

# Внутрирезонаторное удвоение частоты генерации в широкоапертурном аргоновом лазере

С.Р.Абдуллина, С.А.Бабин, А.А.Власов, С.И.Каблуков

*Проведена оптимизация четырехзеркального резонатора широкоапертурного аргонового лазера, используемого для внутрирезонаторного удвоения частоты в кристалле ВВО. Измерены зависимости мощности второй гармоники от смещения фокусирующего зеркала, смещения кристалла и тока разряда. Измеренные зависимости удовлетворительно согласуются с расчетом. В результате оптимизации получена генерация УФ излучения мощностью ~1 Вт ( $\lambda = 244$  нм) с эффективностью преобразования в 2 раза большей, чем у известных аналогов. Показано, что повышение эффективности достигнуто главным образом за счёт увеличения апертуры разрядной трубки.*

**Ключевые слова:** аргоновый лазер, внутрирезонаторное удвоение частоты, ультрафиолетовое излучение.

## 1. Введение

Запись брэгговских решеток в оптическом волокне представляет большой интерес для систем оптической связи и сенсоров. Данный процесс требует излучения с малой длиной волны ( $\lambda < 250$  нм), высокой мощностью ( $P \geq 50$  мВт) и большой длиной когерентности ( $l_c \geq 1$  см) [1]. Пучок излучения с такими характеристиками можно получить при внутрирезонаторном удвоении частоты аргонового лазера или удвоении одночастотного излучения во внешнем резонаторе. При внутрирезонаторном удвоении мощность выходного излучения может быть намного выше, чем при удвоении частоты во внешнем резонаторе, но при этом длина когерентности излучения значительно меньше (1–5 см против 1–10 м).

Впервые внутрирезонаторное удвоение частоты капиллярного (диаметр разрядного канала  $D \leq 2.5$  мм) аргонового лазера ( $\lambda = 514.5$  нм) в кристаллах ADP и KDP было осуществлено в 1968 г. [2]. Коэффициент преобразования во вторую гармонику  $\eta$  составил  $2 \times 10^{-3}$  Вт<sup>-1</sup>, максимальная мощность второй гармоники была равна 415 мВт. Наиболее мощная генерация была реализована в 1992 г. [3]. При внутрирезонаторном удвоении частоты аргонового лазера в кристалле ВВО мощность непрерывного излучения с  $\lambda = 257$  нм составила 1.2 Вт.

В 1995 г. было осуществлено удвоение частоты пучка одночастотного излучения эллиптического сечения с  $\lambda = 514.5$  нм в кристалле ВВО, помещенном во внешний кольцевой резонатор [4]. При входной мощности 2 Вт выходная мощность на удвоенной частоте достигала 500 мВт. Отметим, что при удвоении во внешнем резонаторе необходимо согласовывать частоту лазера и собственную частоту резонатора. Для этого в работе использовался поляризационный метод автоподстройки частоты

[5]. В 1997 г. при удвоении частоты излучения аргонового лазера ( $\lambda = 514.5$  нм) во внешнем резонаторе в кристалле ВВО была получена мощность второй гармоники до 2 Вт при мощности накачки 5.6 Вт [6].

Из коммерческих систем наибольшую мощность имеет аргоновый лазер Coherent Innova Sabre Fred фирмы Coherent с внутрирезонаторным удвоением частоты в кристалле ВВО. Длина волны выходного излучения перестраивается в диапазоне 229–264 нм. На линии с  $\lambda = 514.5$  нм максимальная выходная мощность лазера составляет 8 Вт, а на второй гармонике ( $\lambda = 257$  нм) – 1 Вт, т.е. условная эффективность преобразования равна 12.5%. На линии с  $\lambda = 488$  нм выходная мощность лазера равна 6.5 Вт, а на второй гармонике ( $\lambda = 244$  нм) – 0.5 Вт, т.е. эффективность преобразования для линии с  $\lambda = 488$  нм существенно ниже, чем для линии с  $\lambda = 514$  нм, и составляет ~8%.

Из коммерческих систем удвоения частоты во внешнем резонаторе можно отметить Wave Train<sup>®</sup> CW Frequency Doubler фирмы Spectra Physics. В диапазоне длин волн 410–500 нм удвоение производится в кристалле ВВО, эффективность преобразования составляет 4%–8%, а мощность излучения второй гармоники с  $\lambda = 244$  нм равна ~100 мВт (см. также [7]).

Целью настоящей работы является повышение мощности излучения лазера на частоте второй гармоники ( $\lambda = 244$  нм) при внутрирезонаторном удвоении частоты. Для этого использован широкоапертурный ( $D = 6$  мм) аргоновый лазер с кристаллом ВВО и проведена оптимизация параметров четырехзеркального резонатора.

