

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Владимирский государственный университет
имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых»
(ВлГУ)
Институт прикладной математики и информатики био- и нанотехнологий
Кафедра физики и прикладной математики

Жирнова Светлана Викторовна

Методические указания к практическим занятиям
по дисциплине **«Активные среды твердотельных лазеров»**
для студентов ВлГУ, обучающихся
по направлениям 200400.68 «Опtotехника», 200500.62, 200500.68 «Лазерная
техника и лазерные технологии»

Владимир-2014 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
ТЕМА 1. Активированные монокристаллы, оптическая керамика, стёкла – основные материалы АЭ твердотельных лазеров.....	4
ТЕМА 2. Энергетические уровни РЗ ионов и ионов переходных элементов в лазерных материалах.	7
ТЕМА 3. Процессы трансформации энергии в лазерных материалах	17
ТЕМА 4. Физико-химические параметры лазерных материалов.....	29
ТЕМА 5. Типы лазерных сред (обзор основных легирующих ионов и матриц)	36
ТЕМА 6. Активная лазерная керамика. Её место среди прочих лазерных сред	37
ТЕМА 7. Синтез исходных продуктов (порошков) для лазерной керамики.	38
ТЕМА 8. Основные технологии компактирования/ прессования/ спекания лазерной керамики	45
ТЕМА 9. Методы построения мощных и сверхмощных твердотельных лазерных систем	51
ТЕМА 10. Методы исследования оптических свойств лазерных материалов ...	58
Контрольные вопросы	77
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК	81

ВВЕДЕНИЕ

Твердотельные лазеры широко используются в различных приложениях: для микрообработки в полупроводниковой индустрии, в тяжелой и сталелитейной промышленности, в медицинских приложениях. Лазеры на керамике представляют собой сейчас одно из наиболее быстро развивающихся направлений в исследованиях и разработках по твердотельным лазерам. Поликристаллическая керамика состоит из множества монокристаллических зерен размером 10-100 мкм, разделенных тонкими (~1 нм) границами. Современные образцы керамики позволяют получить выходную мощность твердотельного лазера больше, чем 100 кВт (рис.1) в квазинепрерывном режиме с полупроводниковой диодной накачкой [1]. В последнее время проявляется большой интерес к получению высокопрозрачных керамик Y_2O_3 (оксид иттрия) и YAG (иттрий-алюминиевый гранат $Y_3Al_5O_{12}$), активированных ионами Nd^{3+} и Yb^{3+} , а также к созданию и исследованию свойств лазеров на их основе.

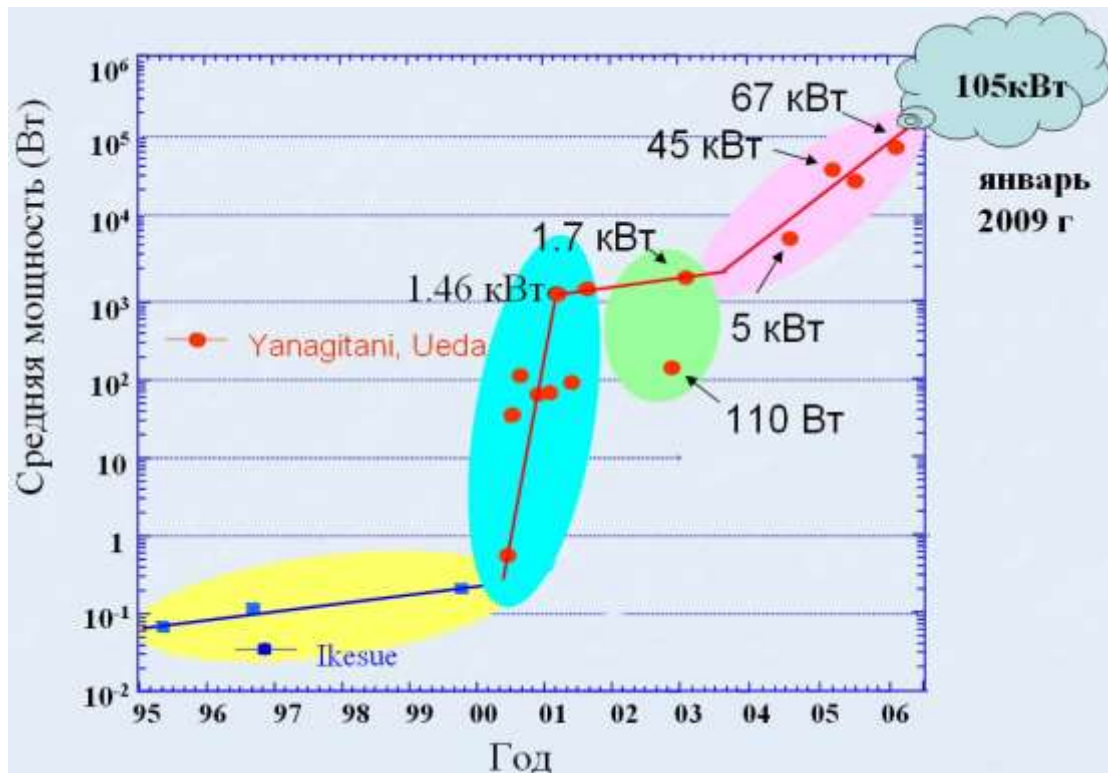


Рис.1. Прогресс лазеров на основе оптической керамики с 1995 года

ТЕМА 1. Активированные монокристаллы, оптическая керамика, стёкла – основные материалы АЭ твердотельных лазеров

В качестве активной среды твердотельных лазеров обычно используется монокристалл, который представляет собой однородный кристалл, имеющий непрерывную кристаллическую решётку. Но в последние годы резко возрос интерес к керамической активной среде, представляющей собой набор близкорасположенных монокристаллов (поликристалл) с произвольной ориентацией кристаллографических осей в каждом зерне. По спектроскопическим и генерационным свойствам оптические керамики близки к монокристаллам того же состава, а механические свойства лучше, чем у монокристаллов. Керамики, в отличие от монокристаллов, могут быть получены в форме образцов достаточно больших размеров при обеспечении высокой оптической однородности и возможности введения повышенной концентрации активаторных ионов при их однородном распределении по объему. Кроме того, керамики удобны для получения композитных сред усиления (например, активных элементов, состоящих из нескольких частей, различающихся по концентрации активатора или активированных разными ионами). В частности, одна из частей может включать пассивный затвор. Керамики позволяют получать элементы с пространственно меняющейся концентрацией активатора, что расширяет возможности при конструировании лазерных элементов. Кроме того, важным преимуществом керамики является возможность ее массового производства.

К техническим и экономическим проблемам изготовления монокристаллических лазерных сред относятся: низкая скорость роста (30-40 дней), малая апертура активного тела (<20-25 мм в диаметре), большие потери материала при изготовлении заготовки (<25% выращенной заготовки может быть использовано для лазерной среды), сложность допирования большого количества ионов-активаторов.

В таблице 1 представлены свойства лазеров на керамике в сравнении с лазерами на монокристалле, а также лазеров, активной средой которых

является стекло. К преимуществам стекол перед кристаллами можно отнести возможность получения образцов большого объема, более низкую стоимость. Недостатками стекол являются: меньшие значения эффективного сечения стимулированного излучения, меньшая теплопроводность (исключает использование в лазерах с большой непрерывной мощностью), худшая термостойкость (плохо выдерживают частотный режим). Лазеры с керамической активной средой отлично подходят для работы как в импульсном, так и в непрерывном режиме.

	Керамика	Монокристалл	Стекло
Частота повторения в импульсном режиме	Высокая, больше 10 Гц	Высокая, больше 10 Гц	Низкая, несколько раз в день
Мощность в импульсном режиме	Высокая	Средняя ~ высокая	Высокая
Мощность в непрерывном режиме	Высокая	Средняя ~ высокая	Низкая
Теплопроводность	Высокая	Высокая	Низкая
Создание образцов с большой апертурой	Да (до 50 см и больше)	Нет	Да

Таблица 1. Сравнение свойств лазеров на керамике, на монокристалле и лазеров на стекле

В таблице 2 приведена сравнительная характеристика термомеханических свойств перспективных лазерных сред $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG) и Y_2O_3 , обладающих высокой твердостью и теплопроводностью, для монокристаллов и керамик:

		Температура плавления, °С	Теплопроводность, Вт/м·К	Модуль Юнга, ГПа	Параметр теплового разрушения, Вт/м
YAG	монокристалл	1960	11-12	290	790
	керамика	1960	13-14	290	2400

Y_2O_3	монокристалл	2430	10-15	230	700
	керамика	2430	25-40	250	2100

Таблица 2. Сравнение термомеханических свойств монокристаллов и керамик

Матрица Y_2O_3 имеет в 1.2-2 раза более высокую теплопроводность в отличие от YAG при близких других механических свойствах. Это позволяет получать несколько большую непрерывную мощность лазерной генерации. Сравнение термомеханических свойств (таблица 2) монокристаллов и лазерных керамик показывает преимущество последних по следующим параметрам: в 1.5-2 раза больше коэффициенты теплопроводности и в 3 раза выше коэффициенты теплового разрушения керамик Y_2O_3 и $Y_3Al_5O_{12}$. Благодаря этим преимуществам, можно рассматривать оптические керамики YAG и Y_2O_3 , активированные, например, ионами Nd^{3+} , Yb^{3+} , как кандидатов на материалы для высокоэффективных и высокоомощных лазеров.

Полученные в 2004 году генерационные кривые (рис.2) на активных элементах Nd:YAG для монокристалла и для керамики, демонстрируют возможность получения генерации мощного лазерного излучения в непрерывном режиме [2]. При почти одинаковых выходных мощностях, керамический лазер имел даже несколько большую эффективность.

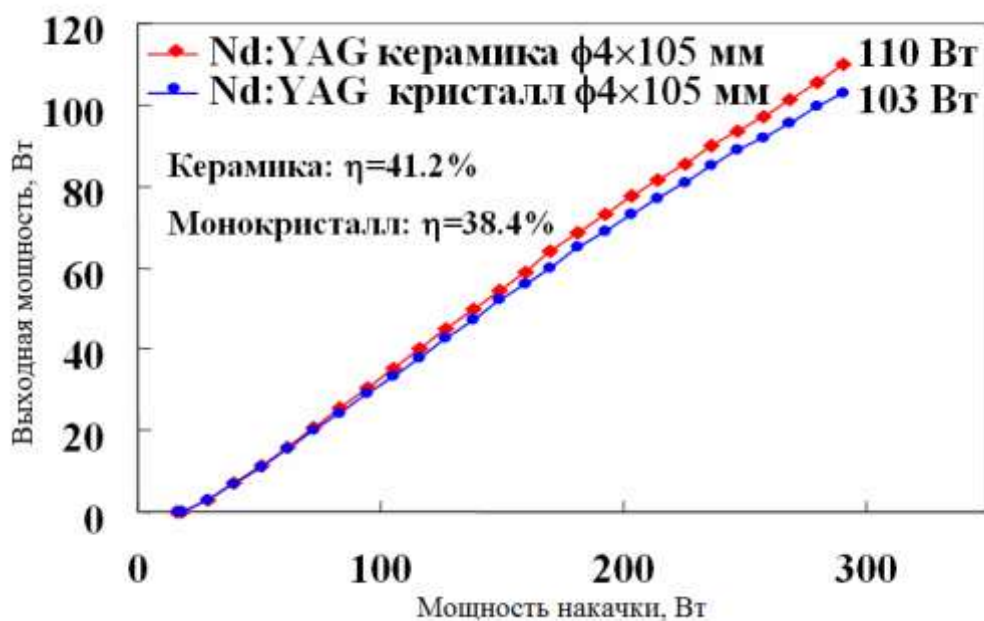


Рис.2. Зависимость выходной мощности генерации Nd:YAG лазера от мощности накачки для керамической активной среды и для монокристалла

Задачная формулировка

Спроектируйте АЭ DPSS-лазера со следующими характеристиками:

1. Рабочая длина волны 1.035- -1.065 мкм;
2. Режим излучения – непрерывный;
3. Выходная мощность излучения – 3.5 Вт;

Оформите отчет согласно правилам, принятыми на предприятии/учебном заведении и ГОСТ 2.412-81. Используйте для выполнения задания текстовый редактор. Эскиз разработанного АЭ сохраните в отдельном файле формата САПР «КОМПАС», твердую копию передайте организаторам тестирования.

ТЕМА 2. Энергетические уровни РЗ ионов и ионов переходных элементов в лазерных материалах.

Излучение лазера рождается на переходах между определенными энергетическими уровнями активных центров. В четырехуровневой схеме рабочие ионы, расположенные в кристалле (в керамике, в стекле), имеют

обобщенную систему энергетических уровней, схематически изображенную на рис.3.

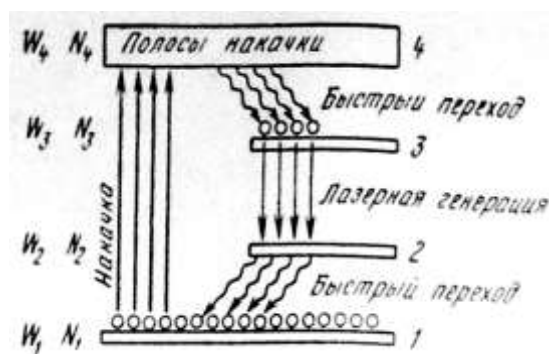


Рис.3. Схема переходов между уровнями энергии активной среды

Уровень 1, называемый основным, соответствует минимальному значению энергии, которую могут иметь ионы. Число ионов, имеющих эту минимальную энергию (или находящихся на основном уровне), при комнатной температуре, составляет подавляющее большинство. Число ионов, находящихся на более высоких уровнях энергии, заметно меньше и при тепловом равновесии подчиняется распределению Больцмана:

$$N_i = N_1 \cdot \exp(-W_i/kT), \quad (1)$$

Где N_i - число ионов в единице объема, находящихся на уровне i ; W_i - разность между энергией уровня i и энергией основного уровня; $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура кристалла. Обычно энергию основного уровня условно считают нулевой, тогда W_i будет энергией i -го уровня. Значение kT для комнатной температуры ($T = 300$ К) равно $4,14 \cdot 10^{-21}$ Дж ≈ 207 см⁻¹. Поэтому, если $W_i \geq kT$, населенность уровней 2-4 оказывается действительно малой по сравнению с N_1 . Причем чем выше уровень, тем меньше на нем находится рабочих ионов. Уровень 3 в лазерах, как правило, является метастабильным, т.е. время нахождения рабочих ионов на нем существенно больше, чем на уровнях 2, 4.

Предположим, что внутри кристалла распространяется свет с частотой, равной частоте перехода между рабочими уровнями 2 и 3, а именно $\omega = (W_3 -$

$W_2)/\hbar$. Он вызывает два процесса: процесс вынужденного излучения рабочих ионов, находящихся на уровне 3 (при этом к волне добавляется энергия излученного кванта – усиление света), процесс поглощения энергии волны ионами, находящимися на уровне 2 (рис.4). В нормальном состоянии число ионов на уровне 2 больше, чем на 3, и поглощение волны превалирует над усилением, т.е. свет ослабляется (рис. 4,а).

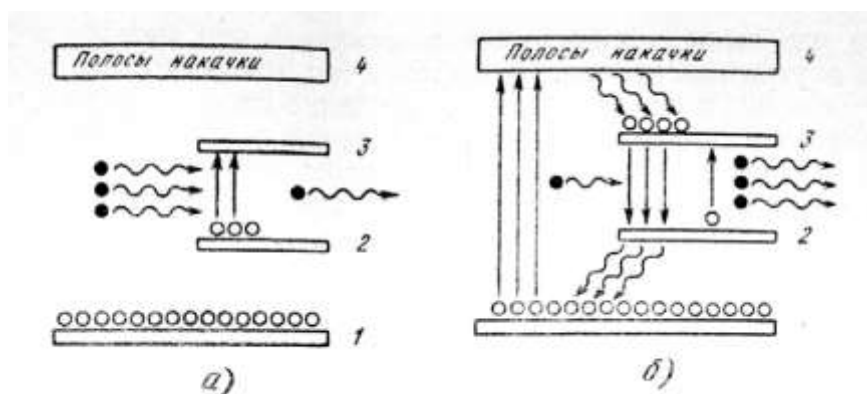


Рис.4. Прохождение света через лазерный кристалл с четырехуровневой схемой: а - нормальное (ненакачанное) состояние ($N_3 < N_2$, поглощение); б – накачанное (возбужденное) состояние ($N_3 > N_2$, усиление)

Если лазерная среда возбуждается светом накачки, то под его воздействием рабочие ионы сначала переходят на уровни (полосы) накачки 4, а затем с них быстро попадают на метастабильный уровень 3, где задерживаются. При достаточной мощности накачки скорость поступления ионов на метастабильный уровень превысит скорость ухода их с этого уровня за счет спонтанных переходов. В этом случае будет происходить накопление ионов на метастабильном уровне и через какое-то время их число N_3 превысит число N_2 . С этого момента распространяющийся в кристалле (керамике) свет частоты ω будет усиливаться больше, чем поглощаться. Состояние среды, при котором $N_3 > N_2$, называется состоянием с инверсной населенностью энергетических уровней. В таком состоянии среда уже способна к генерации света. Для этого ее помещают в резонатор, который в простейшем случае образуется из двух

параллельно расположенных зеркал, одно из которых полностью отражает свет, другое частично пропускает его наружу (рис.5).

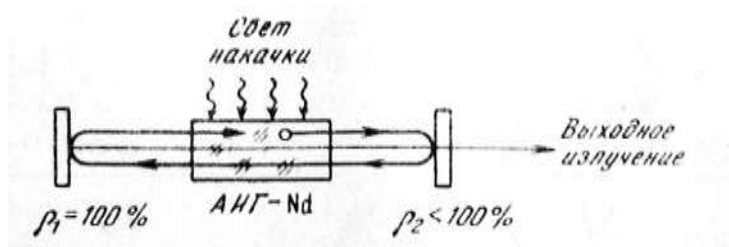


Рис.5. Схема усиления света в лазере:

ρ_1, ρ_2 - коэффициенты отражения зеркал резонатора

Роль “затравки” для начала генерации играет спонтанное излучение ионов, переходящих с метастабильного уровня. Это излучение усиливается, проходя активную среду, затем с помощью зеркал вновь возвращается в активную среду, снова усиливается и т.д. Если усиление света превышает его суммарное ослабление за счет поглощения в среде и потерь в резонаторе, то возникает генерация и лазер начинает излучать наружу свет. Для того чтобы усиление света устойчиво превышало потери при работе лазера, нижний рабочий уровень 2 должен быстро опустошаться, т.е. его время жизни должно быть гораздо меньше, чем время жизни метастабильного уровня. Кроме того, время жизни ионов на уровнях накачки также должно быть малым. В противном случае ионы могут накапливаться на уровнях накачки и инверсия населенности среды (а значит, и коэффициент усиления света) начнет падать [4].

Лазер на керамике $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ работает по четырехуровневой схеме (рис.6). Энергетические уровни в ионе Nd^{3+} под действием поля в поликристалле расщеплены на штарковские подуровни. Накачка осуществляется с основного состояния 1 ($^4\text{I}_{9/2}$) на уровень 4 ($^4\text{F}_{5/2}$). Из возможных переходов между уровнями 3 ($^4\text{F}_{3/2}$) и 2 ($^4\text{I}_{11/2}$) генерация в $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ происходит на длинах волн 1074.6 нм и 1078.6 нм.

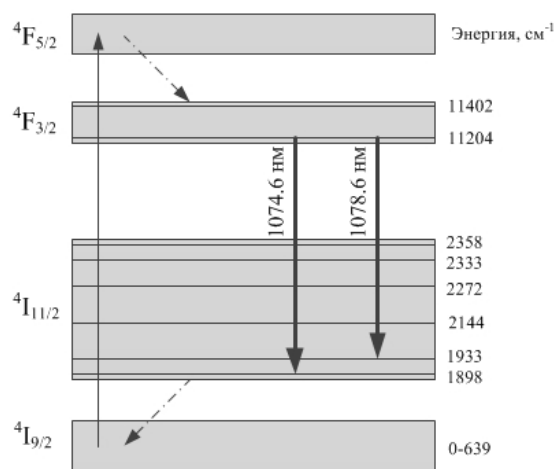


Рис.6. Диаграмма энергетических уровней поликристалла Nd³⁺:Y₂O₃

В таком лазере нижние рабочие уровни заселены слабо, и поэтому основная доля мощности накачки расходуется на преодоление потерь в резонаторе и на полезное выходное излучение. При этом для возникновения генерации достаточно перевести на уровень 3 (⁴F_{3/2}) лишь малую часть ионов, находящихся на основном уровне 1 (⁴I_{9/2}). Это весьма выгодно отличает эти лазеры от лазеров, работающих по трехуровневой схеме. В последних нижним рабочим уровнем является основной уровень и для создания инверсной населенности ($N_2 > N_1$) требуется перевести на метастабильный уровень 2 не менее половины ионов с основного уровня, а с учетом потерь в резонаторе и полезного излучения больше половины (рис.7).

