

Федеральное агентство по образованию
МОСКОВСКИЙ ГОСУДАСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени Н.Э. БАУМАНА

Кафедра РЛ-2

"УТВЕРЖДАЮ"

ЗАВ. КАФЕДРОЙ РЛ-2

_____ КОЗИНЦЕВ В.И.

" " _____ 2007г.

Лабораторная работа

Генерация второй гармоники в твердотельном минилазере

(для студентов нелазерных специальностей)

Москва – 2007 г.

Целью лабораторной работы является изучение принципа действия твердотельных лазеров и экспериментальное исследование основных параметров такого лазера при генерации второй гармоники.

Данная лабораторная работа включает 3 этапа:

- 1) предварительное изучение методических указаний «Особенности устройства и работы твердотельных лазеров»,
- 2) изучение принципа действия генераторов второй гармоники и экспериментальной аппаратуры,
- 3) проведение эксперимента и обработка полученных экспериментальных данных.

1. Принцип действия генераторов второй гармоники

Возможность наблюдения многофотонных процессов, в частности – удвоения частоты, основана на нелинейном взаимодействии интенсивного когерентного излучения с оптическими диэлектриками без центра инверсии, индуцированная поляризация которых имеет *нелинейную* зависимость от вызывающего ее электрической составляющей электромагнитного поля.

При нелинейном взаимодействии отклик оптической среды - поляризация P имеет небольшую дополнительную составляющую $P^{(HЛ)}$

$$P = P^{(Л)} + P^{(HЛ)} = \chi E + dE^2 + \Theta E^3 + \dots, \quad (1)$$

где d , Θ - нелинейные восприимчивости, определяемые свойствами конкретной нелинейной среды и не зависящие от светового поля E . Коэффициенты d , Θ (и т.д.) представляют собой тензоры, характеризующие нелинейность среды, причем отношение каждого последующего члена к предыдущему имеет значение порядка $10^{-8} - 10^{-9}$. Поэтому для обычных (нелазерных) источников, когда $E \leq 10^4$ В/м, все члены (1), начиная со второго, пренебрежимо малы и нелинейность отклика среды практически не наблюдается.

Основные достижения нелинейной оптики связаны с использованием нелинейных эффектов, описываемых квадратичной нелинейной восприимчивостью d , когда $P^{(HЛ)} \approx dE^2$. В этом случае при гармоническом распределении в нелинейной среде световой волны $E(t) = E_0 \cos(\omega t - kx)$ с частотой ω получим величину P со следующими составляющими

$$P = P_0 + P_\omega + P_{2\omega} = \frac{d}{2} E_0^2 + \chi E_0 \cos(\omega t - kx) + \frac{d}{2} E_0^2 \cos[2(\omega t - kx)]. \quad (2)$$

Волна поляризации будет, следовательно, возбуждать в нелинейной среде волну излучения не только с частотой ω , но и с частотой $\omega_1 = 2\omega$ (так называемую вторую гармонику), волновой вектор которой

$$k_1 = \frac{\omega_1}{v_1} = \frac{\omega_1 n_1}{c},$$

где n_1 - коэффициент преломления среды для излучения с удвоенной частотой $\omega_1 = 2\omega$, v_1 - скорость распространения вторичной волны с частотой $\omega_1 = 2\omega$.

Волновые нелинейные взаимодействия, описываемые квадратичной нелинейной восприимчивостью, принято называть трехфотонными. Для осуществления этих процессов не требуется, чтобы индуцирующее излучение находилось в резонансе с индуцируемым. В нелинейных диэлектрических средах могут генерироваться гармоники света благодаря поглощению двух фотонов и одновременному испусканию фотона суммарной частоты (см. рис.1).

