

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение
высшего профессионального образования
«Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

Современные проблемы науки и индустрии фотоники и
оптоинформатики

**ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ
ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В КРИСТАЛЛАХ
НИОБАТА ЛИТИЯ**

Методические указания к лабораторным работам
для студентов направления «Фотоника и оптоинформатика»

Шандаров С.М., Щербина В.В.

Исследование генерации второй гармоники в кристаллах ниобата лития: Современные проблемы науки и индустрии фотоники и оптоинформатики : Методические указания к лабораторным работам для студентов направления «Фотоника и оптоинформатика» / С.М. Шандаров, В.В. Щербина; Министерство образования и науки Российской Федерации, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Кафедра электронных приборов. - Томск : ТУСУР, 2012. – 14 с.

Цель - изучение генерации второй гармоники в кристаллах LiNbO_3 при накачке с длиной волны 1064 нм с помощью твердотельного импульсного лазера LCS-DTL-324QT , измерение зависимости мощности второй гармоники от пиковой мощности излучения лазера при разных частотах следования импульсов. Нахождение коэффициента нелинейного преобразования, измерение зависимости мощности второй гармоники от углового положения кристалла относительно направления распространения пучка накачки, нахождение угловой ширины синхронизма.

Предназначено для студентов очной и заочной форм, обучающихся по направлению «Фотоника и оптоинформатика» по курсу «Оптическое материаловедение».

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

УТВЕРЖДАЮ
Зав.кафедрой ЭП
_____ С.М. Шандаров
«__» _____ 2012 г.

Современные проблемы науки и индустрии фотоники и оптоинформатики

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ
ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

Методические указания к лабораторным работам
для студентов направления «Фотоника и оптоинформатика»

Разработчик

_____ С. М. Шандаров
_____ В.В. Щербина

«__» _____ 2012 г

Содержание

Цели и задачи.....	5
Введение.....	5
1. Теоретическая часть.....	5
1.1. Нелинейная поляризация среды при мгновенном отклике	5
1.2. Генерация второй гармоники.....	7
2. Описание экспериментальной установки.....	11
2. Порядок выполнения работы	13
3.1. Включение лазера и изменение параметров излучения накачки	13
3.2. Выполнение лабораторного задания.....	14
4. Контрольные вопросы	14
Список рекомендуемой литературы.....	15

Цели и задачи

1. Изучение генерации второй гармоники в кристаллах LiNbO_3 при накачке с длиной волны 1064 нм с помощью твердотельного импульсного лазера LCS-DTL-324QT.
2. Измерение зависимости мощности второй гармоники от пиковой мощности излучения лазера при разных частотах следования импульсов. Нахождение коэффициента нелинейного преобразования.
3. Измерение зависимости мощности второй гармоники от углового положения кристалла относительно направления распространения пучка накачки.
4. Нахождение угловой ширины синхронизма.

Введение

В истории нелинейной оптики открытие явления генерации второй оптической гармоники рубинового лазера в 1961 году [1] занимает особое место: с него, собственно, и начиналась развитие этой области науки. С тех пор эффект генерации гармоник нашел широкое применение как способ получения когерентного оптического излучения в более коротковолновом диапазоне. В настоящее время генерация гармоник лазерного излучения широко используется для его спектральных преобразований. В данной лабораторной работе изучаются основные закономерности генерации второй оптической гармоники в одноосных кристаллах, на примере широко используемого нелинейного кристалла ниобата лития.

1. Теоретическая часть

1.1. Нелинейная поляризация среды при мгновенном отклике

В реальной среде увеличение напряженности светового поля приводит к нелинейной связи с наведенной им электрической поляризацией. Такая нелинейная связь во многих случаях может быть представлена в виде разложения в ряд Тейлора:

$$P_i = \epsilon_0 \chi_{ij} E_j + 2d_{ijk} E_j E_k + 4\chi_{ijkl} E_j E_k E_l + \dots, \quad (1.1)$$

где P_i – компонента мгновенной поляризации;

E_j – компонента электрической напряженности мгновенного светового поля;

χ_{ij} – линейная восприимчивость среды;

d_{ijk} и χ_{ijkl} – нелинейные оптические восприимчивости второго и третьего порядков, соответственно.

