

Оптимизация параметров квантрона твердотельного лазера с диодной накачкой на основе метода «светового котла»

В.В.Кийко, В.И.Кислов, Е.Н.Офицеров, А.Г.Суздальцев

Представлены результаты теоретического и экспериментального исследований квантрона типа «световой котел» для твердотельного лазера с поперечной накачкой излучением линеек лазерных диодов. Параметры квантрона оптимизированы с использованием геометрооптического приближения для описания излучения накачки. Согласно расчетам интегральный коэффициент поглощения активного элемента на длине волны 808 нм составляет 0.75–0.8, относительная неоднородность распределения излучения накачки по объему активного элемента равна 17%–19%. Разработанный квантрон был использован в Nd:YAG-лазере. Максимальная мощность излучения на длине волны 1064 нм в режиме непрерывной генерации составила ~480 Вт, при этом оптическая эффективность лазера достигла 19.6%, что находится в согласии с теоретическими оценками.

Ключевые слова: твердотельный лазер, квантрон, линейки лазерных диодов, оптимизационная модель.

1. Введение

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию и разработке мощных (до 1 кВт) твердотельных лазеров (ТЛ) с лазерной диодной (ЛД) накачкой (см. [1, 2] и приведенную там библиографию). Такие лазеры по сравнению с лазерами других типов обладают рядом преимуществ: высоким оптическим КПД (10%–20%), возможностью управления распределением температуры в объеме активного элемента (АЭ), большим ресурсом работы (~10 000 ч).

Эффективность ТЛ в значительной мере зависит от конфигурации квантрона. В лазерах на твердом теле с ламповой накачкой оптимизируются размещение источников света, геометрия и оптические характеристики отражателей, условия взаимодействия излучения с плазмой источника накачки [3, 4]. Для таких квантронов разработан математический аппарат (см. [3] и приведенную там библиографию), который учитывает многоходовость оптической системы и позволяет проводить инженерные расчеты квантрона как с зеркальными, так и с диффузными отражателями.

Применительно к лазерам с ЛД накачкой большой практический интерес представляют цилиндрические квантроны в виде замкнутой оптической системы типа «световой котел» [3–5] с поперечной накачкой излучением нескольких линеек ЛД, ориентированных вдоль оптической оси АЭ. При этом излучение накачки возвращается к АЭ и поглощается в нем в процессе многократных проходов

внутри квантрона. Диаграмма направленности излучения ЛД имеет ширину ~30°, что дает возможность создавать компактные и высокоэффективные квантроны, в которых не требуются дополнительные устройства для согласования хода лучей с геометрией АЭ. При этом квантрон является многоходовой, многослойной и квазисимметричной (по конструкции) системой, в которой оптимизации подлежат радиус, толщина и показатель преломления рефлектора, толщина и материал хладагента, диаметр АЭ.

Результаты исследований ТЛ с ламповой накачкой не могут быть непосредственно использованы при разработке квантронов для ТЛ с диодной накачкой, поскольку в них не учитываются особенности излучения линеек ЛД и многослойность оптической системы «светового котла». В работе [5] представлена лучевая модель квантрона, учитывающая многослойность системы с ЛД накачкой, однако необходимость учета многоходовости оптической системы создает определенные сложности для расчетов.

В настоящей работе представлена оптимизационная полуаналитическая модель цилиндрического светового котла, которая выполнена в геометрооптическом (лучевом) приближении и учитывает отмеченные выше особенности ТЛ с линейками диодов. В качестве основной характеристики квантрона был принят интегральный коэффициент поглощения (ИКП) – доля мощности излучения ЛД, поглощаемая АЭ. Обсуждаются результаты оптимизации параметров и экспериментальных исследований квантрона с пятью линейками лазерных диодов в составе ТЛ.

2. Оптимизационная модель квантрона

На рис.1 представлены схемы поперечного сечения квантрона и хода лучей между слоями с различными показателями преломления. Излучение накачки ЛД (рис.1,а) поступает внутрь квантрона через просветленные (на длину волны накачки) щели и частично поглощается в АЭ, претерпевая многократные отражения от внутренней стороны рефлектора.

В.В.Кийко. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Россия, 197101 С.-Петербург, Кронверкский просп., 49; e-mail: hkww@mail.ru

В.И.Кислов, Е.Н.Офицеров, А.Г.Суздальцев. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: oficerov@ran.gpi.ru

Поступила в редакцию 22 июля 2013 г., после доработки – 24 ноября 2014 г.

