний света при последовательных нелинейно-оптических преобразованиях частоты в нелинейных кристаллах с регулярной доменной структурой. В разд.6 процесс параметрического усиления при низкочастотной накачке рассмотрен с точки зрения получения неклассического света. При этом показана возможность формирования излучения с субпуассоновской статистикой фотонов.

2. Квазисинхронное самопреобразование частоты лазерной генерации в РДС-АНК.

2.1. Трехчастотные квазисинхронные волновые взаимодействия. Рассмотрим РДС-АНК, расположенный внутри резонатора, который образован двумя плоскими зеркалами, нанесенными на торцы кристалла (рис.1). При квазисинхронном самопреобразовании частоты в кристалле происходит лазерная ге-

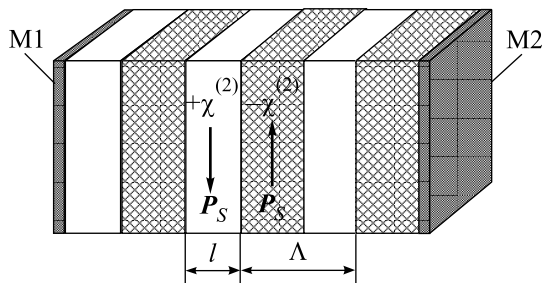


Рис.1. Активно-нелинейный РДС-кристалл, расположенный внутри резонатора. $M1$ и $M2$ — зеркала резонатора, Λ — период РДС, l — длина одного домена, P_S — вектор спонтанной поляризации в домене, $\chi^{(2)}$ — коэффициент квадратичной нелинейной восприимчивости

нерация излучения, например, на частоте ω_1 , и одновременно процесс квазисинхронного нелинейного взаимодействия волн с частотами ω_1 , ω_2 и ω_3 такими, что $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$. Будем считать, что одно из зеркал резонатора полностью отражает излучение на частотах всех взаимодействующих волн, а другое (выходное) зеркало имеет коэффициент отражения по интенсивности R_j для волны с частотой ω_j ($j = 1, 2, 3$).

Рассматриваемый процесс квазисинхронного самопреобразования частоты описывается следующей системой уравнений [20]:

$$\frac{dI_{1,2}}{dt} = \frac{1}{n_{1,2}T_C} \left(-\nu_{1,2}I_{1,2} - \sqrt{\varepsilon_{1,2}I_1I_2I_3} \sin(\varphi + \theta) \right), \quad (1)$$

$$\frac{dI_3}{dt} = \frac{1}{n_3T_C} \left(-\nu_3I_3 + \sqrt{\varepsilon_3I_1I_2I_3} \sin(\varphi + \theta) \right), \quad (2)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\sqrt{I_1I_2I_3}}{2(n_1 + n_2 - n_3)T_C} \left(\frac{\sqrt{\xi_2}}{I_2} \cos(\varphi + \psi_2) + \frac{\sqrt{\xi_1}}{I_1} \cos(\varphi + \psi_1) - \frac{\sqrt{\xi_3}}{I_3} \cos(\varphi + \psi_3) + \frac{2\delta\Psi}{\sqrt{I_1I_2I_3}} \right), \quad (3)$$

$$\frac{dI_q}{dt} = \frac{\nu_q I_q}{n_q T_C} (N - 1), \quad (4)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1}{T_{\parallel}} (1 + \eta - N(I_q + I_q R_q + 1)). \quad (5)$$

В уравнениях (1)–(5) I_j – интенсивность волны с частотой ω_j , нормированная на интенсивность насыщения активной среды I_S ($j = 1, 2, 3$); φ – разность фаз взаимодействующих волн; N – инверсная населенность среды, нормированная на ее пороговое значение; индекс q соответствует индексу частоты, усиливаемой за счет активных свойств кристалла; $\nu_j = 2(1 - R_j)/(1 + R_j) + 2\alpha_j L$ – безразмерные линейные потери внутри резонатора для волны с частотой ω_j , где L – длина кристалла, α_j – линейные потери в кристалле; параметр $\varepsilon_j = 8192F_j\pi^3L^2I_S \left(\mathbf{e}_j \chi_{jik}^{(2)} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_k \right)^2 / cn_1 n_2 n_3 \lambda_j^2 m^2$ – коэффициент нелинейной связи взаимодействующих волн с учетом условия квазисинхронизма $\Lambda = 2\pi t / \Delta k$, где Λ – период модуляции коэффициента квадратичной нелинейной восприимчивости, t – порядок квазисинхронизма (нечетное число), $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$ – волновая расстройка; \mathbf{e}_j , $k_j = 2\pi/\lambda_j$ и n_j – единичный вектор поляризации, волновое число и показатель преломления кристалла для волны с частотой ω_j , соответственно; $\chi_{jik}^{(2)}$ – тензор квадратичной нелинейной восприимчивости; функция

$$F_j = \frac{1 + R_1 R_2 R_3 + 2\sqrt{R_1 R_2 R_3} \cos(\Delta k L + \delta\Psi)}{(1 + R_j)^2}$$

связана с наличием зеркал резонатора; $\delta\Psi/2$ – дополнительная разность фаз, приобретаемая волнами при отражении от зеркал резонатора; $1 + \eta = \delta P_{\text{pump}}/P_{\text{th}}$ – отношение поглощенной в кристалле мощности накачки к ее пороговому значению,

δ – коэффициент поглощения накачки; T_C – время обхода резонатора; T_{\parallel} – время релаксации инверсной населенности активной среды; $\xi_j = \varepsilon_j A^2 / 4F_j$, $\theta = \arcsin \left(B / \left(F_j (1 + R_j)^2 \right) \right)$, $\psi_j = \arcsin(B/A)$,

$$A =$$

$$\sqrt{(1 + R_1 R_2 R_3 / R_j^2 + 2 \cos(\Delta k L + \delta\Psi) \sqrt{R_1 R_2 R_3 / R_j^2})},$$

$$B = \left(1 + \sqrt{R_1 R_2 R_3 / R_j^2} \right) \cos(\Delta k L / 2 + \delta\Psi / 2).$$

Система уравнений (1)–(5) в общем виде описывает процесс квазисинхронного самопреобразования частоты лазерной генерации в РДС-АНК. Причем правую часть уравнения (4) следует подставить в одно из уравнений (1) или (2) вместо слагаемого $\nu_j I_j / n_j T_C$ в зависимости от того, волна какой из частот $\omega_{1,2}$ или ω_3 усиливается активной средой.

Были детально исследованы следующие процессы квазисинхронного самопреобразования частоты лазерной генерации: самоудвоение, самоделение частоты пополам и сложение (смешение) частот с участием волны накачки. Эти процессы изучены применительно к кристаллу Nd:Mg:LiNbO₃ с регулярной доменной структурой, в котором наиболее интенсивная лазерная генерация имеет длину волны 1.084 мк [21].

При квазисинхронном самоудвоении в РДС-кристалле Nd:Mg:LiNbO₃ происходит лазерная генерация (1.084 мк) и наблюдается излучение в зеленом диапазоне спектра (0.542 мк) за счет удвоения частоты лазерной генерации. Для рассматриваемого процесса $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, $\omega_3 = 2\omega$, и система уравнений (1)–(5) имеет два стационарных решения для интенсивности второй гармоники:

$$I_3 = \frac{\varepsilon_3}{4\nu_3^2} \left(-\nu_1 \nu_3 (\varepsilon_1 \varepsilon_3)^{-1/2} - 1/2 + \sqrt{(\nu_1 \nu_3 (\varepsilon_1 \varepsilon_3)^{-1/2} + 1/2)^2 + 2\eta \nu_1 \nu_3 (\varepsilon_1 \varepsilon_3)^{-1/2}} \right)^2, \quad (6)$$

$$I_3 = \frac{4\nu_1 \eta \sqrt{R_3} - \nu_3 (1 + R_3)}{4\sqrt{R_3} (4\nu_1 \sqrt{R_3} + \nu_3 (1 + R_3))}. \quad (7)$$

При выводе (6) и (7) считалось, что для лазерной частоты ω резонатор является высокодобротным ($R_1 = R_2 = 1$) и $\delta\Psi = 0$. Заметим, что при $\delta\Psi \neq 0$ рассматриваемая система не имеет простого аналитического решения. В зависимости от значений параметров $\nu_{1,3}$, $\varepsilon_{1,3}$, R_3 и η реализуется одно из двух стационарных решений (6), (7).

