

Удвоение частоты излучения перестраиваемого иттербиевого волоконного лазера в кристаллах КТР с синхронизмом в плоскостях XU и YZ

В.А.Акулов, С.И.Каблуков, С.А.Бабин

Приведены результаты экспериментальных исследований по удвоению частоты генерации перестраиваемого иттербиевого волоконного лазера в кристаллах КТР с синхронизмом в плоскостях XU и YZ . Для плоскости XU получена плавная перестройка в диапазоне 528–540 нм при внутривибраторном удвоении частоты. Мощность 2-й гармоники при этом достигала 450 мВт при мощности многомодовой диодной накачки 18 Вт, что в пять раз больше, чем при удвоении частоты в однопроходной схеме. Для плоскости YZ в однопроходной схеме удвоения реализован широкий диапазон перестройки «зеленого» излучения (527–551 нм) при мощности 2-й гармоники ~ 10 мВт. При этом область перестройки ограничена только механическими возможностями волоконной брэгговской решетки и потенциально может быть расширена на весь диапазон генерации иттербиевого волоконного лазера.

Ключевые слова: волоконные лазеры, удвоение частоты, КТР, перестройка частоты.

1. Введение

Иттербиевый волоконный лазер с достаточно широкой линией усиления в ближней ИК области позволяет получать генерацию в диапазоне 1.03–1.15 мкм (см., напр., [1, 2]). Благодаря этому довольно просто осуществить перестройку длины волны генерации за счет сжатия волоконной брэгговской решетки, которая служит зеркалом резонатора волоконного лазера (см., напр., [3, 4]).

Вследствие простой конструкции, высокой эффективности, высокого качества выходного излучения и надежности волоконные лазеры являются хорошей альтернативой другим типам лазеров ближнего ИК диапазона. Создание на базе волоконных лазеров эффективных источников видимого излучения существенно расширяет возможности и области их применений. Удвоение частоты излучения иттербиевого волоконного лазера позволяет перейти из ближнего ИК диапазона в видимую область спектра с возможностью перестройки длины волны от «зеленого» (~ 515 нм) до «желтого» (~ 575 нм) диапазона спектра. Многие известные линии других источников лазерного излучения лежат в этой же области. Поэтому волоконные лазеры могут служить альтернативой традиционным лазерным источникам, например аргоновому лазеру с генерацией на линии с $\lambda = 515$ нм или твердотельным лазером на кристаллах с неодимом и иттербием, генерирующих на $\lambda = 515, 532, 551$ и 561 нм [5, 6]. Кроме того, волоконные лазеры «желто-зеленого» диапазона могут иметь плавную перестройку длины волны, что дает

дополнительные возможности там, где используется одновременно несколько лазеров, генерирующих на различных фиксированных длинах волн (например, в проточной цитометрии [7]).

Несмотря на все преимущества волоконных лазеров удвоение частоты излучения перестраиваемого волоконного лазера представляет собой довольно сложную задачу. Для генерации гармоник излучения волоконных лазеров обычно используются однопроходные схемы с дорогими периодически ориентированными кристаллами. В работе [8] при использовании однопроходной схемы удвоения частоты в периодически ориентированном кристалле получена мощность 2-й гармоники 9.6 Вт при мощности основного излучения одночастотного линейно-поляризованного иттербиевого волоконного лазера 30 Вт. В этом случае диапазон перестройки (обычно не более 5 нм) ограничен диапазоном рабочих температур кристалла. Также можно достичь высокой эффективности в схеме удвоения частоты во внешнем резонаторе (см., напр., [9]). Однако для этого используется сложный и дорогостоящий одночастотный волоконный лазер с распределенной обратной связью, который также имеет ограничения по перестройке длины волны.