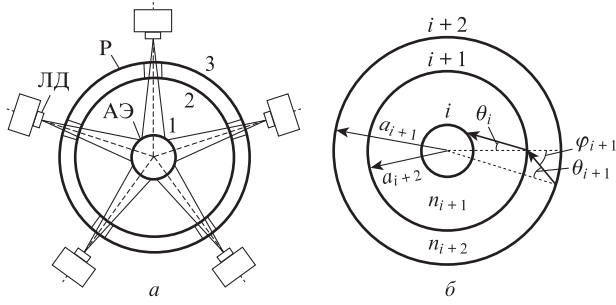


Рис.1. Схема квантрона (ЛД – линейки лазерных диодов; АЭ – активный элемент; Р – рефлектор, 1, 2, 3 – поверхности) (а) и схематическое изображение хода лучей в поперечном сечении квантрона (б).

Расчет ИКП был выполнен в геометрооптическом приближении. Полагалось, что распределение интенсивности стационарно в поперечном сечении, перпендикулярном оси цилиндрического АЭ, и не зависит от положения сечения вдоль направления оптической оси лазерной системы. При построении модели считалось, что интенсивности лучей, вводимых внутрь квантрона с одинаковыми углами отражения от рефлектора, претерпевают на пути прохождения лучей одинаковые относительные изменения. Траектория распространения луча – ломаная линия, характеристики которой рассчитывались с помощью закона Снеллиуса [6]. Преломляющие поверхности (см. рис.1,б) пронумерованы от центра ($i = 1$) к периферии ($i = N - 1$), отражающая поверхность рефлектора имеет номер $i = N$.

Вначале находится коэффициент отражения по интенсивности для АЭ. С учетом многоходовости луча внутри объема АЭ этот коэффициент

$$\rho_1(\theta_1) = \begin{cases} R_1(\varphi_1) + T_1(\varphi_1)^2 \exp(-\sigma l) / [1 - R_1(\varphi_1) \exp(-\sigma l)], \\ 1, \text{ если } |\sin \theta_1| > \min(n_2 a_1 / (n_1 a_2); a_1 / a_2), \end{cases} \quad (1)$$

где θ_1 – угол между направленным в сторону АЭ лучом и диаметром АЭ, проведенным через точку пересечения луча с поверхностью 2; R_1, T_1 – зависящие от угла падения φ_1 френелевские коэффициенты отражения и пропускания по мощности [6] для поверхности 1; n_1 и n_2 – показатели преломления АЭ и среды между поверхностями 1 и 2; $l = 2a_1 \cos \theta_0$ – длина пути луча в АЭ, при этом $\sin \theta_0 = (n_2 a_2 / n_1 a_1) \sin \theta_1$, $\sin \varphi_1 = (a_2 / a_1) \sin \theta_1$; σ – коэффициент поглощения в АЭ на единицу длины; a_1 и a_2 – радиусы АЭ и поверхности 2. В соответствии с (1) лучи, проходящие мимо АЭ, учитывались с коэффициентом отражения $\rho_1 = 1$.

Далее в рассмотрение вводятся коэффициенты отражения (по мощности) ρ_i и ρ_{i+1} для цилиндрических систем, ограниченных поверхностями i и $i + 1$ соответственно. Выразим ρ_{i+1} через ρ_i , рассматривая цилиндрический слой между поверхностями $i + 1$ и i , как многоходовую систему. Система анализировалась на основе тех же соображений, что и при исследовании многоходового интерферометра Фабри – Перо [6, 7]. В результате имеем

$$\rho_{i+1} = \begin{cases} R_{i+1} + \rho_i T_{i+1}^2 / (1 - \rho_i R_{i+1}), \\ 1, \text{ если } |\sin \theta_{i+1}| > \min(n_{i+2} a_{i+1} / (n_{i+1} a_{i+2}), a_{i+1} / a_{i+2}), \end{cases} \quad (2)$$

где $\rho_{i+1} = \rho_{i+1}(\theta_{i+1})$; $\rho_i = \rho_i(\theta_i)$; $R_{i+1} = R_{i+1}(\varphi_{i+1})$ и $T_{i+1} = T_{i+1}(\varphi_{i+1})$ – френелевские коэффициенты отражения и пропускания по мощности для поверхности $i + 1$. Входящие в (2) обозначения понятны из рис.1: θ_i и θ_{i+1} – углы