## 2. Расчет четырехзеркального резонатора

Нами исследован четырехзеркальный резонатор, схема которого приведена на рис. 1. Для повышения мощности в видимом диапазоне использовалась трубка увеличенного диаметра, которая обеспечивала высокий КПД по подводимой к разрядной трубке мощности и возможность увеличения диаметра пучка основной поперечной моды в четырехзеркальной схеме [8]. В используемой

С.Р.Абдуллина, С.А.Бабин, А.А.Власов, С.И.Каблуков. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Коптюга, 1; e-mail: kab@iae.nsk.ru

Поступила в редакцию 19 ноября 2004 г., после доработки – 17 июня 2005 г.

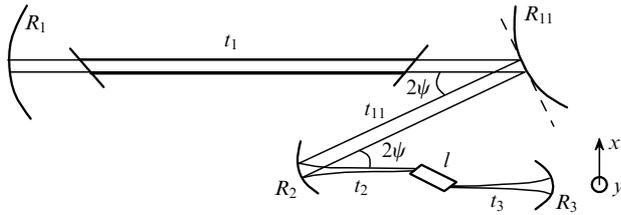


Рис.1. Схема четырехзеркального резонатора:  $R_i$  — зеркала с соответствующими радиусами кривизны;  $t_i$  — длины плеч;  $l$  — длина кристалла;  $2\psi$  — угол излома.

схеме при неполном заполнении активной среды генерируемым излучением настройка фокусирующего плеча резонатора возможна в более широких пределах, чем в схеме с капиллярной трубкой. Это дает дополнительную возможность оптимизации режима удвоения частоты. При этом резонатор оптимальной конфигурации должен иметь большой размер сечения пучка в плече  $R_1 - R_{11}$  для эффективного использования активной среды и обеспечивать достаточно сильную фокусировку излучения в кристалле для эффективного удвоения частоты.

Известно, что фокусировка оптимальна в том случае, когда конфокальный параметр пучка  $b = 2\pi n_0 \omega^2 / \lambda$  примерно равен длине кристалла (здесь  $\omega$  — радиус каустики,  $n_0$  — показатель преломления). Для имеющегося кристалла длиной  $l = 10$  мм при  $\lambda = 488$  нм такому конфокальному параметру соответствует перетяжка с  $\omega \sim 20$  мкм.

Мы использовали кристалл ВВО с оое-типом синхронизма. Для длины волны 488 нм угол синхронизма  $\theta_s = 54.5^\circ$ , угол Брюстера  $\theta_B = 59.2^\circ$ , угол сноса  $\rho = 83$  мрад [9]. Температурная ширина синхронизма для данного кристалла равна  $4.6^\circ\text{C}\cdot\text{см}$ , угловая ширина синхронизма —  $0.18$  мрад·см.

Расчет производился для шести конфигураций четырехзеркального резонатора, различающихся радиусами кривизны зеркал  $R_1$  и  $R_{11}$ : конфигурации 1 ( $R_1 = 10$  м,  $R_{11} = \infty$ ), 2 (10 м,  $-10$  м), 3 ( $-10$  м, 10 м), 4 ( $\infty$ , 10 м), 5 ( $\infty$ ,  $-10$  м) и 6 ( $\infty$ ,  $\infty$ ). Постоянными для всех конфигураций резонаторов оставались параметры  $R_2 = 12.8$  см,  $R_3 = 6.0$  см,  $l = 1$  см,  $t_1 = 1.86$  м,  $t_{11} = 0.14$  м,  $t_2 = \frac{1}{2}t_0 + \delta t$  и  $t_3 = \frac{1}{2}t_0 - \delta t$ , где  $\delta t \sim 1 - 2$  мм характеризует смещение кристалла относительно середины плеча  $R_2 - R_3$  и при заданном переменном параметре  $t_0$  определяет положение перетяжек в кристалле.

## 2.1. Метод расчета

Расчет проводился методом  $ABCD$ -матриц преобразования гауссовых пучков отдельно для тангенциальной ( $x$ ) и сагиттальной ( $y$ ) плоскостей. Матричные элементы были взяты из справочника [10].