На рис.2 представлена характерная зависимость интенсивности, соответствующая устойчивой ветви

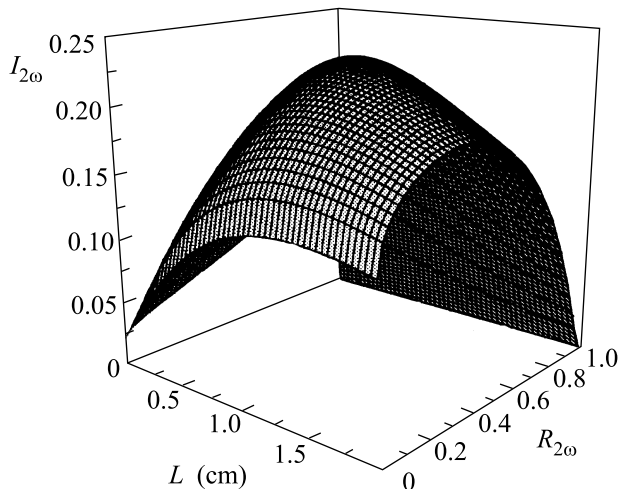


Рис.2. Нормированная интенсивность волны второй гармоники на выходе резонатора ($I_{2\omega}$) в зависимости от длины кристалла (L) и коэффициента отражения выходного зеркала для второй гармоники ($R_{2\omega}$)

решения (6) и (7). Из рис.2 видно, что существуют оптимальные значения длины кристалла и коэффициента отражения $R_{2\omega}$ выходного зеркала для волны второй гармоники, при которых выходная интенсивность (мощность) второй гармоники максимальна. Расчеты выполнены для РДС-кристалла Nd:Mg:LiNbO₃ длиной 0.5 см с периодом модуляции нелинейности $\Lambda = 7$ мк и порядком квазисинхронизма $m = 1$. Использовалось ee - e -взаимодействие, для которого кристалл ниобата лития имеет наибольший нелинейный коэффициент $d_{33} = 34.4$ пм/В. Другие параметры, которые использовались при расчете: $I_S = 10$ кВт/м² (по данным работы [20]), $P_{\text{pump}} = 2$ Вт, $P_{\text{th}} = 1.25\nu_1$, $\delta = 0.5$, $\alpha_\omega = 0.08$ см⁻¹, $\alpha_{2\omega} = 0.1$ см⁻¹, радиус пучка в резонаторе 100 мк. Считалось, что поглощенная в кристалле мощность накачки меняется согласно выражению $\delta P_{\text{pump}} = P_{\text{pump}}(1 - \exp(-\tau L))$, где τ – коэффициент линейного поглощения накачки. При этом бралось значение $\tau = 2 \ln 2$ см⁻¹.

При квазисинхронном самоделении частоты пополам в РДС-кристалле Nd:Mg:LiNbO₃ одновременно происходит лазерная генерация (1.084 мк) и деление пополам этой частоты, то есть имеет место генерация второй субгармоники (2.168 мк). Получаемое двухмикронное излучение является безопасным для глаз человека, что представляет интерес для целого ряда приложений. Для процесса самоделения частоты пополам система уравнений (1)–(5) имеет также аналитическое решение в случае стационарной генерации. На рис.3 представлены зави-

симости интенсивности, соответствующие этому ре-

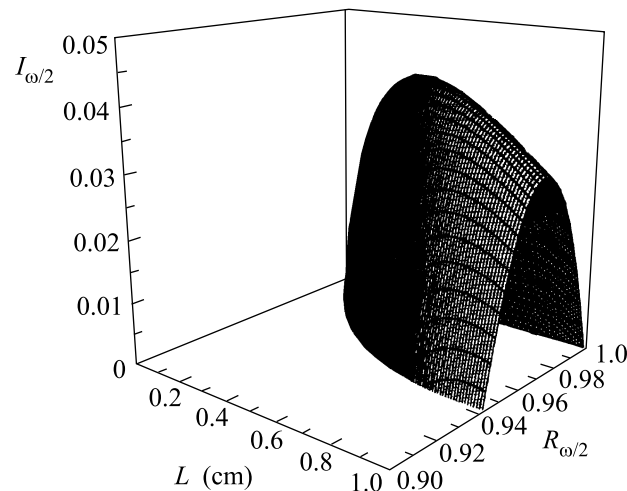


Рис.3. Нормированная интенсивность волны субгармоники на выходе резонатора ($I_{\omega/2}$) в зависимости от длины кристалла (L) и коэффициента отражения выходного зеркала для субгармоники ($R_{\omega/2}$)

жиму. Из рис.3 следует, что данный процесс является пороговым, и генерация субгармоники возможна лишь в том случае, когда резонатор для нее высокдобротный. Расчетные кривые на рис.3 выполнены для кристалла Nd:Mg:LiNbO₃ с периодом доменной структуры $\Lambda = 22$ мк ($m = 1$), $P_{\text{pump}} = 3$ Вт, $\alpha_{\omega/2} = 0.08$ см⁻¹. Другие параметры брались такими же, что и при самоудвоении частоты.

В процессе квазисинхронного сложения частот в Nd:Mg:LiNbO₃ не поглощенная в кристалле накачка (0.81 мк) принимает участие в нелинейном взаимодействии с частотой лазерной генерации (1.084 мк), в результате рождается волна суммарной частоты (0.464 мк). Длина волны суммарной частоты для рассматриваемого кристалла лежит в фиолетовом диапазоне. Для этого процесса система уравнений (1)–(5) также имеет стационарное решение. На рис.4 представлена устойчивая ветвь данного решения. Расчеты выполнены для кристалла Nd:Mg:LiNbO₃ с периодом модуляции нелинейности $\Lambda = 4.2$ мк ($m = 1$), $P_{\text{pump}} = 2$ Вт, $\alpha_3 = 0.1$ см⁻¹, $R_2 = 0$. Другие параметры брались такими же, что и в рассмотренных выше случаях.

2.2. Самопреобразование частоты при последовательных волновых взаимодействиях. Помимо традиционных рассмотренных выше нелинейно-оптических взаимодействий, РДС-кристаллы допускают реализацию последовательных [22] и одновременных [23] трехчастотных взаимодействий. Использование в этом случае РДС-АНК расширяет

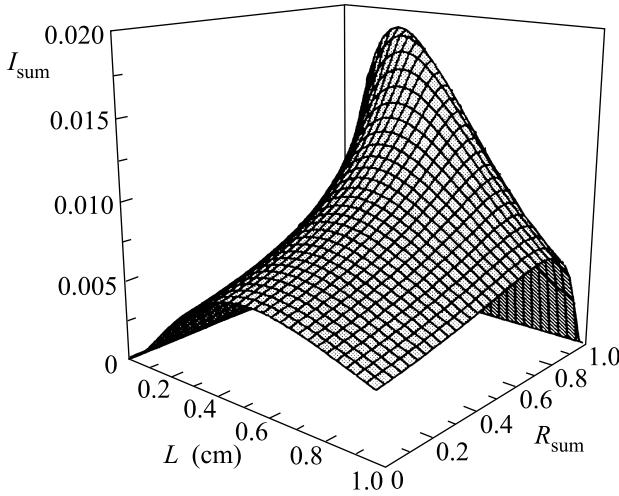


Рис.4. Нормированная интенсивность волны суммарной частоты на выходе резонатора (I_{sum}) в зависимости от длины кристалла (L) и коэффициента отражения выходного зеркала для суммарной частоты (R_{sum})

возможности одновременного получения излучения на нескольких частотах в одном кристалле.

Пусть, как и выше, РДС-АНК расположен внутри резонатора (см. рис.1), а в кристалле происходит лазерная генерация излучения на частоте ω_1 и выполняются условия квазисинхронного последовательного взаимодействия четырех волн с частотами ω_1 , ω_2 , ω_3 и ω_4 такими, что $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$, $\omega_1 + \omega_3 = \omega_4$. Будем считать, что одно из зеркал резонатора полностью отражает излучение на частотах всех взаимодействующих волн, а другое зеркало имеет коэффициент отражения по интенсивности R_j для волны с частотой ω_j ($j = 1, 2, 3, 4$).