В выражении (1.1) предполагается, что система не имеет потерь и отклик является мгновенным. В этом случае можно показать, что коэффициенты тензоров χ_{ij} , d_{ijk} и χ_{ijkl} симметричны по перестановкам любых индексов; например, $\chi_{ijkl} = \chi_{jilk}$.

Нелинейный оптический отклик, характеризуемый параметрами d_{ijk} и χ_{ijkl} , приводит к многочисленным нелинейным явлениям и интересным приложениям. Нелинейность второго порядка $P_i = 2\varepsilon_0 d_{ijk} E_j E_k$ ответственна за генерацию второй гармоники, суммарных и разностных частот, за параметрическое усиление и генерацию света. Член третьего порядка $P_i = 4\varepsilon_0 \chi_{ijkl} E_j E_k E_l$ связан с описанием различных явлений, таких как генерация третьей гармоники, комбинационное рассеяние света и рассеяние Мандельштама-Бриллюэна, самофокусировка и обращение волнового фронта.

Рассмотрим связь монохроматических оптических полей с частотами ω_1 и ω_2 в нелинейной среде. Запишем их в виде

$$E_j^{\omega_1}(t) = \frac{1}{2} \dot{E}_j^{\omega_1} \exp(i\omega_1 t) + \text{к.с.}, \quad (1.2)$$

$$E_j^{\omega_2}(t) = \frac{1}{2} \dot{E}_j^{\omega_2} \exp(i\omega_2 t) + \text{к.с.} \quad (1.3)$$

В нелинейной среде эти поля наводят электрическую поляризацию на частотах $n\omega_1 + m\omega_2$, где n и m – целые числа.

Далее мы будем рассматривать главным образом прозрачные кристаллы с мгновенным откликом, когда коэффициенты d_{ijk} не зависят от частоты или от того, какую поляризацию мы анализируем - на суммарной или разностной частоте. Поэтому будем опускать ниже любые их обозначения, связанные с частотой.

Тензор нелинейной оптической восприимчивости третьего ранга с коэффициентами d_{ijk} отличен от нуля только в кристаллах без центра симметрии. Коэффициенты d_{ijk} измеряют чаще всего в экспериментах по генерации второй гармоники, когда $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, а $\omega_3 = 2\omega$.

Если в выражении (1.1) ограничиться учетом только первых двух членов и подставить в него не суперпозицию полей с частотами ω_1 и ω_2 , а только поле с частотой ω , то амплитуду составляющей нелинейной поляризации на частоте 2ω можно представить в следующем виде:

$$\dot{P}_i^{2\omega} = \varepsilon_0 d_{ijk} \dot{E}_j^{\omega} \dot{E}_k^{\omega}, \quad (1.4)$$

Используя симметрию коэффициентов d_{ijk} по перестановке двух последних индексов, заменим эти два индекса на один по известным правилам: $11 \leftrightarrow 1$; $22 \leftrightarrow 2$; $33 \leftrightarrow 3$; $23, 32 \leftrightarrow 4$; $13, 31 \leftrightarrow 5$ и $12, 21 \leftrightarrow 6$. Это позволяет представить коэффициенты тензора \mathbf{d} для кристаллов класса симметрии $3m$, к которому относится ниобат лития, в виде матрицы 3×6 :

$$\mathbf{d} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.5)$$

Для ниобата лития на длине волны накачки 1.058 мкм описывающие генерацию второй гармоники коэффициенты имеют следующие значения: $d_{22} = 3.07$ пм/В; $d_{31} = d_{15} = 5.82$ пм/В; $d_{33} = 40.68$ пм/В.