Рассмотрим схему расчета резонатора на примере конфигурации 1. С использованием приведенных выше параметров вычислялись параметры пучка в произвольной точке резонатора, в частности на зеркале  $R_{11}$ , и строились графики зависимости радиуса пучка на этих зеркалах от расстояния  $t_0$ . По графикам определялись оптимальный угол падения пучка на зеркало  $R_2$  и зоны устойчивости резонатора в обеих плоскостях. Для конфигурации 1 оптимальный угол падения  $\psi = 13.8^\circ$ ; в этом случае диапазон перекрытия областей устойчивости для тангенциальной и сагиттальной плоскостей максимален и составляет  $\sim 2.4$  мм ( $t_0 = 11.97 - 12.21$  см). Для угла  $\psi = 10^\circ$  диапазон перекрытия областей устойчивости

Табл.1. Радиусы пучков  $w_{1x}$ ,  $w_{1y}$ ,  $w_{11x}$ ,  $w_{11y}$  на зеркалах  $R_1$ ,  $R_{11}$  и радиусы перетяжек  $w_x$ ,  $w_y$  в кристалле в тангенциальной и сагиттальной областях при различных значениях  $t_0$ .

$t_0$ (см)	$w_{1x}$ (мм)	$w_{1y}$ (мм)	$w_{11x}$ (мм)	$w_{11y}$ (мм)	$w_x$ (мкм)	$w_y$ (мкм)
11.98	1.2	1.0	1.0	0.9	16.1	11.8
12.08	0.6	0.6	0.7	0.7	23.2	14.7
12.20	0.3	0.3	1.1	0.9	14.6	11.0

равен  $\sim 0.6$  мм ( $t_0 = 12.06 - 12.12$  см). Дальнейший расчет проводился для  $\psi = 13.8^\circ$ .

Расчет также показал (табл.1), что радиусы пучка на зеркале  $R_1$  в обеих плоскостях уменьшаются при увеличении параметра  $t_0$ , а радиусы пучка на зеркале  $R_{11}$  имеют минимумы в середине области устойчивости (при  $t_0 \sim 12.08$  см). Значения  $t_0 = 11.98$  и  $12.20$  см находятся вблизи левой и правой границ области устойчивости соответственно.

## 2.2. Фокусировка пучка в кристалле

При расчете проводилось сравнение конфигураций резонатора с разными радиусами кривизны зеркал  $R_1$  и  $R_{11}$  в диапазоне параметров  $t_0$  и  $\delta t$ , в котором перетяжки в обеих плоскостях находятся внутри кристалла. Для этого исследовалось положение перетяжек пучка в кристалле в зависимости от расстояния  $t_3$  и смещения кристалла  $\delta t$  (см. рис.1).

Отметим, что перетяжки в  $x$ - и  $y$ -плоскостях разнесены в кристалле и имеют разные значения в силу несимметричности и астигматизма резонатора. Было выявлено, что вариацией параметров  $t_3$ ,  $\delta t$  невозможно добиться одновременного расположения перетяжек в центре кристалла. На рис.2,а приведен характерный профиль пучка в кристалле при  $t_0 = 12.08$  см и  $\delta t = 1.1$  мм, когда перетяжки расположены относительно симметрично.

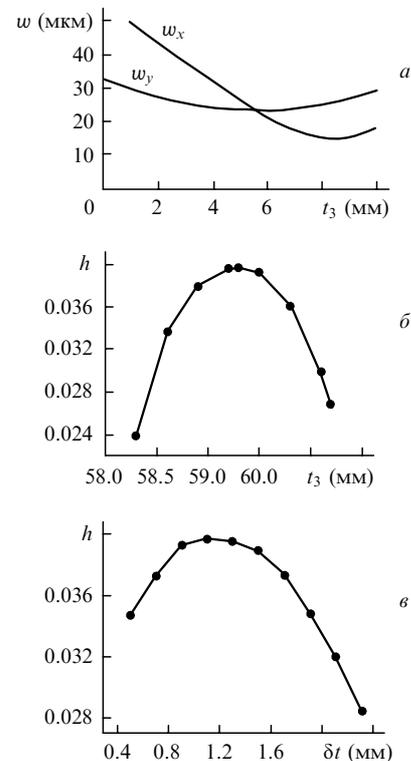


Рис.2. Зависимости перетяжек пучка в кристалле в плоскостях  $x$  и  $y$  при  $t_0 = 12.08$  см и  $\delta t = 1.1$  мм от  $t_3$  (а), а также апертурной функции  $h$  от  $t_3$  (б) и от смещения кристалла  $\delta t$  (в).

Такие расчеты были проведены для всех шести конфигураций резонатора. Конфигурация 1 ( $R_1 = 10$  м,  $R_{11} = \infty$ ) признана оптимальной, т. к. ей соответствует наилучшее заполнение разрядной трубки при оптимальной фокусировке излучения в кристалле. Кроме того, с плоским зеркалом  $R_{11}$  работать удобнее.