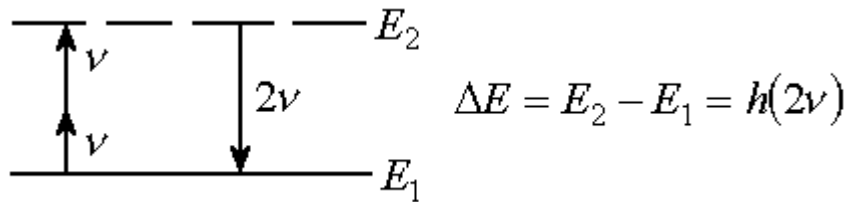


Рис.1. Диаграмма энергетических уровней, иллюстрирующая энергетику генерацию второй гармоники

Следовательно, необходимые условия генерации второй гармоники заключаются в следующем:

- в среде должен отсутствовать центр инверсии: потенциальная энергия электрона $W_{пот}(x) \neq W_{пот}(-x)$ и возвращающая сила при $x > 0$ вызывает положительные амплитуды поляризации, например меньшие, чем отрицательные ($b < b'$, рис.2);
- среда должна быть прозрачна как на основной (возмущающей) частоте, так и на частоте второй гармоники;
- ширина запрещенной зоны среды ΔE должна соответствовать выходной энергии вторичного фотона $\Delta E = h(2\nu)$.

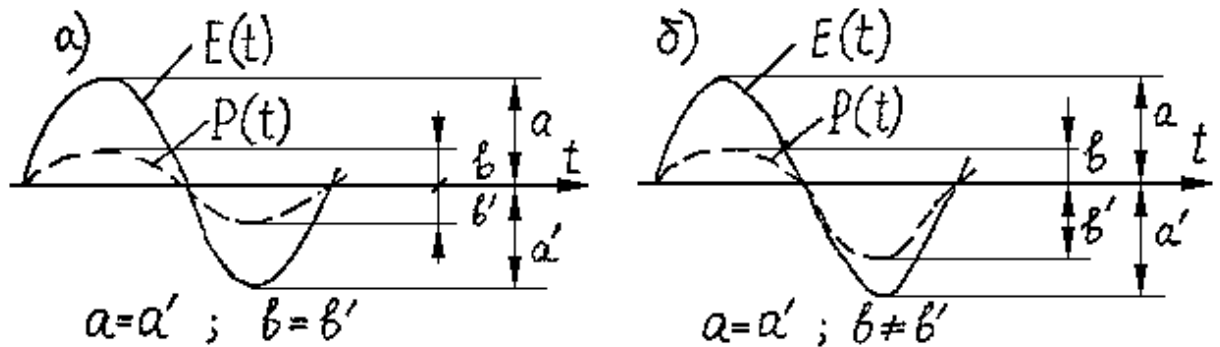


Рис.2. Соотношения между индуцированной поляризацией $P(t)$ и вызывающим ее синусоидальным электрическим полем $E(t)$ в случае линейной (а) и нелинейной среды, не обладающей симметрией инверсии (б)

Интенсивность излучения второй гармоники $I_{2\omega}$ на выходе кристалла длиной l пропорциональна

$$I_{2\omega} = E_{2\omega}(l) E_{2\omega}^*(l) = \left(\frac{\mu}{\varepsilon_0} \right) \frac{\omega^2 d^2 l^2}{n^2} E_{\omega}^4 \frac{\sin^2(\Delta kl/2)}{(\Delta kl/2)^2}, \quad (3)$$

где $\Delta k = k_1 - 2k = k_{2\omega} - 2k_{\omega}$, $k_{\omega} = \omega n_{\omega}/c$; n - показатель преломления (такой, что $n^2 = \varepsilon/\varepsilon_0$); μ , ε - магнитная и электрическая проницаемость среды, соответственно.