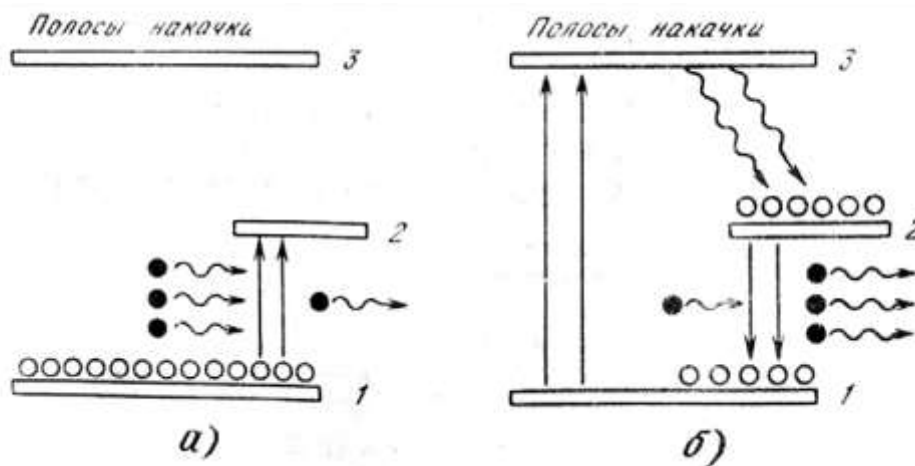


Рис.7. Прохождение света через лазерный кристалл с трехуровневой схемой:
 а - нормальное (ненакачанное) состояние ($N_2 < N_1$, поглощение); б –
 накачанное (возбужденное) состояние ($N_2 > N_1$, усиление)

Лазер на керамике $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ работает по квази-трехуровневой схеме (рис.8). Лазерный переход происходит между нижним возбужденным штарковским подуровнем уровня ${}^2F_{5/2}$ на 10327 см^{-1} и третьим возбужденным штарковским подуровнем основного уровня 612 см^{-1} . Лазерная генерация осуществляется длине волны 1030 нм . Накачка возможна с основного состояния ${}^2F_{7/2}$ (0 см^{-1}) на штарковские подуровни (расположенные на 10327 см^{-1} , 10624 см^{-1} , 10679 см^{-1}) уровня ${}^2F_{5/2}$ (переходы: 936 нм , 941 нм , 968 нм).

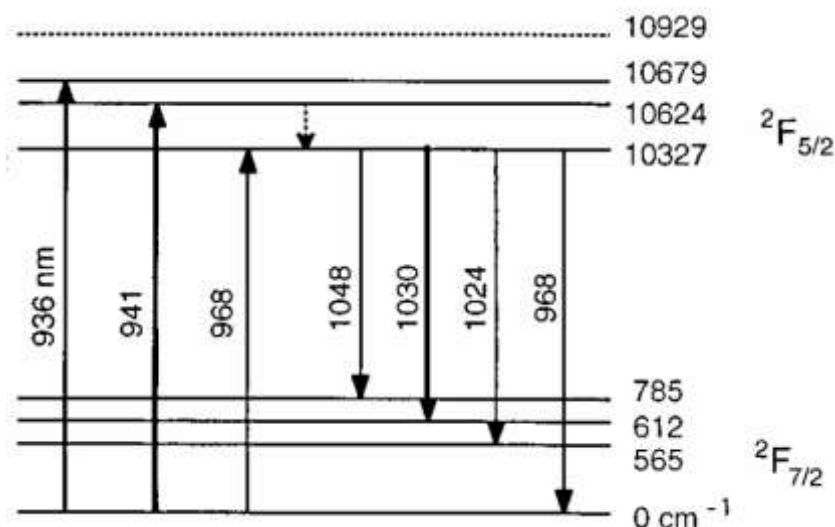


Рис.8. Диаграмма энергетических уровней ионов Yb^{3+} в матрице $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$.

Лазерный переход помечен жирной стрелкой.

Задача.

На рис. 2 показана четырехуровневая система. Накачка идет с нижнего уровня 1 на самый верхний уровень 4. Инверсия населенность образуется между средними уровнями 3, 2. Вероятность переходов с уровня 4 на уровень 3 и с уровня 2 на уровень 1 достаточно велики, так что уровни 4 и 2 можно всегда считать пустыми. Кинетические уравнения для такой системы обычно записывают в виде

$$\frac{dn_3}{dt} = W - B_C n_3 N - \frac{n_3}{\tau}$$
$$\frac{dN}{dt} = B_C n_3 N - \frac{N}{\tau_p} + \frac{n_3}{\tau} \varepsilon_C$$

где W – число частиц, попадающих на уровень 3 за счет накачки в единицу времени; n_3 – число частиц на уровне на уровне 3 (напомним, что число частиц на уровне 2 равно $n_2=0$); B_C – константа, зависящая от частоты; N – число фотонов в типе колебаний резонатора лазера; τ – время спонтанного излучения; τ_p – время жизни фотонов в резонаторе; ε_C – вероятность того, что фотоны, образующиеся в результате спонтанного распада, попадают в рассматриваемый тип колебаний.

1. Определить B_C и ε_C и показать, что $B_C = \varepsilon_C / \tau$, т.е. показать, что кинетическое уравнение для числа фотонов можно записать в виде

$$dN / dt = B_C n(N + 1) - N / \tau_p$$

2. Написать явный вид выражений B_C и ε_C для лоренцевой формы линии люминесценции активного вещества.

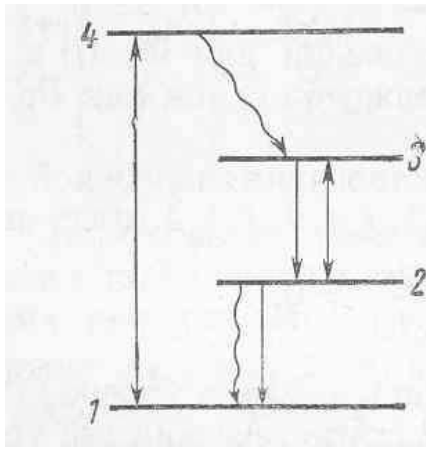


Рис. 2. Четырех-
уровневая систе-
ма. Накачка проис-
ходит с уровня 1
на уровень 4. Ра-
бочий переход $3 \leftrightarrow 2$.

Прямыми стрелка-
ми показаны излу-
чательные перехо-
ды, волнистыми —
безызлучатель-
ные

Решение. Для вычисления величины B_C рассмотрим изменение числа фотонов в типе колебаний за счет индуцированных переходов. Если ρ_ν - спектральная плотность энергии поля, V - объем кристалла, то изменение числа фотонов в типе колебаний в единицу времени за счет индуцированных переходов

$$dN / dt = \rho_\nu B_{32}(\nu) n_3 - \rho_\nu B_{23}(\nu) n_2$$

Учтем, что $N = \frac{\rho_\nu}{h\nu}$, а также соотношения между коэффициентами $B_{32}(\nu)$ и $B_{23}(\nu)$. Тогда

$$\frac{dN}{dt} = \frac{h\nu N}{V} B_{32}(\nu) \left[n_3 - \frac{B_{23}(\nu)}{B_{32}(\nu)} n_2 \right] = \frac{h\nu N B_{32} g(\nu)}{V} \left[\frac{n_3}{\tilde{g}_3} - \frac{n_2}{\tilde{g}_2} \right] \tilde{g}_3$$

где \tilde{g}_i - кратности вырождения уровней, а $g(\nu)$ - форм-фактор линии.

Учитывая, что $B_{32} \tilde{g}_3 = \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \tilde{g}_2 A_{23}$ и вводя обозначение $n = \frac{n_3}{\tilde{g}_3} - \frac{n_2}{\tilde{g}_2}$, получим

$$dN / dt = N_n \frac{c^3}{8\pi^2 \nu^2 V} \tilde{g}_3 A_{32} g(\nu) \quad (1)$$

Для лоренцевой формы линии $g(\nu) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\Delta\nu}{(\nu_0 - \nu)^2 + (\Delta\nu)^2}$, где $\Delta\nu$ - полуширина линии

$$\frac{dN}{dt} = nN \frac{c\lambda^2 \tilde{g}_3 A_{32}}{8\pi^2 \Delta\nu V} \cdot \frac{(\Delta\nu)^2}{(\nu_0 - \nu)^2 + (\Delta\nu)^2} \quad (2)$$

Из равенства (2) видно, что

$$B_c = \frac{c^2 \lambda^2 \tilde{g}_3 A_{32}}{8\pi^2 \Delta\nu V} \cdot \frac{(\Delta\nu)^2}{(\nu_0 - \nu)^2 + (\Delta\nu)^2} \quad (3)$$

и, частности, для вершины линии

$$B_c = \frac{c\lambda^2 \tilde{g}_3 A_{32}}{8\pi^2 \Delta\nu V} \quad (4)$$

Выражения (3) и (4) для константы B_c получены в предположении, что на обоих рабочих уровнях число активных частиц отлично от нуля. Согласно же условиям задачи $n_2 = 0$, т.е. $n = n_3 / \tilde{g}_3$. Подставляя это выражение в (1), получаем вместо (3) и (4)

$$B_c = \frac{c\lambda^2 A_{32}}{8\pi^2 \Delta\nu V} \cdot \frac{(\Delta\nu)^2}{(\nu_0 - \nu)^2 - (\Delta\nu)^2} \quad (3a)$$

$$B_c = \frac{c\lambda^2 A_{32}}{8\pi^2 \Delta\nu V} \quad (4a)$$

Отметим, что в формулы (3), (4) входит длина волны излучения в веществе. Если n_r - показатель преломления кристалла, то $\lambda = \lambda_0 / n_r$, где λ_0 - длина волны излучения в вакууме.

Вычислим теперь независимым образом ε_c . Предположим, что все поверхности лазерного кристалла идеально отражающие, т.е. сам кристалл представляет собой резонатор без потерь. Тогда в частотном интервале от ν до $\nu + d\nu$ в кристалле с показателем преломления n_r возбуждается число типов

колебаний, $\rho_r(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2 V n_r^2}{c^3} d\nu$, где V - объем кристалла.

Число спонтанных распадов с уровня 3 в единицу времени составляет n_3/τ , причем частотное распределение излучаемых фотонов определяется формой линии люминесценции активного вещества, и в частотный интервал от ν до $\nu + d\nu$ попадает $n_3 g(\nu) d\nu / \tau$ фотонов. Очевидно, число фотонов, попадающих в один тип колебаний равно

$$\frac{\frac{n_3}{\tau} g(\nu) d\nu}{\rho_T(\nu) d\nu} = \frac{n_3}{\tau} \varepsilon_C$$

Следовательно,

$$\varepsilon_C = g(\nu) \frac{c^3}{8\pi\nu^2 V n_r^2}.$$

Для лоренцевой формы линии люминесценции

$$\varepsilon_C = \frac{c^3}{\Delta\nu 8\pi^2 \nu^2 V n_r^2} \cdot \frac{(\Delta\nu)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu)^2}.$$

Учитывая, что $\frac{c^2}{\nu^2 n_r^2} = \lambda^2$ и то, что для рассматриваемой четырехуровневой системы $A_{32} = 1/\tau$, получаем

$$\frac{\varepsilon_C}{\tau} = \frac{c\lambda^2 A_{32}}{8\pi^2 \Delta\nu V} \cdot \frac{(\Delta\nu)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu)^2},$$

т.е. выражение ε_C/τ совпадает с выражением (3а). Это позволяет записать кинетическое уравнение для числа фотонов в виде

$$\frac{dN}{dt} = B_C n(N+1) - \frac{N}{\tau_p}.$$

Элементы теории открытых резонаторов оптического диапазона и оптики параксиальных пучков.

ТЕМА 3. Процессы трансформации энергии в лазерных материалах

Основным назначением активных сред лазеров является усиление генерируемого света, которое возможно лишь при условии инверсии населенности энергетических рабочих уровней ионов-активаторов. Достигается это освещением активного элемента светом накачки. При этом инверсная населенность, определяющая коэффициент усиления, зависит от совокупного результата двух основных динамических процессов: поглощения ионами излучения накачки с переходом их на верхние энергетические уровни и возврата ионов с верхних энергетических уровней на нижние за счет излучательной и безизлучательной релаксации. От соотношения скоростей этих процессов зависит как сама возможность создания инверсной населенности, так и ее величина.

Численные расчеты населенностей энергетических, в том числе и рабочих, уровней ионов, необходимые для проектирования лазеров, в общем случае весьма трудоемки из-за большого числа как самих уровней, так и процессов движения ионов между ними. Процесс вычисления облегчается тем, что для большинства кристаллов (или керамик) можно свести схему реальных уровней к идеализированным четырех- или трехуровневым схемам. Последние допускают простые аналитические решения, дающие, тем не менее, вполне достаточную точность расчетов. В свою очередь, идеализированная 3-х уровневая схема является частным случаем 4-х уровневой, и задача еще более упрощается. В настоящем разделе будут рассмотрены идеализированные четырех- и трехуровневые модели.

В трехуровневой схеме имеются уровни: основной, накачки и метастабильный (рис.9). В четырехуровневой схеме (рис.10), кроме того, имеется дополнительный, промежуточный, уровень. Обозначим концентрации населенностей этих уровней соответственно N_0 , N_n , N_m , N_p . При этом для трехуровневой схемы $N_p=0$. В обычных условиях, когда керамика (или кристалл) находится в тепловом равновесии с окружающей средой и накачка отсутствует, концентрации населенностей стационарны и, как отмечено ранее,

описываются формулой Больцмана (1). Это распределение является результатом равновесия абсолютного количества безызлучательных переходов ионов-активаторов между уровнями во встречных направлениях. Поскольку вероятность (скорость) переходов вниз гораздо выше, чем вверх, то подавляющее большинство ионов находится на основном уровне. Введение света накачки нарушает это равновесие, и процесс движения ионов между энергетическими уровнями становится более сложным. Для его описания используются хорошо известные уравнения движения населенностей уровней [5,6]. Для рассматриваемых идеализированных моделей (рис.9, рис.10) уравнения наиболее просты.

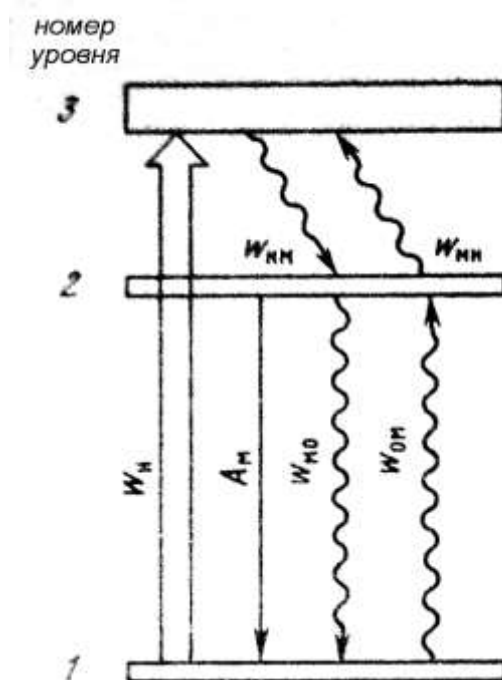


Рис.9. Схема основных переходов в трехуровневых лазерных кристаллах (прямые стрелки – излучательные переходы, волнистые – безызлучательные переходы)

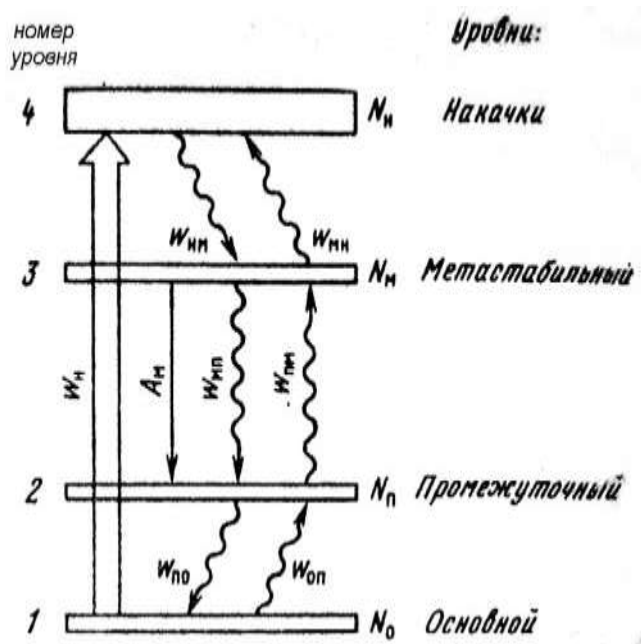


Рис.10. Схема основных переходов в четырехуровневой лазерной среде (прямые стрелки – излучательные переходы, волнистые – безызлучательные переходы)

Используем следующие приближения:

1. Все ионы, попадающие под действием накачки на уровень накачки, переходят безызлучательно на метастабильный уровень.
2. Скорости всех безызлучательных переходов вверх много меньше скоростей переходов вниз и в ряде случаев могут не учитываться.
3. Скорость безызлучательных переходов ионов с метастабильного уровня вниз гораздо меньше скорости излучательных переходов и может не учитываться, т.е. квантовый выход люминесценции равен 1.
4. Скорости безызлучательных переходов с уровня накачки на метастабильный уровень и с промежуточного уровня на основной гораздо выше скорости излучательных переходов с метастабильного уровня вниз.

С учетом этих приближений уравнения движения населенностей [5,6] имеют вид:

$$\frac{\partial N_0}{\partial t} = -N_0 \omega_H - N_0 \omega_{OP} + N_M A_M \beta_{MO} + N_P \omega_{PO},$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial N_{\Pi}}{\partial t} &= -N_{\Pi} \omega_{\Pi O} + N_M A_M \beta_{M\Pi} + N_O \omega_{O\Pi}, \\
\frac{\partial N_M}{\partial t} &= -N_M A_M - N_M \omega_{MH} + N_H \omega_{HM}, \\
\frac{\partial N_H}{\partial t} &= -N_H \omega_{HM} + N_O \omega_H + N_M \omega_{MH}, \\
N_a &= N_o + N_{\Pi} + N_M + N_H,
\end{aligned}
\tag{2}$$

где ω_H – скорость накачки [с^{-1}], численно равная отношению к числу ионов, переходящих в единицу времени с основного уровня вверх под действием света накачки, описывает мощность накачки и пропорциональна объемной плотности световой мощности накачки внутри активной среды кристалла; $\omega_{O\Pi}$, $\omega_{\Pi O}$, ω_{MH} , ω_{HM} – скорости безызлучательных переходов ионов между уровнями основным, промежуточным, метастабильным, накачки [с^{-1}], численно равные отношению к числу ионов, совершающих в единицу времени рассматриваемый переход; A_M – скорость излучательного перехода ионов с метастабильного уровня вниз, численно равная отношению к числу ионов, переходящих в единицу времени [с^{-1}]; $\beta_{M\Pi}$, $\beta_{M O}$ – коэффициенты ветвления люминесценции с метастабильного уровня вниз на промежуточный или основной уровень (для трехуровневой схемы $\beta_{M\Pi}=0$); N_a – концентрация ионов активаторов в активной среде.

Физический смысл уравнений – суммарная скорость изменения населенности каждого из четырех уровней есть сумма отрицательной скорости оттока ионов с данного уровня и положительной скорости притока за счет излучательных и безызлучательных переходов и поглощения накачки. При этом сумма ионов на всех уровнях постоянна и равна концентрации ионов в кристалле. Уравнения (2) и их решения описывают и трехуровневую схему, при этом необходимо положить равным нулю N_{Π} , $\omega_{O\Pi}$, $\omega_{\Pi O}$. Рассмотрим основные закономерности движения населенностей уровней активной среды (лазерного кристалла, лазерной керамики и др.) в условиях постоянной мощности накачки,

действие которой начинается в момент $t=0$. После завершения всех переходных процессов ($t \rightarrow \infty$) устанавливаются стационарные значения населенностей уровней, легко находимые из уравнений (2) при равенстве нулю всех производных. Используя справедливые в реальных случаях соотношения $\omega_{HM} \gg \omega_{MH}$, $\omega_{PO} \gg \omega_{OP}$, ω_{PO} , $\omega_{HM} \gg A_M$, β_{MO} , $\beta_{MP} < 1$, $\omega_H \ll A_M$ (или $\omega_H \approx A_M$), получаем стационарные значения:

$$N_O^{CT} \approx \frac{N_a A_M}{(A_M + \omega_H)}, N_{II}^{CT} \approx \frac{N_O^{CT} (\omega_{OP} + \omega_H)}{\omega_{PO}}, \quad (3)$$

$$N_M^{CT} \approx \frac{N_a \omega_H}{A_M + \omega_H}, N_H^{CT} \approx \frac{N_O^{CT} \omega_H}{\omega_{HM}}.$$

Из выражений (3) видно, что в отсутствие накачки ($\omega_H=0$) получаются населенности, соответствующие тепловому равновесному (больцмановскому) распределению: $N_O^P \approx N_a$;

$$N_{II}^P \approx N_O^P \omega_{OP} / \omega_{PO} = N_a \exp(-W_{II}/kT), N_M = N_H \approx 0,$$

Где W_{II} – энергия промежуточного уровня.