Взаимодействие волн в данном случае подчиняется следующей системе уравнений [24]:

$$\frac{dI_1}{dt} = \frac{1}{n_1 T_C} \left(-\nu_1 I_1 - \sqrt{\varepsilon_{21} I_1 I_2 I_3} \cos \Psi_2 \right), \quad (8)$$

$$\frac{dI_2}{dt} = \frac{1}{n_2 T_C} \times \left(-\nu_2 I_2 - \sqrt{\varepsilon_{32} I_2 I_3 I_4} \cos \Psi_3 - \sqrt{\varepsilon_{22} I_1 I_2 I_3} \cos \Psi_2 \right), \quad (9)$$

$$\frac{dI_3}{dt} = \frac{1}{n_3 T_C} \times \left(-\nu_3 I_3 - \sqrt{\varepsilon_{33} I_2 I_3 I_4} \cos \Psi_3 + \sqrt{\varepsilon_{23} I_1 I_2 I_3} \cos \Psi_2 \right), \quad (10)$$

$$\frac{dI_4}{dt} = \frac{1}{n_4 T_C} \left(-\nu_4 I_4 + \sqrt{\varepsilon_{34} I_2 I_3 I_4} \cos \Psi_3 \right), \quad (11)$$

$$\frac{d\Psi_2}{dt} = \frac{\sqrt{I_2 I_3 I_4} \sin \Psi_3}{4(n_1 + n_2 - n_3) T_C} \left(\frac{\sqrt{\xi_{33}}}{I_3} - \frac{\sqrt{\xi_{32}}}{I_2} \right) + \frac{\sqrt{I_1 I_2 I_3} \sin \Psi_2}{4(n_1 + n_2 - n_3) T_C} \left(\frac{\sqrt{\xi_{23}}}{I_3} - \frac{\sqrt{\xi_{22}}}{I_2} - \frac{\sqrt{\xi_{21}}}{I_1} \right), \quad (12)$$

$$\frac{d\Psi_3}{dt} = \frac{\sqrt{I_2 I_3 I_4} \sin \Psi_3}{4(n_2 + n_3 - n_4) T_C} \left(\frac{\sqrt{\xi_{34}}}{I_4} - \frac{\sqrt{\xi_{33}}}{I_3} - \frac{\sqrt{\xi_{32}}}{I_2} \right) - \frac{\sqrt{I_1 I_2 I_3} \sin \Psi_2}{4(n_1 + n_2 - n_3) T_C} \left(\frac{\sqrt{\xi_{23}}}{I_3} + \frac{\sqrt{\xi_{22}}}{I_2} \right), \quad (13)$$

$$\frac{dI_q}{dt} = \frac{\nu_q I_q}{n_q T_C} (N - 1), \quad (14)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1}{T_{\parallel}} (1 + \eta - N (I_q + I_q R_q + 1)), \quad (15)$$

Здесь $\Psi_{2,3}$, ε_{2i} , ε_{3p} , ξ_{2i} и ξ_{3p} – разности фаз и коэффициенты нелинейной связи взаимодействующих волн, $i = 1, 2, 3$, $p = 2, 3, 4$.

Расчеты, выполненные по дисперсионным данным для РДС-кристалла Nd:Mg:LiNbO₃, заимствованным из работы [25], показали, что в таком кристалле при подборе периода модуляции нелинейной восприимчивости и порядков квазисинхронизма возможна реализация следующих квазисинхронных последовательных процессов: 1) параметрическое усиление при низкочастотной накачке: $\omega_3 \rightarrow \omega_1 + \omega_2$, $\omega_2 + \omega_3 \rightarrow \omega_4$, когда за счет активных свойств кристалла усиливается волна с частотой ω_3 , а при сложении частот генерируется частота $\omega_4 > \omega_3$; 2) генерация третьей гармоники: $\omega + \omega \rightarrow 2\omega$, $\omega + 2\omega \rightarrow 3\omega$, когда в кристалле усиливается волна с частотой ω . Следует отметить, что в отличие от обычных нелинейных РДС-кристаллов в активно-нелинейных не удастся реализовать последовательные квазисинхронные взаимодействия с кратными частотами, то есть ситуацию, в которой $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, $\omega_3 = 2\omega$ и $\omega_4 = 3\omega$ [22].

Обратимся к процессу *квазисинхронного параметрического усиления при низкочастотной накачке*. В РДС-кристалле Nd:Mg:LiNbO₃ этот процесс осуществляется следующим образом: 1,084 мк → 2.163 мк + 2.173 мк, 2.173 мк + 1.084 мк → 0.728 мк. Для его реализации на первом порядке квазисинхронизма при $e\bar{e}$ -взаимодействии необходим период регулярной доменной структуры $\Lambda = 20.7$ мк. На рис.5 представлена зависимость интенсивности, соответствующая стационарному решению системы (8)–(15). Расчеты выполнялись для $P_{\text{pump}} = 3$ Вт, $\nu_1 = \nu_2 = \nu_3 = 0.08$,

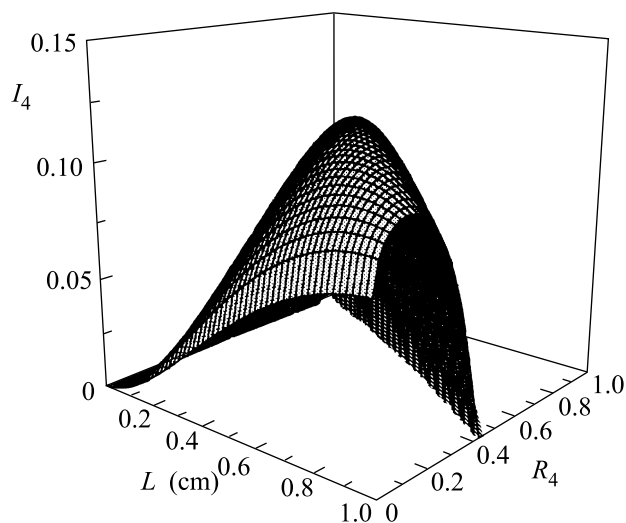


Рис. 5. Нормированная интенсивность волны с частотой ω_4 на выходе резонатора (I_4) в зависимости от длины кристалла (L) и коэффициента отражения выходного зеркала для волны с частотой ω_4 (R_4)

$\alpha_4 = 0.1 \text{ см}^{-1}$. Остальные параметры считались такими же, что и в рассмотренных выше случаях.

Процесс квазисинхронной последовательной генерации третьей гармоники может быть реализован в рассматриваемом кристалле на низких порядках квазисинхронизма в случае, когда лазерная генерация осуществляется на длине волны 1.387 мк. При этом необходим кристалл с периодом доменной структуры $\Lambda = 13$ мк. Данный процесс осуществляется следующим образом: 1.387 мк \rightarrow 0.6935 мк + 0.6935 мк, 1.387 мк + 0.6935 мк \rightarrow 0.462 мк. Частота излучения третьей гармоники попадает в фиолетовый диапазон длин волн.

3. Эксперименты по квазисинхронному самопреобразованию частоты лазерного излучения.

3.1. Активно-нелинейные кристаллы Nd:Mg:LiNbO_3 с регулярной доменной структурой. Существует несколько способов создания регулярной доменной структуры в активно-нелинейных кристаллах: стандартный ростовой метод (метод Чохральского), метод послеростовой обработки кристалла посредством приложения высокого напряжения (так называемый, “высоковольтный” метод) и диффузионный метод. К настоящему моменту квазисинхронное самопреобразование частоты экспериментально реализовано в кристаллах, которые были созданы всеми указанными методами [26–31]. Лучшие результаты получены при выполнении экспе-

риментов с активно-нелинейными РДС-кристаллами, выращенными по методу Чохральского [18].

Метод Чохральского непосредственно в ходе роста кристалла позволяет создавать РДС-кристаллы с широким диапазоном значений периода, объемом кристалла несколько см^3 , относительно гладкими и плоскими доменными стенками [32, 33]. Когда в процессе роста ось симметрии теплового поля не совпадает с осью вращения кристалла, происходят периодические изменения температуры на фронте роста кристалла, что вызывает модуляцию его химического состава. Такая неоднородность состава приводит к образованию так называемых вращательных полос роста. При охлаждении, сопровождающемся прохождением точки Кюри, локальное поле, образованное градиентом концентрации примесей редкоземельных элементов Nd, Er или Yb, формирует доменную структуру. Векторы спонтанной поляризации в соседних доменах составляют угол 180° . Максимумы и минимумы концентрации примесей соответствуют положению доменных стенок, а период модуляции примеси соответствует периоду доменной структуры [34, 35]. Таким образом, в РДС-АНК редкоземельные элементы выполняют две функции: активного иона и “строительного материала” для формирования регулярной доменной структуры. Присутствие MgO в РДС-кристалле уменьшает фоторефрактивное повреждение РДС-АНК и улучшает его качество. Период регулярной доменной структуры определяется отношением скорости вытягивания к скорости вращения кристалла в процессе роста.

3.2. Самоудвоение частоты в РДС-кристалле Nd:Mg:LiNbO_3 .