В работе [10] предложен еще один метод эффективного удвоения частоты генерации волоконного лазера. Излучение этого лазера заводится в четырехзеркальный резонатор, куда помещен нелинейный кристалл. Прошедшее через резонатор излучение отражается обратно в волокно лазера с помощью зеркала с высоким коэффициентом отражения, стоящего за резонатором, создавая тем самым обратную связь. Эта связь позволяет волоконному лазеру генерировать только на собственных модах четырехзеркального резонатора, благодаря чему основное излучение накапливается в резонаторе, что приводит к увеличению эффективности удвоения частоты. В такой схеме получена мощность 2-й гармоники 19 Вт при мощности поглощенной многомодовой накачки 90 Вт. Данный метод позволяет осуществить перестройку частоты в достаточно широком диапазоне. Но недостатком этой схемы

В.А.Акулов. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; e-mail: akulov.v84@gmail.com

С.И.Каблуков, С.А.Бабин. Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: kab@iae.nsk.su; babin@iae.nsk.su

является сложность ее конструкции: в качестве селектора частоты волоконного лазера вместо волоконной брэгговской решетки используется объемная дифракционная решетка; схема содержит достаточно много оптических элементов, требующих точного согласования и настройки. К тому же в спектре излучения 2-й гармоники имеется несколько пиков, обусловленных селекцией продольных мод.

Для многих приложений, в частности для проточной цитометрии и конфокальной микроскопии, не требуется больших мощностей видимого излучения, достаточно десятков или сотен милливатт. Поэтому актуальной является разработка простого, перестраиваемого в широком диапазоне длин волн волоконного лазера видимого диапазона. В [11] показана возможность эффективного внутрирезонаторного удвоения частоты волоконного лазера. В работах [12, 13] нами исследовалось удвоение частоты излучения перестраиваемого волоконного лазера в кристалле КТР со вторым типом синхронизма в плоскости XZ . В [12] продемонстрирована возможность перестройки длины волны генерации волоконного лазера в диапазоне 540–560 нм при удвоении частоты в кристалле КТР в однопроходной схеме. В [13] реализовано эффективное внутрирезонаторное удвоение частоты с плавной перестройкой длины волны в диапазоне 540–550 нм.

Поскольку в плоскости XZ кристалла КТР условие синхронизма выполняется для длин волн более 1080 нм, то для расширения диапазона генерации 2-й гармоники необходимо использовать кристалл, вырезанный в других плоскостях. Настоящая работа посвящена исследованию возможности удвоения частоты излучения перестраиваемого волоконного лазера в плоскостях XY и YZ кристаллов КТР.

2. Экспериментальные результаты

2.1. Удвоение частоты в кристалле КТР в плоскости XY

Известно, что удвоение частоты излучения в кристалле КТР происходит по второму типу синхронизма, при котором в процессе участвуют обыкновенная и необыкновенная волны 1-й гармоники. При этом снос излучения в нелинейном кристалле приводит к уменьшению эффективности генерации 2-й гармоники. Наиболее эффективная перекачка энергии во 2-ю гармонику происходит в области перекрытия пучков обыкновенной и необыкновенной волн. Для эффективного преобразования необходимо уменьшать снос пучков. Методика компенсации разбегания пучков основного излучения предложена в [14]. Для компенсации сноса необыкновенной волны 1-й гармоники и увеличения эффективности преобразования использовалось наклонное падение излучения на кристалл. За счет выбора геометрии кристалла можно добиться уменьшения разбегания и, следовательно, оптимального преобразования во 2-ю гармонику на необходимой длине волны. В работе [14] показано, что для $\lambda = 1064$ нм снос в кристалле КТР с углом между кристаллографической осью X и нормалью к поверхности $\varphi = 29^\circ$ компенсируется при угле падения 7° . При этом эффективность генерации 2-й гармоники для кристалла с такой геометрией более чем на 20% выше, чем при нормальном падении ($\varphi = 24.5^\circ$).

В настоящей работе для удвоения частоты использовался кристалл КТР в плоскости XY со вторым типом синхронизма и углом $\varphi = 21^\circ$. Геометрическая длина оптического пути излучения на $\lambda = 1070$ нм в кристалле со-

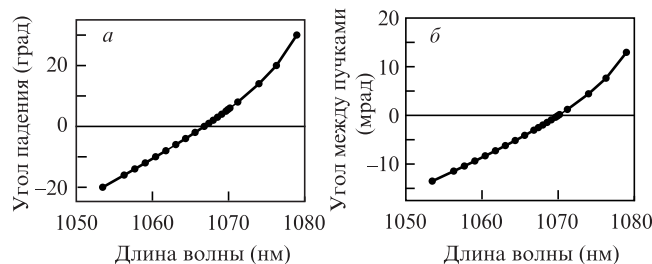


Рис.1. Зависимости угла падения на поверхность кристалла (а) и угла между пучками 1-й гармоники (б) от длины волны синхронизма.