Для входного пучка сечением S (m^2)

$$I_{2\omega} \equiv \frac{P_{2\omega}}{S} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \cdot |E_{2\omega}|^2. \quad (4)$$

Эффективность преобразования поля входного излучения на частоте ω в поле на удвоенной частоте 2ω

$$\eta = \frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} = 2 \left(\frac{\mu}{\varepsilon_0} \right)^{3/2} \frac{\omega^2 d^2 l^2}{n^3} \cdot \frac{\sin^2(\Delta k l / 2)}{(\Delta k l / 2)^2} \cdot \frac{P_{\omega}}{S}, \quad (5)$$

$$n^3 \equiv n_{\omega}^2 \cdot n_{2\omega}.$$

Эффективность преобразования в приближении плоской возмущающей волны пропорциональна $P_{\omega}/S = I_{\omega}$ - интенсивности основного излучения и при $\Delta k \neq 0$ зависит от интерференции двух волн второй гармоники, описываемой множителем $(l\Delta k/2)^{-2} / \sin(l\Delta k/2)$. Длину среды, равную расстоянию между двумя соседними максимумами этой интерференционной картины, обычно называют когерентной длиной $l_{КОГ}$. Она определяет максимальную длину среды, которую можно использовать для эффективной генерации 2-ой гармоники:

$$l_{КОГ} = \frac{2\pi}{\Delta k} = \frac{2\pi}{k_1 - 2k} = \frac{2\pi c}{2\omega(n_{2\omega} - n_{\omega})} = \frac{h}{2(n_{2\omega} - n_{\omega})}. \quad (6)$$

При $l = l_{КОГ}$ величина выходного сигнала, описываемого (6), будет максимальной. В случае нормальной (обычной) дисперсии оптической среды величина рассогласования фаз Δk между волной поляризации и волной накачки, как правило, велика; следовательно, $l_{КОГ}$ мала.

Если же в нелинейной среде имеет место согласование фаз ($\Delta k = 0$), то величина выходного сигнала будет значительной и пропорциональной квадрату длины кристалла.

Поглощенная средой энергия пропорциональна

$$W = \frac{1}{2} \omega P E \sin \varphi, \quad (7)$$

где φ - разность фаз между волной поляризации и возмущающей электромагнитной волной.

При $\Delta k = 0$ генерируемая волна отстает по фазе от волны поляризации на 90° и энергия переходит от волны поляризации к электромагнитной волне ($W < 0$). При $\Delta k \neq 0$ это происходит только при $l = 0$; в противном случае происходит обратный процесс передачи энергии, т.е. при несинхронном взаимодействии совершается периодический процесс передачи энергии от падающих волн к генерируемым и обратно. При длине нелинейной среды, равной $2l_{КОГ}$, вторая гармоника на выходе отсутствует, а мощность основной волны на выходе равна ее мощности на входе, т.е. потерь энергии не происходит. Для того, чтобы при $l_{КОГ} \leq l \leq 2l_{КОГ}$ мощность второй гармоники не уменьшалась, а возрастала, организуют так называемое "квазисинхронное" взаимодействие.

Условие синхронизма

Таким образом, эффективность процесса генерации второй гармоники будет зависеть от фазовых соотношений между основной волной и излучением суммарной частоты, т.е. второй гармоникой. Возникает своеобразная интерференция, способная либо усилить, либо ослабить этот процесс. Для обеспечения эффективного процесса генерации излучения с суммарной частотой, т.е. для максимальной перекачки энергии от основной волны ко второй гармонике, необходимо создать такие условия, при которых фазовые скорости распространения волны поляризации $P_{2\omega}$ и излучения с суммарной частотой $\omega_1 = 2\omega$ были бы равны, т.е. волна второй гармоники долго оставалась бы в фазе с создающей ее волной поляризации. Отсюда вытекает условие эффективной генерации второй гармоники при коллинеарном взаимодействии - так называемое условие фазового синхронизма

$$k_1 = k_{2\omega} = k_{\omega} + k_{\omega} = 2k_{\omega}, \quad (8)$$

т.к. $k_{\omega} = \omega n_{\omega} / c = \omega / v$, то $n_1 \omega_1 = 2n\omega$, или $n(\omega) = n_1(\omega_1) = n(2\omega)$, или $v(\omega) = v(2\omega)$.

