

Составитель: Олег Олегович Силичев

Лазер на гранате с неодимом  
с удвоением частоты

22

редактор И.Б.Силичева

Подписано в печать 05.03.84. . Формат 60x90<sup>1/16</sup>. Бумага мно-  
жительная. Печ.л. 1,37. Уч.-изд. 1,37. Тираж 150 экз. Заказ № 135.  
Бесплатно.

Ротапринт МЭТИ

141700, Моск. обл., г.Долгопрудный, Институтский пер., 9

Для получения импульсов излучения малой длительности и большой мощности применяется метод модуляции добротности резонатора лазера. В данной лабораторной работе изучается работа твердотельного лазера на основе АИГ:  $Nd^{3+}$  в режиме модулированной добротности и процесс нелинейного преобразования излучения данного лазера в нелинейном кристалле.

## ЧАСТЬ I

### § I. Твердотельный лазер на АИГ: $Nd^{3+}$

В настоящее время наиболее популярными материалами для твердотельных лазеров являются стекло и алюмо-иттриевый гранат (АИГ), активированные ионами неодима. При этом в лазерах, работающих при малых средних мощностях накачки используется, как правило, стекло с неодимом, тогда как в лазерах с высокой средней мощностью накачки — АИГ:  $Nd^{3+}$ . Такое разделение областей применимости материалов обусловлено тем, что при высокой средней мощности накачки происходит интенсивное тепловыделение в активном элементе (АЭ), что приводит при низкой теплопроводности материала (стекло) к значительному разогреву АЭ и вследствие этого к ухудшению генерационных характеристик лазера и даже разрушению АЭ. В лазере на АИГ:  $Nd^{3+}$  эти эффекты выражены значительно слабее по сравнению с лазером на стекле в силу высокой теплопроводности и прочности АИГ, что и определяет, наряду с высокими спектроскопическими характеристиками, его широкое использование в лазерах с высокой средней мощностью накачки.

Схема уровней иона-активатора ( $Nd^{3+}$ ) изображена на рис. I. Наиболее сильная линия люминесценции соответствует переходу между уровнями  $4F_{3/2} - 4I_{11/2}$  ( $\lambda = 1,064$  мкм). Поэтому именно на этом переходе осуществляется, как правило, работа лазера на АИГ:  $Nd^{3+}$ , хотя при определенных условиях такой лазер может работать и на других длинах волн ( $\lambda = 1,35$  мкм,  $\lambda = 0,9$  мкм). При комнатной температуре можно считать, что генерация на переходе  $4F_{3/2} - 4I_{11/2}$  происходит по четырехуровневой схеме. Спектр поглощения ионов неодима заключен, в основном, в диапазоне от 0,5 до 0,8 мкм. Поэтому для оптической накачки АИГ:  $Nd^{3+}$  исполь-

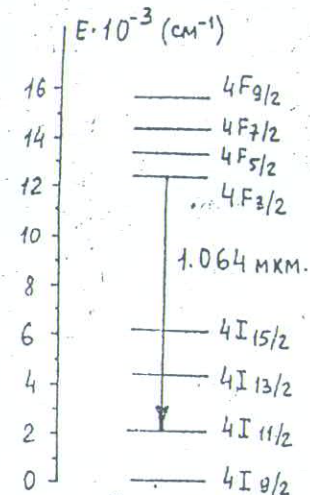


рис. 1

0,23 · 10<sup>-3</sup> сек, количество ионов активатора в 1 см<sup>3</sup> при концентрации 1 ат.-%  $N = 6 \cdot 10^{19}$  ионов/см<sup>3</sup>, сечение взаимодействия излучения с веществом в центре линии перехода  $4F_{3/2} - 4I_{11/2}$   $\sigma = 8,8 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup> (в лазере на стекле  $\sigma = 1 \pm 4 \cdot 10^{-20}$  см<sup>2</sup>), потери в активном элементе  $\alpha \approx 0,003 \pm 0,01$  см<sup>-1</sup>, энергия кванта излучения с  $\lambda = 1,06$  мкм  $h\omega \approx 1,83 \cdot 10^{-19}$  Дж.

## § 2. Работа лазера в режиме модулированной добротности

Изучение процессов, происходящих в лазере при различных режимах работы, проведем с помощью, так называемых, скоростных уравнений. Эти уравнения могут быть получены строгим путем из подклассической теории, но их можно легко записать исходя из физических соображений. Именно таким образом мы и поступим. Рассмотрим идеальную четырехуровневую систему, изображенную на рис. 2. При этом будем полагать, что время жизни уровней 1 и 3 много меньше времени жизни уровня 2 ( $\tau$ ), поэтому заселенностями уровней 1 и 3 можно пренебречь ( $N_1 \approx N_3 \approx 0$ ). Тогда изменение заселенности верхнего генерационного уровня  $dN_2$  будет складываться из прихода частиц за счет накачки ( $Rdt = N_0 W_H dt$ , где  $W_H$  — коэффициент, пропорциональный интенсивности накачки), ухода частиц за счет спонтанных и безизлучательных переходов со 2-го уровня на первый ( $-N_2 dt/\tau$ ) и вынужденных переходов со 2-го

зуют, как правило, газоразрядные лампы с криптоновым или ксеноновым наполнением, интенсивно излучающие в данной области спектра. КПД лазера на АИГ:  $Nd^{3+}$  зависит от режима работы лазера, размера АЭ, мощности накачки и т.п. и лежит в районе 1%.