1.2 Генерация второй гармоники

Световые поля волн, взаимодействующих в нелинейном кристалле, описываются волновым уравнением

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} + \mu_0 \frac{\partial^2 (\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{E})}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{nl}}{\partial t^2}, \quad (1.6)$$

где в случае генерации второй гармоники нелинейная поляризация среды $\mathbf{P}_{nl} = \mathbf{P}^{2\omega}$. Подставляя в (1.6) суперпозицию световых полей волны накачки, распространяющийся в кристалле вдоль некоторого направления η ,

$$\mathbf{E}^\omega(\eta, t) = \frac{1}{2} \dot{E}_m^\omega \mathbf{e}^\omega \exp[i(\omega t - k_\omega \eta)] + \text{к.с.}, \quad (1.7)$$

с комплексной амплитудой \dot{E}_m^ω , единичным вектором поляризации \mathbf{e}^ω и волновым числом k_ω , и коллинеарной с ней волны на частоте 2ω ,

$$\mathbf{E}^{2\omega}(\eta, t) = \frac{1}{2} \dot{E}_m^{2\omega} \mathbf{e}^{2\omega} \exp[i(\omega t - k_{2\omega} \eta)] + \text{к.с.}, \quad (1.8)$$

характеризуемой соответствующими параметрами $\dot{E}_m^{2\omega}$, $\mathbf{e}^{2\omega}$ и $k_{2\omega}$, после использования стандартной процедуры метода медленно меняющихся амплитуд приходим к следующей системе уравнений связанных волн:

$$\frac{d\dot{E}_m^{2\omega}}{d\eta} = -i \frac{\omega}{cn^{2\omega}} (\dot{E}_m^\omega)^2 (\mathbf{e}^{2\omega} \cdot \mathbf{d} : \mathbf{e}^\omega \mathbf{e}^\omega) \exp(-i\Delta k \eta), \quad (1.9)$$

$$\frac{d\dot{E}_m^\omega}{d\eta} = -i \frac{\omega}{cn^\omega} (\dot{E}_m^\omega)^* \dot{E}_m^{2\omega} (\mathbf{e}^\omega \cdot \mathbf{d} : \mathbf{e}^\omega \mathbf{e}^{2\omega}) \exp(-i\Delta k \eta), \quad (1.10)$$

где $n^{2\omega}$ и n^ω – показатели преломления кристалла для волн с частотами 2ω и ω , соответственно c – скорость света в вакууме $\Delta k =$; учтено, что в случае генерации второй гармоники нелинейная поляризация определяется соотношением (1.4).

Рассмотрим далее приближение неистоцимой накачки, при котором лишь малая часть основной волны преобразуется во вторую гармонику. В этом случае можно считать, что $(\dot{E}_1^{m1})^2$ не зависит от координаты y , и уравнение (1.9) сразу интегрируется. Для граничного условия $\dot{E}_3^{m3}(0) = 0$ на входной грани кристалла (при $y = 0$) получаем

$$\dot{E}_3^{m3} = -i \frac{\omega_1}{n_e} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} d_{31} (\dot{E}_1^{\omega_1})^2 \frac{\exp(-i\Delta k y) - 1}{i\Delta k}. \quad (1.11)$$

Выразим интенсивность второй гармоники, используя соотношения

$$I^{(2\omega)} = \frac{1}{2} n_e \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\dot{\mathbf{E}}_3^{\omega 3}|^2,$$

$$I^{(\omega)} = \frac{1}{2} n_o \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\dot{\mathbf{E}}_1^{\omega 1}|^2.$$

В результате получаем:

$$I^{(2\omega)}(L) = 2 \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{3/2} \frac{\omega^2 d_{31}^2 L^2}{n_o^2 n_e} (I^{(\omega)})^2 \frac{\sin^2(\Delta k L / 2)}{(\Delta k L / 2)^2}. \quad (1.12)$$

Таким образом, интенсивность второй гармоники пропорциональна квадрату интенсивности основного излучения.