### 2.3. Эффект сноса

Задача о генерации второй гармоники в сфокусированном пучке также требует оптимизации резонатора с учетом эффекта сноса. При слабой фокусировке интенсивность излучения мала. В случае сильной фокусировки возникают ограничения эффективности преобразования, связанные с увеличением расходимости излучения и эффектом сноса, обусловленным анизотропией кристалла.

Мощность второй гармоники  $P_2$  обычно выражается следующим образом [4]:

$$P_2 = K l k_1 h(B, \Delta k, \xi_x, \xi_y, \mu_x, \mu_y) P_1^2 = \eta P_1^2, \quad (1)$$

где

$$K = \frac{2\mu_0^{3/2} \varepsilon_0^{1/2} \omega^2 d_{\text{eff}}^2}{\pi n_{o1}^2 n_{e2}}; \quad (2)$$

$P_1$  – мощность основной гармоники;  $l$  – длина кристалла;  $k_1$  – величина волнового вектора основной гармоники внутри кристалла;  $\varepsilon_0, \mu_0$  – электрическая и магнитная постоянные;  $n_{o1}, n_{e2}$  – показатели преломления обыкновенной волны первой гармоники и необыкновенной волны второй гармоники;  $d_{\text{eff}} = 1.34$  пм/В – эффективная квадратичная нелинейная восприимчивость для кристалла ВВО (соответственно  $K = 1.52 \times 10^{-8}$  Вт $^{-1}$ );  $h(B, \Delta k, \xi_x, \xi_y)$  – апертурная функция, которая для эллиптических пучков имеет вид (см., напр., [4])

$$h(B, \Delta k, \xi_x, \xi_y, \mu_x, \mu_y) = \frac{\xi_x \xi_y}{l^2} \times \int_0^l \int_0^l \frac{\exp[i\Delta k(z' - z)] \exp[-4B^2(z' - z)^2 \xi_y / l^2]}{(1 + i\tau'_x)^{1/2} (1 + i\tau'_y)^{1/2} (1 - i\tau_x)^{1/2} (1 - i\tau_y)^{1/2}} dz dz' \quad (3)$$

и для каждого  $B$  имеет единственный максимум по  $\xi_x$  и  $\xi_y$ ;  $b_i = 2\pi n_{oi} \omega_i^2 / \lambda$ ;  $\xi_i = l/b_i$ ;  $\tau_i = 2(z - \mu_i)/b_i$ ;  $\mu_i$  – положения перетяжек в кристалле (расстояние от левого торца) в тангенциальной и сагиттальной плоскостях;  $\Delta k = 2k_1 - k_2$ . Зависимость апертурной функции от параметров  $B, \xi_x$  и  $\xi_y$  подробно рассмотрена в [4]. Апертурная функция характеризует перекрытие пучков основной и второй гармоник. Параметр  $B = 0.5\rho(2\pi n_{o1}/\lambda)^{1/2} \approx 19.3$ . Величина  $\eta = K l k_1 h$  обычно называется коэффициентом преобразования во вторую гармонику. Специфика нашего резонатора приводит к необходимости оптимизации смещения кристалла, т. к. положение перетяжек в плоскостях  $x$  и  $y$  различно.

Был найден оптимум апертурной функции по параметрам  $t_3$  и  $\delta t$ , при котором  $t_3 = 5.93$  см,  $\delta t = 1.1$  мм (соответственно  $t_0 = 12.08$  см,  $t_2 = 6.15$  см). В оптимуме перетяжки расположены ближе к правому торцу кристалла, их положения  $\mu_x = 5.4$  мм,  $\mu_y = 8.4$  мм, радиусы перетяжек  $w_x = 23.2$  мкм,  $w_y = 14.7$  мкм. На рис.2,б и в показано поведение апертурной функции  $h$  при изменении параметров  $t_3$  и  $\delta t$  вблизи оптимума апертурной функции.

Оптимальные значения параметров  $t_0 = 12.11$  см,  $\delta t = 1.2$  мм ( $t_2 = 6.18$  см,  $t_3 = 5.94$  см), полученные для угла  $\psi = 10^\circ$ , слабо отличаются от оптимальных параметров для  $\psi = 13.8^\circ$ : перетяжки ( $w_x = 21.8$  мкм,  $w_y = 10.1$  мкм) также расположены ближе к правому торцу кристалла ( $\mu_x = 5.7$  мм,  $\mu_y = 8,5$  мм). Отметим, что смещение перетяжки относительно центра кристалла в тангенциальной плоскости, где нет сноса, мало.