Приведем также численные значения основных параметров АИГ:  $Nd^{3+}$ , необходимых для проведения тех или иных оценочных расчетов: время жизни метастабильного уровня  $\tau =$

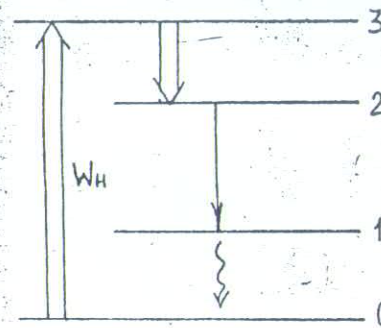


Рис. 2.

пускание выходного зеркала, дифракционные потери и т.п.  $-q dt/\tau_c$ , где  $\tau_c$  — время затухания излучения в резонаторе. Исходя из этого, можно записать следующие уравнения

$$\begin{aligned} \dot{N}_2 &= N_0 W_H - Bq N_2 - N_2/\tau \\ \dot{q} &= V B q N_2 - q/\tau_c \\ N_2 + N_0 &= N \end{aligned} \quad (1)$$

где  $N$  — общее число активных ионов в единице объема. Вводя инверсную заселенность уровней 2 и 1  $n$  по формуле  $n = N_2 - N_1 \approx N_2$ , уравнение (1) можно переписать в виде:

$$\begin{aligned} \dot{n} &= (N - n) W_H - Bq n - n/\tau \\ \dot{q} &= (Bn V_a - 1/\tau_c) q \end{aligned} \quad (2)$$

Выведем явный вид коэффициентов  $B$  и  $\tau_c$ . Для этого рассмотрим прохождение по резонатору волны интенсивности  $I$ . Изменение интенсивности  $dI$  при прохождении волной слоя  $dz$  в активной среде дается выражением  $dI = \sigma \cdot n \cdot I \cdot dz$ , где  $\sigma$  — сечение перехода  $2 \rightarrow 1$  на частоте рассматриваемой моды резонатора. Пусть  $T$  — коэффициент пропускания выходного зеркала по мощности, а  $l$  — длина активной среды. Тогда изменение интенсивности  $\Delta I$  при полном проходе резонатора записывается в виде:



$$\Delta I = [(1-T)(1-T_1)^2 \exp(2\sigma n l) - 1] I, \quad (3)$$

где  $T_1$  - внутрирезонаторные потери за проход, которые включают потери на рассеяние, поглощения, дифракционные потери и т.п. Выражение (3) можно переписать в виде:

$$\Delta I = [\exp(2\sigma n l - 2\gamma) - 1] I, \quad (4)$$

где

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_0 \equiv -\ln(1-T_1) - \frac{1}{2} \ln(1-T). \quad (5)$$

В случае, когда  $\sigma n l - \gamma \ll 1$ , экспоненциальную функцию в (4) можно разложить в ряд и приближенно получить следующее выражение:

$$\Delta I = 2(\sigma n l - \gamma) I. \quad (6)$$

Если обе части этого выражения разделить на время  $\Delta t = 2L_p/c$ , за которое излучение делает полный обход резонатора, и воспользоваться приближением  $\Delta I/\Delta t \approx dI/dt$ , то получим

$$\frac{dI}{dt} = \left[ \frac{\sigma l c}{L_p} n - \frac{\gamma c}{L_p} \right] I. \quad (7)$$

Поскольку число фотонов  $q$  в резонаторе пропорционально  $I$ , то, оравнивая (7) с (2б), имеем

$$B = \frac{\sigma l c}{V_a L_p} = \frac{\sigma c}{V} \quad (8)$$

$$\tau_c = \frac{L_p}{\gamma c}, \quad (9)$$

где  $V$  - объем моды резонатора, тем самым определена связь между коэффициентами  $B$ ,  $\tau_c$ , параметром усиливающей среды  $\sigma$  и легко измеримыми параметрами резонатора  $V$ ,  $L_p$ ,  $\gamma$ .

Перейдем теперь к анализу работы лазера в режиме модулированной добротности. В таком режиме потери излучения в резонаторе меняются во времени так, как показано на рис.3. При этом за время  $t_1$  за счет накачки происходит накопление большой инверсной населенности, которая высвечивается в виде короткого мощно-

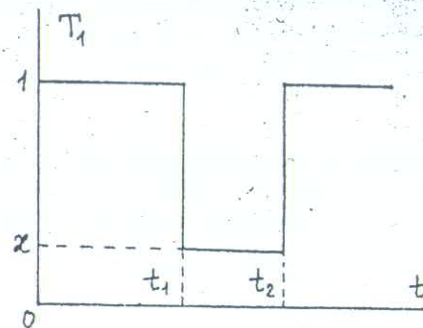


Рис.3.