В присутствии накачки идентичные для четырех- и трехуровневых схем населенности N_O , N_M , N_H одинаково зависят от скорости (мощности) накачки и параметров активной среды. Графически эти зависимости изображены на рис.11 и рис.12.

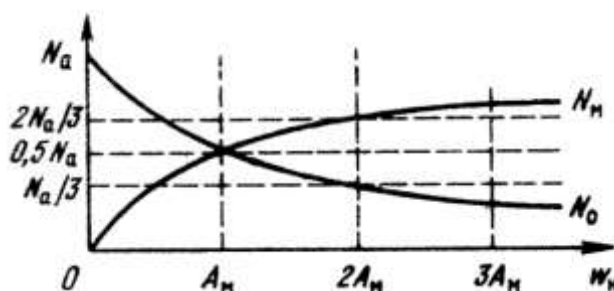


Рис.11. Зависимости стационарных значений концентрации населенности уровней активной среды от скорости накачки (N_O – основной уровень, N_M – метастабильный)

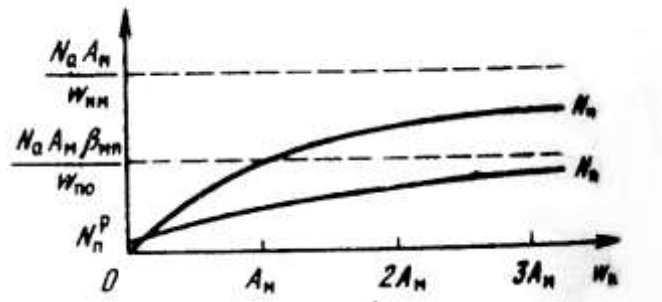


Рис.12. Зависимости стационарных значений концентрации населенности уровней активной среды от скорости накачки (N_n – промежуточный уровень, N_m – накачки)

С ростом мощности накачки населенность N_0^{CT} убывает, а населенности N_n^{CT} , N_m^{CT} и N_m^{CT} возрастают. *ТП*

Важнейшим параметром в теории лазеров является разность населенностей рабочих уровней. Стационарная концентрация разности населенностей имеет вид:

для трехуровневой схемы

$$N_e = N_M^{CT} - N_O^{CT} \frac{g_M}{g_O} \approx \frac{N_a \omega_H}{\omega_H + A_M} - \frac{N_a A_M g_M}{g_O (\omega_H + A_M)}; \quad (4)$$

для четырех уровневой системы

$$N_e = N_M^{CT} - N_{II}^P \frac{g_M}{g_{II}} \approx \frac{N_a \omega_H}{\omega_H + A_M} - \frac{N_a \exp\left(\frac{-W_{II}}{kT}\right) g_M}{g_{II}}, \quad (5)$$

Где g_i – коэффициент вырождения уровня i .

Графически эти зависимости от нормированной скорости (мощности) накачки изображены на рис.13.

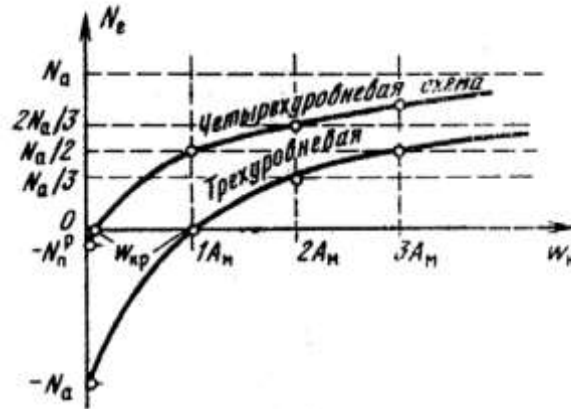


Рис.13. Зависимости стационарной концентрации инверсной населенности рабочего перехода N_e от скорости накачки для трех- и четырехуровневых активных сред ($\omega_{кр}$ – критическая скорость накачки)

Видно существенное различие трех- и четырехуровневых схем, заключающееся в том, что для достижения положительного значения инверсной населенности (а значит, и положительного коэффициента усиления) активной среды для трехуровневой схемы требуется гораздо большая скорость (мощность) накачки, чем для четырехуровневой. Это различие определяется расстоянием между промежуточным уровнем и основным: чем больше это расстояние (больше W_{II}), тем больше различие. Значение скорости (мощности) накачки, при котором инверсная населенность из отрицательной становится положительной, называется “критическим”. Величина критической скорости четырехуровневой схемы также существенно меньше, чем трехуровневой:

для трехуровневой схемы

$$\omega_{кр} \approx \frac{A_M g_M}{g_0}; \quad (6)$$

для четырехуровневой схемы

$$\omega_{кр} \approx \frac{A_M \exp(-W_{II} / kT) g_M / g_{II}}{1 - \exp(-W_{II} / kT) g_M / g_{II}}. \quad (7)$$

Очевидно, что для генерации лазера необходимо не просто положительное значение инверсной населенности (коэффициента усиления), а достаточно большое значение, обеспечивающее превышение полного коэффициента усиления в активной среде над полными потерями генерируемого света в резонаторе.

Рассмотрим теперь поведение во времени населенностей уровней активной среды. Наибольший интерес представляет населенность метастабильного уровня. Уравнение для ее нахождения легко получается путем сложения третьего и четвертого уравнений (2):

$$\frac{\partial(N_M + N_H)}{\partial t} = -N_M A_M + N_0 \omega_H.$$

В получившемся уравнении под знаком производной можно пренебречь населенностью уровня накачки N_H по сравнению с N_M , так как всегда $N_M \gg N_H$, и заменить N_0 на разность из пятого уравнения (2). Получим уравнение в виде

$$\frac{\partial N_M}{\partial t} \approx -N_M A_M + (N_a - N_M - N_H - N_{II}) \omega_H.$$

Легко увидеть, что для всех случаев выполняется соотношение $(N_a - N_M) \gg (N_H + N_{II})$. Действительно, для реально достижимых и используемых накачек разность $N_a - N_M$, как видно из рис.11-13, либо сравнима с величиной N_a , либо меньше N_a в несколько раз. Значения же N_H и N_{II} во всех случаях меньше величины N_a как минимум на два порядка и более. Используя это, приходим к окончательному виду уравнения

$$\frac{\partial N_M}{\partial t} \approx -N_M A_M + (N_a - N_M) \omega_H. \quad (8)$$

Физический смысл уравнения заключается в том, что суммарная скорость изменения населенности метастабильного уровня складывается из отрицательной скорости оттока ионов за счет излучательных спонтанных переходов вниз и положительной скорости притока за счет переходов ионов с основного уровня, на котором $N_0 \approx N_a - N_M$, вверх при поглощении света накачки.

Роль остальных переходов в сделанных ранее приближениях пренебрежимо мала.

Решение данного уравнения имеет вид:

$$N_M(t) = N_a \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) \int_0^t \omega_H(t) \exp\left(\frac{t}{T_1}\right) dt, \quad (9)$$

где

$$T_1 = \frac{t}{\int_0^t (A_M + \omega_H(t)) dt}. \quad (10)$$

Рассмотрим простой случай постоянной мощности накачки, $\omega_H = \text{const}$ при $t \geq 0$ (ступенька). В этом случае выражения (9),(10) упрощаются:

$$N_M(t) \approx N_a \omega_H T_1 (1 - \exp(-\frac{t}{T_1})); \quad (11)$$

$$T_1 = \frac{1}{A_M + \omega_H}. \quad (12)$$

Графически зависимость населенности метастабильного уровня от времени при ступенчатом воздействии света накачки изображена на рис.14.

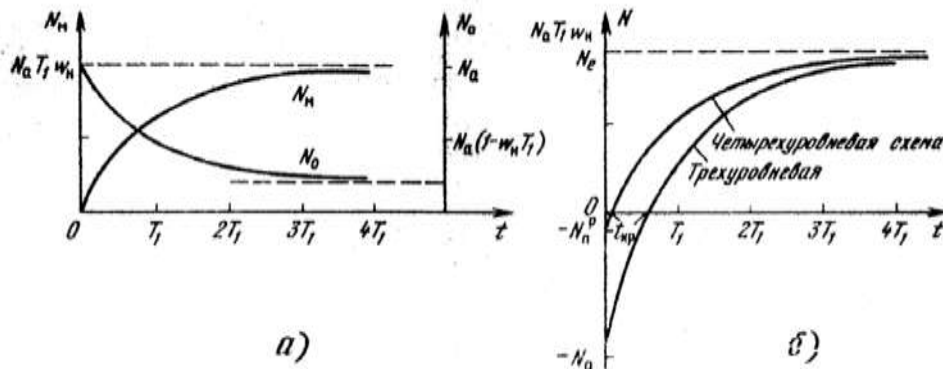


Рис.14. Временные зависимости концентраций инверсной населенности метастабильного N_M и основного N_0 уровней (а) и концентрации инверсной населенности рабочего перехода N (б) при постоянной скорости накачки, включаемой при $t=0$ для трех- и четырехуровневых активных сред.

Видно, что населенность растет от нулевого до своего максимального, стационарного значения по экспоненциальному закону с постоянной времени T_1 . Величина T_1 в общем случае зависит не только от A_M , но и от скорости накачки ω_H . Учитывая, что величины A_M и ω_H есть относительные количества ионов-активаторов, уходящих и приходящих на метастабильный уровень в единицу времени, физический смысл величины T_1 становится вполне очевидным, как время, за которое установится стационарный суммарный поток ионов через метастабильный уровень. В нашем приближении, когда населенности уровней накачки и промежуточного пренебрежимо малы на фоне N_0 и N_M , временная зависимость населенности основного уровня легко вычисляется из соотношения $N_a \approx N_0 + N_M$ и имеет вид

$$N_0 \approx N_a \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) \int_0^t \omega_H(t) \exp\left(\frac{t}{T_1}\right) dt \right), \quad (13)$$

где

$$T_1 = \frac{t}{\int_0^t (A_M + \omega_H(t)) dt}.$$

При постоянной мощности накачки имеем зависимость для N_0 в виде

$$N_0 \approx N_a \left(1 - \omega_H T_1 + \omega_H T_1 \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) \right); \quad (14)$$

$$T_1 = \frac{1}{A_M + \omega_H}. \quad (15)$$

Зависимость (14) изображена на рис.14, а. Видно, что населенность основного уровня падает от величины, близкой к N_a , до своего стационарного значения с постоянной времени T_1 . Можно отметить, что закономерности изменений населенностей основного и метастабильного уровней одинаковы для трех- и четырехуровневых схем. Это следует из малости населенности короткоживущего промежуточного уровня по сравнению с населенностью основного и метастабильного уровней. Иное дело наблюдается для временного

хода разности населенностей. Рабочих переходов в трех- и четырехуровневых схемах, имеющих вид:

для трехуровневой схемы

$$N(t) = N_M - N_O \frac{g_M}{g_O} = -N_a + 2N_a \omega_H T_1 (1 - \exp(-\frac{t}{T_1})) \frac{g_M}{g_O}, \quad (16)$$

для четырехуровневой схемы

$$N(t) = N_M - N_{II}^P \frac{g_M}{g_{II}} = N_a \omega_H T_1 (1 - \exp(-\frac{t}{T_1})) - N_a \exp(-\frac{W_{II}}{kT}) \frac{g_M}{g_{II}}. \quad (17)$$

Здесь принято вместо переменной величины $N_{II}(t)$ близкое для четырехуровневой схемы постоянное начальное значение $N_{II}(0) = N_{II}^P$. Графически зависимости (16), (17) изображены на рис.14, б для одних и тех же значений входящих величин N_a , ω_H , A_M . Видно, что по критическому времени $t_{кр}$, необходимому для достижения положительной инверсной населенности, трехуровневая схема существенно уступает четырехуровневой. Эта разница может быть легко оценена с помощью энергетических затрат на достижение, например, критического времени $t_{кр}$. Действительно, с точностью до постоянных коэффициентов энергия, затрачиваемая источником накачки на достижение этого времени, $W_{кр} \approx t_{кр} \omega_H$. Величина $t_{кр}$ легко находится из соотношений (16), (17) при условии $N(t_{кр}) = 0$:

для трехуровневой схемы

$$t_{кр} = T_1 \ln \frac{2\omega_H T_1}{2\omega_H T_1 - 1}, \quad (18)$$

для четырехуровневой схемы

$$t_{кр} = T_1 \ln \frac{\omega_H T_1}{\omega_H T_1 - N_{II}^P / N_a}. \quad (19)$$

Поскольку для четырехуровневых схем обычно выполняется неравенство $N_{II}^P \ll N_a$, получаем, что $t_{кр3} > t_{кр4}$ [4].

Задача.

Рассмотреть воздействие гармонической внешней силы на собственные колебания гармонического осциллятора без трения. Считая частоту внешней силы, совпадающей с собственной частотой гармонического осциллятора, показать, что если разность фаз гармонической внешней силы и собственного колебания гармонического осциллятора не превышает $\pi/2$, то гармоническая внешняя сила раскачивает собственное колебание; если разность фаз больше $\pi/2$, то внешняя сила приводит к затуханию собственного колебания. Задача является классическим аналогом индуцированного излучения.

Решение. Уравнение гармонического осциллятора под действием гармонической внешней силы имеет вид:

$$\ddot{\chi} + \omega_0^2 \chi = \frac{F}{m} = \frac{eE}{m} \cos(\omega_0 t + \varphi_\omega), \quad (1)$$

где для определенности рассматриваются колебания вдоль оси χ частицы с массой m и зарядом e в электрическом поле резонансной частоты.

Собственное колебание гармонического осциллятора (гармоническая внешняя сила равна нулю)

$$\chi_1 = \alpha \sin(\omega_0 t + \varphi), \quad (2)$$

где α , φ - амплитуда и фаза собственного колебания, определяемые начальными условиями.

Вычислим мощность \bar{P} , получаемую или отдаваемую за период колебаний T собственным колебанием (2) под действием внешней силы:

$$\bar{P} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{d\chi_1}{dt} F \quad (3)$$

Подставляя в (3) равенство (2), получаем

$$\begin{aligned}
\bar{P} &= \frac{1}{T} \int_0^T \alpha \omega_0 \cos(\omega_0 t + \varphi) eE \cos(\omega_0 t + \varphi_\omega) dt = \\
&= \frac{eE \alpha \omega_0}{2T} \int_0^T \left[\cos(\varphi - \varphi_\omega) + \cos\left(\omega_0 t + \frac{\varphi + \varphi_\omega}{2}\right) \right] dt = \\
&= \frac{eE}{2\alpha \omega_0} \cos(\varphi - \varphi_\omega)
\end{aligned}$$

Таким образом, если $-\pi/2 < \varphi - \varphi_\omega < \pi/2$, то $\bar{P} > 0$, т.е. собственное колебание раскачивается внешней силой; если $\pi/2 < \varphi - \varphi_\omega < 3\pi/2$, то $\bar{P} < 0$ и собственное колебание затухает. Если $\varphi - \varphi_\omega = \pi/2, 3\pi/2$, то внешняя сила не влияет на собственное колебание. (Во избежание недоразумений следует иметь в виду, что кроме собственного колебания, в гармоническом осцилляторе возбуждается колебание с частотой и фазой внешней силы. Это колебание линейно нарастает по амплитуде как функция времени).

ТЕМА 4. Физико-химические параметры лазерных материалов

Факторы, определяющие применение оптических сред в мощных лазерах

Особенности требований к новому классу оптических поликристаллических материалов для активной среды лазеров диктуются, с одной стороны, специфическими свойствами, которыми должны обладать лазерные оптические материалы (высокой механической прочностью, термостойкостью и высокой оптической однородностью и малым коэффициентом ослабления света).

С другой стороны, специфика требований состоит в том, что микроструктура, от которой зависят свойства оптического поликристаллического материала для лазеров, закладывается не только характеристиками исходных веществ, но и физико-химическими процессами, протекающими во время изготовления оптического материала. Не менее важной проблемой является достижение высокой воспроизводимости этих

свойств поликристаллического оптического материала при условии оптимальных затрат на технологический процесс.

Требования к исходным порошкам для активных поликристаллических сред лазеров

Детальные и всесторонние исследования физико-химической связи структуры и свойств исходных порошков с микроструктурой, прочностью, трещиностойкостью, прозрачностью поликристаллических оптических материалов позволили сформулировать технические требования на исходные порошки, к таким требованиям относятся:

- необходимая морфология, размер и распределение частиц по размерам, уровень их агломерации;
- контролируемый химический и фазовый состав;
- содержание, природа и характер распределения примесей;
- состояние поверхности частиц;
- активность к уплотнению до высоких значений плотности;
- технологические характеристики (насыпной вес, насыпная плотность утряски, текучесть, уплотняемость, формуемость, прессуемость порошков и т.д.)

Требования к размеру и распределению частиц по размеру, состоянию поверхности, их агломерации и морфологии

С точки зрения получения оптического поликристаллического материала высокой механической и термической прочности выгодно использовать мелкодисперсные исходные порошки. Наиболее высокие показатели механических свойств достигаются в материалах с ультрадисперсной структурой, с размером зерна на субмикронном уровне.

Мелкозернистая микроструктура материала обеспечивает прочность и повышенную трещиностойкость материала из-за размеров дефектов, соизмеримых с размером зерна (например, порами), за счет торможения

распространения трещины границами зерен. На границах различно ориентированных зерен возникают микронапряжения, пропорциональные степени анизотропии и размеру зерна.

В случае изготовления оптического поликристаллического материала из оптически анизотропных веществ необходимость уменьшения среднего размера зерна диктуется и возможностью увеличения рассеяния света различно ориентированными зернами. С этой точки зрения выгодно использовать соединения с кубической структурой.

Кроме того, высокая дисперсность исходных порошков положительно сказывается на скорости и степени уплотнения, а, следовательно, и на величине прозрачности получаемого материала. Благодаря высокой удельной поверхности границ зерен создаются благоприятные условия для интенсивного уплотнения за счет поверхностной диффузии и скольжения зерен относительно друг друга.

Однако большая удельная поверхность порошка способствует высокой адсорбции газов, примесей, которые, как правило, отрицательно сказываются на оптических и механических свойствах получаемых образцов.

Исходя из общих физико-химических представлений, подтверждаемых эмпирически, степень уплотнения и свойства получаемых поликристаллических материалов улучшаются при снижении давления газов, в атмосфере которых осуществляется уплотнение исходных порошков. В связи с этим перед процессом изостатического горячего прессования необходимо вакуумировать брикеты. При вакуумном горячем прессовании обезгаживание происходит при нагреве.

Для получения оптических поликристаллических материалов с высокой плотностью упаковки частиц и прогнозирования размера пор необходимо использовать исходные порошки узких фракций гранулометрического состава либо подбирать определенное сочетание фракций с требуемым распределением их в порошке. Скорость уплотнения на начальной и промежуточной стадии спекания зависит от ширины интервала в распределении частиц по размеру.

Требования к чистоте исходного материала

Для оптического поликристаллического материала, как и для монокристаллов необходимо использовать химически чистые вещества. Происхождение примесей связано с чистотой исходных материалов, условиями получения и хранения порошков. Содержание основного вещества в прозрачных поликристаллических материалах должно быть не менее 99,6-99,9 %. Содержание примесей для моно- и прозрачных поликристаллических материалов должно ограничиваться концентрацией 10^{-5} - 10^{-3} масс%.

Примеси тяжелых металлов могут привести к снижению уровня пропускания оптического поликристаллического материала или к появлению дополнительных полос поглощения – центров окраски.

Требования к химическому и фазовому составу исходного порошка

Желательно использование исходных порошков монофазных либо в виде твердых растворов и проведение процессов уплотнения при температурах их термической устойчивости, поскольку:

- незначительная разница в модуле упругости и коэффициенте термического расширения между дисперсными частицами (выделениями) и матричной фазой может привести к образованию локальных термических напряжений;
- фазовая стабильность тонкодисперсных выделений при заданных температурных;
- режимах может вызвать локальное повреждение волны света и в конечном виде увеличение оптической неоднородности материала в целом;
- чтобы не вызвать дополнительного рассеяния в рабочей области прозрачности материала, размер тонкодисперсных кристаллических выделений должен быть значительно меньше размера зёрен матричной фазы.

Технологические характеристики исходных порошков

К технологическим свойствам порошков относят угол естественного откоса, насыпную плотность, текучесть, прессуемость, уплотняемость, формуемость, активность при уплотнении (спекании, горячем прессовании), которые могут изменяться в широких пределах для порошка данного состава в зависимости от формы и размера частиц, их удельной поверхности, влажности и т.д.