В обычных средах в оптическом диапазоне всегда существует дисперсия, в силу чего $n(\omega) \neq n_1(\omega_1) = n(2\omega)$ (обычно показатель преломления в средах с нормальной дисперсией возрастает с увеличением частоты). Поэтому для волн одного и того же типа (обыкновенных или необыкновенных), но с разными частотами, удовлетворить условию фазового синхронизма физически невозможно. Равенство фазовых скоростей для различных частот создают искусственно, используя свойства волн различной поляризации при их распространении в анизотропной среде. Коэффициент преломления для обыкновенного луча не зависит от направления распространения излучения и для частот ω и 2ω может быть представлен собой окружностями разных радиусов (см. рис. 3).

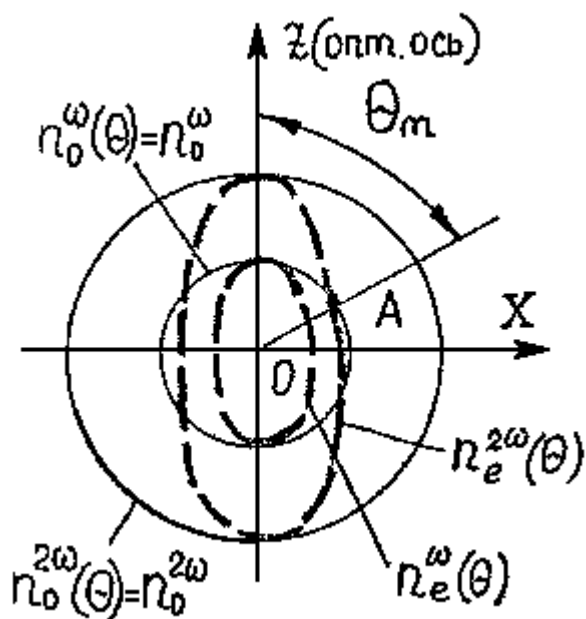


Рис.3. Нормальные поверхности показателей преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей в отрицательном ($n_e < n_o$) одноосном кристалле

Коэффициент преломления для необыкновенного луча зависит от направления распространения и соответствующие сечения представляют собой эллипсы с разными величинами главных полуосей (вырождающиеся для обыкновенного луча в окружности). Из рис. 3 видно, что в анизотропной среде можно найти направление (например, расположенное под углом Θ_m к его оптической оси), вдоль которого показатели преломления для обыкновенной волны с частотой ω и для необыкновенной волны с частотой 2ω совпадают

$$n_o^\omega = n_e^{2\omega}(\Theta_m); v(\omega) = v(2\omega),$$

т.е. выполняется условие фазового синхронизма. Тогда

$$\frac{\cos^2 \Theta_m}{(n_o^{2\omega})^2} + \frac{\sin^2 \Theta_m}{(n_e^{2\omega})^2} = \frac{1}{(n_o^\omega)^2},$$

откуда

$$\sin^2 \Theta_m = \frac{(n_o^\omega)^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2}}{(n_e^{2\omega})^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2}}. \quad (9)$$

Этот метод, основанный на применении анизотропных кристаллов, обладающих естественным двулучепреломлением, превышающим дисперсию, и является наиболее распространенным на практике методом обеспечения условия фазового синхронизма.

Как было показано выше, для отрицательных двулучепреломляющих кристаллов основная волна должна являться обыкновенным лучом (*o*-луч), а вторая гармоника - необыкновенным (*e*-луч). Синхронным является взаимодействие двух (обыкновенной и необыкновенной) основных волн с обыкновенной волной второй гармоники в положительном кристалле и с необыкновенной волной второй гармоники в отрицательном кристалле. Если на входе основные волны имеют одну линейную поляризацию, то синхронизм относится к I типу, разную - то ко II типу.

Фазовый синхронизм возможен и в двухосных кристаллах. Здесь различают также 4 случая взаимодействия (если рассматривать поляризацию двух основных волн на входе и волны второй гармоники на выходе):

- 1) *oo* - *e*; 2) *ee* - *o* (I тип);
- 3) *eo* - *e*; 4) *eo* - *o* (II тип).