го импульса излучения при уменьшении потерь до величины  $2$ . Модуляция потерь осуществляется в лазере с помощью модулятора добротности (механического, пассивного, акустооптического или электрооптического). В нашей лабораторной работе используется электрооптический модулятор добротности, принцип действия которого будет описан ниже. А сейчас рассмотрим

более подробно поведение инверсии и излучения в режиме модулированной добротности. В период, когда потери велики ( $0, t_1$ ), как следует из (5) и (9),  $1/\tau_c$  - очень большая величина ( $\gg Bn_0/2$ ), следовательно из (2б) имеем  $q \approx 0$ . При этом система уравнений (2) переходит в одно уравнение:

$$\dot{n} = (N - n) W_H - n/\tau. \quad (10)$$

Решением этого уравнения при  $W_H = \text{const}$  с учетом того, что при  $t = 0$   $n = 0$ , является

$$n = \frac{W_H N}{1/\tau + W_H} \left[ 1 - e^{-(\frac{1}{\tau} + W_H)t} \right]. \quad (11)$$

График зависимости  $n(t)$  показан на рис.4. При  $t \gg \tau_1 + \tau W_H$

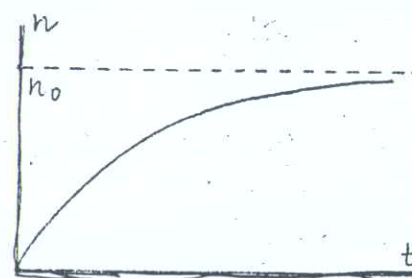


Рис.4.

$$n(t) \approx n_0 \equiv \frac{W_H N}{1/\tau + W_H}, \quad (12)$$

т.е.  $n(t)$  стремится к некоторому значению, которое характеризует заселенность уровня 2, при котором устанавливается динамическое равновесие между числом частиц, забрасываемых с помощью накачки на 2-ой уровень, и числом частиц, ушедших вниз.



за счет спонтанных и безизлучательных переходов. Если  $n \ll N$ , то как следует из (12)  $n_0 \approx W_H N \tau$ , т.е.  $n_0$  пропорциональна скорости накачки  $R = N W_H$  и времени жизни 2-го уровня. Однако такая пропорциональность между мощностью накачки и величиной запасенной инверсии имеет место лишь при не очень больших уровнях инверсионной заселенности. Действительно, при большой заселенности метастабильного уровня плотность спонтанного излучения становится значительной и его уже нельзя не учитывать (пренебрегать членом  $Bq n$  в уравнении (2а)). Происходит усиление спонтанного излучения в активной среде (так называемый процесс суперлюминесценции), что приводит, фактически, к уменьшению эффективного времени жизни ( $1/\tau_{\text{эф}} = 1/\tau + Bq$ ). Этот эффект ограничивает максимально достижимый коэффициент усиления в активной среде, и следовательно, максимальную величину запасенной в виде инверсии энергии в единице объема активной среды.

В момент  $t = t_1$  потери в резонаторе резко уменьшаются до величины  $\alpha$ . Коэффициент усиления, в силу большой инверсии  $n$ , много больше потерь в резонаторе, т.е.  $Bn Va \gg 1/\tau_c$ , как следует из (2б), количество фотонов в резонаторе будет быстро нарастать. При этом, до тех пор (момент  $t_1'$  на рис. 5) пока количество фо-

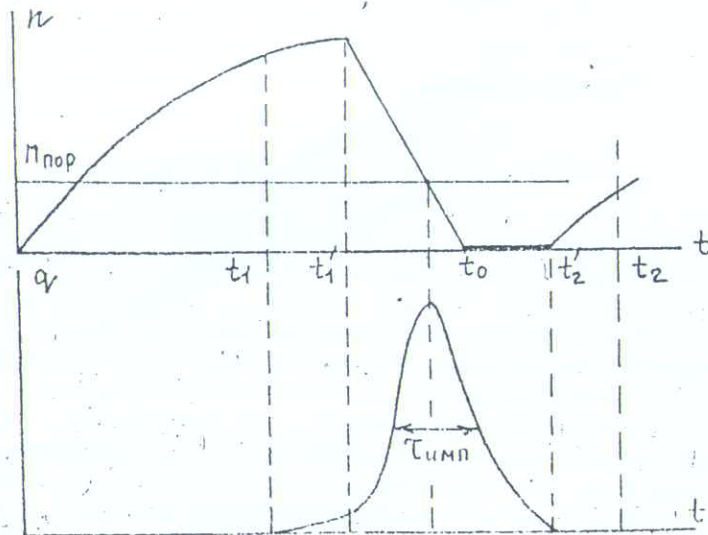


рис. 5

тонов не достигнет уровня, при котором вынужденные переходы начинают конкурировать с процессом накачки и спонтанными переходами (т.е. момента, когда  $Bq n \sim n/\tau \sim (N-n)W_H$ ), поведение инверсии по-прежнему приближенно описывается уравнением (10). С другой стороны, во время гигантского импульса процессы вынужденных переходов превалируют над всеми другими, т.е.  $Bq n \gg n/\tau \sim (N-n)W_H$ , и вместо системы уравнений (2) можно приближенно написать следующую:

$$\begin{aligned} \dot{n} &= -Bq n & (a) \\ \dot{q} &= (Bn Va - 1/\tau_c) q & (б) \end{aligned} \quad (13)$$