Для интенсивности второй гармоники в приближении заданного поля основного излучения получим:

$$S^{2\omega} = \frac{512\pi^2 L^2 d^2 (S^\omega)^2 \left(\frac{\sin x}{x} \right)^2}{n^{2\omega} (n^\omega)^2 \lambda^2 c} \quad (1.13)$$

где $x = \Delta k L / 2$,

λ , ω - длина и частота волны основного излучения соответственно,

L - длина кристалла,

d - диаметр пучка, падающего на кристалл,

Запишем уравнение для мощности второй гармоники в системе СИ:

$$P^{2\omega} = \frac{2\pi^2 L^2 d^2 (P^\omega)^2 \left(\frac{\sin(\Delta k / 2)}{\Delta k / 2} \right)^2}{\epsilon_0 n^{2\omega} (n^\omega)^2 \lambda^2 c} \quad (1.14)$$

Эта функция имеет максимум при $x=0$, что соответствует условию $k_2 = 2 \cdot k_1$, или $n_1 = n_2$, максимальное значение функции $\sin^2 x / x^2$ при $x=0$ равно 1. Это соответствует идеальному фазовому синхронизму между волной излучения накачки и волной второй гармоники, когда вся длина кристалла является когерентной длиной. Интенсивность второй гармоники в этом случае, в приближении плоских волн прямо пропорциональна квадрату толщины кристалла.

К сожалению, в среде с нормальной дисперсией $n = f(\lambda)$ и подобный случай не реализуется. Однако если кристалл обладает двулучепреломлением, выбором поляризацией волн и их направления распространения можно обеспечить выполнение условий фазового синхронизма.

В оптически отрицательных одноосных кристаллах можно найти такое направление распространения света, вдоль которого показатели преломления обыкновенной основной волны и второй гармоники необыкновенной волны равны (рис. 1.1).

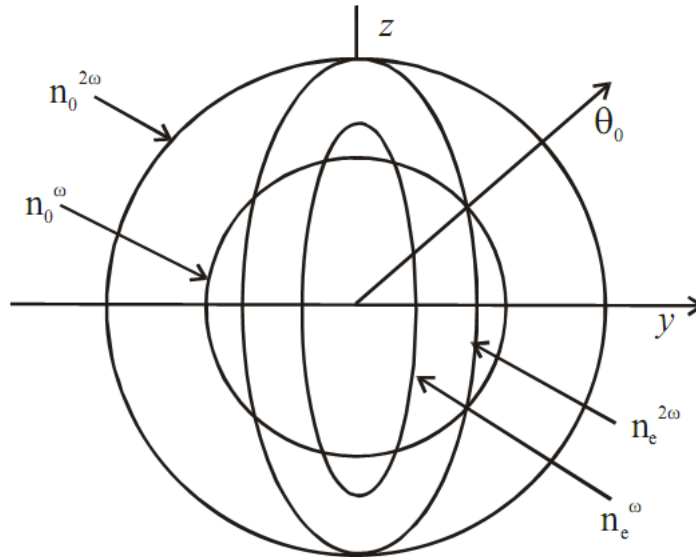


Рис. 1.1 - Сечения поверхностей показателя преломления в оптически отрицательном кристалле

$n_0^\omega, n_0^{2\omega}$ – показатель преломления обыкновенной волны для основной и второй гармоники; $n_e^\omega, n_e^{2\omega}$ – то же самое для необыкновенной волны.

Из рисунка 1.1 следует, что действительно имеется пересечение показателей преломления для обыкновенной волны и для второй гармоники необыкновенной волны. Направление на точку пересечения, образующее угол θ_0 с оптической осью кристалла, представляет собой направление фазового синхронизма основной волны и второй гармоники. Угол θ_0 называется углом синхронизма. Интенсивность второй гармоники в этом направлении на несколько порядков выше, чем в других направлениях. Ввиду осевой симметрии, направления фазового синхронизма образуют коническую поверхность с углом при вершине, равным $2\theta_0$.

В векторной форме условие фазового синхронизма можно записать в виде:

$$\mathbf{k}_1^0 + \mathbf{k}_1^0 = \mathbf{k}_2^e \quad (1.15)$$

Обычно его называют взаимодействием типа $00 \rightarrow e$ или первым типом взаимодействия. Выражение (1.15) представляет закон сохранения импульсов фотонов при генерации второй гармоники.

$$\Delta \mathbf{k} = 2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 = 0, \quad (1.16)$$

В общем случае направления векторов основной волны и второй гармоники \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 не совпадают, поэтому $2\mathbf{k}_1 \neq \mathbf{k}_2$. Поэтому условие фазового синхронизма следует записывать в виде

$$\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_1^* - \mathbf{k}_2 = 0, \quad (1.17)$$

где введен новый волновой вектор \mathbf{k}_1^* , который в отличие от вектора \mathbf{k}_1 может характеризовать необыкновенную основную волну. Более того, вектор \mathbf{k}_1^* может не совпадать с вектором \mathbf{k}_1 , что соответствует так называемому неколлинеарному взаимодействию.