Внутрирезонаторная генерация второй гармоники

Существенного увеличения плотности мощности излучения на основной частоте и, соответственно (5), увеличения КПД преобразования можно достичь, поместив нелинейный оптический кристалл внутри лазерного резонатора. Если ρ - коэффициент отражения выходного зеркала лазерного резонатора (обычно $\rho \approx 1$), то интенсивность правой волны внутри резонатора значительно (в $(1 - \rho)^{-1}$ раз) больше, чем вне него. Это ведет к существенному увеличению эффективности процесса преобразования основной частоты ω в частоту второй гармоники 2ω ; при определенных условиях можно почти всю мощность лазера на частоте ω вывести из такого внутрилазерного преобразователя на частоте 2ω , т.е. получить почти 100%-ную эффективность преобразования.

Если при заданной скорости накачки и оптимальном коэффициенте связи резонатора τ_{CB}^{OPT} (обычно это коэффициент пропускания выходного зеркала), использовать выходное зеркало со 100%-ным отражением на основной частоте ω и также внутрилазерный нелинейный кристалл с N %-ной эффективностью преобразования за 1 проход (причем $N = \tau_{CB}^{OPT} / 2$), то полезные потери собственно лазера остаются оптимальными. Тогда мощность излучения на частоте 2ω будет равна мощности основного излучения, выводимой ранее на частоте ω , т.е. вся мощность собственно лазера может быть преобразована во вторую гармонику (см. рис. 4).

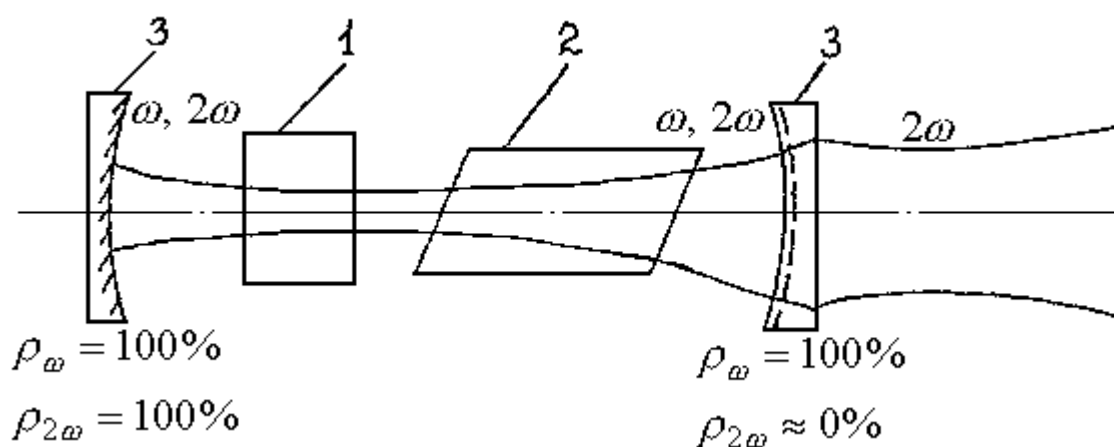


Рис.4. Схема внутрилазерной генерации второй гармоники:

- 1 - нелинейный кристалл, 2 - активная среда собственно лазера,
- 3 - высокоотражающие на частоте лазерной генерации зеркала резонатора

Следует иметь в виду также тот факт, что 100%-ное преобразование генерируемого в лазере излучения во вторую гармонику возможно лишь для линейно поляризованного первичного излучения; в случае неполяризованного излучения эффективность преобразования может достигать в лучшем случае 50%, а для однонаправленного преобразования неполяризованного излучения $\eta_{\max} \leq 25\%$ и то только в случае, если сам нелинейный кристалл не вносит существенных потерь и не приводит к значительному увеличению δ_d лазера, а также не искажает его волновой фронт. Жесткое требование высокого оптического качества нелинейного кристалла обуславливает требование чрезвычайно малых коэффициентов поглощения на частотах основного излучения и второй гармоники, т.к. даже малое поглощение может привести к заметному разогреву кристалла и в результате - к нарушению фазового синхронизма (и, что особенно страшно, к образованию в нелинейном кристалле тепловой линзы).