Обычно именно такая система уравнений решается при анализе поведения гигантского импульса. Эта система, несмотря на кажущуюся простоту, аналитически не разрешима. Мы ограничимся лишь некоторым анализом этой системы. Из (13б) легко видеть, что  $\dot{q} = 0$ , т.е. мощность гигантского импульса максимальна в момент времени  $t = t_0$ , когда

$$n = n_{\text{пор}} \equiv \frac{1}{\tau_c B Va} \quad (14)$$

В этот момент усиление излучения за двойной проход ( $Bn q Va$ ) равно потерям ( $q/\tau_c$ ). Уровень инверсионной заселенности  $n$ , при котором достигается такое равенство, называется пороговым уровнем заселенности. Очевидно, что лишь при таких уровнях накачки  $W_H$ , которые позволяют получить  $n > n_{\text{пор}}$ , возможна генерация. Поскольку обычно длительность импульса накачки значительно больше времени жизни метастабильного уровня  $\tau$ , то пороговую интенсивность накачки  $W_{H \text{ пор}}$  можно оценить, используя (12) и (14):

$$W_{H \text{ пор}} \approx n_{\text{пор}} \frac{1}{N \tau} = \frac{1}{B Va \tau_c \tau N} \quad (15)$$

После того, как инверсионная заселенность опустилась ниже порогового уровня (рис. 5), излучение в резонаторе начинает затухать, при этом продолжается уменьшение инверсии заселенности за счет вынужденных переходов  $2 \rightarrow 1$ . Если мощность импульса невелика, то он затухнет быстро и не успеет обросить всю инверсию. При этом инверсия опускается чуть ниже порога и затем начинается



новый цикл ее накопления в соответствии с уравнением (10). Такая ситуация реализуется в свободном режиме генерации. В случае гигантского импульса мощность импульса велика и он успевает сбросить инверсию практически до нуля (рис.5). После того, как импульс излучения затухнет, начинается новый рост инверсной заселенности. Если при этом опять увеличить потери ( $t_2$ ), то генерации не возникнет. Если же этого не сделать, то после достижения  $N=N_{пор}$  начнется свободная генерация, состоящая, как правило, из небольших хаотичных пиков. В заключение этого рассмотрения укажем характерные длительности процессов: длительность импульса накачки  $t_H \approx 300 + 400$  мксек,  $t_1 \approx 200$  мксек,  $t_2 - t_1 \approx 100 + 300$  нсек, длительность импульса генерации  $t_{ген} \approx 10 + 30$  нсек,  $t_2 - t_1 \approx 1$  мксек (см.рис.5).

### § 3. Работа электрооптического модулятора добротности

Для управления потерями резонатора в настоящее время широко используют электрооптические модуляторы добротности. Действие таких модуляторов основано на электрооптическом эффекте Керра или, что более общепринято, линейном эффекте Поккельса. Рассмотрим работу модулятора на основе кристаллов типа КДП, в котором наблюдается линейный электрооптический эффект Поккельса. Такие кристаллы являются одноосными и уравнение оптической индикатриссы для них имеет вид:

$$a_{10}x^2 + a_{20}y^2 + a_{30}z^2 = 1, \quad (16)$$

где  $a_{10} = a_{20} = 1/n_o^2$ ,  $a_{30} = 1/n_e^2$ ,  $z$  - оптическая ось кристалла и  $n_o, n_e$  - показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волны.

Если к кристаллу приложить электрическое поле вдоль оси  $z$ , то окружность, которая представляет собой сечение оптической индикатрисы плоскостью  $z=0$  (рис.6) при отсутствии электрического поля, деформируется в эллипс с главными осями  $OX'$  и  $OY'$ , составляющими угол  $\pi/4$  с осями  $OX$  и  $OY$ . Таким образом, при наложении поля кристалл становится двуосным и показатели преломления вдоль новых осей зависят от напряженности электрического поля  $E$ .

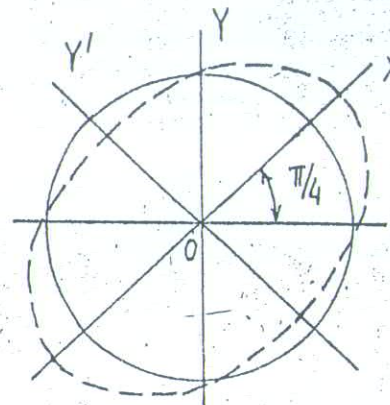


Рис.6

Можно показать, что

$$n_{x'} = n_o + \frac{1}{2} n_o^3 \Gamma_{63} E,$$

$$n_{y'} = n_o - \frac{1}{2} n_o^3 \Gamma_{63} E, \quad (17)$$

где  $\Gamma_{63}$  - коэффициент электрооптического тензора.