Для реализации процесса самоудвоения частоты [18] кристалл Nd:Mg:LiNbO_3 с регулярной доменной структурой с близким к конгруэнтному составом ($[\text{Li}]/[\text{Nb}]=0.942$) был выращен по методу Чохральского из расплава вдоль нормали к плотноупакованной грани (01 $\bar{1}$ 2). Для проведения экспериментов из выращенного кристалла изготовлялся элемент длиной 7 мм с периодом доменной структуры около 7 мк. После просветления элемент помещался в 20-сантиметровый полуконцентрический резонатор вблизи плоского зеркала с высокими коэффициентами отражения (99.9%) на длине волны лазерной генерации (1.084 мк) и пропускания (85%) на длине волны диодной накачки (см. рис.6). Выходным зеркалом резонатора служило сферическое зеркало, оно имело как высокое отражение на длине волны лазерной генерации, так и высокое пропускание (80%) на длине волны второй гармоники (0.542 мк). Накачка элемента осуществлялась излучением диодно-

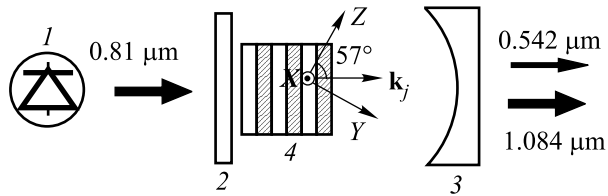


Рис.6. Схема экспериментальной установки: 1 – диодный лазер, 2 и 3 плоское и сферическое (выходное) зеркала резонатора, соответственно, 4 – активно-нелинейный РДС-кристалл Nd:Mg:LiNbO₃

го лазера (длина волны 0.81 мк). Излучение на частоте лазерной генерации было линейно поляризованным и соответствовало π-поляризации (лазерный переход ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$). Поляризации излучения второй гармоники и накачки совпадали с поляризацией излучения лазерной генерации. По нашим расчетам эффективный нелинейный коэффициент при $ee-e$ типе взаимодействия волн в кристалле ниобата лития в условиях данного эксперимента составлял 12 пм/В. Зависимость мощности излучения лазерной генерации и второй гармоники от поглощенной в кристалле мощности накачки представлена на рис.7. Сплошная линия на рис.7 – теоретическая за-

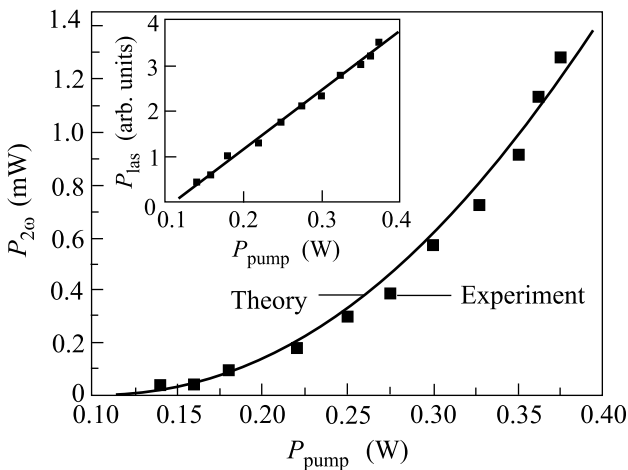


Рис.7. Мощность лазерного излучения P_{las} и второй гармоники $P_{2\omega}$ в зависимости от поглощенной в кристалле мощности накачки P_{pump}

висимость, соответствующая стационарному решению системы (1)–(5) для самоудвоения при реализованных экспериментальных параметрах. Лучшее совпадение экспериментальных и теоретических данных достигается для эффективного нелинейного коэффициента 5 пм/В.

3.3. Сложение частот в РДС-кристалле Nd:Mg:LiNbO₃. В эксперименте по сложению частот

[36] использовался РДС-кристалл Nd:Mg:LiNbO₃, выращенный по методу Чохральского. Изготовленный нелинейный элемент имел длину 6 мм и период доменной структурой около 4 мк. Схема эксперимента аналогична случаю самоудвоения частоты с той лишь разницей, что выходное зеркало имело пропускание около 90% на длине волны суммарной частоты. Примерно 60% излучения накачки поглощалось в кристалле. Непоглощенная часть излучения накачки принимала участие в нелинейном взаимодействии – процессе сложения частот накачки и лазерной генерации. В результате рождалась волна суммарной частоты, ее длина измерялась с помощью монохроматора и составляла 0.464 мк, что соответствует рассчитанному значению. Излучения генерируемой лазерной волны, накачки и излучение на суммарной частоте были линейно поляризованными и соответствовали π-поляризации. Зависимость мощностей излучения лазерной генерации и волны суммарной частоты от поглощенной в кристалле мощности накачки представлена на рис.8. Сплошная линия на рис.8 относится к теоретической зависимости,

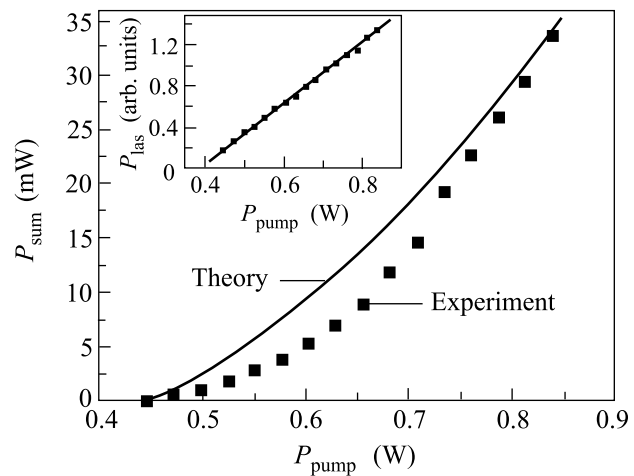


Рис.8. Мощность лазерного излучения P_{las} и волны суммарной частоты P_{sum} в зависимости от поглощенной в кристалле мощности накачки P_{pump}

соответствующей стационарному решению системы (1)–(5) для данного процесса при параметрах эксперимента. Лучшее совпадение экспериментальных и теоретических данных, как и в случае самоудвоения, достигалось при эффективном нелинейном коэффициенте 5 пм/В.

4. Квантовая теория самопреобразования лазерных частот.

Обратимся к случаю трехчастотных взаимодействий, в которых волна с частотой ω_1 усиливается за счет

активных свойств кристалла, и в кристалле имеет место квазисинхронное взаимодействие волн с частотами ω_1 , ω_2 и ω_3 ($\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$). Для кольцевого резонатора с расположенным внутри него РДС-АНК (рис.9) нами получена следующая система уравнений Гейзенберга-Ланжевена, описывающих эволюцию полевых и атомных операторов [37]:

$$\frac{da_{1,2}}{dt} = -\frac{\nu_{1,2}}{2}a_{1,2} + i\varepsilon a_{2,1}^+ a_3 + F_{1,2}(t), \quad (16)$$

$$\frac{da_3}{dt} = -\frac{\nu_3}{2}a_3 + i\varepsilon a_1 a_2 + F_3(t), \quad (17)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{2T_C}{T_\perp}(-\sigma + igT_\perp a_q N) + \Gamma(t), \quad (18)$$

$$\frac{d\sigma^+}{dt} = \frac{2T_C}{T_\perp}(-\sigma^+ - igT_\perp a_q^+ N) + \Gamma^+(t), \quad (19)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{2T_C}{T_\parallel} (P - N + i2T_\parallel g(\sigma a_q^+ - \sigma^+ a_q)) + \Gamma_N(t). \quad (20)$$

В системе (16)–(20) a_j^+ и a_j – операторы рождения и уничтожения фотона с частотой ω_j , удовлетворяющие коммутационному соотношению $[a_j(t), a_k^+(t)] = \delta_{jk}$ (δ_{jk} – символ Кронекера); ε – коэффициент нелинейной связи взаимодействующих волн; $\sigma = \sum_{\nu=1}^M \sigma_\nu$ и $N = \sum_{\nu=1}^M N_\nu$ – соответственно операторы поляризации и инверсной населенности всей активной среды, величины σ_ν и N_ν – соответственно поляризация и инверсная населенность ν -го активного атома, M – общее число активных атомов кристалла; t – безразмерное время, нормированное на $2T_C$; $\nu_j = 1 - R_j + \alpha_j L$ – линейные потери в кристалле и на зеркалах резонатора для волны с частотой ω_j ; $g = \sqrt{c\hbar\omega_i/4I_S V T_\parallel T_\perp}$ – константа взаимодействия атома с электромагнитным полем; T_\parallel и T_\perp – времена релаксации инверсной населенности и поляризации среды; V – объем квантования; $P = k_l(1 + \eta)/2g^2 T_C T_\perp$ – параметр накачки; $\Gamma(t)$ и $\Gamma_N(t)$ – операторы шумов, связанных соответственно с поляризацией и инверсной населенностью активной среды. Появление этих операторов и слагаемых $(2T_C/T_\perp)\sigma$, $(2T_C/T_\perp)\sigma^+$ и $2T_C(P - N)/T_\parallel$ в системе уравнений (16)–(20) обусловлено взаимодействием электромагнитного поля с термостатом.