Угол естественного откоса представляет собой угол, образованный поверхностью конуса свободно засыпанного порошка и горизонтальной плоскостью в его основании. Для большинства порошков он находится в пределах $25-70^\circ$ и уменьшается с ростом их текучести. Значение угла естественного откоса минимально для порошков со сферической формой частиц.

Насыпной вес (плотность) порошка - это масса единицы его объема при свободной засыпке γ_n . Эта характеристика определяется плотностью материала порошка, размером (формой) его частиц, плотностью укладки частиц и состоянием их поверхности. Насыпную плотность учитывают при расчете объема полости матрицы (или обоймы, матрицы, надставки для холодного прессования) при прессовании. Величина, обратная насыпной плотности порошка характеризует объем, занимаемый единицей массы порошка, который называют насыпным объемом. Эта величина помогает оценивать способность порошка к наполнению формирующей полости пресс-форм для холодного горячего и прессования.

Насыпная плотность утряски определяют, когда засыпаемая полость пресс-формы и порошок подвергается утряске $\gamma_n = \gamma_p / \gamma_k$. При вибрации частицы порошка, перераспределяясь друг относительно друга, располагаются более компактно. Сокращение объема, занимаемого порошком, произойдет без деформации его частиц. Эти характеристики зависят от степени укладки частиц, т.е. их размеров и формы, распределения по фракциям, межчастичного трения, способности образовывать арки.

Относительная насыпная плотность порошков для оптических поликристаллических материалов должна быть в интервале 0,03-0,08 г/см³.

Прессуемость - способность порошка образовывать брикет заданной формы при минимально допустимой плотности под воздействием давления. Прессуемость в свою очередь определяется двумя технологическими характеристиками: уплотняемостью и формуемостью.

Уплотняемость - зависимость плотности брикета от величины давления прессования. Характеристикой уплотняемости является диаграмма прессования, построенная в координатах «плотность-давление прессования».

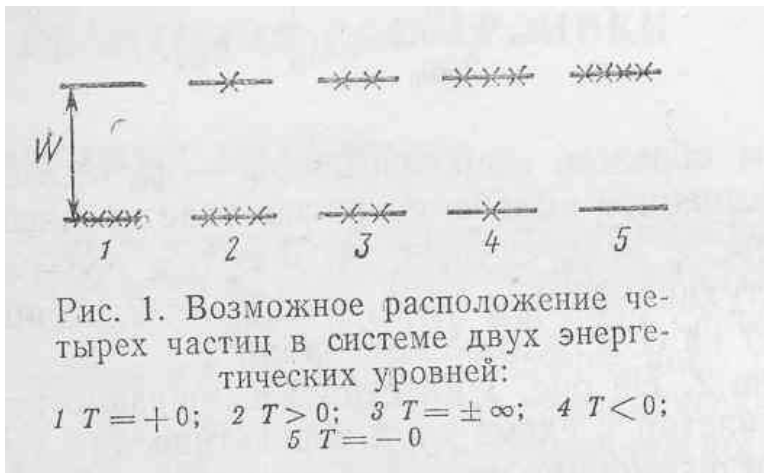
Формуемость - способность порошка сохранять заданную форму при определенных значениях плотности (пористости). Зону низкой формуемости оценивают осмотром основания и боковых поверхностей прессовки. Обработка данных проводится по пористости прессовок: когда они не рассыпаются по Пь и Гь, когда брикет не имеет расслоений. Формуемость порошка в основном зависит от формы, размера и состояния поверхности частиц.

Активность порошка к уплотнению как технологическая характеристика отражает поведение порошка при приложении давления и повышении температуры и означает возможность использования его в качестве исходного сырья. Сравнивая характер зависимостей относительной плотности различных порошков от температуры при постоянных давлении и скорости нагрева возможно судить о степени их активности к уплотнению. Обычно испытания активности к уплотнению ведут при прессовании под давлением 40 МПа при нагреве с постоянной скоростью 10°С в минуту до температуры 0,5-0,8 температуры плавления в градусах К.

Выдвигаемые технологические требования к исходным порошкам учитывают также и технические возможности оборудования (особенно в условиях одноосного давления при брикетировании), имеющегося у разработчика, в том числе, конструкцию пресс-форм и максимальные рабочие температуру и давление вакуумных установок.

Задача.

На рис.1 крестиками показано расположение четырех частиц в схеме двух энергетических уровней. При движении по рисунку вправо от диаграммы 1 до диаграммы 5 частицы перемещаются на верхний уровень, и если на диаграмме 1 все частицы находятся на внешнем уровне, то на диаграмме 5 все частицы находятся на верхнем уровне. Расстояние между уровнями по энергии W .



Вычислить энтропию S для всех пяти диаграмм (диаграммы 1, 2, 3 соответствуют положительным температурам, для диаграммы 3 $T = \pm \infty$, диаграммы 3, 4, 5 – отрицательным температурам) и получить зависимость S как функцию U/W , где U – внутренняя энергия системы.

Решение. Энтропия S равна

$$S = k \ln N, \quad (1)$$

где k – постоянная Больцмана, а N – число состояний в системе.

Подсчитав число состояний и внутреннюю энергию для диаграмм 1-5, получим зависимость S от U/W . При вычислении внутренней энергии за начало отсчета примем нижний энергетический уровень. Тогда для диаграммы 1 $N=1$, $U/W=0$. Для диаграммы 2 $N=4$ (каждая из четырех частиц может быть на верхнем уровне), $U/W=1$. Для диаграммы 3 $N=6$ (число сочетаний из четырех по два), $U/W=2$. Для диаграммы 4 $N=4$, $U/W=3$. Наконец, для диаграммы 5 $N=1$, $U/W=4$. Видно, что S обращается в нуль при $U/W=0$ и при $U/W=4$ (диаграммы 1 и 5) и проходит через максимум при $U/W=2$ ($T = \pm \infty$). Таким образом, в области

отрицательных температур при увеличении энергии, т.е. при $T \rightarrow -0$ энтропия системы уменьшается.

ТЕМА 5. Типы лазерных сред (обзор основных легирующих ионов и матриц)

На сегодня существует несколько рабочих тел твердотельных лазеров, нашедших широкое применение, алюминий-иттриевый гранат, активированный неодимом (Nd:YAG) - одно из самых популярных в лазерах во всем мире.

Разнообразие свойств гранатов обуславливает их применение в квантовой электронике. Особенностью соединений с кристаллической структурой граната является возможность широкого варьирования их оптических свойств при замещении части кристаллообразующих катионов (Y, Al) на катионы переходных металлов, часто, редкоземельных. Анализ литературных данных показывает, что на протяжении многих лет соединения со структурой граната широко применяются в качестве активных сред как для твёрдотельных лазеров (ИАГ:Nd, ИАГ:Cr), так и эффективных катодо- (ИАГ:Ce) и рентгенолюминофоров (ИАГ:Nd, ИАГ:Ce, ИАГ:Cr и др.).

Технологический прорыв в настоящее время совершает новый материал- YAG-лазеры с поликристаллической активной средой, активированной неодимом. Они разработаны учеными из института лазерных исследований при Токийском университете электросвязи. Две группы японских ученых разработали технологии получения поликристаллического лазера. Dr. Ikesue продемонстрировал первый такой лазер в 1995 году. Но его метод горячего прессования был хорош для микрочипов и не имел широкого применения.

ТЕМА 6. Активная лазерная керамика. Её место среди прочих лазерных сред

Лазерная нанокерамика (англ. *laser nanoceramics*) - активная среда для твердотельных лазеров, получаемая спеканием нанопорошков с добавлением легирующих примесей.

Dr. Yanagitani, и компания Konoshima Chemical Company разработали технологию и взяли патент на получение поликристаллического лазера спеканием в вакууме особо чисто исходных нанопорошков. Поликристаллический YAG по технологии Konoshima Chemical Company был прозрачен, имел низкое рассеяние и равномерное распределение активирующей добавки, высокие термостойкость и прочность к разрушению.

Японская компания Konoshima Chemical уже серийно выпускает в виде стержней размерами от 2x100 до 12x220 мм неодимовые YAG-лазеры с поликристаллической активной средой. Содержание неодима в них составляет от 0,1 до 2%. В дальнейшем предполагается развернуть производство также и активных сред большего размера, предназначенных для использования в лазерных системах высокой мощности.

Создатели материала утверждают, что производство керамических стержней Nd:YAG, из которого в настоящее время создаются активные среды неодимовых лазеров, значительно дешевле и занимает меньше времени, чем уже освоенный процесс выращивания монокристалла граната. Производство керамических стержней можно осуществлять серийно в больших масштабах, причем они могут быть относительно большого размера. И еще - в активных средах на керамических стержнях могут быть реализованы такие дополнительные режимы, как модуляция добротности и генерации на рамановском сдвиге.

Принципиальным отличием лазерной керамики от других активных сред твердотельных лазеров (лазерные стекла, кристаллы) является наличие в этом материале большого количества дефектов, таких как остаточные поры, границы микрокристаллических зерен. Указанные дефекты определяют отличие

генерационных и спектроскопических свойств лазерной керамики от свойств монокристаллов того же состава.

Очевидно, что природа указанных дефектов лазерной керамики и возможность их устранения принципиально различны. Действительно, поры являются технологическим дефектом и принципиально могут быть устранены или их количество может быть сведено к минимуму с помощью различных технологических методов и приемов. Вместе с тем главным отличием лазерной керамики от других оптических материалов является наличие границ между случайно ориентированными микрокристаллическими зёрнами.

В зависимости от использованной технологии изготовления типичные размеры микрокристаллов в лазерной керамике варьируются от нескольких микрометров до десятков. Очевидно, что роль межфазовой границы в формировании спектроскопических характеристик активатора увеличивается с уменьшением размеров микрокристаллов.

ТЕМА 7. Синтез исходных продуктов (порошков) для лазерной керамики.

В течение последних десяти лет исследователями был получен поликристаллический лазерный материал Nd:YAG высокой прозрачности и оптической однородности. Эти свойства новой лазерной керамики сравнимыми со свойствами монокристалла Nd :YAG.

Впервые в 1995 году такой лазер был разработан и продемонстрирован японскими исследователями Irkesue и др. (Japantse Fine Ctramic Center and Poly-Techno, Ltd., Nagoya, Japan).

Этими исследователями была получена керамика с содержанием пор не выше 1,5 прт (т.е.99.99985 %), с чистыми границами зёрен и без второй фазы. Некоторые свойства YAG : Nd керамики, такие как показатель преломления, проводимость, были измерены и сравнены со свойствами монокристалла. Эти свойства поликристалла были подобны аналогичным свойствам монокристалла.

Потери за счет рассеяния света $-0,009 \text{ см}^{-1}$ были достаточно малы и удовлетворяют требования к лазерным материалам. Эффективность лазера была сначала 28%.

Начиная с 1999 года группа исследователей Yanagitani and Yagi в Konoshima Chemical, Co., Ltd. и группа Ueda в университете Electro-communications успешно развивали технологию получения керамики YAG : Nd с применением спекания в вакууме и использованием в качестве сырья нанокристаллических порошков.

После успешной демонстрации возможности получения поликристаллического оптического материала в качестве активной среды лазера в 1995 году, в мире к разработкам технологии аналогичных материалов подключаются ведущие фирмы США и Европы (Lawrence Livermore National Laboratory, Baikowcki Company, Raytheon Company, Center for Materials Research , Norfolk State University, Ceterville, Ho, Dayton, Departments of Materials Science and Engineering, Chemistry, and the Macromolecular Science and Engineering Center, University of Michigan, General Atomics USA , Department of Electronic Engineering, China) и другие.

Технология поликристаллических лазеров бурно развивается часто в кооперации между несколькими фирмами в четырех направлениях:

- синтез нанометрических порошков в соответствии с новыми требованиями к исходному сырью;
- отработка и введение новых стадий получения, совершенствование технологии с целью развития массового производства;
- совершенствование конструкции и создание мощных поликристаллических лазеров;
- и разработка новых лазерных поликристаллических сред.

Твердофазный синтез

Твердофазный метод синтеза является наиболее простым в исполнении и уже длительное время используемым для получения соединений со структурой граната.

Взаимодействие Y_2O_3 - Al_2O_3 протекает с низкими скоростями при температурах, меньших $1600\text{ }^\circ\text{C}$. Поэтому твердофазный синтез гранатов ведут при температурах выше $1600\text{ }^\circ\text{C}$. Оксиды Y_2O_3 и Al_2O_3 смешивают в соотношении 3:5 и подвергают совместному помолу в мельнице и прокаливанию при температуре $1600\text{ }^\circ\text{C}$. Необходимым условием приготовления шихты для твердофазного синтеза является длительный размол и перемешивание компонентов. Прокаливание для получения однофазного продукта ведут при $1150\text{ }^\circ\text{C}$ в течение 16 часов.

Методы совместного осаждения

Методы осаждения из растворов успешно применяются для получения оксидов сложного состава. В качестве осадителя наиболее часто используют растворы аммиака, углекислого аммония, щавелевую кислоту, оксалат аммония, в качестве осаждаемых веществ часто используют растворимые азотные соли. Преимущества растворных методов: лёгкость инструментального контроля состава растворов, размера и морфологии частиц порошка, достижения высокой степени гомогенности и чистоты (особенно при применении нитратов).

Однако, при разработке этого метода следует не забывать, что в водных растворах интенсивно происходит процесс старения осадка - объединения частиц осадка в агрегаты. Получается осадок с неудовлетворительными технологическими свойствами. Осадок гелеобразный, плохо фильтруется, имеет значительное количество адсорбированных примесей, особенно катионов, сульфатов и хлоридов. Процесс агрегации частиц начинается еще в маточном растворе и зависит от температуры и pH маточного раствора,

ускоряется на стадии сушки. Отсюда необходимо вводить в техпроцесс стадию по разрушению агломератов частиц.

Согласно патенту фирмы Такита Works, Konoshima Chemical Co., Japan в качестве метода синтеза исходного порошка выбран метод осаждения хлоридов иттрия и алюминия с гидрокарбонатом аммония. 0,5 М раствор хлорида иттрия смешивали с 0,5 М раствором хлорида алюминия. Смесь растворов, соответствующая составу YAG, каплями подавали в емкость с 2М раствором гидрокарбоната аммония pH 8.2. Температура смеси хлоридов и гидрокарбоната поддерживалась 32° С, процедура длилась 48 часов. Осадок отфильтровывался и отмывался 6 раз, обжигался при 1200 С в течение 5 часов на воздухе и пульверизировался с целью получения порошка удельной поверхностью 14,6м²/г¹¹. Средний размер зерна (вторичный размер зерен), измеренный методом лазерного рассеяния был 0,22 мкм.

Усовершенствование этого метода проведено японскими учеными за счет последовательного введения стадий сушки с распылением, пиролизом солей с распылением. Однако, получаемые после сушки и пиролиза распылением пористые гранулы так же, как и агломераты могут препятствовать уплотнению, и потому без предварительного помола такой порошок не используется. Процесс распыления следует вести таким образом, чтобы компоненты смогли прореагировать между собой без выделения второй фазы. Иначе активные гранулы будут микронеоднородными - их внешняя и внутренняя сторона может быть по-разному обогащена компонентами.

К порошку добавлялся спиртовой раствор диспергатора (органической кислоты) и он протирался между двумя поверхностями полиэтиленовой ёмкости (вогнутой и выпуклой) в течение 20 часов. Шликер деаэрировался в течение 30 минут в вакуумном деаэраторе.

Золь-гель метод

Приемлемым методом по экспериментальным данным исследований кинетики уплотнения исходного порошка, а также прозрачности и

механической прочности получаемых поликристаллических материалов является золь-гель процесс синтеза ультрадисперсных и ультрачистых порошков с регулируемым распределением частиц по размерам. Данная технология базируется на процессах, осуществляемых в жидкой среде с твердой фазой, и реализует особенности коллоидного состояния твердых веществ, занимающего промежуточное состояние между истинными растворами и макроскопическими смесями. Структурно процесс представлен на рис.15.

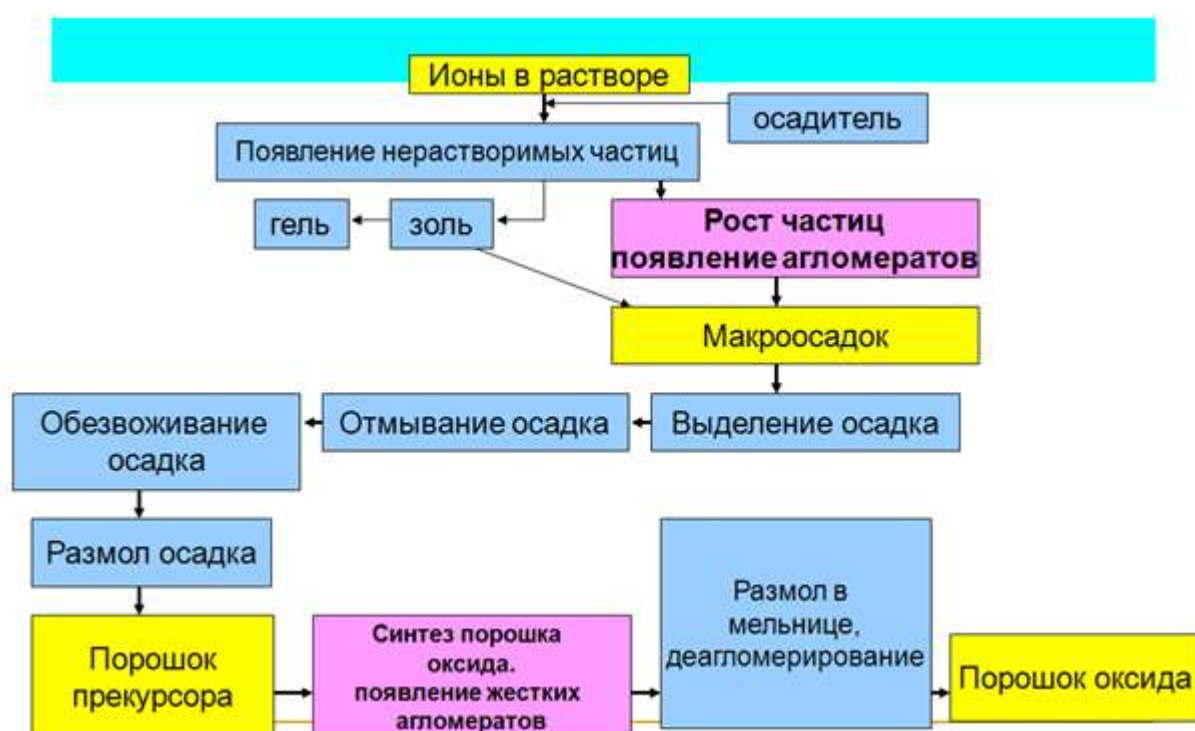


Рис. 15.

Золь - коллоидное состояние твердого вещества в избытке жидкости. А гель - коллоидное состояние жидкости, диспергированной в твердом веществе. Технология алкоксидного золь-гель синтеза основана на превращениях в водных растворах, происходящих в последовательности: образование алкоксидов =>гидролиз алкоксидов =>полимеризация =>нуклеация==>рост частиц.

Метод «вымораживания»

Для получения гомогенных порошков применяется также и метод «вымораживания». В соответствии с описанием, изложенным в этой работе, порошки иттрий алюминиевого граната, активированного церием, были приготовлены следующим образом. Смесь растворов сульфата иттрия и азотнокислых солей редкоземельных элементов была высушена при отрицательной температуре. Вследствие низкой растворимости сульфата иттрия в воде, в водный раствор вводили небольшой избыток серной кислоты. Для того чтобы соли полностью растворились, раствор был нагрет до 65 °С при перемешивании и выдержан при этой температуре 16 часов. После того как соль растворилась, к раствору добавляли водный раствор аммиака для увеличения рН. До замораживания значение рН выдерживали в пределах 1.6-2.0. Подготовленный раствор распылялся через форсунку (стеклянную) азотом под давлением $2.2 \cdot 10^4$ Па в ванну с гексаном, который был охлаждён до - 80 °С.

Охлаждённые соли затем были перемещены на тарелки из нержавеющей стали и помещены в вакуумную сушилку. Соль выдерживали при температуре - 50 °С, испаряющийся гексан собирали при этом ловушкой с жидким азотом. После того как давление в сушилке стало ниже 400 мм. рт. ст.(53 кПа), температуру начали ступенчато увеличивать с интервалом 20 °С в час до максимальной 70 °С. Давление при этом сохранялось всегда ниже чем 500 мм.рт.ст. (67кПа). После того как смесь солей была высушена при температуре 70 °С и давлении 53 кПа в течение 16 часов - высушенный порошок был перенесён в платиновые тигли и оттожён при температуре 1350-1550 С в кислороде. Авторы отмечают, что приготовленные таким образом порошки имеют большую интенсивность люминесценции, чем полученные прокаливанием перемешанных оксидов. Фаза граната формируется при температуре 1300 °С, т. е. примерно на 300 °С ниже, чем при синтезе из оксидов.