преломления для поверхностей $i + 1$ и $i + 2$ соответственно; φ_{i+1} – угол падения на поверхность $i + 1$; n_{i+1} – показатель преломления слоя, заключенного между поверхностями i и $i + 1$ (аналогично определяется показатель преломления n_{i+2}); a_{i+1} и a_{i+2} – радиусы поверхностей $i + 1$ и $i + 2$ соответственно. При этом

$$\sin \theta_{i+1} = \frac{n_{i+1} a_{i+1}}{n_{i+2} a_{i+2}} \sin \theta_i, \quad \sin \varphi_{i+1} = \frac{n_{i+1}}{n_{i+2}} \sin \theta_i.$$

Соотношения (1), (2) составляют рекуррентную систему и позволяют определить коэффициент отражения всей системы, находящейся внутри внешней поверхности рефлектора. Если ввести в рассмотрение коэффициент пропускания $\tau_k = 1 - \rho_k$ ($k = 1, N - 1$), то после алгебраических преобразований из соотношения (2) получим

$$\tau_{N-1}(\theta_{N-1}) = \frac{\tau_1(\theta_1)}{1 + \tau_1(\theta_1) \sum_2^{N-1} R_k(\varphi_k) / T_k(\varphi_k)}. \quad (3)$$

Из (3) следует, что чем меньше число слоев и чем ближе их показатели преломления, тем больше поглощение в АЭ.

Затем рассматривались балансные уравнения для интенсивности лучей внутри слоя, ограниченного рефлектором и поверхностью $N - 1$:

$$V = [P_\mu f(\theta) + P g(\theta)] \rho_{N-1}(\theta), \quad (4)$$

$$P_V = P_\mu \int \rho_{N-1} f(\theta) d\theta + P \int \rho_{N-1} g(\theta) d\theta, \quad (5)$$

$$\mu P_V = P_\mu, \quad (6)$$

где P – вводимая в систему мощность излучения линейки диодов; P_μ – мощность отраженного рефлектором излучения; V – интенсивность луча, падающего на рефлектор; $P_V = \int V d\theta$ – мощность излучения, падающего на рефлектор; $\rho_{N-1} = 1 - \tau_{N-1}$; $\theta = \theta_{N-1}$; $f(\theta)$ – диаграмма рассеяния для внешней поверхности рефлектора; μ – коэффициент отражения рефлектора по мощности; $g(\theta)$ – угловое распределение излучения линейки диодов. Уравнения (4) и (6) описывают интенсивность и мощность излучения, распространяющегося в сторону рефлектора, уравнение (5) – мощность отраженного рефлектором излучения. Таким образом, исходя из (4)–(6), суммарная вводимая в систему интенсивность излучения рассчитывается по формуле

$$V_\Sigma = P_\mu f(\theta) + P g(\theta) = P \left(\frac{\mu f(\theta) \int \rho_{N-1} g d\theta}{1 - \mu \int \rho_{N-1} g d\theta} + g(\theta) \right), \quad (7)$$

при этом поглощенная в АЭ мощность

$$Q = \int V_\Sigma (1 - \rho_{N-1}) d\theta. \quad (8)$$

С учетом (7) и (8) ИКП квантрона

$$\eta = s \left(\frac{1 - (1 - \mu) \int \rho_{N-1} g d\theta}{1 - \mu \int \rho_{N-1} f d\theta} \right), \quad (9)$$

где коэффициент s учитывает частичное экранирование излучения ЛД входной щелью. Кроме того, излучение ча-

стично покидает систему через входные отверстия. Оценочно доля оставшейся в системе мощности излучения

$$\xi = 1 - N_L S / (2\pi a_N), \tag{10}$$

где N_L – число линеек; S – ширина входного отверстия; a_N – радиус рефлектора. Фактор потерь (10) учитывается в (9) путем замены μ на $\mu\xi$.

Полученные соотношения допускают расширение на двумерную модель. В этом случае для описания траектории луча требуются две угловые координаты. Поэтому френелевские коэффициенты становятся функциями двух переменных, и в итоговых соотношениях интегрирование проводится по обоим переменным.