Система уравнений (16)–(20) решалась традиционным методом. Операторы представлялись в виде

суммы стационарного значения (классической величины) и оператора флуктуаций. С помощью такого подхода были получены аналитические выражения для спектров флуктуаций операторов на выходе резонатора и изучена возможность генерации неклассического света [37]. Анализ выполнен для квадратурных компонент полей:

$$X_j = a_j + a_j^+, \quad Y_j = i(a_j^+ - a_j). \quad (21)$$

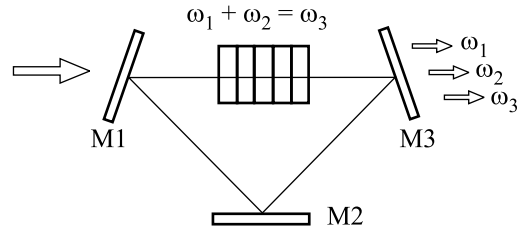


Рис.9. Схематическое изображение активного нелинейного РДС-кристалла внутри кольцевого резонатора

На рис.10 представлены спектры флуктуаций одной из квадратурных компонент поля на частоте второй

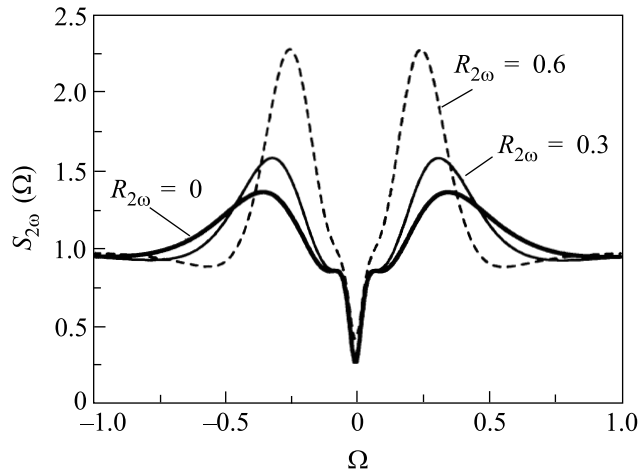


Рис.10. Спектр флуктуаций X-квadrатуры поля второй гармоники $S_{2\omega}(\Omega)$ для различных ее коэффициентов отражения выходного зеркала резонатора $R_{2\omega}$; $\Omega = 2T_C\omega$. Кривые построены для мощности накачки $P_{pump}/P_{th} = 20$

рой гармоники в процессе самоудвоения. Единичный уровень на рис.10 соответствует стандартному квантовому, то есть уровню вакуумных флуктуаций. Из рис.10 видно, что путем подбора параметров преобразователя можно существенно увеличить эффективность подавления флуктуаций в рассматриваемой квадратурной компоненте. При рассмотренных

параметрах максимальная эффективность подавления флуктуаций составляет примерно 70%. Флуктуации в сопряженной квадратурной компоненте (Y-компоненте) в соответствии с принципом неопределенности оказываются выше стандартного квантового уровня. В этом разделе все расчеты выполнены при тех же параметрах, что и при классическом анализе процессов самопреобразования частот в разд.2. Остальные параметры $T_1 = 6,7 \cdot 10^{-10}$ с, $T_C = 3 \cdot 10^{-11}$ с, $M = 10^{18}$.

При квантовом исследовании процесса самоделиния частоты пополам следует принимать во внимание, что данный процесс, помимо порога лазерной генерации, обладает еще порогом генерации субгармоники. Поэтому здесь возможны два режима: 1) надпороговый режим, когда порог генерации субгармоники превышен, и 2) подпороговый режим, при котором указанный порог не достигнут. Спектры флуктуаций одной из квадратурных компонент субгармоники для этих режимов представлены соответственно на рис.11 и рис.12. Из рис.11 и рис.12 можно ви-

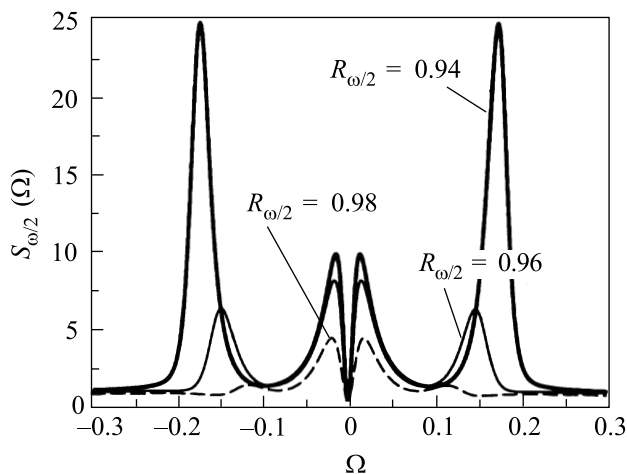


Рис.11. Спектр флуктуаций X-квадратуры поля субгармоники $S_{\omega/2}(\Omega)$ для различных ее коэффициентов отражения выходного зеркала резонатора $R_{\omega/2}$; $\Omega = 2T_C\omega$. Кривые построены для мощности накачки $P_{\text{pump}}/P_{\text{th}} = 20$

деть, что максимальная эффективность подавления флуктуаций при рассматриваемых параметрах преобразователя составляет в надпороговом режиме около 50%, а в подпороговом режиме – около 90%. Таким образом, путем подбора параметров кристалла, накачки и резонатора можно существенно увеличить эффективность подавления флуктуаций в рассматриваемом процессе.

Следует отметить, что исследование процессов, когда в резонаторе одновременно происходит лазер-

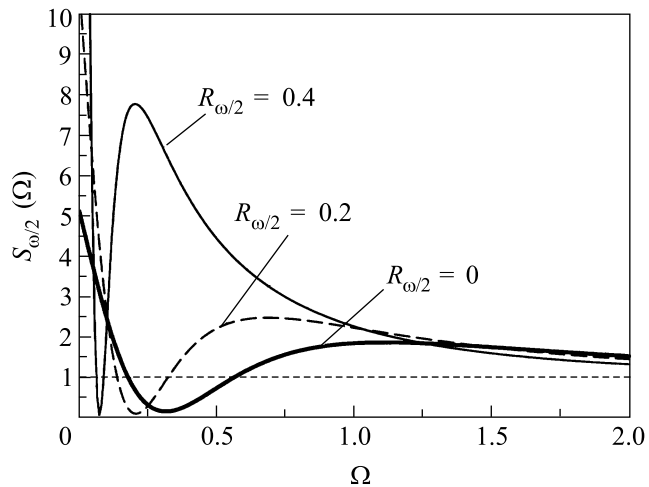


Рис.12. Спектр флуктуаций X-квадратуры поля субгармоники $S_{\omega/2}(\Omega)$ для различных ее коэффициентов отражения выходного зеркала резонатора $R_{\omega/2}$; $\Omega = 2T_C\omega$. Мощность накачки $P_{\text{pump}}/P_{\text{th}} = 8$

ная генерация и нелинейное преобразование ее частоты, были проведены ранее применительно к газовым лазерам [38, 39]. Для газовых лазеров время жизни фотона в резонаторе значительно больше времен релаксации инверсной населенности и поляризации активной среды, что позволяет упростить анализ нелинейных уравнений. В то же время, полученные в [36, 37] результаты нельзя перенести на твердотельные лазеры.

5. Формирование перепутанных состояний при одновременных квазисинхронных параметрических преобразованиях

С помощью квазисинхронных взаимодействий можно осуществить генерацию перепутанных квантовых состояний в коллинеарной геометрии взаимодействия волн [38, 39]. Обратимся к процессу параметрической генерации частот ω_1 и ω_2 в поле накачки частоты ω_3 так, что $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Рассмотрим два способа реализации преобразования частоты вниз в РДС-кристалле: 1) волна с частотой ω_1 – обыкновенная (индекс o), а волна с частотой ω_2 – необыкновенная (индекс e); 2) волна с частотой ω_1 – необыкновенная, а волна с частотой ω_2 – обыкновенная. Для рассматриваемых случаев условие одновременного квазисинхронизма имеет следующий вид:

$$\Delta k^{(1)} = k_3 - k_1^{(o)} - k_2^{(e)} = 2\pi m_1/\Lambda, \quad (22)$$

$$\Delta k^{(2)} = k_3 - k_1^{(e)} - k_2^{(o)} = 2\pi m_2/\Lambda, \quad (23)$$

где m_1 и m_2 – порядки квазисинхронизма. Анализ показал, что условия квазисинхронизма (22), (23) мо-

гут быть выполнены в кристалле LiNbO_3 . При этом коэффициенты нелинейной связи волн не равны нулю, если волна накачки является обыкновенной волной (процессы протекают на нелинейной восприимчивости d_{15}).

В приближении заданного поля классической накачки рассматриваемые процессы описываются гамильтонианом взаимодействия [40, 41]

$$H_I^{(s)} = \hbar [\beta_1 a_1^{(o)} a_2^{(e)} + \beta_2 a_1^{(e)} a_2^{(o)} + \text{э.с.}], \quad (24)$$

где э.с. означает эрмитово сопряжение; $\beta_j = \gamma_j A_3$, γ_j – нелинейный коэффициент и A_3 – амплитуда волны накачки.

В шредингеровском представлении эволюция вектора состояния двухчастотного поля подчиняется известному соотношению

$$|\psi(z)\rangle = \exp[-(i/\hbar)H_I^{(s)}z]|\psi(0)\rangle, \quad (25)$$

где $|\psi(0)\rangle$ – вектор начального состояния.