Если свет, падающий на кристалл, поляризован линейно вдоль направления  $OX$  или  $OY$ , то в кристалле, при наличии внешнего поля, распространяется две ортогонально поляризованные компоненты с одинаковыми амплитудами и разными скоростями. Пройдя путь  $l$ , они приобретают разность фаз  $\Gamma$

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{x'} - n_{y'}) l = 2\pi n_o^3 \Gamma_{63} \frac{El}{\lambda} = 2\pi n_o^3 \Gamma_{63} \frac{U}{\lambda}, \quad (18)$$

где  $U$  - напряжение, приложенное к кристаллу. Свет на выходе из кристалла становится в общем случае эллиптически поляризованным.

При отсутствии напряжения ( $\Gamma=0$ ) поляризация света на выходе из кристалла совпадает с исходной, при  $\Gamma=\pi$  поляризация перпендикулярна исходной. Если теперь кристалл поместить между двумя поляризаторами, мы получим амплитудную модуляцию света. При  $\Gamma=\pi$  пропускание такого модулятора будет равно нулю. Напряжение, соответствующее  $\Gamma=\pi$ , называется полувольтным напряжением:

$$U_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{2 n_o^3 \Gamma_{63}}. \quad (19)$$

Таким образом, если в резонатор лазера поместить электрооптический кристалл, находящийся в параллельных или скрещенных поляризаторах, то, подавая на него соответствующее напряжение, можно получить модуляцию потерь. Для модуляторов на основе эффекта Поккельса необходимые напряжения лежат в пределах  $1+5$  кв, для ячеек Керра требуется  $10+30$  кв. Время переключения  $\sim 10^{-9}$



сек, что вполне достаточно для обеспечения эффективной модуляции добротности лазера.

#### § 4. Генерация второй гармоники излучения лазера на АИГ: $Nd^{3+}$

В сильных световых полях поведение среды существенно меняется по сравнению со слабыми полями. При прохождении электромагнитного поля через среду электронные оболочки атомов периодически деформируются под действием поля, и атом превращается в переменный диполь. Совокупное действие этих диполей приводит к появлению макроскопической поляризации  $P$ , зависящей от электрического поля волны  $E$ . При слабых полях  $E$  изменение каждого диполя повторяет изменение во времени внешнего поля  $E$ , поэтому электромагнитная волна, порождаемая колеблющимся диполем, имеет ту же частоту что и основная волна. Интерференция этих вторичных волн приводит в однородной среде, согласно теории Гюйгенса, к суммарной волне, распространяющейся в том же направлении, что и основная волна. При сильных световых полях ситуация меняется. Каждый элементарный диполь, хотя и колеблется с периодом вынуждающей силы (частоты поля  $E$ ), но это колебание уже не является гармоническим. Ситуация здесь вполне аналогичная механическим колебаниям, например, колебаниям качелей, раскачивая которые на малый угол мы получим гармонические колебания. При увеличении амплитуды колебаний периодические колебания качелей уже не будут гармоническими.

Периодически меняющиеся диполи порождают переменную макроскопическую поляризацию среды  $P$ , которая при сильных полях, в общем случае, может быть записана в виде:

$$P = \alpha \cdot E + \chi E^2 + \theta E^3 + \dots \quad (20)$$

где  $\alpha \cdot E$  - линейная часть поляризации, порождающая волны той же частоты, что и основное поле  $E$ .

$\chi E^2 + \theta E^3$  и т.д. - нелинейная часть поляризации, которая порождает периодическое переменное электромагнитное поле, которое может быть разложено в ряд Фурье и тем самым в нем можно выделить поля с удвоенной, утроенной и т.д. частотой. В общем случае коэффициенты  $\alpha$ ,  $\chi$ ,  $\theta$  и т.д. являются тензорами первого, второ-

го, третьего и т.д. рангов.

Таким образом, резюмируя этот сильно упрощенный, но физически правильный анализ, можно сделать вывод, что если в среду входит гармоническая световая волна с частотой  $\omega$  (одномерный случай)

$$E = A \cos(\omega t - k_1 z), \quad (21)$$

то колеблющиеся диполи из-за нелинейности (ангармоничности) своих колебаний становятся источником световой волны удвоенной частоты:

$$E_2 = A_2 \cos(2\omega t - k_2 z), \quad (22)$$

где

$$k_2 = \frac{2\omega}{c} \sqrt{\epsilon(2\omega)}.$$

Волна второй гармоники получает энергию от основного излучения посредством возбуждения диполей в среде и их излучения.

Рожденные в различных точках среды волны второй гармоники интерферируют друг с другом. При этом в зависимости от соотношения скоростей распространения источников второй гармоники и волны второй гармоники их интерференция может приводить либо к нарастанию волны второй гармоники, либо к их взаимному гашению. Легко понять, что вторичные волны будут сфазированы и при сложении усиливать друг друга в том случае, когда фазовая скорость распространения второй гармоники равна фазовой скорости распространения возбуждения диполей, которые, очевидно, равны скорости распространения основной гармоники. Это можно показать и более строго, суммируя вторичные волны, рожденные в разных точках среды. При этом получается следующее приближенное выражение для мощности второй гармоники:

$$P_2 = P_1^2 K_1^2 x^2 \frac{\sin^2\left(\frac{k_2 - 2k_1}{2} l\right)}{(k_2 - 2k_1)^2}, \quad (23)$$