Выражение (1.18) позволяет определить угол фазового синхронизма:

$$\sin \theta_0 = \frac{n_e^{2\omega}}{n_0^{2\omega}} \cdot \sqrt{\frac{(n_0^{2\omega})^2 - (n_0^\omega)^2}{(n_0^{2\omega})^2 - (n_e^{2\omega})^2}} \quad (1.18)$$

Отметим, что в некоторых условиях (например, при изменении температуры кристалла) сферическая поверхность показателя преломления для обыкновенной основной волны не пересекает эллипсоидальной поверхности второй гармоники необыкновенной, а лишь касается ее. Тогда угол θ_0 составляет 90° (рис. 1.2) и фазовый синхронизм становится значительно менее критичным (по углу), его называют не критичным фазовым синхронизмом.

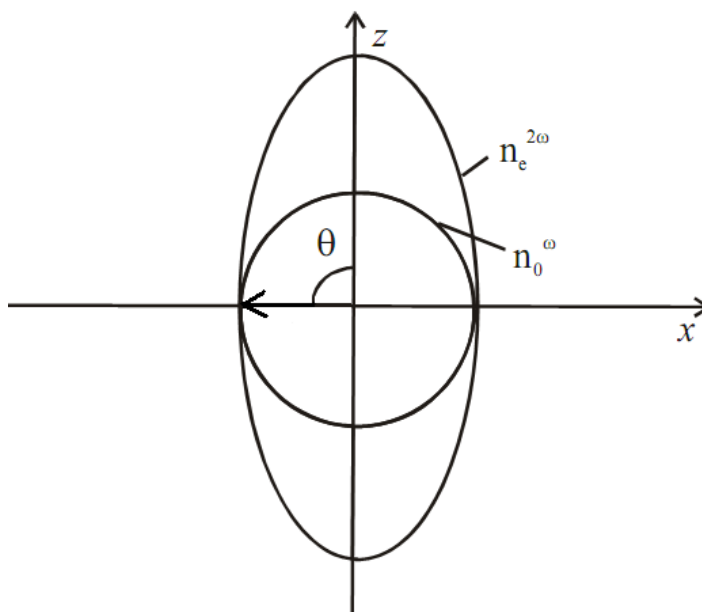


Рис. 1.2 - Фазовый синхронизм при $\theta_0 = 90^\circ$

Интенсивность второй гармоники очень чувствительна к изменению углового положения кристалла относительно направления распространения волны накачки.

В реальных процессах преобразования частоты невозможно достичь точного фазового согласования, т.е. выполнить условие $\Delta k = k_1 - k_2 - k_3 = 0$ для трехчастотных взаимодействий, здесь k_i – волновые числа. Возникает практическая потребность знать угловую спектральную и температурную ширины синхронизма для конкретного преобразователя частоты. Эти величины позволяют оценить допустимую расходимость излучения, спектральную ширину линии источника накачки, а также случайное или систематическое изменение температуры кристалла – преобразователя частоты. Тогда в линейном приближении Δk можно представить в виде разложения:

$$\Delta k = \frac{\partial(\Delta k)}{\partial(\delta\theta)} \delta\theta + \frac{\partial(\Delta k)}{\partial\lambda} \Delta\lambda + \frac{\partial(\Delta k)}{\partial T} \Delta T \quad (1.19)$$

Уменьшение вдвое мощности преобразованного излучения происходит при волновой расстройке $\Delta k = 0,886\pi / L$.