В случае вакуумных начальных состояний полей с частотами ω_1 и ω_2

$$|\psi(0)\rangle = |0\rangle_1 |0\rangle_2.$$

Тогда, подставляя (24) в (25), в первом порядке коэффициентов β_1 и β_2 для состояния поля на выходе нелинейного кристалла имеем выражение [40]

$$\begin{aligned} |\psi(z)\rangle = & |0\rangle_1^{(o)} |0\rangle_1^{(e)} |0\rangle_2^{(o)} |0\rangle_2^{(e)} - \\ & - i\beta_1 z |1\rangle_1^{(o)} |0\rangle_1^{(e)} |0\rangle_2^{(o)} |1\rangle_2^{(e)} - \\ & - i\beta_2 z |0\rangle_1^{(o)} |1\rangle_1^{(e)} |1\rangle_2^{(o)} |0\rangle_2^{(e)}, \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь индексы (o) и (e) означают состояние поляризации фотона.

Связанный с измеряемыми фотонами вектор состояния принимает вид

$$\begin{aligned} |\psi(z)\rangle = & \frac{1}{\sqrt{|\beta_1|^2 + |\beta_2|^2}} \times \\ & \times [\beta_1 |H\rangle_1 |V\rangle_2 + \beta_2 |V\rangle_1 |H\rangle_2], \end{aligned} \quad (27)$$

где $|H\rangle_j = |1\rangle_j^{(o)}$ и $|V\rangle_j = |1\rangle_j^{(e)}$.

Таким образом, согласно (27), в рассмотренных процессах генерируемые фотоны с частотами ω_1 и ω_2 находятся в поляризационно-перепутанном состоянии. Из состояния (27) можно получить два белловских состояния, если изменять знак отношения коэффициентов β_2/β_1 . Последнее определяет степень перепутывания, которая зависит от нелинейных коэффициентов γ_2/γ_1 и порядков квазисинхронизма m_1/m_2 . Подчеркнем, что рассмотренная схема получения перепутанных квантовых состояний,

по нашему мнению, проста в реализации, поскольку в ней используется только один РДС-кристалл и коллинеарная геометрия взаимодействующих волн. В экспериментах [41] для получения поляризационно-перепутанных состояний использовались два нелинейных кристалла.

6. Генерация неклассического света при параметрическом усилении в поле низкочастотной накачки

Последовательные квазисинхронные взаимодействия световых волн в нелинейных и активно-нелинейных РДС-кристаллах открывают новые возможности генерации неклассического света. В последние годы нами разрабатывалась квантовая теория последовательных взаимодействий световых волн с кратными частотами [40, 42–46]. Детально были изучены квантовые свойства волн с частотами ω и 3ω в заданном поле классической накачки частоты 2ω .

Рассматриваемый процесс описывается гамильтонианом взаимодействия вида [42]

$$H_I^{(c)} = \hbar[\beta_2 a_1^{+2} + \beta_2^* a_1^2 + \beta_3 a_3^+ a_1 + \beta_2^* a_3 a_1^+]. \quad (28)$$

Здесь $\beta_j = \gamma_j A_2$, γ_j – нелинейный коэффициент и A_2 – амплитуда волны накачки.

В гейзенберговском представлении этому процессу соответствует система операторных уравнений

$$\frac{da_1}{dz} = -i\beta_3^* a_3 - i2\beta_2 a_1^+, \quad (29)$$

$$\frac{da_3}{dz} = -i\beta_3 a_1. \quad (30)$$

Решение системы уравнений (29), (30) может быть представлено в виде [45]

$$\begin{aligned} a_1(z) = & -e^{-i\varphi} G_+(z) a_{30} + e^{2i\varphi} G_-(z) a_{30}^+ + \\ & + u_+(z) a_{10} - i e^{i\varphi} F_+(z) a_{10}^+, \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} a_3(z) = & u_-(z) a_{30} - i e^{3i\varphi} F_-(z) a_{30}^+ - \\ & - i e^{i\varphi} G_+(z) a_{10} - e^{2i\varphi} G_-(z) a_{10}^+. \end{aligned} \quad (32)$$

Операторы a_{j0} и a_{j0}^+ соответствуют входу РДС-кристалла; фаза π связана с фазой накачки.

При $|\beta_3| > |\beta_2|$ функции в (31), (32) определяются выражениями

$$u_{\pm}(z) = \cosh(|\beta_2|z) \cos(\gamma z) \pm \kappa \varepsilon \sinh(|\beta_2|z) \sin(\gamma z), \quad (33)$$

$$F_{\pm}(z) = \pm \sinh(|\beta_2|z) \cos(\gamma z) + \kappa \varepsilon \cosh(|\beta_2|z) \sin(\gamma z), \quad (34)$$

$$G_{\pm}(z) = 0.5\kappa[e^{(|\beta_2|z)} \pm e^{-(|\beta_2|z)}] \sin(\gamma z), \quad (35)$$

где $\kappa = 1/\sqrt{1 - \varepsilon^2}$, $\gamma = \sqrt{|\beta_3|^2 - |\beta_2|^2}$, $\varepsilon = |\beta_2/\beta_3|$.

Для случая $|\beta_3| < |\beta_2|$ соответствующие функции приведены в [43]. Использование гамильтониана взаимодействия (28) и решений (31), (32) позволяет рассчитать статистические характеристики излучения с частотами ω и 3ω .

Рассмотрим сначала формирование частотно-перепутанных состояний. Пользуясь шредингеровским представлением, для состояния двухчастотного поля на выходе кристалла имеем

$$|\psi(z)\rangle = \exp[-(i/\hbar)H_I^{(c)}z]|\psi(0)\rangle. \quad (36)$$

Здесь $|\psi(0)\rangle$ – вектор начального состояния при отсутствии сигнала на входе кристалла – имеет вид

$$|\psi(0)\rangle = |0\rangle_1 |0\rangle_3, \quad (37)$$

где $|0\rangle_j$ – вакуумное состояние поля на частоте $j\omega$.

Во втором порядке нелинейных коэффициентов $|\beta_2|$ и $|\beta_3|$ состояние поля на выходе кристалла можно представить в следующем компактном виде:

$$|\psi(z)\rangle = \mathcal{N}_1|\varphi\rangle_1 |0\rangle_3 - q|1\rangle_1 |1\rangle_3, \quad (38)$$

$$|\varphi\rangle_1 = \mathcal{N}_2|0\rangle_1 - if|2\rangle_1 - p|4\rangle_1. \quad (39)$$

Здесь \mathcal{N}_1 и \mathcal{N}_2 – нормировочные коэффициенты:

$$\mathcal{N}_1 = \sqrt{1 - q^2}, \quad \mathcal{N}_2 = \sqrt{1 - f^2 + p^2}, \quad (40)$$

причем

$$f = \sqrt{2}|\beta_2|z, \quad p = \sqrt{6}(|\beta_2|z)^2, \quad q = |\beta_2\beta_3|z^2$$

и цифра внутри кет-вектора означает число фотонов.

Из анализа (38), (39) следует, что в первом приближении появляются только два фотона частоты ω . А во втором приближении генерируются либо четыре фотона частоты ω , либо один фотон частоты ω и один фотон частоты 3ω . Из этих выражений также следует, что фотоны генерируемых частот находятся в перепутанном состоянии. Один фотон частоты 3ω регистрируется, если, и только если, зарегистрирован один фотон частоты ω . Степень перепутывания рассматриваемых состояний равна [40, 42]

$$\begin{aligned} \varepsilon(|\psi\rangle) &= -\text{Tr}_3(\rho_3 \log_2 \rho_3) = \\ &= -(1 - q^2) \log_2(1 - q^2) - q^2 \log_2 q^2. \end{aligned} \quad (41)$$

Заметим, что она зависит от произведения коэффициентов $|\beta_2|$ и $|\beta_3|$. Следует иметь в виду, что выражение (41) применимо при $q < 1$.

Рассмотрение полей на частотах ω и 3ω показало [42], что при вакуумных начальных состояниях излучение на этих частотах оказывается в квадратурно-сжатом состоянии, а статистика фотонов суперпуассоновская, как и в обычном параметрическом процессе в поле высокочастотной накачки. Вместе с тем, если на вход нелинейного кристалла подается когерентный сигнал на частоте ω или 3ω , то можно осуществить режим генерации полей с субпуассоновской статистикой фотонов [45].