Метод СВС

Метод «горения» используется для получения порошков гранатов с субмикронным размером частиц. В качестве исходных веществ использовали азотнокислые растворы иттрия и алюминия. Затем в исходную смесь растворов добавляли необходимое количество горючего. В качестве горючего могут быть использованы такие органические соединения как карбамид ($\text{CH}_4\text{N}_2\text{O}$), аминокислота (C₂H₅NO₂) или карбогидразид ($\text{CH}_6\text{N}_4\text{O}$).

Метод предусматривает следующие операции:

- любая соль нитрата алюминия или перхлората алюминия или сульфата алюминия смешивается в дистиллированной воде с раствором нитрата или перхлората или сульфата иттрия;
- к смеси добавляют восстановительный агент - аланин или бета-аланин и окислительный агент- нитрат аммония, при этом молярное соотношение восстановительного и окислительного агента может быть равно от 1.4 до 1.5 молей к молям солей алюминия и иттрия;
- смесь нагревают для удаления воды при $\sim 110^\circ\text{C}$ в течение либо 2 часов, либо около 3 дней;
- затем смесь нагревают до температуры 220-250°C. Происходит возгорание и объемное расширение получаемого аморфного порошка гранатовой фазы в виде агломератов 30-50 мкм;
- порошок деагломерируют в полиэтиленовом барабане в этиленовом спирте с алундовыми шарами чистоты не менее 99.9%, со скоростью вращения барабана 20 оборотов в минуту в течение 24 часов;
- порошок высушивают и обжигают на воздухе при температуре 600,700-1000, 1300°C. Образуется порошок кубической структуры граната с размером псевдоагломератов 30- 50 мкм.

ТЕМА 8. Основные технологии компактирования/ прессования/ спекания лазерной керамики

Процесс синтеза оптической керамики включает в себя несколько основных этапов: получение нанопорошка, его компактирование и спекание компакта (рис.16). Для создания высокопрозрачной керамики, свободной от пор, необходимо чтобы порошок удовлетворял следующим требованиям: наноразмер зерна, монодисперсность по всему объему, сферическая морфология, отсутствие агломерации, высокая химическая чистота, допирование активных ионов на молекулярном уровне.

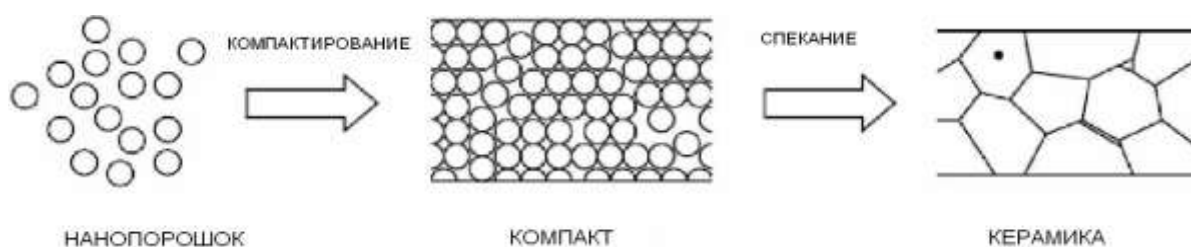


Рис.16. Процесс получения оптической керамики

Главными задачами технологии поликристаллических оптических материалов являются получение изделий с плотностью близкой к теоретической и создание приемов, которые позволили бы прогнозировать необходимые физико-химические, эксплуатационные свойства материала (высокую прочность, термостойкость и прозрачность) и управлять структурой разрабатываемых материалов на всех стадиях технологического процесса.

Технология оптических поликристаллических материалов объединяет такие важные технологические операции, как:

- синтез исходных порошков;
- формование или придание порошковой массе формы и размеров будущего изделия;
- спекание либо термическая обработка под давлением;

- механическая обработка заготовки до требуемых размеров оптической детали;
- при необходимости нанесение на нее защитных и просветляющих покрытий.

Общая схема получения нанокерамики представлена на рис. 17.

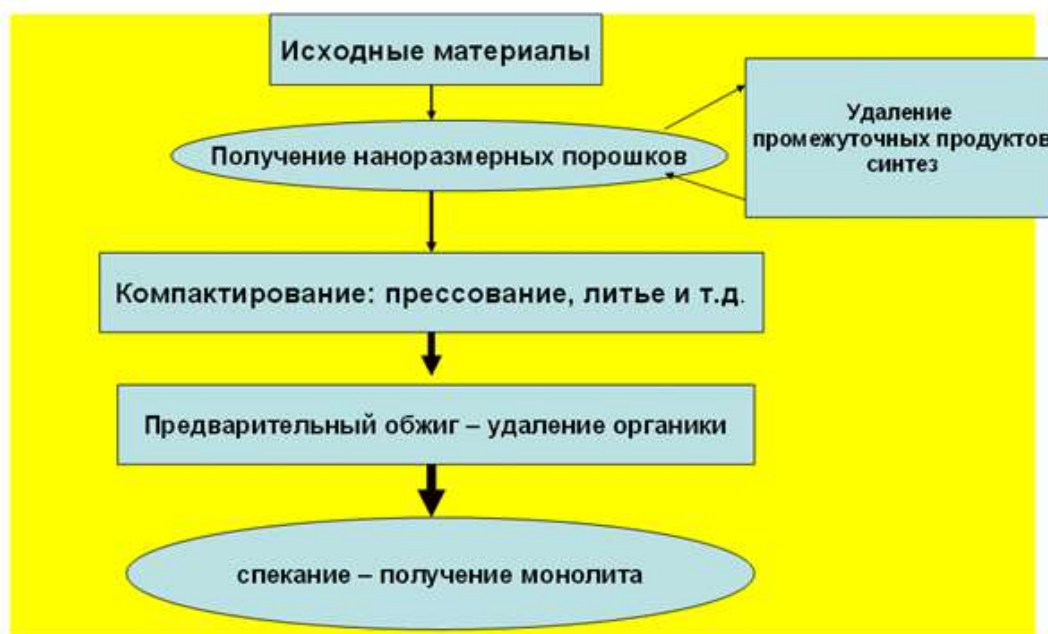


Рис. 17.

Существуют многообразие технологий, позволяющих получать оптические поликристаллические материалы из высокотемпературных оксидов заданного химического состава с широким набором требуемых уникальных механических, термических и оптических свойств.

Методы компактирования нанопорошков

Получение прозрачного поликристаллического материала достигается спеканием в вакууме или в водороде при температурах, близких к температуре плавления материалов, и введением небольших добавок второй фазы, обеспечивающей торможение процессов рекристаллизации, замедление движения границ зерен и сведение до минимума захвата зернами пор.

Основными стадиями разрабатываемого технологического процесса являются следующие (структурно представлен на рис. 18):

- синтез нанодисперсных исходных порошков YAG: Nd;
- кальцинирование (прокалка) порошка;
 - «мокрый» помол в шаровой мельнице с целью разрушения агломератов частиц и введения связки;
 - компактирование (отливка шликера в гипсовую форму);
 - предварительное спекание заготовки (в вакуумной печи либо на воздухе);
 - горячее изостатическое прессование (HIP);
 - обжиг в кислородсодержащей атмосфере;
 - механическая обработка заготовок алмазным инструментом для получения деталей оптического качества;
 - нанесение покрытий.

Рассмотренный прием с успехом используется для изготовления прозрачных оксидов иттрия, диоксида циркония, алюмомагниевого шпинели и алона и других.

Однако спекание в ряде случаев не позволяет удовлетворять требования к оптическим и механическим свойствам конструкционных материалов: значительные проблемы возникают при создании изделий из ультрадисперсных порошков с субмикронным размером зерна и в формировании мелкозернистой структуры материалов.

Наиболее гибким и универсальным в создании новых оптических поликристаллических материалов явился метод горячего прессования или спекания под давлением. Он заключается в проведении спекания при одновременном воздействии, как температуры, так и давления. Методом горячего прессования достигается мелкозернистая структура материала, так как собирательная рекристаллизация снижается на несколько порядков вследствие использования более низких температур для получения теоретической плотности материалом и меньшей длительности процесса по сравнению со спеканием.

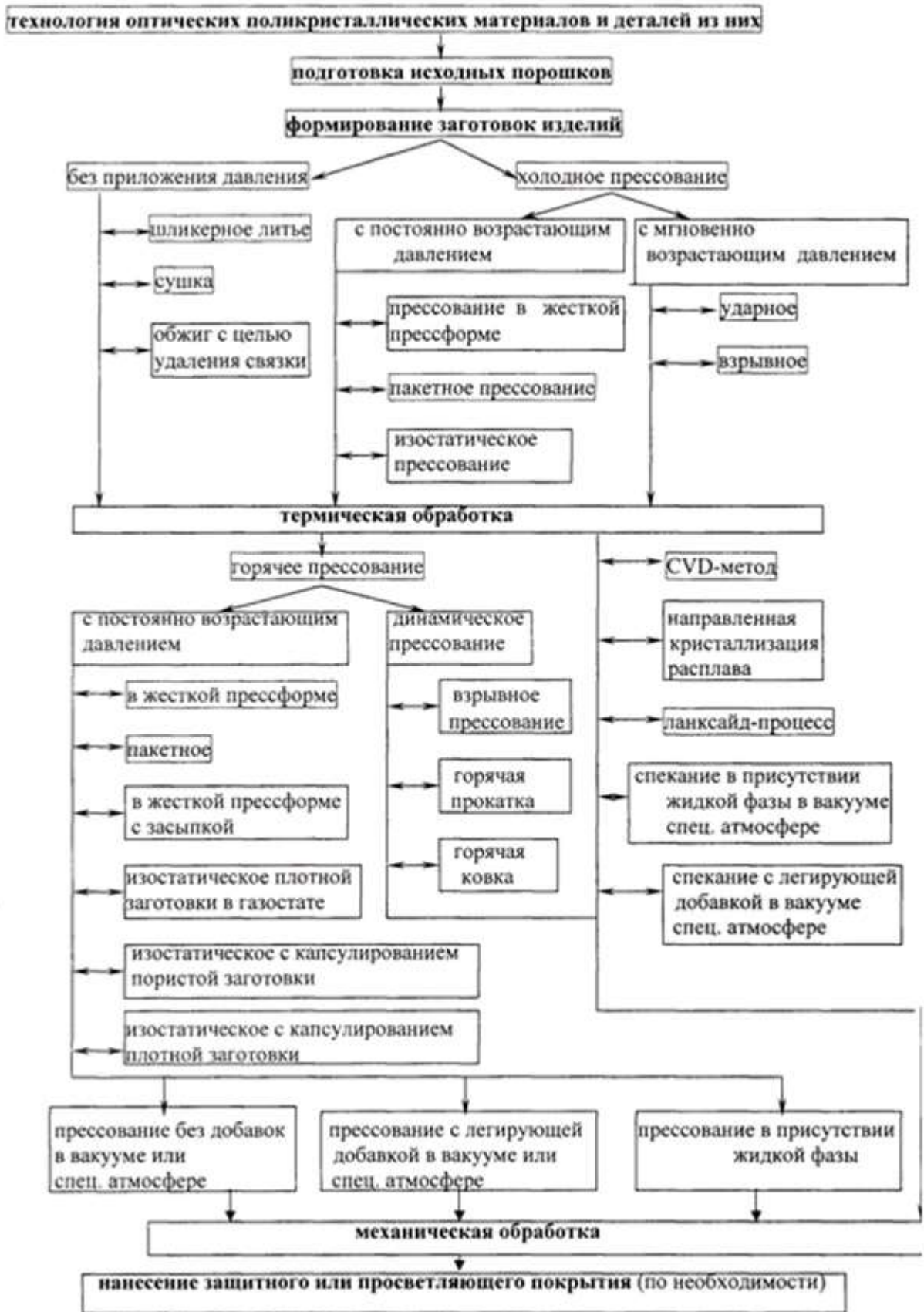


Рис. 18 - Схема технологий оптических поликристаллических материалов и деталей из них

Следующая ступень развития технологии оптических поликристаллических материалов - появление в дополнении к изостатическому холодному прессованию горячего изостатического прессования. Сущность изостатического формования плотного компакта заключается в уплотнении в условиях всестороннего сжатия. По сравнению с обычным односторонним горячим прессованием в жестких пресс-формах перемещение массы происходит равномерно в строго радиальном направлении.

При изостатическом горячем прессовании давление используется в пределах 10 - 1000 МПа при температурах до 3000°C. Высокое давление и в этом случае позволяет избежать интенсивного роста зерен в материале, одновременно уменьшается пористость.

В качестве примера в данном разделе будет кратко описан один из современных методов получения оптической лазерной керамики $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ [3]. Нанопорошки получают испарением керамических мишеней мощным импульсно-периодическим CO_2 -лазером. Лазерное излучение на длине волны $\lambda=10.6$ мкм, со средней мощностью 800 Вт и пиковой мощностью 11 кВт фокусируется на вращающуюся и перемещающуюся горизонтально мишень. После испарения первого слоя мишень передвигается в аксиальном направлении так, что фокальное пятно диаметром меньше 1 мм остается на ее поверхности. Испаренный материал конденсируется в потоке проходящего газа и направляется в циклон (где оседают наиболее крупные частицы), а затем в механический фильтр, где накапливается порошок. Мишени для испарения спекаются из порошков Y_2O_3 и Nd_2O_3 . При их испарении были получены нанопорошки оксида иттрия с содержанием оксида неодима $c_{\text{Nd}}=0; 1; 3$ моль.%. [3]

Изготовление компактов из нанопорошка производится методами сухого одноосного магнито-импульсного прессования. Порошок прессуется при давлении 0.5-1.5 ГПа, в результате чего формируются однородные диски-компакты диаметром 15 или 32 мм, толщиной 0.5-2.5 мм и плотностью до 72%

от теоретической плотности материала. Для устранения органических включений и релаксации остаточных напряжений, компакты отжигаются на воздухе.

Третий этап получения оптической керамики – спекание позволяет получить плотность, близкую к 100% от теоретической плотности кристалла Y_2O_3 кубической модификации с содержанием оксида неодима 1 моль.% $\rho_t=5.043 \text{ г/см}^3$. После спекания следует заключительный этап получения высокопрозрачной лазерной керамики, представляющий собой отжиг, шлифовку и полировку образца (рис.19). [3]



Рис.19. Керамический образец оптического качества (слева), нанопорошок, полученный лазерным испарением (справа)

В любой лазерной среде могут присутствовать различные дефекты, на которых возможно рассеивание лазерного излучения, что приводит к дополнительной тепловой нагрузке активной среды, к уменьшению эффективности генерации, а также к снижению выходной мощности лазера. В лазерной керамике, в основном, могут существовать следующие дефекты: включения и поры, наличие вторичных фаз, границы зерен (преломление света на границах), несовершенства микроструктуры, которые ведут к локальным изменениям показателя преломления, и наконец, шероховатость поверхности (рис.20).

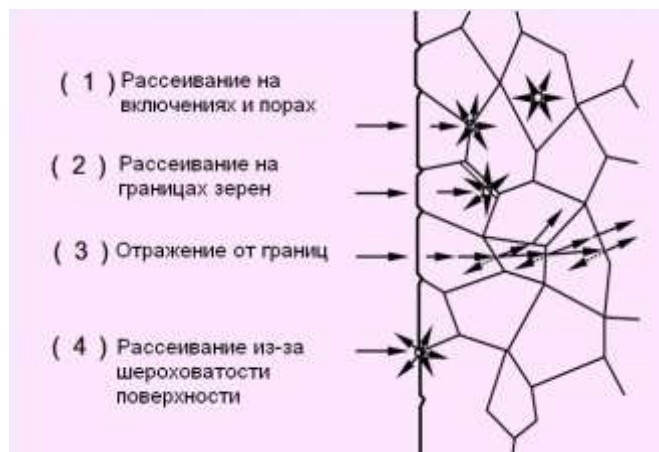


Рис.20. Источники оптического рассеивания в лазерной керамике

ТЕМА 9. Методы построения мощных и сверхмощных твердотельных лазерных систем

Из радиотехники известно, что усилитель возбуждается, превращаясь в генератор, при наличии положительной обратной связи. Проводя аналогию в оптику, возбужденный лазерный центр (атом, молекулу, ион) можно сопоставить с некоторым резонатором – колебательным контуром источником энергии. Тогда роль положительной обратной связи играет процесс вынужденного излучения.

Индукцированное излучение с большой интенсивностью и малой расходимостью получают, благодаря использованию особенности бозонной статистики в поведении фотонов, а именно, стремление фотонов накапливаться в состоянии с наибольшей населенностью. Индукцированное излучение начинается из спонтанно излученных фотонов в различных областях лазерной среды в разные моменты времени, не коррелированных между собой, и имеющих различные направления распространения. Основная функция оптического резонатора состоит в том, чтобы придать световым волнам, излучаемым лазером, определенную модовую структуру. Модовая структура поля излучения лазера формируется в резонаторе в процессе последовательных отражений излучения от зеркал резонатора. В одних резонаторах структура

поля формируется за большое число проходов от зеркала к зеркалу (многопроходовые резонаторы); в других резонаторах процесс формирования поля излучения происходит всего за несколько проходов.

Как было сказано выше, для возникновения генерации в лазере необходимо, чтобы инверсия активной среды обеспечила превышение усиления над суммарными потерями в резонаторе. Изменяя уровень и характер потерь в резонаторе, можно осуществлять управление процессом генерации. В соответствии со спецификой используемого в лазере резонатора генерируется излучение, поле которого имеет определенную спектральную и пространственно-временную структуру.

Возрастание плотности светового потока по мере его распространения в инвертированной активной среде сопровождается процессом постепенного выравнивания заселенностей рабочих уровней, что приводит к эффекту насыщения усиления. Коэффициент усиления $\alpha(z)$ в точке z (ось z – направление распространения потока) выражается через плотность светового потока $S(z)$ следующим образом:

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{1 + (\chi/v)S(z)}, \quad (20)$$

где v – скорость света в активной среде, χ – параметр нелинейности рабочего перехода, α_0 – начальный коэффициент усиления. Параметр нелинейности характеризует быстроту выравнивания заселенностей рабочих уровней при возрастании плотности светового потока. Начальный коэффициент усиления определяется плотностью инверсной заселенности рабочих уровней N_0 в отсутствие генерации, т.е. при $S=0$:

$$\alpha_0 = (B_{21}\hbar\omega/v)[n_{02} - (g_2/g_1)n_{01}] = \sigma N_0. \quad (21)$$

Здесь ω – частота генерируемого излучения, B_{21} – коэффициент Эйнштейна, $\sigma=B\hbar/v$ – сечение индуцированного испускания в рабочем переходе, $N_0 = n_{02} - (g_2/g_1)n_{01}$.

$$\alpha(z) = \sigma \frac{N_0}{1 + (\chi/v)S(z)} = \sigma N(z).$$

Световая мощность, генерируемая активными центрами в единице объема, описывается выражением:

$$W(z) = \alpha(z)S(z) \quad (22)$$

Исключая $S(z)$ из (20) и (22), получаем:

$$W(z) = (v/\chi)[\alpha_0 - \alpha(z)]. \quad (23)$$

Обозначим через $W_{\text{ген}}$ световую мощность, генерируемую во всем объеме активной среды лазера:

$$W_{\text{ген}} = s \int_0^L W(z) dz. \quad (24)$$

Здесь s – площадь поперечного сечения активной среды, L – длина резонатора.

Подставляя (23) в (24), находим

$$W_{\text{ген}} = (vLs/\chi)[\alpha_0 - \langle \alpha \rangle], \quad (25)$$

где $\langle \alpha \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L \alpha(z) dz$ – коэффициент усиления, усредненный по длине резонатора.

В случае стационарной генерации справедливо соотношение:

$$\langle \alpha \rangle = \eta_1 + \eta_2, \quad (26)$$

где η_1 и η_2 – линейные коэффициенты ослабления светового потока, отвечающие соответственно вредным и полезным потерям.

Полезные потери обусловлены уходом части энергии из активной среды в виде лазерного излучения, коэффициент полезных потерь η_2 описывается выражением

$$\eta_2 = \frac{1}{L} \ln \sqrt{\frac{1}{R_1 R_2}}, \quad (27)$$

Где R_1 и R_2 – коэффициенты отражения зеркал резонатора лазера.

Вредные потери имеют различное происхождение. Их можно разделить на имеющие фундаментальный и технологический характер. Последние, связанные с рассеянием на оптических неоднородностях лазерной среды, посторонних включениях, можно уменьшать путём улучшения технологии синтеза лазерных материалов. Дифракционные потери, которые часто относят к вредным, обусловлены конечной величиной апертуры зеркал резонатора и внутрирезонаторными оптическими элементами. Они зависят от конфигурации резонатора и чувствительны к поперечной структуре поля излучения. Величину дифракционных потерь можно оценивать числом Френеля: $N = a^2/L\lambda$, где L – длина резонатора, a – поперечный размер апертуры. Чем больше зон Френеля перекрывает апертура, тем меньше дифракционные потери.