При изменении параметров  $t_3$  и  $\delta t$  апертурный интеграл  $h$  меняется в пределах 0.024 – 0.040. Таким образом, расчётный коэффициент  $\eta$  преобразования во вторую гармонику лежит в диапазоне  $(7.82 - 13.07) \times 10^{-5}$  Вт $^{-1}$ .

### 3. Эксперимент

На рис.3 показана схема экспериментальной установки для измерения мощности основного излучения  $P_1$  ( $\lambda = 488$  нм) и мощности второй гармоники  $P_2$ . Зеркала  $R_1, R_{11}, R_2, R_3$  и кристалл закреплены на фланцах (обозначены штриховыми линиями), соединенных стержнями из суперинвара. Кристалл помещен в термостат и установлен на «подвижку», которую можно перемещать как вдоль направления пучка, так и перпендикулярно ему, юстировать по углу Брюстера, углу синхронизма и поворачивать вокруг направления распространения пучка.

Для селекции линии с длиной волны 488 нм использовались селективные зеркала. Конфигурация резонатора такова: зеркала  $R_1 = 10$  м и  $R_{11} = \infty$  имеют пропускание  $\sim 0.1\%$  на  $\lambda = 488$  нм, пропускание зеркал  $R_2 = 12.8$  см и  $R_3 = 6.0$  см составляет  $\sim 0.1\%$  на  $\lambda = 488$  нм и  $\sim 80\%$  на  $\lambda = 244$  нм. Измерялась мощность УФ излучения, проходящего через зеркала  $R_2$  и  $R_3$ .

В эксперименте были исследованы зависимости внутррезонаторной мощности основной и второй гармоник от смещения  $\Delta t_3$  зеркала  $R_3$  и от смещения кристалла  $\delta t$  при токе разряда в трубке  $J \approx 100$  А. Зависимости  $P_1$  и  $P_2$  от смещения зеркала  $\Delta t_3$  приведены на рис.4 ( $\Delta t_3$  – смещение зеркала  $R_3$  относительно положения, оптимального для генерации второй гармоники). Было замечено, что при  $\Delta t_3 > 0$  в основном излучении вместе с ТЕМ $_{00}$ -

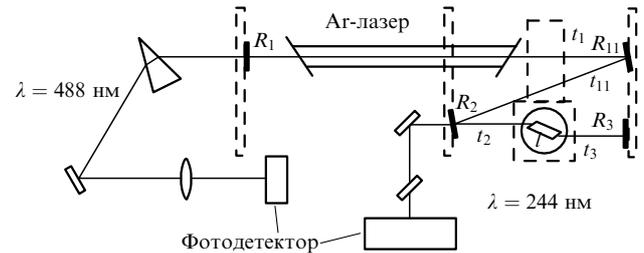


Рис.3. Схема экспериментальной установки.

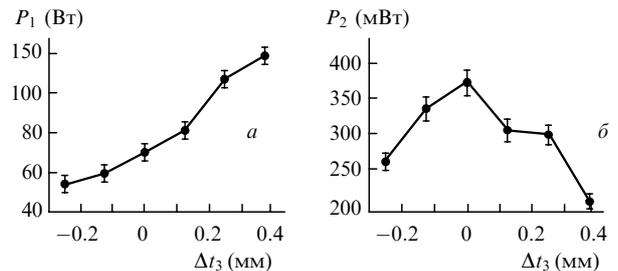


Рис.4. Зависимости мощности первой (а) и второй (б) гармоник от смещения зеркала  $R_3$ .

модой начинают появляться высшие поперечные моды, при этом интегральная мощность  $P_1$  растет, а мощность излучения в ТЕМ<sub>00</sub>-моды падает, вследствие чего уменьшается  $P_2$ . В соответствии с расчетом при увеличении  $t_3$  сечение пучка в плече  $R_1 - R_{11}$  уменьшается. Для селекции ТЕМ<sub>00</sub>-моды дополнительно использовалась диафрагма диаметром  $\sim 4$  мм.

Таким образом, оптимум мощности второй гармоники при изменении  $t_3$  связан как с оптимумом апертурного интеграла, так и с изменением мощности основной моды первой гармоники. Зона устойчивости резонатора в эксперименте допускала смещение зеркала  $R_3$  в пределах  $\sim 2$  мм, причем величина зоны устойчивости и выходная мощность УФ излучения оказались не критичными к углу падения  $\psi$  пучка на зеркало  $R_2$ : в отличие от расчета измерения при углах  $12.3^\circ$  и  $10^\circ$  дали близкие результаты.