С учетом этого можно оценить ширину синхронизма:

$$\Delta\theta = 1,772\pi \left\{ L \frac{\partial(\Delta k)}{\partial(\delta\theta)} \right\}^{-1}, \Delta\lambda = 1,772\pi \left\{ L \frac{\partial(\Delta k)}{\partial\lambda} \right\}^{-1}, \Delta T = 1,772\pi \left\{ L \frac{\partial(\Delta k)}{\partial T} \right\}^{-1} \quad (1.20)$$

Отметим, что вблизи не критичного синхронизма по тому или иному параметру (θ , λ , T) необходим учет вторых производных в разложении (1.19), например, в случае 90° -го синхронизма.

В частном случае одноосных отрицательных кристаллов для генерации второй гармоники фазовое рассогласование Δk имеет вид:

$$\Delta k = 2 \left[\frac{2\pi n_1^o}{\lambda_1} \right] - \frac{2\pi n_2^e(\theta)}{\lambda_2}, \quad (1.21)$$

$$n_2^e(\theta) = \frac{n_2^o n_2^e}{(n_2^{e2} \cos^2 \theta + n_2^{o2} \sin^2 \theta)^{1/2}}. \quad (1.22)$$

Используя соответствующие дисперсионные уравнения Сельмейера для главных значений показателей преломления, получим:

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial \theta} = \frac{2\pi}{\lambda_2} \left\{ (n_2^e(\theta))^3 \cos \theta \sin \theta \left[\frac{1}{(n_2^o)^2} - \frac{1}{(n_2^e)^2} \right] \right\} \quad (1.23)$$

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_2} \left\{ \frac{1}{2} \left[\frac{(n_1^o)^3}{(n_2^o)^3} \cos^2 \theta \frac{\partial n_2^o}{\partial \lambda} + \frac{(n_1^o)^3}{(n_2^e)^3} \sin^2 \theta \frac{\partial n_2^e}{\partial \lambda} \right] - \frac{\partial n_1^o}{\partial \lambda} \right\} \quad (1.24)$$

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial T} = \frac{2\pi}{\lambda_2} \left\{ \frac{(n_1^o)^3}{(n_2^o)^3} \cos^2 \theta \frac{\partial n_2^o}{\partial T} + \frac{(n_1^o)^3}{(n_2^e)^3} \sin^2 \theta \frac{\partial n_2^e}{\partial T} - \frac{\partial n_1^o}{\partial T} \right\} \quad (1.25)$$

Отсюда вытекают требования к лазерному излучению на основной частоте - расходимость должна быть меньше угловой ширины синхронизма, а его монохроматичность не больше частотной ширины. В противном случае в параметрическом процессе сложения частот будет участвовать не вся мощность лазерного луча.

2. Описание экспериментальной установки

В данной работе для изучения генерации второй гармоники используется твердотельный импульсный лазер LCS-DTL-324QT, работающий на длине волны 1,064 мкм.

Для получения второй гармоники в данной работе используется кристалл ниобата лития LiNbO_3 . При некотором угле, определяемом длиной волны накачки, возникает синхронизм типа $00 \rightarrow e$. схема экспериментальной установки приведен на рис. 2.1.

Излучение от лазера 1 проходит через нелинейный кристалл 2. Нелинейный кристалл может юстироваться с помощью микровинта по углу в горизонтальной плоскости. При определенном угле возникает эффект генерации второй гармоники, который может быть зарегистрирован визуально (видимое излучение зеленого цвета). Чтобы зарегистрировать мощность генерируемой волны второй гармоники, в установку введена дисперсионная призма 3, разделяющая пучки излучения накачки и излучения второй гармоники. Сигнал второй гармоники регистрируется с помощью фотодиода 4, сигнал с которого, измеряется с помощью мультиметра 5. Для увеличения интенсивности излучения, можно использовать собирающую линзу (с фокусным расстоянием 20 см), установив ее между лазером и кристаллом.