Используя (26), перепишем (25) в виде:

$$W_{\text{ген}} = (vLs/\chi)[\alpha_0 - (\eta_1 + \eta_2)]. \quad (28)$$

Этот результат позволяет сделать весьма важное заключение: для обеспечения генерации необходимо, чтобы выполнялось неравенство

$$\alpha_0 > (\eta_1 + \eta_2). \quad (29)$$

Иными словами, начальный коэффициент усиления должен превышать уровень потерь в резонаторе, который определяется суммой коэффициентов вредных и полезных потерь.

Частотную зависимость начального коэффициента усиления можно рассматривать, исходя из (21), где вместо B_{21} будем использовать спектральный коэффициент Эйнштейна $B_{21}(\omega)$. $B_{21}(\omega) = B_{21}F(\omega)$, где $F(\omega)$ – функция, описывающая форму спектральной линии излучения. Таким образом,

$$\alpha_0(\omega) = B_{21}F(\omega) \hbar\omega N_0/v. \quad (30)$$

Входящий в (30) множитель, B_{21} не зависит от частоты для дипольных и магнитно-дипольных переходов, тогда как для квадрупольных переходов $B_{21} \sim \omega^2$. Следовательно, для дипольных и магнитно-дипольных переходов $\alpha_0(\omega) \sim \omega F(\omega)$, а для квадрупольных переходов $\alpha_0(\omega) \sim \omega^3 F(\omega)$. Качественно вид зависимости $\alpha_0(\omega)$ определяется функцией $F(\omega)$, т.е. формой спектральной

линии излучения активного центра. Если, например, спектральная линия имеет лоренцеву форму (однородно уширенная линия) и рассматриваются дипольные переходы, то

$$\alpha_0(\omega) \sim \frac{\omega \Delta}{(\omega - \omega_0)^2 + \Delta^2}, \quad (31)$$

где ω_0 – частота, отвечающая максимуму линии, Δ – полуширина линии на половине ее максимальной высоты. На рис.21 показана зависимость $\alpha_0(\omega)$, описываемая формулой (31), прямая AA соответствует уровню потерь. В генерационном режиме “работает” только заштрихованный профиль функции $\alpha_0(\omega)$, называемый линией усиления. Частота генерируемого на данном переходе излучения лежит в пределах ширины линии усиления: $\omega_1 < \omega < \omega_2$.

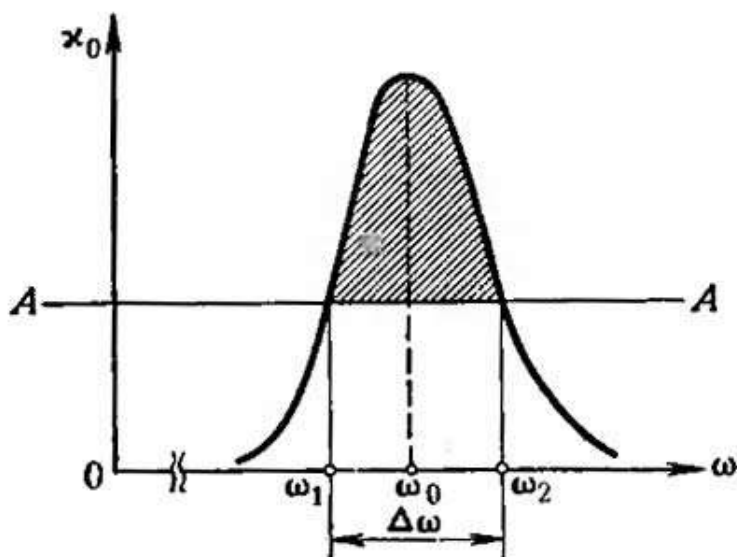


Рис.21. Зависимость начального коэффициента усиления от частоты

Из (28) следует, что для увеличения $W_{\text{ген}}$ достаточно снизить потери в резонаторе (уменьшить сумму $\eta_1 + \eta_2$). В частности, можно снизить уровень полезных потерь. Для этого надо, согласно (27), увеличить $R_1 R_2$. Однако, чрезмерное увеличение коэффициента отражения зеркал резонатора невыгодно, поскольку с уменьшением η_2 падает доля генерируемого излучения,

представляющая собой лазерное излучение; эта доля определяется отношением $\eta_2/(\eta_1 + \eta_2)$. С учетом (25) мощность лазерного излучения описывается выражением

$$W = \frac{\eta_2}{\eta_1 + \eta_2} W_{\text{ген}} = \frac{\nu L S}{\chi} [\alpha_0 - (\eta_1 + \eta_2)] \frac{\eta_2}{\eta_1 + \eta_2}. \quad (32)$$

С уменьшением η_2 уменьшается $\eta_2/(\eta_1 + \eta_2)$, но растет множитель $[\alpha_0 - (\eta_1 + \eta_2)]$. Следовательно, должно существовать оптимальное значение коэффициента полезных потерь $\eta_{2\text{опт}}$, обеспечивающее максимальную величину выходной мощности.

Обычно рассматривают не выходную мощность W , а плотность выходящего из резонатора светового потока S . Величины W и S связаны простым соотношением

$$S = W/s, \quad (33)$$

где s – площадь поперечного сечения светового пучка.

С учетом сделанного замечания перепишем (32) в виде

$$S = (\nu L / \chi) \frac{[\alpha_0 - (\eta_1 + \eta_2)] \eta_2}{\eta_1 + \eta_2}. \quad (34)$$

На рис. 22 показана зависимость S от η_2 , определяемая выражением (34).

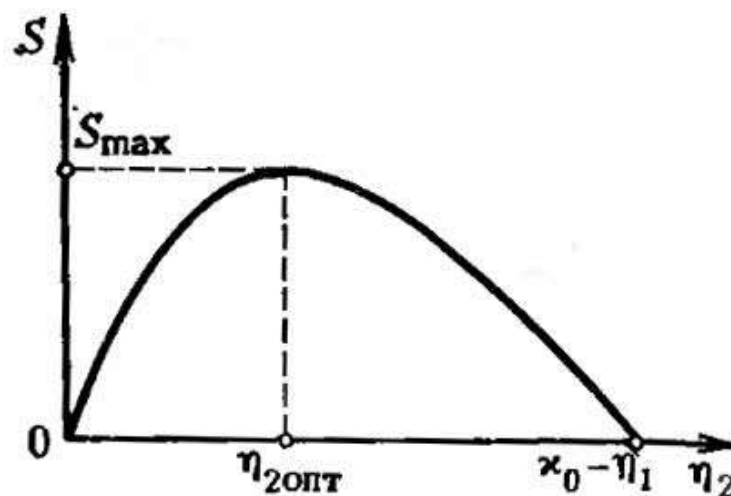


Рис.22. Зависимость светового потока S от полезных потерь η_2

Пороговое значение коэффициента полезных потерь равно $\alpha_0 - \eta_1$. Чтобы найти $\eta_{2\text{опт}}$, продифференцируем функцию $S(\eta_2)$ и приравняем производную нулю. Находим:

$$\eta_{2\text{опт}} = \sqrt{\alpha_0 \eta_1} - \eta_1. \quad (35)$$

При этом

$$S_{\text{max}} = \frac{\nu}{\chi} (\sqrt{\alpha_0 L} - \sqrt{\eta_1 L})^2. \quad (36)$$

Таким образом, для заданных значений α_0 и η_1 существует оптимальное значение коэффициента полезных потерь, определяемое выражением (35), ему соответствует максимальная плотность выходного светового потока, описываемая формулой (36). Дальнейшее увеличение S_{max} требует увеличения α_0 и уменьшения η_1 .

Предположим, что лазерное излучение выходит через одно из зеркал резонатора, тогда как другое зеркало является полностью отражающим. Исходя из (35) и (27), находим оптимальный коэффициент отражения выходного зеркала резонатора

$$R_{\text{опт}} = \exp[-2L(\sqrt{\alpha_0 \eta_1} - \eta_1)]. \quad (37)$$

При достаточно высоком коэффициенте усиления, каким характеризуются, например, неодимовые лазеры с импульсной накачкой, $R_{\text{опт}}$ может быть относительно низким (~50%). В случае же гелий-неонового лазера, где коэффициент усиления мал, $R_{\text{опт}}$ достигает 99%.

Задача.

Зеркала резонатора имеют коэффициенты отражения $r_{\text{odd } 1} = 1$ и $r_{\text{odd } 2} = 0,9$ и нанесены прямо на торцы стержня активного вещества длиной $L=10$ см. Потерями в стержне активного вещества и зеркалах (за исключением потерь на излучение) пренебречь.

Определить величину коэффициента квантового усиления активной среды, необходимую для возникновения генерации в лазере, а также минимальную

длину, которую может иметь рубиновый лазер с такими зеркалами, если в рубине создана полная инверсия (коэффициент усиления $0,3 \text{ см}^{-1}$).

Решение. Без учета дифракционных потерь и потерь в среде величина порогового коэффициента квантового усиления определяется выражением

$$g = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1 r_2} .$$

Отсюда получаем $g=0,005 \text{ см}^{-1}$; $L=0,17 \text{ см}$.

ТЕМА 10. Методы исследования оптических свойств лазерных материалов

Сканирующая зондовая микроскопия (СЗМ)

Основой всех типов сканирующей зондовой микроскопии является взаимодействие зонда с исследуемой поверхностью. Отклик системы может быть обусловлен механическими, электрическими или магнитными взаимодействиями зонда с поверхностью образца. Так, для сканирующей туннельной микроскопии откликом системы является туннельный ток, протекающий между зондом и сканируемой поверхностью, для атомно-силовой микроскопии – Ван-дер-Ваальсовы силы отталкивания зонда от поверхности, в случае магнитно-силовой микроскопии зонд реагирует на изменение магнитного поля над образцом, в микроскопии ближнего поля оптические свойства образца детектируются через диафрагму, находящуюся в ближней зоне источника фотонов и т.д.

Процесс сканирования осуществляется с помощью системы пьезодвигателей. Обычно проводится линейная (построчная) развертка прямоугольного или квадратного участка поверхности по координатам X и Y. Положение иглы в каждой точке описывается двумя координатами X_i, Y_j , тогда как измеряемый сигнал коррелирует с положением зонда над образцом с координатой Z_k . В зависимости от принципа измерения сигнала различают два способа исследования поверхности методом СЗМ (рис. 23):

Метод постоянной высоты заключается в измерении величины рабочего взаимодействия в процессе сканирования при постоянном расстоянии между зондом и поверхностью образца (координате Z). В результате получают зависимость интенсивности сигнала $I|_{Z=\text{const}}(X, Y)$ от положения зонда над образцом (по координатам X и Y).

Метод постоянного взаимодействия заключается в измерении координаты зонда Z над образцом в процессе сканирования при постоянной интенсивности рабочего взаимодействия, которое фиксируется через систему обратной связи. В результате получают зависимость расстояния между зондом и поверхностью образца $Z|I=\text{const}(X, Y)$ при постоянной интенсивности сигнала от положения зонда над образцом (по координатам X и Y).

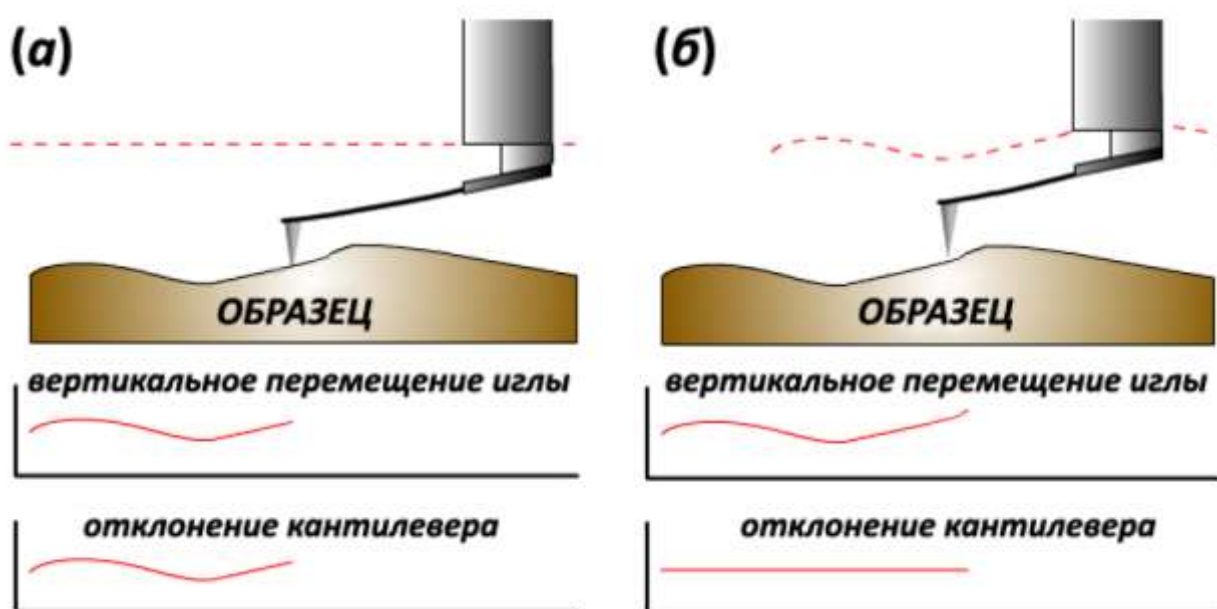


Рис. 23. Разновидности контактной АСМ: а) метод постоянной высоты б) метод постоянного взаимодействия

Сканирующая туннельная микроскопия

В сканирующем туннельном микроскопе пьезодвигатели приближают атомно-острую металлическую иглу к проводящей поверхности образца (см. рис. 24). Между иглой и поверхностью прикладывается напряжение от десятых долей до единиц вольт. Туннельный ток имеет квантовую природу, а его

величина существенно зависит от расстояния между иглой и поверхностью образца. Зависимость величины туннельного тока I от расстояния δ , при напряжении V можно оценить по формуле:

$$I \approx kVe^{-c\delta},$$

где c и k - величины, слабо зависящие от материала образца и иглы, которые можно считать константами.

Коэффициент прохождения сквозь потенциальный барьер

$$D \sim \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(E_F + \bar{\varphi}(x) - E_x)} \delta\right)$$

E_x - энергия электрона в металле, где $\bar{\varphi}(x)$ - средняя высота потенциального барьера.

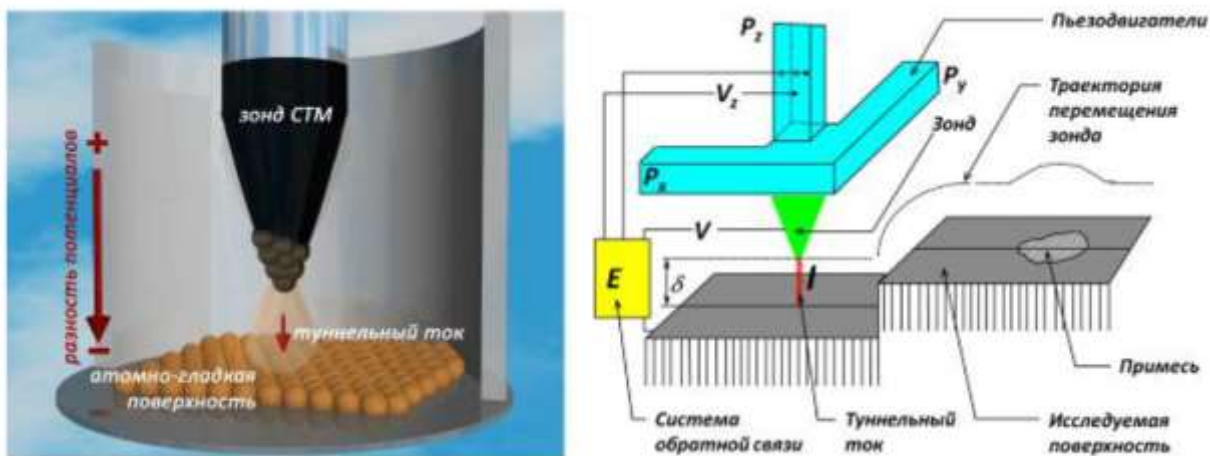


Рис. 24. Принципиальная схема работы сканирующего туннельного микроскопа

Величину протекающего туннельного тока можно выразить как

$$I = I_0 \left\{ \bar{\varphi} \exp\left(-A\bar{\varphi}^{-\frac{1}{2}}\delta\right) - (\bar{\varphi} + eV) \exp\left(-A(\bar{\varphi} + eV)^{\frac{1}{2}}\delta\right) \right\}.$$

В приближении для СТМ, $\varphi \gg 1 - eV$

$I = I_0 \bar{\varphi}^{1/2} V \exp\left(-A\bar{\varphi}^{-\frac{1}{2}}\delta\right)$, где I и I' - коэффициенты, зависящие от свойств материалов образца и иглы.

Туннельный ток с помощью предусилителя и аналого-цифрового преобразователя регистрируется компьютером, который в свою очередь позиционирует зонд на высоте, соответствующей протеканию туннельного тока заданной величины. Рабочие значения тока обычно выбираются в пределах

нескольких наноампер для металлических и полупроводниковых образцов и порядка 1 - 100 пикоампер для органических пленок (чтобы избежать разрушения структуры образца). Шаг сканирования стандартного сканирующего туннельного микроскопа может достигать до десятых долей ангстрема.

Для устранения возможного контакта иглы с поверхностью образца или ее ухода из области протекания туннельного тока (~10 ангстрем) используют систему обратной связи. Эта система постоянно регистрирует туннельный ток и корректирует высоту зависания зонда над образцом в соответствии с заданной величиной туннельного тока в каждой точке сканирования. При этом зонд остается на одном и том же расстоянии от поверхности, что позволяет установить распределение электронной плотности над образцом, при этом траектория зонда отражает рельеф поверхности образца.

Метод СТМ широко используется для изучения тонких пленок, квантовых точек, углеродных нанотрубок и т.д. С помощью туннельного микроскопа удается перемещать отдельные атомы и даже выстраивать сложные квантовые структуры. Развитие метода вакуумного СТМ позволило определить атомную структуру поверхностей монокристаллов, пленок Лэнгмюра-Блоджетт, самособирающихся монослоев (рис. 25), а спин-поляризованная туннельная микроскопия позволила отследить направления магнитных моментов отдельных атомов.

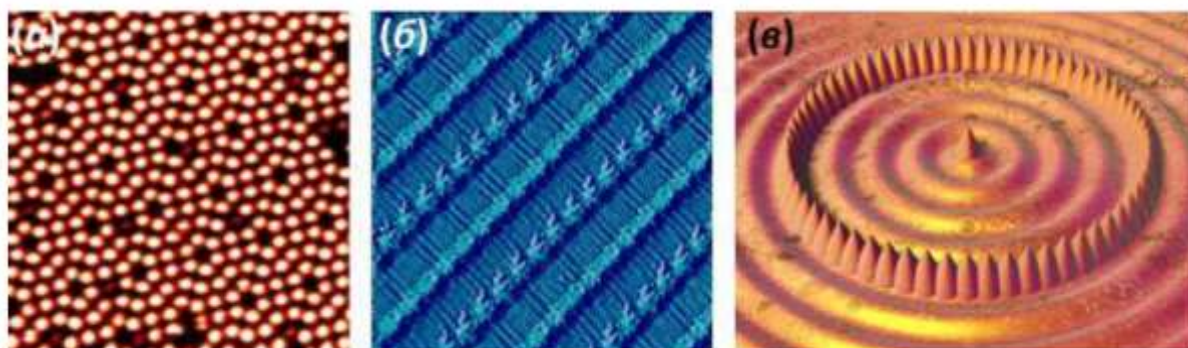


Рис. 25. СТМ изображение поверхности Si(111) 7×7 (а, Omicron); монослоя 1,3-динонадекан-бензена (б, К. Kim, А. Matzger, Veeco); квантового коралла 48 атомов Fe на поверхности Cu(111) (в, IBM Almaden Research Center).

Атомно-силовая микроскопия

Одной из наиболее распространенных разновидностей СЗМ является атомно-силовая микроскопия (АСМ). В 1985 году Г. Бинниг, оценив соотношение межатомных сил отталкивания на поверхности твердого тела и давления со стороны зонда, показал возможность неразрушающего контакта зонда с поверхностью, а в 1986 году Г. Биннигом, Х. Гербером и С. Квайтом был создан первый вариант атомно-силового микроскопа. В этом приборе в качестве зонда использовалась острая игла, закрепленная на конце плоской пружины, а вертикальное перемещение пружины детектировалось с помощью датчика туннельного тока, размещенного над кантилевером (англ. консоль). При этом чувствительность прибора определялась чувствительностью туннельного микроскопа. Кантилевер изготавливали из тонкой платиновой фольги, к которой приклеивали иголку кристаллического сапфира. В настоящее время иглу изготавливают из алмаза, кремния или нитрида кремния, используют с покрытия из TiN, W₂C, Pt, Au, магнитных материалов Fe-Ni/Cr, Co/Cr, CoSm/Cr. При подводе зонда к образцу на расстоянии нескольких ангстрем на иглу действует Ван-дер-Ваальсова сила притяжения, а при дальнейшем приближении зонда к поверхности за счет перекрытия электронных орбиталей атомов возникает сила отталкивания. Когда сила отталкивающего взаимодействия превышает силу притяжения, консоль отклоняется в обратную сторону до тех пор пока давление со стороны зонда (определяемое силой упругости пружины) не окажется больше предела упругой деформации материала образца или иглы.