В следующем эксперименте при оптимальном положении зеркала  $R_3$  ( $\Delta t_3 = 0$ ) смещался кристалл и измерялись зависимости мощности первой и второй гармоник (рис.5) от  $\Delta \delta t$  – изменения параметра  $\delta t$  относительно оптимального положения кристалла, при котором мощность второй гармоники максимальна. Из рис.5,а видно, что мощность первой гармоники изменяется не более чем на 10 %, тогда как теоретически она должна быть постоянной во всем диапазоне  $\delta t$ . Наличие ее изменения в эксперименте можно объяснить тем, что подстройка резонатора осуществлялась по мощности второй гармоники. Таким образом, оптимальная мощность  $P_2$  при смещении кристалла связана только с оптимальным значением апертурного интеграла. Окончательно абсолютные значения оптимальных экспериментальных параметров  $t_2$  и  $t_3$  при  $\psi = 10^\circ$  составили 5.9 и 6.0 см, а соответствующие оптимальные теоретические параметры равны 6.18 и 5.94 см (при том же угле).

Различие между теоретическим и экспериментальными значениями параметра  $t_2$  можно объяснить тем, что при достигнутой мощности кристалл сильно нагревается (температура в термостате в процессе генерации второй гармоники составляет  $\sim 50^\circ\text{C}$ ), в результате чего возникает тепловая линза, и для сохранения оптимальной фокусировки на правом торце кристалла к ним надо приближать фокусирующее зеркало  $R_2$ ; при этом положение коллимирующего зеркала  $R_3$  не отличается от расчетного. Температурная ширина синхронизма достаточно велика, и это позволяет считать, что термолинзовый эффект дает больший вклад в рассогласование расчетных и экспериментальных данных, чем нарушение фазового синхронизма вследствие его конечной температурной ширины. Кроме того, из расчетов следует, что чем меньше сумма  $t_2 + t_3 = t_0$ , тем больше сечение пучка

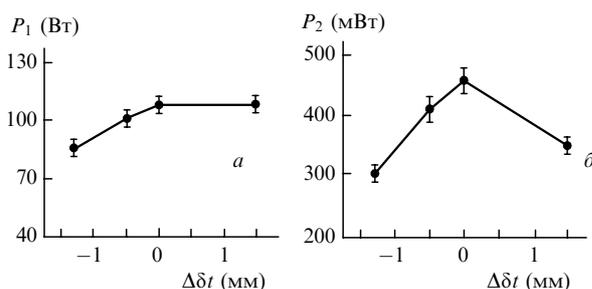


Рис.5. Зависимости мощности первой (а) и второй (б) гармоник от изменения расстояния  $\Delta \delta t$ .

в разрядной трубке. Как будет показано ниже, увеличение диаметра пучка в разрядной трубке может заметно изменить оптимальную длину фокусирующего плеча относительно его значения, соответствующего оптимуму апертурного интеграла.

При токе  $J = 125$  А оценка внутриврезонаторной мощности первой гармоники дает  $P_1 \simeq 108$  Вт, измеренная мощность генерации второй гармоники  $P_2 \simeq 450$  мВт. Если учесть, что суммарные потери на отражение и поглощение на зеркале  $R_2$  для  $\lambda = 244$  нм составляют около 25 %, а потери на брестеровской поверхности кристалла – около 20 %, то реально генерируемая в бегущей волне мощность второй гармоники  $P_2$  составляет  $\sim 750$  мВт, т.е. коэффициент преобразования  $\eta_{\text{exp}} \simeq 6.4 \times 10^{-5}$  Вт<sup>-1</sup> близок к расчетному значению, которое лежит в диапазоне  $(7.82 - 13.07) \times 10^{-5}$  Вт<sup>-1</sup>.

В дополнительном эксперименте была измерена мощность лазера на линии 488 нм. Исследования проводились с выходным зеркалом с пропусканием 20 %, близким к оптимальному для условий, когда измерялась мощность второй гармоники в зависимости от тока разряда в трубке. На рис.6 приведена зависимость оптимальной мощности второй гармоники от максимальной выходной мощности первой гармоники, полученная при одинаковых значениях тока.