где  $P_1$  - мощность основной гармоники, а  $k_1$  и  $k_2$  - волновые вектора основной и второй гармоник. При равенстве фазовых скоростей основной и фазовых гармоник  $2k_1 = k_2$ . Это условие называют условием фазового синхронизма. При выполнении этого условия, как следует из (23), происходит нарастание мощности второй гармоники  $\sim l^2$  вплоть до величины, при которой  $P_2$  становится сравнимой с  $P_1$ . После



этого начинаются обратные процессы перекачки второй гармоники в основную частоту. Очевидно, что из-за дисперсии среды ( $\epsilon(\omega) \neq \epsilon(2\omega)$ ) равенство  $2k_1 = k_2$ ,  $k_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon(\omega)}$ , в общем случае не выполняется. При этом величина  $P_2$  быстро осциллирует с увеличением  $\ell$  и является, следовательно, небольшой величиной. В этих условиях трудно получить к.п.д. преобразования  $\eta = P_2/P_1$  больше сотых долей процента.

Таким образом, единственный путь увеличения к.п.д. преобразования является выполнение условия синхронизма. Это условие может быть выполнено в анизотропных средах в случае, когда основная волна и волна второй гармоники имеют различную поляризацию.

Рассмотрим сечение поверхностей показателей преломления для необыкновенной и обыкновенной волн основной частоты и частоты второй гармоники в одноосном кристалле (например, КДР, рис.7).

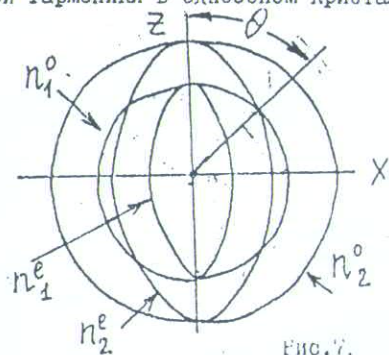


График сечений поверхностей показателя преломления для кристалла КДР для обыкновенной (о) и необыкновенной (е) волн;

Для частоты  $\omega$  - индекс 1.  
Для частоты  $2\omega$  - индекс 2.

Рис.7.

Из рис.7 видно, что окружность  $n_1^o$  и эллипс  $n_2^e$  пересекаются в т.А. Следовательно, если основная волна распространяется под углом  $\theta$  (см.рис.7) к оси нелинейного кристалла  $Z$  и имеет поляризацию, соответствующую обыкновенной волне ( $n_1^o$ ), то для волны второй гармоники, распространяющейся в том же направлении и имеющей поляризацию, соответствующую необыкновенной волне, показатель преломления  $n_2^e$  будет равен показателю преломления основной волны  $n_1^o$ , т.е.  $2k_1 = k_2$  и условие фазового синхронизма для этих волн будет выполнено. Поэтому, если поляризация падающей волны выбрана так, что основная волна в кристалле является обыкновенной, а свойства кристалла таковы, что в нем обыкновенная волна основной частоты возбуждает необыкновенную волну второй гармоники, то в

направлении  $\theta$  следует ожидать резкого возрастания мощности второй гармоники. Этот эффект легко наблюдается в эксперименте.

Разобранный нами пример выполнения условия синхронизма (синхронизм типа  $00e$ ) является простейшим. В общем случае условия синхронизма являются векторными, т.е.  $K_2 = K_1' + K_1$ , где  $K_1'$  и  $K_1$  - полные вектора основной частоты, соответствующие волнам разной поляризации и разного направления распространения.

## ЧАСТЬ II

### § I. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис.8. В нее входит лазер на АИГ:  $Nd^{3+}$ , нелинейный кристалл, схема для временной регистрации излучения в свободном режиме, схема измерения энергии основного излучения и второй гармоники. Для юстировки оптической системы используется гелий-неоновый лазер. Лазер на гранате состоит из осветителя, электрооптического модулятора и зеркал резонатора. Осветитель состоит из кварцевого цилиндрического блока, внешняя поверхность которого имеет серебряное покрытие. В отверстиях блока расположены импульсная ксеноновая лампа и активный кристалл граната. Для охлаждения лампы и кристалла используется раствор  $K_2CrO_4$  в дистиллированной воде, чтобы отфильтровать ультрафиолетовую часть излучения лампы, портящую активный кристалл.

Электрооптический модулятор представляет собой кристалл ДКДР, изображенный на рис.9. Поляризатором и анализатором в таком затворе служит срез в  $45^\circ$ , при этом используется свойство двулучепреломления, заключающееся в том, что волны в анизотропной среде с различными фазовыми скоростями и поляризациями отражаются под разными углами. Таким образом, на этом срезе происходит селекция. Рабочей, в нашем случае, является обыкновенная волна. При подаче напряжения на кристалл, обеспечивающую поворот поляризации луча на  $90^\circ$ , обыкновенный луч после двойного прохождения кристалла (рис.9) переходит в необыкновенный луч и выходит из модулятора под углом, обеспечивающим выход этого луча из резонатора.