Перемещаясь над поверхностью, консоль изгибается, отслеживая рельеф поверхности. Угол изгиба консоли несет информацию о рельефе исследуемой поверхности. Для регистрации отклонения кантилевера были предложены системы, основанные на использовании емкостных датчиков, интерферометров, систем отклонения светового луча, пьезоэлектрических датчиков устанавливаемых на консоли и т.д. Современным способом регистрации угла

изгиба консоли является применение луча лазера, который отражается от обратной стороны консоли и падает на фотодиодный секторный датчик, чувствительный к смещению пятна лазерного луча (рис. 26).

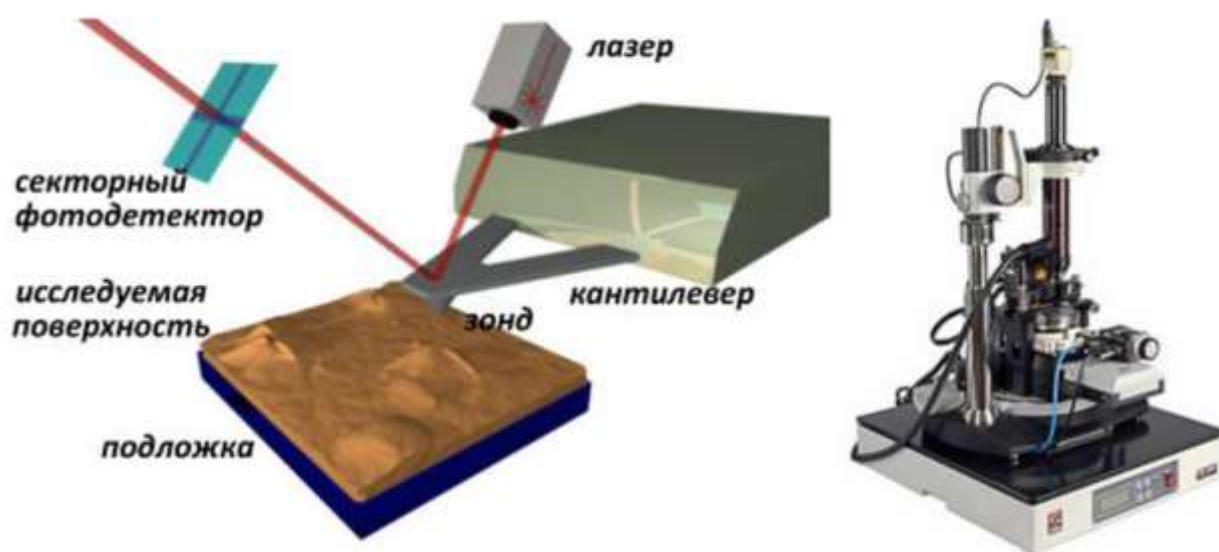


Рис. 26. Принципиальная схема и общий вид атомно-силового микроскопа.

Система обратной связи отслеживает изменение сигнала на фотодетекторе и управляет пьезоэлектрическим преобразователем, поддерживая, таким образом, высоту, на которой находится игла, постоянной. По информации, полученной с фотодетектора, выстраивается массив данных, по которому восстанавливается изображение поверхности исследуемого образца. Помимо непосредственного исследования топографии поверхности методом контактной атомно-силовой микроскопии, сегодня СЗМ позволяет регистрировать силы трения, магнитные, электростатические и адгезионные силы, распределения поверхностного потенциала и электрической емкости, и т.д. В целом, методы СЗМ разделяют на контактные, полуконтактные и бесконтактные. К контактным модам относят режимы сканирования, при которых электронные оболочки поверхностных атомов образца и зонда перекрываются во время сканирования, то есть атомы на острие зонда постоянно находятся в потенциале сил отталкивания. Разработка методов полуконтактного (кантилевер, колеблющийся на некоторой частоте в полосе резонансных колебаний, входит в состояние контакта только в нижней точке

траектории колебания) или бесконтактного (электронные оболочки поверхностных атомов образца и зонда не входят в состояние перекрытия ни в одной точке траектории колебаний) сканирования позволили значительно снизить давление со стороны зонда в процессе измерения топографии, а, следовательно, увеличить разрешение СЗМ. В высоком вакууме использование атомно-острых зондов позволяет добиться атомного разрешения АСМ. Расширение возможностей СЗМ для исследования потенциальных полей над поверхностью, равно как и электронной или магнитной структуры образцов, во многом оказалось возможным благодаря разработке многопроходных методов сканирования, когда информация о топографии поверхности, полученная при первом сканировании, используется для измерения неаддитивного силового вклада в процессе последующих сканирований. Кроме того, исследование поверхности твердых тел стало возможным проводить не только в высоком вакууме или в газовой фазе, но и в жидкостях, что расширило возможности АСМ для исследования границы «твердое тело–жидкость».

Еще одной модификацией СЗМ явилась ближнепольная оптическая микроскопия, основанная на взаимодействии оптического излучения с электронной структурой образца зонда. В качестве зонда в этом методе используют остро заточенное оптоволокно, которое в процессе сканирования перемещается вдоль поверхности в соответствии с топографией образца. При этом синхронно регистрируются как топография поверхности, так и ее оптические свойства: отражение и пропускание света, люминесценция, спектральные характеристики излучения, что позволяет говорить о качественном составе поверхности. Разрешение метода определяется не длиной волны оптического излучения, а радиусом кривизны острия зонда и может достигать 10 нм.

Следует отметить, что высокое разрешение позиционирования зонда в СЗМ дало возможность применения зондовой микроскопии для приложений нанолитографии. При этом воздействие на поверхность может выражаться приложением внешнего давления со стороны зонда в некотором диапазоне сил

для создания поверхностных напряжений и дефектов, контролируемым перемещением молекул по поверхности подложки или электрическим воздействием, позволяющим локально проводить электрохимические процессы. Различают моды векторной и растровой литографии: в векторном режиме производятся двухбитные воздействия по некоторой заданной траектории, а во втором – по заданному образцу с 16 разрядным разрешением.

Автоионная микроскопия (АИМ)

Еще одним методом микроскопии, позволяющим достичь атомного разрешения, и соответственно, изучать атомную структуру твердого тела, является метод автоионной микроскопии. Этот метод основан на проецировании структуры поверхности проводящего образца на флуоресцентный экран ионами изображающего газа в электрическом поле. Современной модификацией этого метода является так называемый атомный зонд (АЗ), представляющий собой комбинацию автоионного микроскопа и масс-спектрометра с чувствительностью на уровне регистрации единичных ионов.

В АИМ образец исследуемого материала изготавливают в виде иглы с радиусом кривизны 50 – 100 нм и крепят на некотором расстоянии (~ 50 мм) от экрана (рис. 27). Образец поддерживается при температуре 10-77 К и крепится на изоляторе, так что к нему может быть приложен высокий положительный потенциал (3 - 30 кВ). В камеру микроскопа напускается так называемый изображающий газ (обычно He или Ne). При увеличении потенциала, прикладываемого к образцу, атомы изображающего газа поляризуются в сильном электрическом поле вблизи острия и притягиваются к поверхности. Затем они сталкиваются с поверхностью образца, теряя кинетическую энергию, и адсорбируются на выступающих атомах поверхности. Далее происходит автоионизация атомов газа, а положительные ионы газа приобретают под действием поля радиальное (перпендикулярное поверхности острия) ускорение, и летят по направлению к

люминесцентному экрану, формируя на нем увеличенное изображение поверхности образца. Масштаб увеличения равен отношению радиуса экрана к радиусу кривизны острия. Изображение также может быть получено путем испарения полей ионов с поверхности образца. Экран имеет небольшое зондовое отверстие, ведущее в камеру масспектрометра, что позволяет изучать не только атомарную структуру образца, но и локальный химический состав поверхности.

Разрешение автоионного микроскопа зависит от многих параметров. Кроме характеристик острия на разрешение оказывают существенное влияние размер области ионизации над данным поверхностным атомом и поперечная составляющая скорости ионов изображающего газа. При охлаждении образца до температуры в несколько десятков градусов Кельвина можно достигнуть разрешения до 0,1 нм. С помощью АИМ можно исследовать точечные дефекты, дислокации, дефекты упаковки, межфазные границы, пористую структуру образцов.

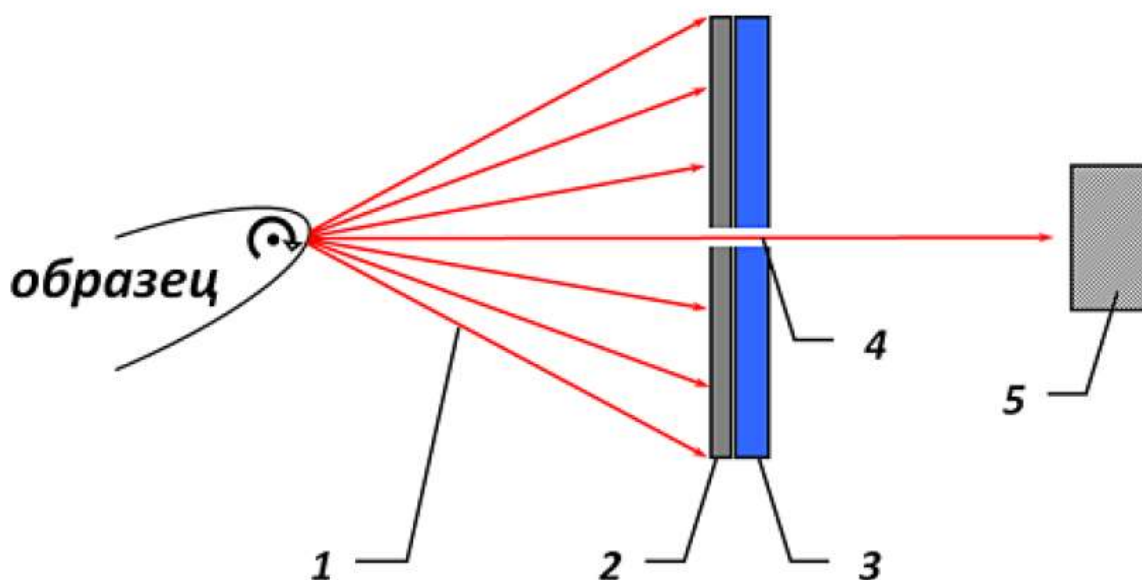


Рис. 27. Принципиальная схема атомного зонда: 1 – траектории ионов изображающего газа, 2 – усилитель яркости на основе микроканальных пластин, 3 – люминофорный экран, на котором формируется изображение, 4 – зондовое отверстие, 5 - детектор единичных частиц.

Методы электронной микроскопии

При взаимодействии электронного пучка с веществом возникает несколько видов излучений (рис. 28) — вторичные и отраженные электроны; электроны, прошедшие сквозь объект (если он тонкий); рентгеновское тормозное и характеристическое излучение; световое излучение и т. д. Каждый тип излучения определяется тем или иным типом взаимодействия электрона с атомной решеткой.

Для малых толщин образцов ($<100\text{нм}$), например, в случае просвечивающей электронной микроскопии, большинство электронов проходят его, не попадая в максимумы электронной плотности, и отклоняясь лишь на крайне малые углы. Различают упругое и неупругое рассеяние. Однако, поскольку рассеяние никогда не бывает истинно упругим (электрон испускает тормозное излучение в поле ядра), то разделение на упругое и неупругое рассеяние — достаточно условно. При упругих столкновениях изменяется направление движения электрона, тогда как его энергия остается постоянной. В зависимости от природы рассеяния различают рассеяние на изолированном атоме и рассеяние на периодическом потенциале кристаллической решетки. Для одиночного акта рассеяния отклонение траектории электрона на малые углы связывают с рассеянием на электронной плотности, а на большие углы — на ядрах. Рассеяние на периодическом потенциале решетки определяет возможность наблюдения дифракционных картин в просвечивающей электронной микроскопии.

Процессы неупругого рассеяния определяются взаимодействием пучка с электронами исследуемого вещества, включая —выбивание электронов из валентной зоны и зоны проводимости (медленные вторичные электроны, $<50\text{эВ}$) или с глубоких внутренних уровней (быстрые вторичные электроны, до 200кэВ), а также генерацию Оже-электронов и рентгеновского излучения. Любое из этих явлений может быть использовано для регистрации соответствующим типом датчика, что определяет одно из основных достоинств электронной

микроскопии – высокую информативность метода, связанную с возможностью получения изображений, используя сигналы различных детекторов.

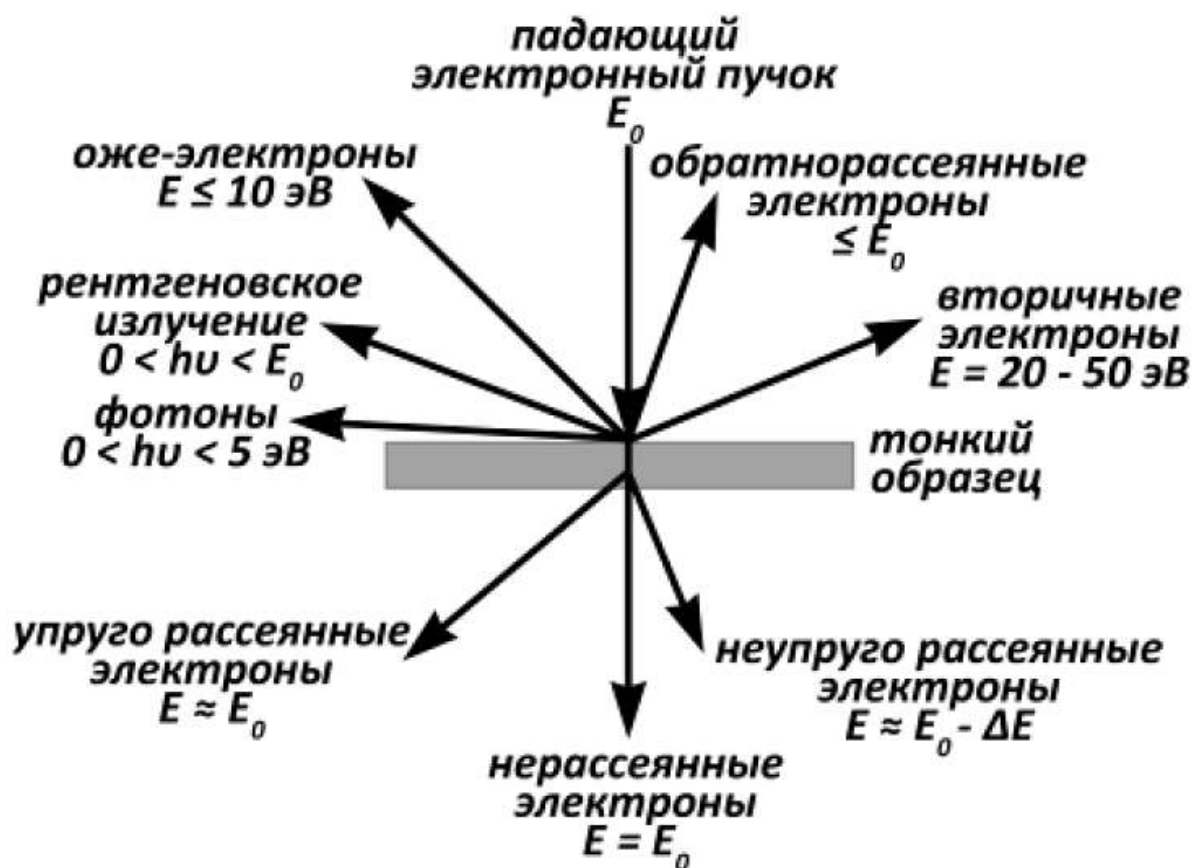


Рис. 28. Взаимодействие электронного пучка с веществом.

Испускание рентгеновского излучения образцом при облучении электронным пучком, положило начало одному из наиболее популярных методов растровой электронной микроскопии – рентгеноспектральному микроанализу. Характеристическое рентгеновское излучение может быть зарегистрировано энергодисперсионным датчиком (полупроводниковым детектором) или проанализировано с помощью рентгеновского кристаллического спектрометра.

Основные составные элементы электронного микроскопа включают источник электронов, оптическую систему, апертурные диафрагмы и детекторы

электронов или характеристического излучения образца на основе сцинтилляционных счетчиков или полупроводниковых детекторов. В качестве источников электронов в ЭМ используются катоды с термоэлектронной эмиссией на основе вольфрама и LaB6 или полевой эмиссией (field emission gun). Катоды с полевой эмиссией превосходят термоэлектронные источники по интенсивности (10^{10} по сравнению с 10^6 А/м²), яркости (10^{13} по сравнению с 10^{10} А/м²стеррад) и монохроматичности (0,3 по сравнению с 1,5 эВ), но уступают им по общей интенсивности эмиссии и обладают несколько меньшей стабильностью пучка. Оптическая система электронного микроскопа представлена электромагнитными линзами, основным недостатком которых является неоднородность создаваемого поля, проявляющаяся в малой числовой апертуре (порядка 0,1 по сравнению с 0,95 для хорошего оптического объектива). Малая апертура приводит к возникновению сферических aberrаций и падению максимального разрешения метода до ~ 50 длин волн электронов, по сравнению с $1,5\lambda$ для современного оптического микроскопа. Однако, даже со столь слабыми линзами электронная микроскопия позволяет получить разрешение до 0,1 нм, и таким образом, различать отдельные атомы в кристаллах.

Разрешение $|d|$ требует наличия соответствующей пространственной частоты $1/|d|$ в дифрактограмме изображения (в спектре интенсивностей или в энергетическом спектре). Однако, только лишь присутствия частоты $1/|d|$ недостаточно для получения соответствующего разрешения. Для максимальной информативности изображения и высокого пространственного разрешения микроскоп должен иметь высокий информационный предел, являющийся функцией диапазона изменения фокуса, а также общей энергии, переносимой первичным пучком электронов. Хотя пространственная когерентность не вносит вклад в информационный предел, она ограничивает качество любого изображения. Немаловажным фактором является яркость пучка, позволяющая снизить время накопления сигнала и, таким образом, избежать возможного дрейфа образца в процессе съемки. Максимальная яркость достигается с

использованием катодов с полевой эмиссией, представляющих собой тонкую вольфрамовую иглу.

Наибольшая разрешающая способность (около $0,7 \text{ \AA}$) реализуется в современных просвечивающих микроскопах (FEI Titan 80-300), работающих в режиме сканирующей просвечивающей микроскопии (ПРЭМ). Магнитные линзы фокусируют электронный луч до диаметра $\sim 2 \text{ \AA}$, а высокоточные магнитные отклоняющие катушки разворачивают электронный зонд по заданной площади на объекте. Высокое разрешение оказывается достижимым только в случае высокой монохроматичности и малой фокусной разности электромагнитных линз возникающей ввиду сферических aberrаций. Для уменьшения сферических aberrаций в современных микроскопах используют гекса- и октапольные электромагниты, позволяющие выровнять электронный пучок тонкой подстройкой линз. Прошедший через образец электронный пучок, частично рассеиваясь на образце, попадает на центральный и кольцевой детекторы, и формирует светлопольное (в нерассеянных электронах) и темнопольное (в рассеянных электронах) изображение. Изображение проектируется на фотолюминесцентном экране или CCD камере.

Принцип растровой электронной микроскопии полностью аналогичен ПРЭМ с той лишь разницей, что в качестве детектируемого сигнала вместо прошедших и рассеянных электронов используются отраженные или вторичные электроны, а также исходящее электромагнитное излучение. С помощью РЭМ можно исследовать микрорельеф, распределение химического состава и электронной плотности, производить рентгеноспектральный анализ и т.д. Разрешение метода определяется диаметром эммитирующей зоны, который зависит как от диаметра и энергии первичного электронного пучка, так и от электронной структуры исследуемого объекта.

Описание и основные характеристики методов электронной микроскопии приведены в таблице. Сегодня фактически ни одна работа в области наноматериалов и нанотехнологий не обходится без микрофотографий, полученных с помощью просвечивающей или сканирующей электронной

микроскопии. При этом равное внимание уделяется как исследованию структуры наночастиц, так и их организации и распределению в нанокompозитах.