Коэффициенты отражения также зависят от поляризации излучения, при этом поляризация излучения ЛД близка к S -ориентированной [1, 5], а рассеянное рефлектором излучение близко к деполаризованному. Соответственно в числителе соотношения (9) функция ρ_{N-1} определяется для S -поляризованного излучения, а в знаменателе – как среднее для двух поляризаций.

3. Результаты расчетов

На основе (9) были выполнены оптимизационные расчеты основных параметров квантрона, схема которого представлена на рис.1,а. В данном случае система имеет три разделяющие поверхности ($N = 3$). Угловое распределение $g(\theta)$ излучения линеек диодов задавалось гауссо-

вым, диаграмма рассеяния $f(\theta)$ от внешнего зеркального рефлектора соответствовала закону Ламберта, коэффициент отражения этого рефлектора равен 0.98. На рис.1,а среда между поверхностями 3 и 2 – кварц (показатель преломления $n_3 = 1.5$). Промежуток между цилиндрическими поверхностями 2 и 1 заполнен хладагентом – водой ($n_2 = 1.33$), которая движется вдоль АЭ из Nd:YAG 1 ($n_1 = 1.82$). Диаметр цилиндрического АЭ равен 6.3 мм, его длина составляет 130 мм. Резонатор составлен двумя плоскими зеркалами с коэффициентами отражения 99% и 64%, длина резонатора – 530 мм. Количество линеек ЛД равно 5, длина волны излучения накачки $\lambda = 808 \pm 2$ нм, концентрация Nd в кристалле 0.8%–0.9%. При этом коэффициент поглощения излучения накачки в АЭ $\sigma = 0.3$ мм⁻¹. Указанные параметры системы выбраны с учетом технико-технологических ограничений. Оптимизировались диаметр рефлектора, его коэффициент отражения, размер щели (входное отверстие для излучения накачки), толщина кварцевого слоя рефлектора.

Отдельные результаты расчетов характеристик квантрона представлены на рис.2,а–в. Из рис.2,а следует, что с ростом радиуса рефлектора a_3 величина ИКП уменьшается, поскольку его увеличение приводит к возрастанию числа лучей, которые проходят минуя АЭ.

Из анализа рис.2,б понятно, что существует оптимальная ширина щели ($S \approx 1.5$ –2.5 мм). Наличие экстремума объясняется конкуренцией двух факторов: с одной стороны, при уменьшении размера щели из-за экранирования пучка накачки апертурой щели ИКП снижается; с другой стороны, с ростом ширины щели увеличивается мощ-