Необходимо отметить, что схема электрооптического затвора является четвертьволновой, т.к. набег фазы  $\pi$  происходит за два



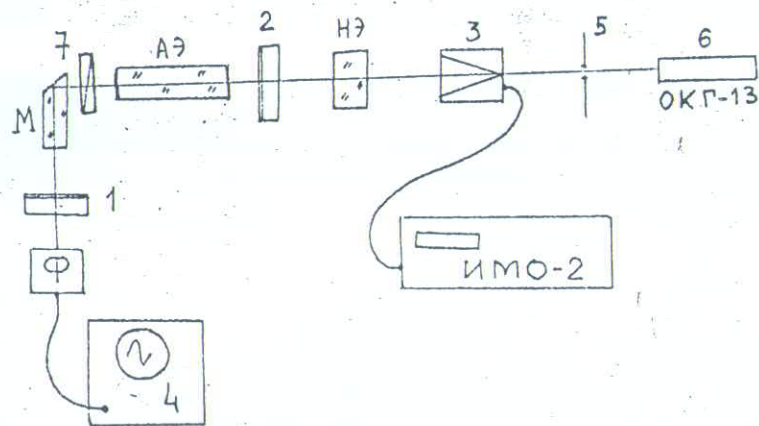


Рис. 8.

- 1, 2 - зеркала резонатора;
- М - электрооптический модулятор добротности;
- АЭ - активный элемент с осветителем и системой накачки и охлаждения;
- Ф - фотодиод;
- 4. - осциллограф С4-15;
- НЭ - нелинейный элемент на поворотном столике;
- ИМО-2 - измеритель мощности лазерного излучения;
- 3. - измерительная головка ИМО-2;
- 5. - диафрагма;
- 6. - газовый лазер ОКГ-13;
- 7. - поляризатор.

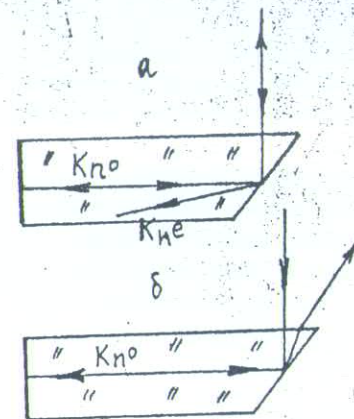


Рис. 9. Ход лучей в электрооптическом кристалле ЛКДР со срезом в 45°:

а) при отсутствии напряжения: рабочий луч -  $K_{но}$ ;

б) при наличии напряжения: рабочий луч  $K_{но}$  после отражения от зеркала выводится из резонатора.

Рис. 9.

прохода через кристалл. Это дает возможность вдвое уменьшить напряжение, прикладываемое к кристаллу.

Зеркала резонатора имеют коэффициент отражения 99% и 30%.

Лазер работает с частотой повторения импульсов накачки 50 Гц. Для преобразования излучения во вторую гармонику используется кристалл  $LiNbO_3$  с синхронизмом типа OOE.

## § 2. Юстировка лазера на гранате

Включить юстировочный газовый лазер. Сдвинуть в сторону осветитель и переднее зеркало и вывести отражение от электрооптического модулятора на диафрагму. В общем случае на диафрагме должно наблюдаться 5 отражений: 2 от заднего зеркала, 2 от заднего торца модулятора и 1 от переднего торца (удвоение изображения получается за счет двулучеотражения). Включить блок питания электрооптического затвора и подать напряжение около 1,5 кВ на затвор. При этом два пятна (одно от грани затвора и от зеркала) должны угаснуть. Винтами юстировки заднего зеркала свести их вместе. Эти отраженные лучи и являются рабочими. Если на экране наблюдается только три отражения, то проверить с помощью подачи напряжения, какое из них рабочее, при этом юстировку заднего



зеркала не производить.

Выставить осветитель и переднее зеркало по лучу газового лазера. Винтами карданной оправы вывести модулятор так, чтобы рабочий отраженный луч, пройдя через активный элемент, попал на диафрагму. Проверку правильности этой операции провести с помощью подачи напряжения.

Совместить отражения от активного элемента, переднего зеркала и рабочее отражение от модулятора и заднего зеркала.

### § 3. Включение и работа с лазером

Включить систему охлаждения и проверить наличие давления в баллонах, подающих воду в осветитель. После этого включить тумблеры "есть" и "вкл" на блоке питания импульсной лампы, нажать кнопку "пуск" и держать до тех пор, пока не включится дежурная дуга, с чем синхронизирует щелчок и слабое непрерывное свечение лампы. Вывести тумблер "напряжение" в крайнее левое положение на блоке управления и включить тумблер "вкл". При этом блок питания должен работать в режиме с частотой 50 Гц. Повысить напряжение соответствующей ручкой до тех пор, пока не появится свободная генерация, в чем можно убедиться с помощью визуализатора.