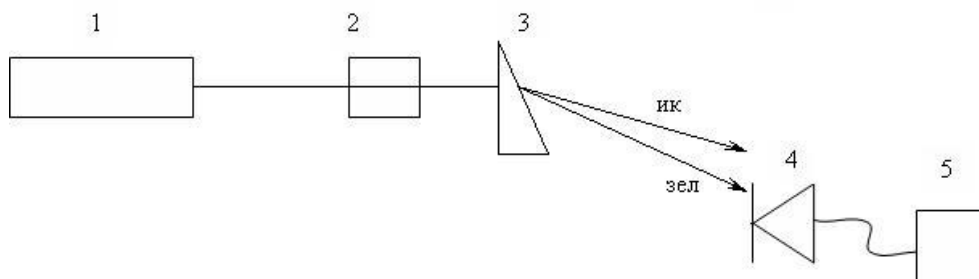


Рис. 2.1 - Схема экспериментальной установки

- 1 – твердотельный лазер LCS-DTL-324QT (1064 нм);
- 2 – кристалл LiNbO_3 ;
- 3 – дисперсионная призма;
- 4 – фотодиод ФД-24К;
- 5 – цифровой мультиметр.

Чтобы найти коэффициенты нелинейного преобразования тока фотодиода нужно поставить в соответствие мощность излучения лазера. Для этого нужно ввести калибровочный коэффициент $k_{\text{фд}}=75$

Так же нужно учесть, что часть излучения второй гармоники теряется при прохождении через призму, поэтому для расчета коэффициентов нелинейного преобразования нужно ввести поправочный коэффициент $k_{\text{призмы}}$.

Угол падения, градусы	Коэффициент пропускания, $k_{\text{призмы}}$
-5	0.448
0	0.533
5	0.6
10	0.619
15	0.657

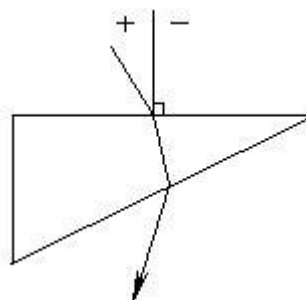


Рисунок 2.2 – Определение знака угла падения

Следовательно, коэффициент нелинейного преобразования для всех случаев рассчитывается по формуле:

$$КПД = \frac{I_{вт.г.}}{P_{изл} \cdot k_{призмы} \cdot k_{фд}} \cdot 100\% , \quad (2.1)$$

где $P_{изл}$ – величина сигнала лазерного излучения, мВт;

$I_{вт.г.}$ - величина сигнала второй гармоники на фотодиоде, мкА;

$k_{призмы}$ - коэффициент пропускания излучения с длиной волны 532 нм призмой;

$k_{фд}$ - калибровочный коэффициент фотодиода.

1. Порядок выполнения работы

БУДЬТЕ ВНИМАТЕЛЬНЫ! Попадание прямого лазерного излучения в глаз вызовет серьезные повреждения и, возможно, слепоту.

3.1. Включение лазера и изменение параметров излучения накачки

1. Для того чтобы включить лазер, поверните ключ на передней панели блока питания в положение «ON». Светодиодный индикатор мощности «OUTPUT ENERGY, μ J» должен сразу засветиться. После того, как температура лазерных диодов стабилизируется, загорится индикатор «READY». При первом запуске или после долгого перерыва для более стабильной работы блока питания рекомендуется подождать ~10 минут после того, как загорелся индикатор «READY».

2. После этого нажмите кнопку включения накачки. Светодиодный индикатор «PUMPING ON/OFF» над кнопкой начнет мигать. После 5-10 секунд индикатор засветится непрерывно, показывая, что ток накачки лазерных диодов вышел на режим.

3. Теперь лазер готов и энергия импульса излучения показана на цифровом индикаторе «OUTPUT ENERGY, μ J» на передней панели. Далее необходимо дождаться пока стабилизируется выходная мощность (значения на дисплее не должны меняться, может занять порядка 10 минут).

Кнопками на лицевой панели «Display mode selector switch» можно выбирать параметр, который будет отображаться на дисплее: средняя выходная мощность «mW», энергию в импульсе « μ J», частота повторения лазерных импульсов «kHz».

Используя кнопки «Increase/Decrease parameter value regulator» можно устанавливать параметры лазерного излучения, которые в данный момент индицируются - мощность, энергия или частота.

Диапазон частот, который следует использовать для лабораторной работы, составляет: 0.35 Гц - 10 кГц.