Статистику фотонов удобнее анализировать, пользуясь решением (31), (32). Рассмотрим поведение на частотах $\omega, 3\omega$ среднего числа фотонов $\langle n_1(z) \rangle, \langle n_3(z) \rangle$ и фактора Фано $\mathcal{F}_1, \mathcal{F}_3$, которые определяются следующими соотношениями:

$$\langle n_j(z) \rangle = \langle \psi(0) | a_j^\dagger(z) a_j(z) | \psi(0) \rangle, \quad (42)$$

$$\mathcal{F}_j = \frac{\langle \Delta n_j^2 \rangle}{\langle n_j \rangle} \quad (j = 1, 3). \quad (43)$$

Фазовую чувствительность данного процесса при начальном когерентном сигнале на одной из частот можно наглядно видеть из выражений для среднего числа фотонов. Пусть начальное поле частоты ω находится в когерентном состоянии $|\alpha\rangle_1$, а поле на частоте 3ω – в вакуумном $|0\rangle_3$, то есть состояние входного поля $|\psi(0)\rangle = |\alpha\rangle_1 |0\rangle_3$, $\alpha = |\alpha|e^{i\varphi_{10}}$ и $|\alpha| = \sqrt{\langle n_{10} \rangle}$, где $\langle n_{10} \rangle$ – среднее число фотонов; φ_{10} – фаза сигнальной волны. В этом случае средние числа фотонов на выходе кристалла определяются выражениями

$$\begin{aligned} \langle n_1(z) \rangle &= \langle n_{10} \rangle (u_+^2 + F_+^2 + \\ &+ 2u_+ F_+ \sin(\varphi - 2\varphi_{10})) + G_+^2 + F_+^2, \end{aligned} \quad (44)$$

$$\begin{aligned} \langle n_3(z) \rangle &= \langle n_{10} \rangle (G_+^2 + G_-^2 + \\ &+ 2G_+ G_- \sin(\varphi - 2\varphi_{10})) + G_-^2 + F_-^2. \end{aligned} \quad (45)$$

Ясно видна зависимость среднего числа фотонов от разности фаз накачки φ и сигнала φ_{10} . Анализ показал, что при фазовом соотношении $\Phi = \varphi - 2\varphi_{10} = -\pi/2$ можно получить субпуассоновскую статистику фотонов.

Рис.13а показывает зависимость средних чисел фотонов на частотах $\omega, 3\omega$ от длины взаимодействия при $\Phi = -\pi/2$. Среднее число фотонов на сигнальной частоте ω сначала уменьшается с длиной взаимодействия, а на расстояниях z , когда $|\beta_2|z \gtrsim 1$, нарастает. Поведение среднего числа фотонов на частоте 3ω (рис.13b) более сложное. Здесь рост среднего числа фотонов может смениться на некоторых длинах взаимодействия на спад. Для кривой 1 рис.13b это имеет место при $|\beta_2|z \gtrsim 0.5$.

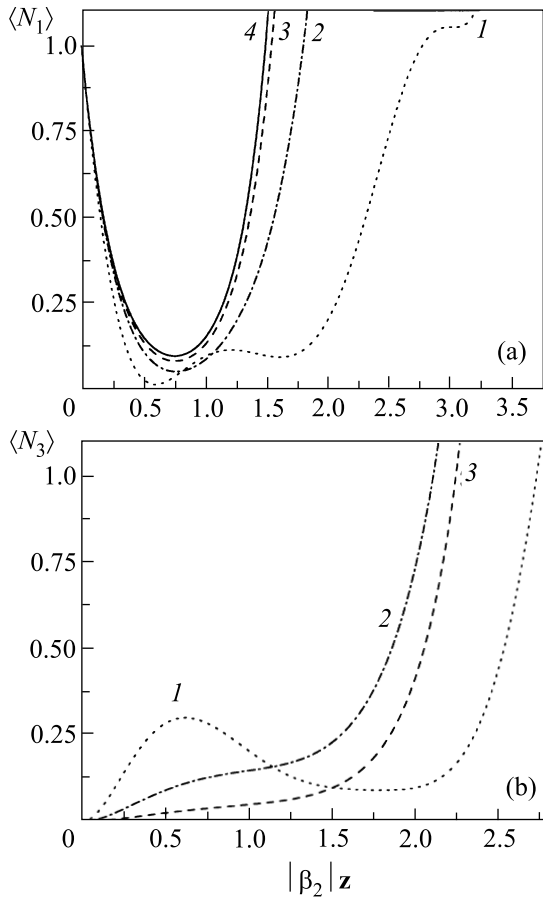


Рис.13. Нормированное среднее число фотонов $\langle N_1 \rangle$ (a) и $\langle N_3 \rangle$ (b) на частотах ω и 3ω в зависимости от приведенной длины взаимодействия $|\beta_2|z$ для различных соотношений коэффициентов $|\beta_3/\beta_2|$: 2 (1), 1 (2), 0.5 (3) и 0 (4) ($\langle N_j \rangle = \langle n_j \rangle / \langle n_{10} \rangle$). Кривые построены для начального среднего числа фотонов $\langle n_{10} \rangle = 100$

При рассматриваемом соотношении фаз накачки и сигнала $\Phi = -\pi/2$ факторы Фано даются выражениями

$$\mathcal{F}_1 = \frac{1}{\langle n_1 \rangle} \{ \langle n_{10} \rangle (u_+ - F_+)^2 [(G_+ - G_-)^2 + (u_+ - F_+)^2] + 2u_+^2 F_+^2 + 2G_-^2 G_+^2 + (F_+ G_+ + u_+ G_-)^2 \}, \quad (46)$$

$$\mathcal{F}_3 = \frac{1}{\langle n_3 \rangle} \{ \langle n_{10} \rangle (G_+ - G_-)^2 [(G_+ - G_-)^2 + (u_- + F_-)^2] + 2u_-^2 F_-^2 + 2G_-^2 G_+^2 + (F_- G_+ + u_- G_-)^2 \}. \quad (47)$$

Анализ зависимости фактора Фано показал [45, 46], что существует область расстояний, где значения фактора Фано меньше единицы, что соответствует

субпуассоновской статистике фотонов. Заметим еще раз, что в отсутствие сигнала на входе нелинейного кристалла статистика фотонов всегда суперпуассоновская. При этом нами установлено, что чем больше начальное число сигнальных фотонов, тем меньшее значение фактора Фано можно получить, то есть тем значительнее подавление флуктуаций фотонов. Таким образом, в исследованном нелинейном взаимодействии можно реализовать подавление флуктуаций фотонов на частоте ω и генерацию субпуассоновского света на частоте 3ω . Этот эффект сопровождается ослаблением интенсивности начального сигнала. На рис.14 представлены зависимости среднего числа фотонов и фактора Фано на частотах ω и 3ω от сред-

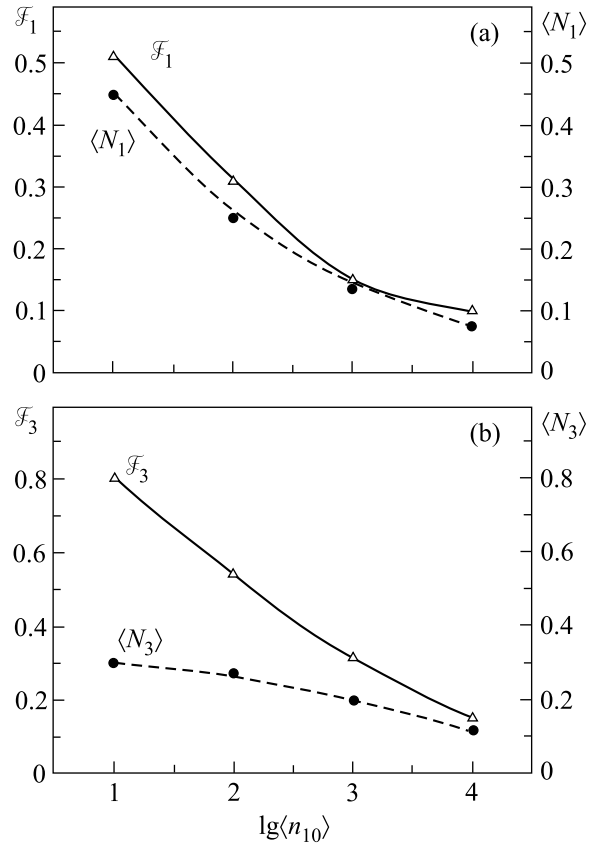


Рис.14. Минимальное значение фактора Фано \mathcal{F}_1 (a) и \mathcal{F}_3 (b) и соответствующих нормированных средних чисел фотонов $\langle N_1 \rangle$ и $\langle N_3 \rangle$ в зависимости от начального среднего числа фотонов. Графики рассчитаны для $|\beta_3| = 0$ (a) и $\beta_3/\beta_2 = 2$ (b)

него начального числа фотонов когерентного сигнала. Кривые рис.14 наглядно показывают, что формирование субпуассоновского света на частоте сигнала происходит в результате изъятия из него фотонов.