Для получения излучения в режиме модуляции добротности необходимо включить тумблер "есть" на блоке питания электрооптического затвора и генератора импульсов Г5-15. После 2-3 мин. прогрева приборов включить на блоке питания тумблер "высокое". Ручкой подачи напряжения на блоке питания установить около 4 кв (что соответствует на шкале микроамперметра значению 40). При этом с блока управления накачкой лазера на генератор импульсов Г5-15 с задержкой относительно начала импульса накачки, регулируемой ручкой "задержка", поступает импульс. Он запускает генератор Г5-15, который в свою очередь посылает импульс 100 в и длительностью 1 мксек на блок управления модулятором. После этого блок управления открывает модулятор и в резонаторе лазера начинается развиваться импульс излучения.

### ЗАДАНИЕ I

Установить фотодиод у заднего зеркала резонатора. Включить фотодиод и осциллограф СГ-16. Установить развертку 50 мксек/см. При этом на экране осциллографа должен наблюдаться импульс свободной генерации. Уменьшая напряжение накачки до минимума генерации, определить пороговую энергию накачки (накопительные конденсаторы имеют емкость 100 мкф).

Включить измеритель мощности ИМО-2. Установить измерительную головку на пути излучения лазера и после прогрева прибора снять зависимость выходной энергии излучения от энергии импульса накачки. Построить график. Определить к.п.д. лазера в этом режиме. Объяснить временной характер излучения лазера.

### ЗАДАНИЕ II

Изучение режима модуляции добротности резонатора лазера. Получить излучение в режиме модуляции добротности. Контроль осуществлять по показаниям фотодиода на осциллографе. Снять зависимость выходной энергии от энергии накачки. Построить график. Учитывая, что длительность импульса генерации составляет 20 нсек, оценить пиковую мощность лазера в моноимпульсном режиме. Определить к.п.д. лазера.

### ЗАДАНИЕ III

Установить на пути излучения нелинейный кристалл. Вращая кристалл на столике, добиться по яркости излучения гармоники максимального преобразования. Установить после нелинейного кристалла фильтр СЭС, отражающий основное излучение, и измерить энергии излучения второй гармоники при тех же накачках, что были использованы в задании 2 и построить графики для кристалла  $\text{LiNbO}_3$ . Определить к.п.д. преобразования основного излучения во вторую гармонику, используя результаты задания 2, и построить графики.

### ЗАДАНИЕ IV

При максимальной энергии накачки, применяя методику задания 3, наладить схему измерения энергии второй гармоники. С помощью столика, вращая нелинейные кристаллы, по углу определить ширины углов синхронизма  $\text{LiNbO}_3$ , для чего снять зависимость выходной энергии гармоники от угла поворота. Построить графики.



# КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И УПРАЖНЕНИЯ

1. Почему повышение мощности накачки приводит к разогреву АЭ и может приводить к его разрушению?
2. Вывести скоростные уравнения для 3-х уровневой схемы.
3. В чем Вам видятся недостатки скоростных уравнений? Что они не учитывают?
4. Вывести формулу (II).
5. Вывести выражение для  $n(t)$  для трехуровневой схемы.
6. Чем ограничен максимальный энергосъем с единицы объема АЭ в режиме модулированной добротности? В каком лазере эта величина больше, на стекле с неодимом или на АИГ:  $Nd^{3+}$ ?
7. Оценить пороговую инверсионную заселенность при пропускании выходного зеркала 30% и при потерях в резонаторе 20%.
8. Как изменяются параметры выходных импульсов при увеличении длины резонатора вдвое?
9. Как изменяются параметры выходного импульса при увеличении коэффициента пропускания выходного зеркала?
10. Оценить величину  $V_a$  для используемого в работе лазера.
11. Как будет меняться длительность импульса генерации при увеличении энергии импульса накачки?
12. В каком режиме работы (овободный, модуляция добротности) и.п.д. раза больше и почему?
13. Объяснить насыщение зависимости  $E_{ген}$  ( $E_{нак}$ ) в режиме модуляции добротности при увеличении энергии накачки.
14. Объяснить принцип действия электрооптического затвора. Как работает модулятор в данной лабораторной работе?
15. Объяснить физический смысл процесса генерации второй гармоники, условий синхронизма.
16. Можно ли добиться выполнения условий синхронизма путем работы в области аномальной дисперсии?
17. Что такое эллипсоид показателей преломления? Как реализуются условия синхронизма в нелинейных анизотропных средах?

- 21 -

18. Что такое синхронизм типа  $00\pi$ ,  $0\pi\pi$ ? Как при этом связаны показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волны на обеих частотах?
19. Симметрична ли кривая синхронизма?
20. Почему при преобразовании на выходе нелинейного кристалла виден светящийся круг, образованный второй гармоникой?
21. Нарисовать зависимость мощности излучения и инверсионной заселенности от времени при прямоугольном импульсе накачки для трех случаев:
  - а) модулятор закрыт все время;
  - б) модулятор открыт все время;
  - в) режим модуляции добротности.
22. Вывести из физических соображений выражение (23).

## Список литературы

1. Звелто О. Физика лазеров. - М.: Мир, 1979.
2. Мэйтленд А., Данн М. Введение в физику лазеров. - М.: Наука, 1978.
3. Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. Методы модуляции и сканирование света. - М.: Наука, 1979.
4. Ценике Ф., Медвинтер С. Прикладная и нелинейная оптика. - М.: Мир, 1976.