Известно, что насыщение усиления при многочастотной генерации в аргоновом ионном лазере близко к однородному [11]. В модели однородного насыщения усиления  $g = g_0 / (1 + 2I/I_s)$  выходная мощность излучения на основной частоте выражается следующим образом:

$$P_1^{\text{out}} = \frac{T_1}{2} I_s \pi w^2 \left( \frac{g_0 2L}{\kappa 2L + T_1} - 1 \right), \quad (4)$$

где  $I_s$  – интенсивность насыщения;  $g_0$  – коэффициент усиления;  $w = 1.25$  мм – радиус пучка;  $L = 1$  м – длина активной среды. При токе  $J = 125$  А интенсивность насыщения  $I_s = I_s^{\text{max}} \approx 100$  Вт/см<sup>2</sup> (соответственно мощность насыщения  $P_s^{\text{max}} = I_s^{\text{max}} \pi w^2 \approx 4.9$  Вт), коэффициент усиления при этом же токе  $g_0 = g_0^{\text{max}} \approx 1.4$  м<sup>-1</sup>,  $T_1 = 20$  % – коэффициент пропускания выходного зеркала, близкий к оптимальному при величине вредных (не связанных с генерацией второй гармоники) потерь  $\kappa \approx 2.9$  %·м<sup>-1</sup>.

Согласно [12] в модели однородного насыщения усиления выходная мощность второй гармоники для суммы волн, распространяющихся в обе стороны, приближенно выражается как

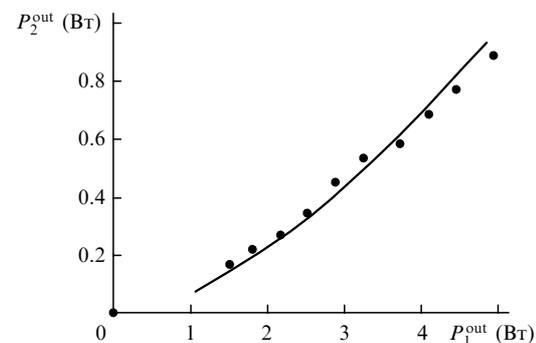


Рис.6. Зависимость оптимальной выходной мощности второй гармоники от максимальной выходной мощности первой гармоники при одних и тех же параметрах разряда (точки – эксперимент, сплошная кривая – теория).

$$P_2 = g_0 L I_s \pi w^2 f(s, t), \quad (5)$$

где

$$f(s, t) = \frac{1}{4s} \left\{ \left[ (t-s)^2 + 4s \right]^{1/2} - (t+s) \right\}^2. \quad (6)$$

Здесь

$$t = \frac{\kappa}{g_0}, \quad s = \frac{\eta I_s \pi w^2}{2g_0 L} \quad (7)$$

– коэффициенты линейных и нелинейных потерь соответственно. Согласно оценке коэффициент вредных потерь  $\kappa$  в кристалле и активном элементе составляет  $\sim 2.9\% \cdot \text{м}^{-1}$ , коэффициент преобразования во вторую гармонику  $\eta \approx 10^{-4} \text{ Вт}^{-1}$ . Для тока  $J = 125 \text{ А}$  параметры  $t$  и  $s$  равны  $\sim 2.1 \times 10^{-2}$  и  $\sim 1.8 \times 10^{-4}$  соответственно.

Для построения приближенной теоретической зависимости  $P_2^{\text{out}}(P_1^{\text{out}})$  брались экспериментальные значения параметров  $P_s, g_0$ , которые при изменении тока синхронно изменялись примерно от  $P_s^{\text{max}}/2, g_0^{\text{max}}/2$  до  $P_s^{\text{max}}, g_0^{\text{max}}$ . Полученная теоретическая зависимость  $P_2^{\text{out}}(P_1^{\text{out}})$  приведена на рис.6 с учетом потерь на отражение от Брюстеровских поверхностей кристалла и зеркал резонатора, составляющих 40%. Отметим хорошее согласие теории и эксперимента.

Максимум функции  $f(s, t)$  достигается при  $s = t$ . В случае малых вредных потерь ( $t \ll 1$ ) максимум функции  $f(t, t) \rightarrow 1$ , а  $P_1^{\text{out}}$  и  $P_2$  достигают своего максимума  $g_0 L I_s \pi w^2$ . У нас реализуется случай, когда нелинейные потери при генерации второй гармоники малы ( $s \ll t$ ). Из соотношений (7) видно, что увеличение нелинейных потерь может быть достигнуто за счёт увеличения апертуры пучка  $w$  и коэффициента преобразования во вторую гармонику  $\eta$ . Известно, что при большой величине сноса  $\rho$  в нелинейном кристалле эффективность преобразования  $\eta$  растёт как  $\sqrt{L}$  [13]. Таким образом, девятикратное увеличение длины кристалла приведёт к трёхкратному увеличению коэффициента преобразования  $\eta$ . Такие кристаллы дороги, и их использование будет способствовать увеличению вредных потерь в резонаторе вследствие поглощения в материале кристалла. С другой стороны, применение широкоапертурной разрядной трубки приводит к увеличению нелинейных потерь за счёт роста площади активной среды и соответственно мощности насыщения  $P_s \propto I_s w^2$ .