Наиболее благоприятные условия для формирования субпуассоновской статистики фотонов име-

ют место при $|\beta_2|z \approx 1$ [45, 46]. Приведем оценку необходимой интенсивности когерентного сигнала для выполнения этого условия при использовании РДС-кристалла LiNbO_3 . Рассмотрим случай, когда взаимодействующие волны являются необыкновенными. Тогда нелинейный коэффициент $\beta_2 = 8\pi^2 d_{33} |A_2| / \lambda n m_2$, λ – длина волны накачки и n – показатель преломления на этой длине волны. При длине кристалла $z = 1$ см, $\lambda = 0.5$ мк, порядке квазисинхронизма $m_2 = 3$ для интенсивности накачки получаем значение $I_2 \approx 2 \cdot 10^7$ Вт/см². Такое значение лазерной интенсивности можно реально получить в эксперименте. Таким образом, при последовательных нелинейно-оптических взаимодействиях можно получить поля с субпуассоновской статистикой фотонов на частотах как ниже, так и выше частоты накачки.

7. Заключение

В работе представлены результаты комплексных исследований процессов взаимодействия световых волн в активно-нелинейных и нелинейных кристаллах с регулярной доменной структурой. Представлены результаты исследования процессов самопреобразования лазерных частот и последовательных нелинейно-оптических взаимодействий в кристаллах с регулярной доменной структурой. Выполнен классический и квантовый анализ процессов самоудвоения и самоделения пополам частоты лазерной генерации, принадлежащих к указанным классам. Расчеты показали как возможность получения высокоэффективного преобразования с одной частоты на другую, так и возможность получения источников с подавленными квантовыми флуктуациями.

Вне рамок нашего обзора осталась важная проблема, связанная с влиянием аперидичности доменной структуры на протекание нелинейно-оптических взаимодействий. Исследования в этом направлении находятся на начальной стадии. Вместе с тем, и здесь уже получен ряд интересных результатов. В [47] рассмотрено влияние аперидической структуры кристалла на последовательную генерацию третьей гармоники. В [48] разработана статистическая теория генерации второй гармоники с разупорядоченной доменной структурой, в которой флуктуирует фазовая расстройка и коэффициент нелинейной связи взаимодействующих волн. Совсем недавно мы установили, что в кристаллах со случайной аперидической структурой может иметь место стохастический квазисинхронизм, аналогичный обычному квазисинхронизму.

Важной проблемой, несомненно, является экспериментальное исследование статистических свойств световых полей, формируемых как при последовательных взаимодействиях, так и при самопреобразовании лазерных частот. Необходимо, разумеется, и дальнейшая разработка теории этих процессов.

Проведенные исследования формируют новое направление в нелинейной и квантовой оптике, связанное с протеканием одновременно нескольких связанных волновых взаимодействий в нелинейных кристаллах и в активно-нелинейных кристаллах. Это дает возможность увеличить число генерируемых длин волн в одном кристалле и сделать миниатюрным лазерный источник, что может представить интерес для ряда приложений.

Представленные в работе результаты исследования получены при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 00-02-16040). Авторы работы благодарят И. И. Наумову, В. В. Фирсова, А. В. Никандрова и Е. Ю. Морозова за вклад, внесенный в выполнение проекта.

1. Н. Ф. Евланова, А. С. Ковалев, В. А. Копчик и др., Письма в ЖЭТФ **5**, 351 (1967).
2. L. F. Johnson and A. A. Ballman, J. Appl. Phys. **40**, 297 (1969).
3. А. А. Каминский, Д. Хаке, С. Н. Багаев и др., Квантовая электроника **26**, 95 (1999).
4. C. Q. Wang, Y. T. Chow, W. A. Gambling et al., Opt. Commun. **174**, 471 (2000).
5. P. Dekker, J. M. Dawes, J. A. Piper et al., Opt. Commun. **195**, 431 (2001).
6. C.-L. Wang, K.-H. Lin, T.-M. Hwang et al., Appl. Optics **37**, 3282 (1998).
7. J. Bartschke, K.-J. Boller, R. Wallenstein et al., J. Opt. Soc. Am. **B14**, 3452 (1997).
8. D. Jaque, J. Capmany, J. Carsia Sole et al., J. Opt. Soc. Am. **B15**, 1656 (1998).
9. Z. Shengzi, Z. Xingyu, W. Qingpu et al., Opt. Laser Technol. **30**, 239 (1998).
10. P. Dekker, Y. Huo, J. M. Dawes et al., Opt. Commun. **151**, 406 (1998).
11. H. J. Zhang, X. L. Meng, L. Zhu et al., Opt. Commun. **160**, 273 (1999).
12. C. Q. Wang, Y. T. Chow, W. A. Gambling et al., Opt. Commun. **174**, 471 (2000).
13. P. Wang, J. M. Dawes, P. Dekker, and J. A. Piper, Opt. Commun. **174**, 467 (2000).
14. X. Zhang, S. Zhao, and O. Wang, J. Opt. Soc. Am. **B18**, 770 (2001).
15. P. Wang, J. M. Dawes, P. Dekker et al., J. Opt. Soc. Am. **B16**, 63 (1999).

16. Q. Ye, L. Shah, J. Eichenhold et al., *Opt. Commun.* **164**, 33 (1999).
17. J. Lu, G. Li, J. Liu et al. *Opt. Commun.* **168**, 405 (1999).
18. G. D. Laptev, A. A. Novikov, and A. S. Chirkin, *J. Russian Laser Research* **23**, 183 (2002).
19. *Физика квантовой информации*, под ред. Д. Бауместер, А. Экерт, А. Цайлингер, М.: Постмаркет, 2002.
20. Г. Д. Лаптев, А. А. Новиков, *Квантовая электроника* **31**, 981 (2001).
21. T. Y. Fan, A. Cordova-Plaza, M. J. F. Digonnet et al., *Opt. Soc. Am.* **B3**, 140 (1986).
22. А. С. Чиркин, В. В. Волков, Г. Д. Лаптев, Е. Ю. Морозов, *Квантовая электроника* **30**, 847 (2000).
23. А. С. Чиркин, *J. of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics* **4**, S91-S97 (2002).
24. Г. Д. Лаптев, А. А. Новиков, *Оптика и спектроскопия* **93**, 131 (2002).
25. G. K. Kitaeva, I. I. Naumova, A. A. Mikhailovsky et al., *Appl. Phys.* **B66**, 201 (1998).
26. Н. В. Кравцов, Г. Д. Лаптев, Е. Ю. Морозов и др., *Квантовая электроника* **29**, 95 (1999).
27. J. Capmany, D. Callejo, V. Bermudez et al., *Appl. Phys. Lett.* **79**, 293 (2001).
28. K. S. Abedin, T. Tsuritani, M. Sato, and H. Ito, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 10 (1997).
29. L. Barraco, A. Grisard, E. Lallier et al., *Optics Lett.* **27**, 1540 (2002).
30. W. Sohler, *Technical Digest of the Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics*, Seoul, 30 August – 3 September 1999, p. 1265.
31. M. Fujimura, N. Suhara, and H. Nishihara, *Abstracts of the International Workshop on Periodically Microstructured Nonlinear Optical Materials*, Madrid, 10–13 June 2001.
32. О. А. Глико, Канд. дис. – М.: МГУ им. М. В. Ломоносова, 1998.
33. I. I. Naumova, N. F. Evlanova, O. A. Gliko, and S. V. Lavrishchev, *J. Crystal Growth* **181**, 160 (1997).
34. I. I. Naumova, N. F. Evlanova, S. A. Blokhin, and S. V. Lavrishchev, *J. Crystal Growth* **187**, 102 (1998).
35. И. И. Наумова, Н. Ф. Евланова, С. В. Лаврищев и др., *Материалы электронной техники* **1**, 30 (1999).
36. Н. В. Кравцов, Г. Д. Лаптев, И. И. Наумова и др., *Квантовая электроника* **32**, 923 (2002).
37. А. А. Новиков, Г. Д. Лаптев, А. С. Чиркин, *Оптика и спектроскопия* **94**, 820 (2003).
38. В. Н. Горбачев, Е. С. Ползик, *ЖЭТФ* **96**, 1984 (1989).
39. R. Schack, A. Sizmann, and A. Schenzle, *Phys. Rev.* **A43**, 6303 (1991).
40. A. S. Chirkin, *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **4**, S91 (2002).
41. Y. Kim, S. P. Kulik, and Y. Shih, *Phys. Rev.* **A63**, 060301 (2001).
42. A. S. Chirkin and A. V. Nikandrov, *Laser Physics* **12**, 941 (2002).
43. А. С. Чиркин, *Оптика и спектроскопия* **87**, 627 (1999).
44. В. В. Волоховский, А. С. Чиркин, *Квантовая электроника* **31** 437, (2001).
45. А. В. Никандров, А. С. Чиркин, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 275 (2002).
46. A. S. Chirkin and A. V. Nikandrov, *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **5** 169, (2003).
47. Е. Ю. Морозов, Г. Д. Лаптев, *Известия АН, серия физ.* **66**, 1108 (2002).
48. Е. Ю. Морозов, А. А. Каминский, А. С. Чиркин, Д. Б. Юсупов, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 731 (2001).