2. Экспериментальная установка и порядок проведения работы

В данной лабораторной установке исследуются характеристики малогабаритного твердотельного лазера ЛТИ-407, работающего в импульсном режиме с частотой повторения импульсов 25 или 100 Гц. В нем активной средой служит алюмоиттриевый гранат ($Y_3Al_5O_{12}$), легированный неодимом ($YAG : Nd^{3+}$); накачка осуществляется светоизлучающими полупроводниковыми диодами, длина волны излучения которых строго согласована с одной из интенсивных полос поглощения Nd^{3+} в области 0,81 мкм.

В качестве преобразователя частоты генерируемого этим лазером излучения (с длиной волны $\lambda = 1064 \text{ нм}$) в зеленую область спектра (длина волны $\lambda_2 = 532 \text{ нм}$) используется нелинейный кристалл ниобата бария-натрия ($Ba_2NaNb_5O_{15}$) - двулучепреломляющий кристалл.

Средняя мощность излучения лазера ЛТИ-407 при $f_H = 100 \text{ Гц}$ и токе накачки $\sim 1,8 \text{ А}$ составляет не менее 1 мВт , угол расходимости пучка $2\theta_{0,5} < 3 \text{ мрад}$, диаметр пучка лазерного излучения $2\omega_{1/e} \leq 2 \text{ мм}$, размер перетяжки $2\omega_0 \cong 50 \text{ мкм}$, $\Delta\nu_{\text{одн}} = 1,35 \cdot 10^{11} \text{ Гц}$, $\delta_d \approx 2 \cdot 10^{-2}$.

Лазер имеет зеркала (поз. 5 и 7 на рис. 7), высокоотражающие на длине волны 1,064 мкм и пропускающие излучение на длине волны $\lambda_2 = 0,532 \text{ мкм}$. Телескопическое устройство поз. 11 вмонтировано в оправу выходного зеркала и служит для формирования излучаемого пучка. Два штуцера 1, расположенные на основании излучателя (поз. 13 на рис. 7 и поз. 10 на рис. 8) служат для подключения шлангов с охлаждающей жидкостью (водой с температурой не более 30° C), что обеспечивает принудительное водяное охлаждение с расходом $(0,7 \pm 0,3) \text{ л/мин}$.

Активный элемент (поз. 14 на рис. 7 и поз. 3 на рис. 8) выполнен в виде параллелепипеда размером $(1,1 \times 2 \times 45) \text{ мм}$ с торцами, срезанными под углом Брюстера.

Источник накачки включает 4 линейки (каждая из которых содержит по 8 светоизлучающих диодов), приклеенные с помощью оптического клея на широкую нижнюю площадку активного элемента.