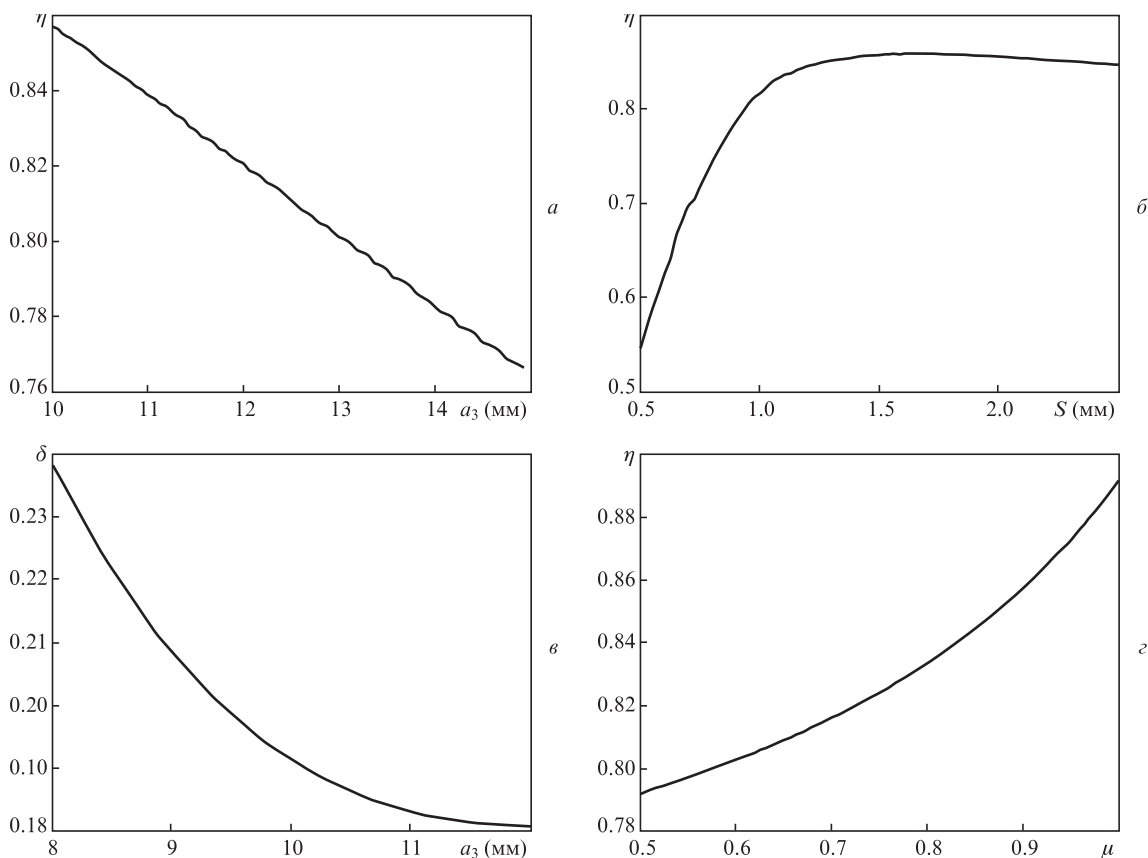


Рис.2. Зависимости ИКП от радиуса рефлектора a_3 ($\mu = 0.9$, диаметр АЭ $a_1 = 6$ мм, линейный коэффициент поглощения АЭ $\sigma = 0.4$ мм⁻¹, длина АЭ $L = 120$ мм) (а), ширины входного отверстия от S ($\mu = 0.9$, $2a_3 = 20$ мм) (б), коэффициента отражения рефлектора от μ ($S = 2$ мм, $2a_3 = 20$ мм) (в), а также зависимость среднеквадратичного отклонения интенсивности от средней δ от a_3 ($\mu = 0.9$, $a_1 = 6$ мм, $\sigma = 0.4$ мм⁻¹, $L = 120$ мм, $S = 2.5$ мм) (г).

ность излучения, проходящего через эти щели мимо отражающей части рефлектора.

На рис.2,б представлена зависимость ИКП от коэффициента отражения μ . С ростом μ возрастает мощность излучения внутри квантрона и, следовательно, ИКП. В рамках представленной оптимизационной модели квантрона была выполнена оценка неравномерности распределения излучения накачки по объему АЭ (рис.2,а). Показателем качества однородности заполнения объема АЭ излучением накачки служило среднеквадратичное относительное отклонение δ интенсивности этого излучения от средней. С ростом радиуса рефлектора увеличивается доля излучения, которая рассеивается рефлектором, и, соответственно, однородность распределения излучения накачки внутри квантрона.

4. Экспериментальные результаты

С учетом представленных результатов был разработан квантрон (рис.3) твердотельного лазера с поперечной диодной накачкой. Частично технические параметры квантрона указаны в предыдущем разделе, остальные оптимизированные параметры системы: ширина щели 2.5 мм, диаметр рефлектора 21 мм. Суммарная мощность излучения накачки достигала 2.5 кВт.

Выполнены предварительные испытания лазерной установки. На рис.4 представлены зависимости мощности выходного излучения и параметра M^2 от мощности излучения накачки. Зарегистрированная максимальная мощность генерируемого излучения (длина волны 1064 нм) составила 480 Вт. При этом оптический КПД лазера достиг 19.6%. В эксперименте с АЭ, имеющим матирован-

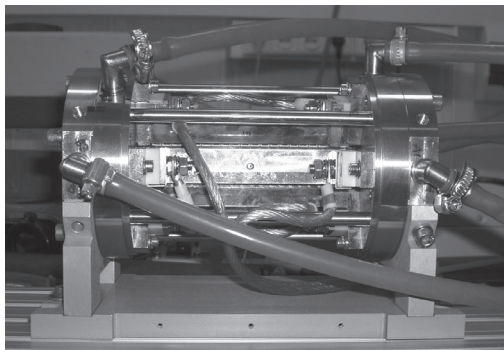


Рис.3. Внешний вид квантрона.