В практически интересном случае  $1 \gg t \gg s$  для функции  $f(s, t)$  можно получить приближение

$$f(s, t) \approx 1 + 2 \frac{t^2}{4s} \left[ 1 - \left( 1 + \frac{4s}{t^2} \right)^{1/2} \right]. \quad (8)$$

Для двух предельных случаев имеем

$$f(s, t) \approx \begin{cases} s/t^2 & \text{при } 4s \ll t^2, \\ 1 - t/\sqrt{s} & \text{при } 4s \gg t^2. \end{cases} \quad (9)$$

Видно, что мощность второй гармоники степенным образом зависит от размера пучка в разрядной трубке:  $P_2 \propto \eta I_s^2 w^4$  при малых нелинейных потерях; с увеличением  $\eta P_s$  функция  $f(s, t) \rightarrow 1$ , а мощность  $P_2 \rightarrow P_s g_0 L$ , что

соответствует 100%-ному преобразованию. В настоящей работе реализуется промежуточный случай:  $t^2 \approx 4 \times 10^{-4}$ ,  $4s \approx 7 \times 10^{-4}$ ; при этом функция  $f(s, t) \approx 0.25$ . В данном случае функция  $f(s, t)$  также растёт с увеличением сечения пучка в разрядной трубке, что во многом определяет достигнутое увеличение коэффициента преобразования по сравнению с его значением для капиллярных трубок. В максимуме выходная мощность первой гармоники на линии 488 нм при прозрачности выходного зеркала 20% равна  $\sim 5 \text{ Вт}$ , а генерируемая внутри кристалла (суммарная) мощность второй гармоники с учетом потерь составляет  $\sim 1.5 \text{ Вт}$ , следовательно, условная эффективность преобразования равна  $\sim 30\%$ .

#### 4. Заключение

Таким образом, при внутрирезонаторной генерации второй гармоники в аргоновом лазере получена мощность второй гармоники  $P_2 \gtrsim 1 \text{ Вт}$  ( $\lambda = 244 \text{ нм}$ ), что в два раза больше мощности известных аналогов. Этот рост достигнут за счет увеличения апертуры основного пучка в разрядной трубке. Полученный коэффициент преобразования во вторую гармонику близок к расчетному значению. Оптимизация проводилась настройкой фокусирующего плеча  $R_2 - R_3$  резонатора и положения кристалла в нем.

Показано, что оптимум мощности второй гармоники в зависимости от смещения положения кристалла относительно точки фокуса связан с оптимумом апертурного интеграла. Оптимум в зависимости от длины фокусирующего плеча обусловлен не столько оптимумом апертурного интеграла, сколько изменением мощности основного излучения вследствие изменения размера пучка в активной среде (разрядной трубке) и соответствующего изменения условий насыщения активной среды.

Показано, что мощность второй гармоники может быть еще увеличена за счет дальнейшего увеличения мощности основного излучения (насыщение в эксперименте не наблюдалось).

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы РАН и Программы поддержки ведущих научных школ. Авторы выражают благодарность М.А. Рыбакову за техническую помощь.

1. Kashayap R. *Fiber Bragg Gratings* (New York: Acad. Press, 1999).
2. Dowley M.W. *Appl. Phys. Lett.*, **13**, 395 (1968).
3. Taira Y. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **31**, L682 (1992).
4. Steinbach A., Rauner M., Cruz F.C., Bergquist J.C. *Opt. Commun.*, **123**, 207 (1996).
5. Hansch T.W., Couillaud B. *Opt. Commun.*, **35**, 441 (1980).
6. Berkeland D.J., Cruz F.C., Bergquist J.C. *Appl. Opt.*, **36**, 4159 (1997).
7. Svalgaard M., Gilbert S.L. *Appl. Opt.*, **36**, 4999 (1997).
8. Алферов Г.Н., Григорьев В.А., Донин В.И. *Квантовая электроника*, **5**, 29 (1978).
9. Kato K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **22**, 1013 (1986).
10. *Справочник по лазерам*. Под ред. А.М. Прохорова (М.: Сов. радио, 1978, т. 2).
11. Davis C.C., King T.A., in *Advances in Quantum Electronics*. Ed. by D.W. Goodwin (New York: Acad. Press, 1975, Vol. 3, p. 169).
12. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика* (М.: Радио и связь, 1982).
13. Boyd G.D., Kleinman D.A. *J. Appl. Phys.* **39**, 3597 (1968).