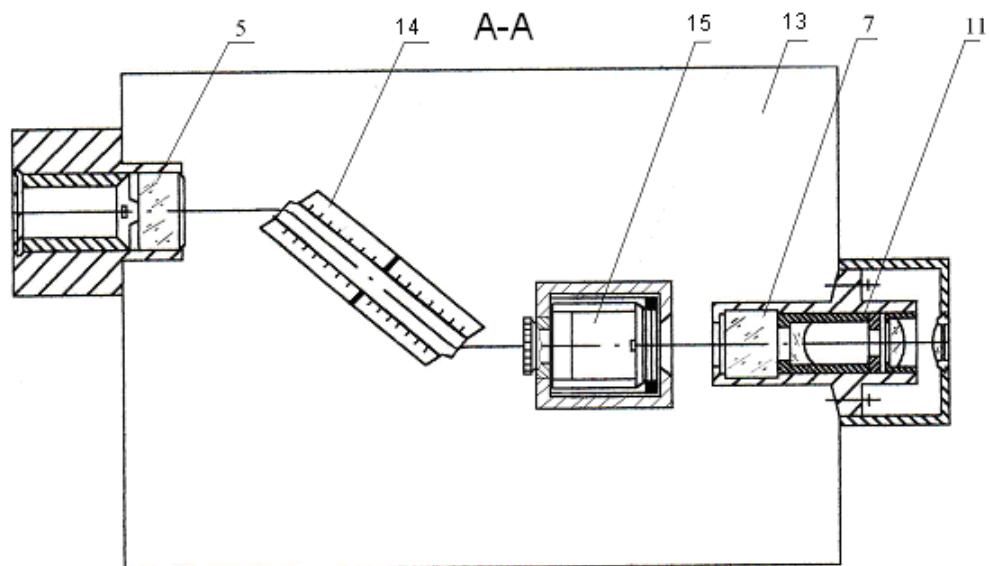
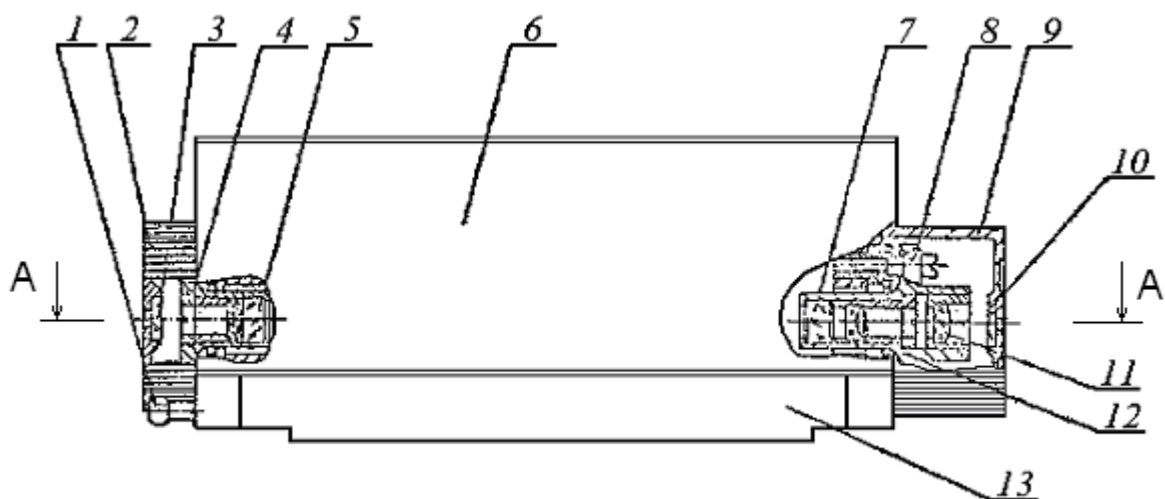


Рис. 7. Излучатель лазера ЛТИ-407: 1 - штуцер; 2,9 – крышки узлов юстировки; 3,10 - светофильтры; 4,12 – оправы с оптикой; 5,7 – зеркала резонатора; 6 – корпус-крышка лазера; 8 - юстировочный винт; 11 - объектив телескопа; 13 – основание лазера; 14 – активный элемент; 15 - нелинейный элемент.