Тип электронной микроскопии	Регистрируемое излучение	Описание метода
Растровая электронная микроскопия (РЭМ, SEM)	Отраженные электроны, вторичные электроны, характеристическое рентгеновское излучение, тормозное излучение, световое излучение	Обычно используемые ускоряющие напряжения – 1-30 кВ. Развертка сфокусированным электронным пучком осуществляется с использованием электромагнитных линз. Высокая информативность с использованием различных регистрируемых излучений. Разрешающая способность определяется видом излучения и размером эмитирующей зоны. Высокая разрешающая способность (до 6 Å) реализуется при формировании изображения с использованием вторичных электронов на проводящих образцах. При увеличении глубины проникновения первичных электронов вторичные процессы, увеличивают диаметр эмитирующей зоны. Проблема стока заряда с непроводящих образцов.
Просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ, TEM)	Нерассеянные электроны	Обычно используемые ускоряющие напряжения от 80 до 300 кВ. Высокая стабильность ускоряющего напряжения. Контраст обусловлен рассеянием электронов на образце. Рассеянные электроны задерживаются апертурной диафрагмой. Нерассеянные электроны проходят через отверстие диафрагмы и фокусируются электромагнитными линзами. Максимальная разрешающая способность (до 1 Å) в современных ПЭМ с коррекцией сферических aberrаций.
Просвечивающая растровая электронная микроскопия (ПРЭМ, STEM)	Нерассеянные, упруго и неупруго рассеянные электроны	Обычно используемые ускоряющие напряжения – 80-300 кВ. Развертка осуществляется сфокусированным электронным пучком (~ 2 Å). Нерассеянные электроны формируют светлопольное изображение (центральный детектор), рассеянные – темнопольное изображение (кольцевой детектор). Рассеянные электроны делятся на энергодисперсионном детекторе. Возможен элементный контраст в рассеянных электронах. Максимальная разрешающая способность (до 0,7 Å) в современных ПРЭМ с коррекцией сферических aberrаций (3 электромагнитные линзы).

Сверхвысок овольтная электронная микроскопи я (СВЭМ)	Нерассеянные электроны.	Обычно используемые ускоряющие напряжения от 0,5 до 10 МВ. Высота колонны составляет от 5 до 15 м. Предназначен для исследования объектов толщиной до 10 мкм. Высокая разрешающая способность для толстых образцов (до 2 Å). Занижение разрешения ввиду немонахроматичности и значительных сферических аберраций пучка. Высокий информационный предел.
Эмиссионна я электронная микроскопи я	Электроны, эмитируемые объектом при внешнем воздействии	Изображение формируется электронами испускаемыми самим объектом при нагревании, бомбардировке электронным пучком, освещении, в сильных электрических полях. Используется для исследования химического состава по энергии испускаемых электронов (аналогично спектроскопии энергетических потерь электронов). На современных растровых микроскопах используются детекторы вторичных электронов.
Зеркальная электронная микроскопи я	Электроны, отраженные «электронным зеркалом» в непосредственной близости от поверхности объекта, на котором приложено отрицательное напряжение	Используется для визуализации электростатического «потенциального рельефа» и магнитных микрополей на поверхности объекта. Низкая разрешающая способность. Малое распространение

Задание № 1.

Исследование гранулометрического состава оксидного порошка.

Исследование поверхности образца оптической керамики.

Цель работы: Приобретение практических навыков исследования материалов методом растровой электронной микроскопии.

Ход работы:

1. Ознакомится с конструкцией и принципом действия растрового электронного микроскопа Quanta 200 3D.
2. Установить керамический образец в рабочую область растрового электронного микроскопа.

3. Включить растровый электронный микроскоп в режиме низкого вакуума.
4. Выбрать на поверхности образца интересующую область для анализа.
5. Изменяя характеристики режима работы (параметры фокусировки, контраст, яркость, размер электронного пятна, энергию электронов в пучке) получить наиболее качественное изображение поверхности образца при увеличении $\times 100$.
6. Зарегистрировать полученное изображение.
7. Повторить процедуры настройки и регистрации изображения поверхности образца при увеличении $\times 1000$ и $\times 10000(\times 20000)$.
8. Выключить растровый электронный микроскоп.
9. Произвести анализ полученных изображений.
10. Составить отчет.
11. Для порошкового образца последовательно повторить пункты п.п. 2-10.

Контрольные вопросы

1. Устройство и принцип работы РЭМ.
2. Основные закономерности взаимодействия электронов зонда с веществом. Обратно-рассеянные и вторичные электроны.
3. Упругие и неупругие взаимодействия.
4. Потери энергии электронов. Область взаимодействия электронов зонда с веществом мишени.
5. Детекторы сигналов в РЭМ. Детектор Эверхарта-Торнли.
6. Формирование контраста в РЭМ. Основные механизмы образования изображения в РЭМ.
7. Накопление заряда на поверхности мишени.

Задание № 2.

Полуконтактный режим исследования материалов на атомно силовом микроскопе.

Цель работы: Изучить работу АСМ в полуконтактном режиме и получить изображения поверхности в данном режиме

Ход работы:

1. Установить образец в держатель сканера.
2. Снять резонансную кривую кантилевера. Определить резонансную частоту. Убедиться в линейности колебаний.
3. Настроить микроскоп для работы в полуконтактном режиме. Подобрать значение амплитуды раскачивающего сигнала и коэффициент синхронного усилителя (Gain) таким, чтобы сигнал MAG составил около 16 нА. Установить значение Set point = MAG/2, FB gain = 1.
4. Произвести подвод образца к кантилеверу.
5. Исследовать топографию и “фазовый контраст” поверхности образца в двух взаимно перпендикулярных направлениях сканирования. Убедиться, что фаза колебаний кантилевера не изменяется при сканировании плоской поверхности, а поэтому полезна при визуализации резких неоднородностей.
6. Отвести образец от зонда на 1 мм.
7. По результатам работы подготовить отчет.

Контрольные вопросы

1. . Схема петли обратной связи в прерывисто контактном режиме.
2. . Как меняется сигнал MAG при подводе зонда к образцу/образца к зонду.
3. Методики сканирования, реализуемые в прерывисто контактном режиме.

Задание № 3.

Работа на рентгеновском дифрактометре, исследование структуры материалов.

Цель работы: Приобретение практических навыков определения фазового состава нанопорошков с помощью рентгенофазового анализа.

Ход работы:

1. Ознакомится с конструкцией и принципом действия дифрактометра D8 ADVANCE.
2. Получить у преподавателя порошковый образец.
3. С помощью преподавателя приготовить образец для съемки и запрессовать его в держатель образца.
4. Установить держатель в дифрактометр.
5. Запустить программу съёмки данных.
6. На основании полученных данных построить рентгенограмму.
7. Провести сравнительный анализ полученных данных и с эталонными рентгенограммами определить качественный фазовый состав образца.
8. Составить отчет.

Контрольные вопросы

1. Что понимают под фазой?
2. Что такое кристаллическая решетка?
3. Опишите явление дифракции.
4. Что такое дифракционный максимум?
5. От чего зависит интенсивность пиков рентгенограммы?
6. Устройство и принцип работы дифрактометра.
7. Порядок расшифровки рентгенограммы методом сравнения с эталонной рентгенограммой.

Задание № 4.

Исследование генерации микрочип лазера с полупроводниковой накачкой.

Цель работы: изучение генерационных характеристик микрочип лазера с полупроводниковой накачкой.

Ход работы:

1. Ознакомится с конструкцией и принципом действия микрочип лазера с торцевой накачкой.
2. Включить драйвер лазера согласно инструкции по эксплуатации.
3. После установления температуры статирования лазерного диода выставить требуемый ток накачки и включить лазер.
4. Средствами визуализации инфракрасного излучения убедиться, что лазер генерирует.
5. Провести измерения основных характеристик выходного излучения: спектрального состава (действительно ли 1.06 мкм?) и выходной мощности. Для спектральных измерения использовать малогабаритный спектрометр AS-100. Для измерения выходной мощности – Nova II с термоэлектрической измерительной головкой.
6. Оценить качество выходного пучка твердотельного микрочип лазера и лазерного диода, визуализируя их излучение с помощью карточки-визуализатора. Полученные распределения интенсивности в поперечной плоскости сфотографировать.
7. Выключить ток накачки, а затем и драйвер.
8. Составить отчет.

Контрольные вопросы

1. В чём заключается преимущество накачки полупроводниковыми лазерными диодами в сравнении с традиционной некогерентной ламповой накачкой?
2. Опишите схемы торцевой и поперечной накачки с помощью ЛД. Их сравнительные преимущества и недостатки. Области применения.
3. Как происходит визуализация ИК излучения?

4. Принципы функционирования термоэлектрических преобразователей в измерителях мощности/энергии лазерного излучения.

Опишите оптическую схему и принцип действия дифракционного спектрометра с многоэлементным фотоприёмным устройством.

Контрольные вопросы

1. Керамика – это:

- неметаллические неорганические материалы на основе кристаллических соединений неметаллов и металлов, консолидированные в изделия требуемой формы;
- неорганические порошковые материалы с добавками органических веществ-пластификаторов, спрессованные с применением различных технологий в изделия требуемой формы;
- неорганические материалы, имеющие кристаллическую структуру, и характеризующиеся наноразмерным масштабом составляющих их кристаллитов. Производятся из порошков методом спекания.

2. Реактивный метод получения активной гранатовой керамики подразумевает:

- получение порошка состоящего из монодисперсных наночастиц, имеющих химический состав, полностью соответствующий составу конечного продукта, и последующую его консолидацию в готовое изделие по какой-либо технологии прессования/ спекания без проведения каких бы то ни было химических реакций;
- получение порошков, состоящих из монодисперсных наночастиц, имеющих различный химический состав, вступающих в реакцию, обеспечивающую получение как требуемого химического состава конечного продукта, так и его заданную геометрическую форму на этапе спекания;

- помол в шаровых мельницах исходного монокристаллического сырья до требуемого наноразмерного гранулометрического состава, гомогенизация и механическая активация такого порошка с последующей его консолидацией в готовое изделие по какой-либо технологии прессования/ спекания;
- парофазный MCVD процесс, обеспечивающий получение монодисперсного порошка $Y_2Al_5O_{12}$, и последующую его консолидацию в готовое изделие по какой-либо технологии прессования/ спекания без проведения каких бы то ни было химических реакций.

3. Требование небольшой ширины фононного спектра для всех материалов матриц твердотельных лазеров обусловлены:

- требованием высокой теплопроводности;
- требованием высокого квантового выхода люминесценции;
- требованием малости светорассеяния на длине волны генерации;
- требованием обеспечения большого поглощения на длине волны накачки.

4. Стёкла, как материал матрицы твердотельного лазера:

- превосходят монокристаллические и керамические материалы по совокупности теплофизических свойств;
- обеспечивают получение активных элементов лазеров существенно больших геометрических размеров в сравнении с монокристаллическими и керамическими материалами при существенно меньшей стоимости;
- превосходят монокристаллические и керамические материалы по такому важному параметру как сечение вынужденного перехода.

5. Безреактивный метод получения оптической керамики подразумевает:

- получение порошка состоящего из монодисперсных наночастиц, имеющих химический состав, полностью соответствующий составу конечного продукта, и последующую его консолидацию в готовое изделие по какой-либо технологии прессования/ спекания без проведения каких бы то ни было химических реакций;
- получение порошков, состоящих из монодисперсных наночастиц, имеющих различный химический состав, вступающих в реакцию, обеспечивающую

получение как требуемого химического состава конечного продукта, так и его заданную геометрическую форму на этапе спекания;

- помол в шаровых мельницах исходного монокристаллического сырья до требуемого наноразмерного гранулометрического состава, гомогенизация и механическая активация такого порошка с последующей его консолидацией в готовое изделие по какой-либо технологии прессования/ спекания;

- парофазный процесс с применением микроволновой плазмы, обеспечивающий получение монодисперсного порошка $Y_2Al_5O_{12}$, и последующую его консолидацию в готовое изделие по какой-либо технологии прессования/ спекания без проведения каких бы то ни было химических реакций.

6. Помол порошков, составляющих керамику, нужен для:

- измельчения исходного порошкового материала до наноскопических размеров (~100-200 нм);

- механохимической активации поверхности наночастиц и устранения их агломерации;

- равномерного перемешивания порошков различного химического состава в методе безреактивного синтеза керамики.

7. Методы изостатического прессования в сравнении с одноосным нагружением обеспечивают:

- существенное упрощение применяемой технологической оснастки и общее удешевление технологии;

- гораздо лучшую однородность прессуемого изделия за счёт равномерного наложения давления;

- существенно лучшую точность размеров прессуемых изделий.

8. В процессе спекания происходит:

- уменьшение пористости преформы, вплоть до её полного исчезновения;

- уменьшение площади контакта между отдельными кристаллитами;

- увеличение размеров зёрен с изменением их формы;

- уменьшение размеров зёрен без изменения их формы

9. Оптическая керамика теряет свою прозрачность, если пористость образца составляет:

- не превосходит 0.1%;
- 1% и более;
- значение прозрачности не может быть охарактеризовано одним численным параметром пористости. Светопропускание зависит от многих факторов: материала образца, характерных размеров пор и кристаллитов, длины волны света, для которого определяется пропускание и пр.;
- более 2.5%.

10. Керамика на основе полупрозрачных оксидов ($\text{Me}^{3+}_2\text{O}_3$) превосходит YAG-керамику по:

- по теплопроводности (на 40-50% в зависимости от конкретного иона Me^{3+});
- по максимально достижимым геометрическим размерам прессуемых заготовок;
- по более приемлемым температурным режимам спекания; (П)
- по существенно более простой технологии механической обработки (шлифование и полирование.)

11. Отличительной особенностью LuAG ($\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) керамики является:

- экстремально высокая теплопроводность;
- способность принимать высокие (~ 10%) концентрации иона-активатора Yb^{3+} без заметного ухудшения теплофизических и генерационных характеристик;
- высокая твёрдость (~8.7 по шкале Мооса)

12. Фторидная активная керамика превосходит одноимённые фторидные монокристаллы по:

- максимально допустимым геометрическим размерам;
- увеличенным временем жизни верхнего лазерного уровня;
- лучшими механическими характеристиками, особенно стойкостью к термоудару;
- более высокой прозрачностью.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ken-ichi Ueda – FMK1 Dec. 6, 2010
2. J.-F. Bisson, K. Ueda et al Recent Res. Devel. Applied Phys., 7, 475-496 (2004)
3. С.Багаев, В.Осипов, М.Иванов, В.Соломонов и др. Высокотранспарентная керамика на основе Nd³⁺:Y₂O₃ // Фотоника (2007)
4. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д. Лазеры на кристаллах и их применение. М.: Радио и связь, 1994. 312с.
5. Каминский А.А. Лазерные кристаллы. – М.: Наука, 1975. – 256 с.
6. Г.М. Зверев, Ю.Д. Голяев, Е.А.Шалаев, А.А.Шокин Лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом. М.: Радио и связь, 1985. 144с.
7. J.Lu, M.Prabhu, K.Ueda, H.Yagi, T.Yanagitani, A.Kudryashov, and A.A. Kaminskii // Potential of Ceramic YAG Lasers // Laser. Phys. 11, 1053-1057 (2001)
8. Sang-Ho Lee¹, Sujarinee Kochawattana, Gary L. Messing, John Q. Dumm, Gregory Quarles, Vida Castillo // Solid-State Reactive Sintering of Transparent Polycrystalline Nd:YAG Ceramics // Journal of the American Ceramic Society, Vol 89, Issue 6, pages 1945–1950, June 2006
9. Тарасов Л.В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. М. Радио и связь.1981
10. X.Zhang, Y.Wang, L.Li, Y.Ju // Heat generation and thermal lensing in end-pumped Tm, Ho: YLF laser crystals // J. Phys. D: Appl. Phys., 40, 6930-6935 (2007)
11. Гаранин С.Г., Дмитрюк А.В., Жилин А.А., Михайлов М.Д., Рукавишников Н.Н. Лазерная керамика. 1. Методы получения // Оптический журнал. 2010. Т. 77. № 9. С. 52–68.
12. Ikesue A., Yoshida K. Influence of pore volume on laser performance of Nd:YAG ceramics // J. Mat. Sci. 1999. V. 34. P. 1189–1195.
13. Каминский А.А., Аминов Л.К., Ермолаев В.Л., Корниенко А.А., Кравченко В.Б., Малкин Б.З., Миль Б.В., Перлин Ю.Е., Петросян А.Г.,

- Пухов К.К., Сакун В.П., Саркисов С.Э., Свешникова Е.Б., Скрипко Г.А., Ста-ростин Н.В., Шкадаревич А.П. Физика и спектроскопия лазерных кристаллов // М.: Наука, 1986. 272 с.
14. Lupei V., Lupei A., Pfvél N., Taira T., Sato Y., Ikesue A. Comparison of Nd:YAG single crystals and transparent ceramics as laser materials // Proc. SPIE. 2004. V. 5581. P. 212–219.
15. Merkle L.D., Dubinskii M., Schepler K.L., Hegde S.M. Concentration quenching in fine-grained ceramic Nd:YAG // Opt. Express. 2006. V. 14. P. 3893–3905.
16. Ikesue A., Aung Y.L. Synthesis and Performance of Advanced Ceramic Lasers // J. Am. Ceram. Soc. 2006. V. 89. № 6. P. 1936–1944.
17. Ikesue A., Aung Y.L. Ceramic laser materials // Nature Photonics. 2008. V. 2. № 12. P. 721–727.
18. Lee S.-H., Stitt J., Whitea W.B., Messing G.L., Gopalan V. Spatial Mapping of Fluorescence and Raman Spectra across Grain Boundaries in a Transparent Nd-YAG Ceramic Laser Material // Proc. SPIE. 2006. V. 6100. P. 610011.
19. Ramirez M. O., Wisdom J., Li H., Aung Y.L., Stitt J., Messing G.L., Dierolf V., Liu Z., Ikesue A., Byer R.L., Gopalan V. Three-dimensional grain boundary spectroscopy in transparent high power ceramic laser materials // Opt. Express. 2008. V. 16. P. 5965–5973.
20. Kochawattana S., Stevenson A., Lee S.-H., Ramirez M., Gopalan V., Dumm J., Castillo V.K., Quarles G.J., Messing G.L. Sintering and grain growth in SiO₂ doped Nd:YAG // J. Eur. Cer. Soc. 2008. V. 28. P. 1527–1534.
21. Lu J., Prabhu M., Ueda K., Yagi H., Yanagitani T., Kudryashov A., Kaminskii A.A. Potential of Ceramic YAG Lasers // Laser Physics. 2001. V. 11. P. 1053–1057.
22. Ikesue A. Polycrystalline Nd:YAG ceramics lasers // Optical Materials. 2002. V. 19. P. 183–187.

23. Lupei V., Lupei A., Ikesue A. Single crystal and transparent ceramic Nd-oxide laser materials: a comparative spectroscopic investigation // *J. of Alloys and Compounds*. 2004. V. 380. P. 61–70.
24. Ueda K., Bisson J.-F., Yagi H., Takaichi K., Shirakawa A., Yanagitani T., Kaminskii A. A. Scalable Ceramic Lasers // *Laser Physics*. 2005. V. 15. P. 927–938.
25. Taira T. Ceramic YAG lasers // *C.R. Physique*. 2007. V. 8. P. 138–152.
26. Kaminskii A.A. Laser crystals and ceramics: recent advances // *Laser & Photon. Rev.* 2007. V. 1. № 2. P. 93–177.
27. Lupei V., Aka G., Vivien D. Quasi-three-level 946 nm CW laser emission of Nd:YAG under direct pumping at 885 nm into the emitting level // *Opt. Com.* 2002. V. 204. P. 399–405.
28. Lupei V. Efficiency enhancement and power scaling of Nd lasers // *Opt. Materials*. 2003. V. 24. P. 353–368.
29. Lupei V. Ceramic laser materials and the prospect for high power lasers // *Opt. Materials*. 2009. V. 31. P. 701–706.
30. Басиев Т.Т., Быковский Н.Е., Конюшкин В.А., Сенатский Ю.В. Применение лазера на центрах окраски в кристалле LiF для накачки активной среды YAG:Yb // *Квант. электр.* 2004. Т. 34. № 12. С. 1138–1142.
31. Shirakawa A., Takaichi K., Yagi H., Tanisho M., Bisson J.-F., Lu J., Ueda K., Yanagitani T., Kaminskii A.A. First mode-locked ceramic laser: femtosecond Yb³⁺:Y₂O₃ ceramic laser // *Laser Physics*. 2004. V. 14. P. 1375–1381.
32. Yoshioka H., Nakamura S., Ogawa T., Wada S. Diode-pumped mode-locked Yb:YAG ceramic laser // *Opt. Ex-press*. 2009. V. 17. P. 8919–8925.
33. Polycrystalline Ceramic YAG. Technical Information by Baikowski // http://www.baikowski.com/components/pdf/ceramic_yag/YAG_DATA_SHEET.pdf