3.2. Выполнение лабораторного задания

1. Включите балометр и подключите к нему фотодиод. Выставьте на блоке управления лазером частоту излучения, равную 0,35 кГц. Вращая кристалл, добейтесь максимальной генерации второй гармоники по данным фотодиода (грубая настройка). Зафиксируйте вертикальный угол. За начало отсчета в горизонтальной плоскости принять угол равный 182 градусам на столике, т.к. при этом положении входная грань кристалла перпендикулярна излучению лазера. Не забывайте прерываться после каждого опыта на 1-2 минуты и закрывать кристалл от излучения, для того чтобы кристалл не нагревался.

2. Измерьте зависимость мощности второй гармоники от горизонтального угла поворота кристалла. Построить эту зависимость. Повторите снятие зависимости для пяти частот излучения (0,35; 1; 3; 6 и 10 кГц).

3. Из полученных данных найдите ширину углового синхронизма для каждого случая (по графику: найти ширину основного максимума на его полувысоте). Сравните полученную величину с расчетной. Объясните полученные результаты.

4. Найдите коэффициенты нелинейного преобразования для каждого случая по формуле (2.1) и сравните их.

5. Найдите угол, при котором коэффициент нелинейного преобразования будет максимальным. Сравните полученную величину с расчетной.

6. По завершению работы выключение лазера должно производиться следующим образом. Нажмите кнопку выключения накачки «PUMPING ON/OFF». Дождитесь пока светодиодный индикатор над кнопкой погаснет. Только затем поверните ключ в положение «OFF».

7. Рассчитать показатели преломления для LiNbO_3 по формулам 3.1 и 3.2 для длин волн: $\lambda_1=1,064$ мкм; $\lambda_2=\lambda_1/2=0,532$ мкм:

$$n_0^2 = 4,9130 + \frac{0,1173 + 1,65 \cdot 10^{-8} \cdot T^2}{\lambda^2 - (0,212 + 2,7 \cdot 10^{-8} \cdot T^2)} - 2,78 \cdot 10^{-2} \cdot \lambda^2, \quad (3.1)$$

$$n_e^2 = 4,5567 + 2,605 \cdot 10^{-7} \cdot T^2 + \frac{0,097 + 2,7 \cdot 10^{-8} \cdot T^2}{\lambda^2 - (0,201 + 5,4 \cdot 10^{-8} \cdot T^2)} - 2,24 \cdot 10^{-2} \cdot \lambda^2, \quad (3.2)$$

где λ выражена в микронах, $T=293$ К – комнатная температура.

8. Рассчитать угол фазового синхронизма по формуле (1.18).

9. Рассчитать ширину углового синхронизма по формуле (1.23).

4. Контрольные вопросы

1. Объясните эффект генерации второй гармоники.
2. Как зависит интенсивности второй гармоники от расстояния?
3. Что такое угол синхронизма?
4. Запишите условие фазового синхронизма.

5. Запишите формулу для расчета угла фазового синхронизма.
6. Что такое некритичный фазовый синхронизм?
7. Что такое ширина углового синхронизма? Что показывает эта величина?
8. Запишите формулу для ширины углового синхронизма.
9. Для чего используется дисперсионная призма в лабораторной установке?
10. Когда интенсивность второй гармоники становится равной нулю?

Список рекомендуемой литературы

1. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики: Пер. с англ./Под ред. С.А. Ахманова. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989.-560 с.
2. Шандаров С.М. Нелинейная оптика: курс лекций
3. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. «Прикладная нелинейная оптика» (2 изд., М., «Физматлит», 2004, 512с.)
4. Гурзadyн Г.Г., Дмитриев В.Г., Никогосян Д.Н. «Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике: Справочник» (М.: Радио и связь, 1991.— 160 с.)

Учебное пособие

Шандаров С.М., Щербина В.В.

Исследование генерации второй гармоники в кристаллах ниобата лития

Методические указания к лабораторной работе
по дисциплине «Современные проблемы науки и индустрии фотоники и
оптоинформатики»

Усл. печ. л. _____ Препринт
Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники
634050, г.Томск, пр.Ленина, 40