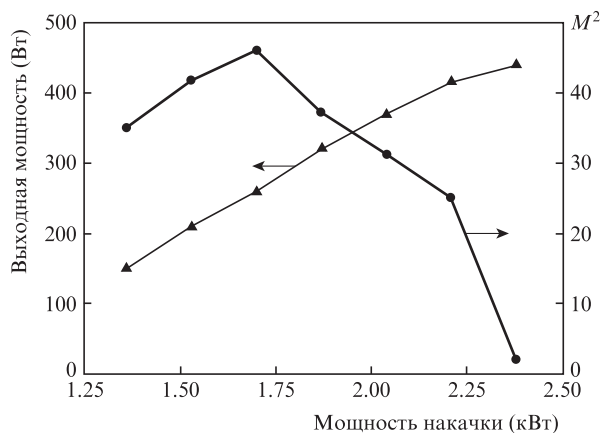


Рис.4. Зависимости выходной мощности излучения и параметра M^2 от мощности излучения накачки.

ную боковую поверхность, мощность излучения практически не изменилась. По теоретическим оценкам оптический КПД лазера η_{las} равен произведению трех множителей [8]: $\eta_{\text{las}} = \eta_S \eta_r \eta_r$, где η_S – коэффициент, учитывающий стоксовы потери ($\eta_S \approx 0.76$); величина η определена формулой (9) ($\eta = 0.75-0.8$); $\eta_r = (1 - P_{\text{th}}/P)\{1/[1 + 2\sigma L_r/\ln(1/R)]\}$ – эффективность резонатора ($\eta_r \approx 0.45$), где P_{th} – пороговая мощность накачки; P – вводимая мощность излучения накачки; σ – диссипативные потери в резонаторе; L_r – длина резонатора; R – коэффициент отражения выходного зеркала. В рассматриваемом случае рассчитанный оптический КПД составляет 25%–27%, что несколько превышает экспериментальное значение. При этом относительная однородность $\delta \approx 17.19\%$.

С ростом мощности накачки увеличивается роль тепловой линзы. Когда мощность накачки превышает 2 кВт, конфигурация лазерного резонатора с учетом тепловой линзы становится слабонеустойчивой, при этом параметр качества выходного лазерного пучка M^2 и, соответственно, его расходимость уменьшаются. При максимальных уровнях накачки качество лазерного пучка приближается к дифракционному пределу. Это свидетельствует о том, что в тепловой линзе превалирует сферическая компонента.

5. Выводы

Разработана оптимизационная полуаналитическая модель квантрона типа «световой котел». Теоретические исследования выполнены в геометрооптическом приближении с учетом того, что световой котел – это многоходовая оптическая система. Выполнены оптимизационные расчеты квантрона с поперечной накачкой АЭ излучением пяти линеек лазерных диодов. По результатам расчетов интегральный коэффициент поглощения АЭ из Nd:YAG на длине волны накачки 808 нм составил 0.75–0.8; относительная неоднородность излучения накачки по объему АЭ была равна 17%–19%.

В эксперименте максимальная мощность выходного излучения ($\lambda = 1064$ нм) лазера, использующего разработанный квантрон, в режиме непрерывной генерации составила ~ 480 Вт при $M^2 \approx 2.1$ и оптическом КПД лазера $\sim 19.6\%$. Качество лазерного пучка приближается к дифракционному пределу при максимальных уровнях накачки.

Представляется целесообразным в дальнейшем в расчетах квантрона учесть влияние усиленного спонтанного излучения, которое в установившемся режиме генерации удерживается внутри квантрона и снижает эффективность лазера. Кроме того, представляют интерес исследования термооптической линзы, формирующейся в АЭ в процессе накачки и генерации излучения.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 13-02-00942).

1. Гречин С.Г., Николаев П.П. *Квантовая электроника*, **39**, 1 (2009).
2. Борисов Б.Н., Дёмкин В.К. и др. <http://vk.cc/3OueGP>.
3. Степанов Б.И. *Методы расчета оптических квантовых генераторов* (Минск: Наука и техника, 1968, т. 2).
4. Басов Н.Г., Герасимов В.А., Градов В.М. и др. *Препринт ФИАН № 106* (М., 1984).
5. Wang Y., Kan H. *Opt. Commun.*, **226**, 303 (2003); *Opt. Lasers Eng.*, **45**, 93 (2007).
6. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
7. Кийко В.В. и др. *Квантовая электроника*, **40**, 6 (2010).
8. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д., Шалаев Е.А., Шокин А.А. *Лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом* (М.: Радио и связь, 1985).