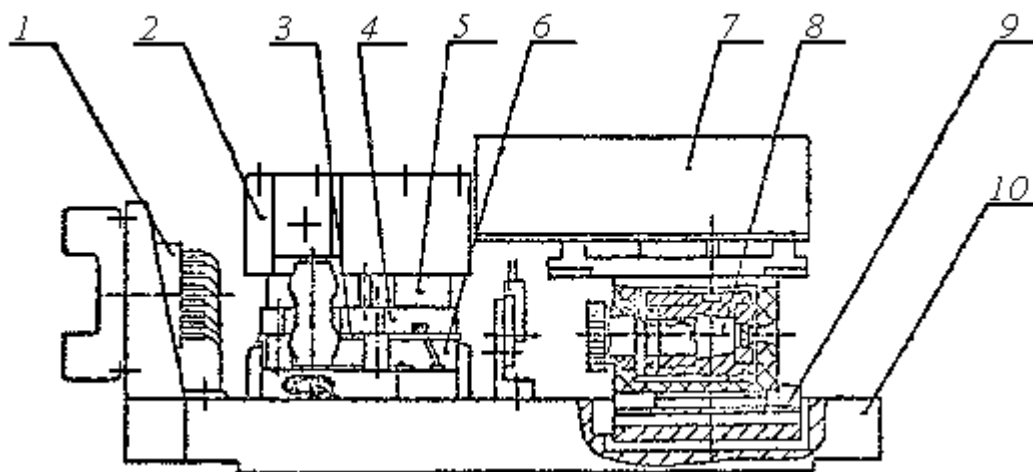


Рис. 8. Квантрон лазера ЛТИ-407: 1 – разъем для подвода питания; 2 - водяной радиатор; 3 - активный элемент; 4 - пластина; 5 - микроохладитель ТЭМО-6; 6 - линейка светоизлучающих диодов; 7 – регулятор-стабилизатор температуры; 8 - нелинейный преобразователь М4-114; 9 - юстировочное устройство; 10 – основание квантрона.

Противоположная светоизлучающим диодам сторона активного элемента, на которую нанесено медное отражающее покрытие, приклеена с помощью теплопроводящего клея к пластине-теплопроводу 4 (рис. 8). Пластина 4 охлаждается термоэлектрическим микрохолодильником ТЭМО-6, который, в свою очередь, находится на водяном радиаторе 2. Термостат, состоящий из нелинейного преобразователя частоты 8, юстировочного устройства 9 и регулятора 7, устанавливается на основание 10 и может юстироваться относительно активного элемента для совмещения оси нелинейного кристалла с осью лазерного пучка.

Точная настройка на синхронизм осуществляется подстроечным сопротивлением, расположенным на основании квантрона излучателя, во всем диапазоне регулирования температуры термостабилизации, при этом необходимо выждать в каждом положении не менее 2 мин. Контроль мощности второй гармоники проводится по измерителю средней мощности. Подстройка синхронизма считается оконченной, если интенсивность зеленого света максимальна.

Для снятия экспериментальной кривой зависимости выходной мощности лазера (на второй гармонике) от величины накачки необходимо:

1. Включить охлаждение и только потом - питание лазера; при этом установить $U_{\text{пит}} = 0$;
2. После выхода системы термостабилизации на режим (когда красный светодиод на корпусе лазера почти погас) установить напряжение питания светодиодных линеек $U_{\text{max}} = 15\text{В}$. Под руководством преподавателя провести подстройку синхронизма, измеряя мощность второй гармоники;
3. В положении максимальной выходной мощности проверить напряжение и, следовательно, пропорциональную ему мощность накачки и мощность лазера на основной гармонике;
4. Уменьшая напряжение накачки (через 1В), фиксировать выходную мощность лазера на второй гармонике;
5. Повторить п.4 до срыва генерации;
6. По данным измерений составить таблицу и построить кривую $P_2(U_{\text{пит}})$ $P_2(P_{\text{нак}})$;
7. Выключить лазер и охлаждающую воду.

Контрольные вопросы:

1. Какие условия необходимо выполнить для эффективного преобразования основного излучения во вторую гармонику ?
2. Какими характеристиками должен обладать материал для преобразования основного излучения во вторую гармонику ?
3. Назвать основные элементы конструкции лазера и пояснить их назначение.

Для "отличников":

1. Каковы пути увеличения мощности излучения на второй гармонике ?
2. Где должен быть установлен нелинейного кристалл для оптимального преобразования излучения во вторую гармонику ?
3. Какова должна быть длина кристалла для соблюдения условия синхронизма ?
4. Назовите пути увеличения мощности излучения на основной гармонике для оптимального преобразования излучения во вторую гармонику.

Описание составили:

д.т.н., профессор

О.В. Рожков

к.т.н., доцент

Н.М. Вереникина