ставляет 8 мм. Выбранная геометрия позволяет скомпенсировать разбегание пучков обыкновенной и необыкновенной волн основного излучения на $\lambda = 1070$ нм при угле падения 5.5° . Расчетные зависимости угла падения на кристалл и угла разбегания пучков от длины волны, на которой выполняется условие синхронизма, приведены на рис.1.

Нулевой угол разбегания пучков соответствует оптимальному коэффициенту преобразования во 2-ю гармонику, поскольку пучки обыкновенной и необыкновенной волн совпадают (рис.1,б). Отклонение угла от нулевого значения приводит к уменьшению коэффициента преобразования, но в некотором диапазоне углов этот коэффициент не сильно отклоняется от максимального значения. Поэтому достаточно просто [12] оценить диапазон длин волн, в котором кристалл может эффективно преобразовывать излучение во 2-ю гармонику. Так, из рис.1,б видно, что угол между обыкновенным и необыкновенным пучками 1-й гармоники не превышает 10 мрад при $\lambda = 1058–1077$ нм, что может свидетельствовать об относительно высокой эффективности генерации 2-й гармоники в этом диапазоне.

Схема экспериментальной установки (рис.2) аналогична представленной в работе [13]. Излучение накачки ($\lambda = 976$ нм) многомодовых диодных лазеров 2 заводилось в активное иттербиевое волокно 4 с двойной оболочкой через объединитель накачки 3, имеющий шесть многомодовых входных портов и один одномодовый, к которому была приварена перестраиваемая волоконная брэгговская решетка 1. ИК излучение на основной частоте коллимируется линзой 5, отражается поворотным селективным зеркалом 6 и фокусируется в нелинейный кристалл 8 линзой 7. Кристалл был помещен в термостат, температура которого задавалась контроллером 9.

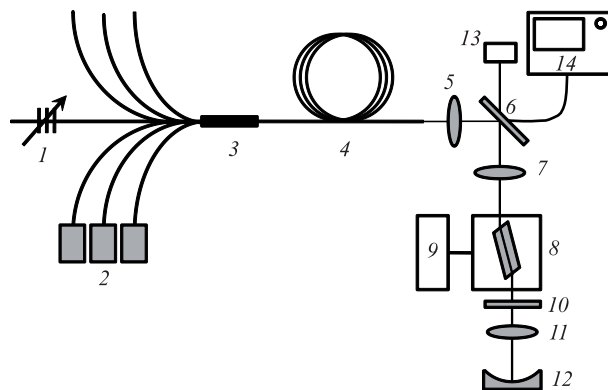


Рис.2. Схема экспериментальной установки (обозначения см. в тексте).

Резонатор лазера образован оконечным зеркалом *l2* и решеткой *l*. Зеркало *l2* имеет высокий коэффициент отражения излучений 1-й и 2-й гармоник. Генерируемое за два прохода в кристалле излучение 2-й гармоники выводится из резонатора через селективное зеркало *b* и регистрируется с помощью измерителя мощности *l3*. Длина волны измеряется анализатором оптического спектра *l4*. Как и в [13], между кристаллом *8* и линзой отражателя *l1* был установлен дополнительный оптический элемент *l0* для компенсации фазы.

Эксперимент проводился следующим образом. Длина волны излучения волоконного лазера изменялась с помощью перестраиваемой волоконной брэгговской решетки, затем поворотом кристалла осуществлялся поиск максимума мощности 2-й гармоники. На рис.3 представлены зависимости мощности 2-й гармоники от длины волны при внутрирезонаторном удвоении частоты и при удвоении в однопроходной схеме. В последней максимальная мощность 2-й гармоники наблюдалась на $\lambda = 535.5$ нм и составила 90 мВт при мощности многомодовой диодной накачки 18 Вт. Сопоставив экспериментальные данные на рис.3 с расчетными данными для угла между пучками (см. рис.1,б), можно заключить, что диапазон перестройки (528–540 нм) хорошо соответствует приведенной выше оценке угла между пучками (не более 10 мрад). Это гораздо проще, чем расчет зависимости коэффициента преобразования от длины волны для определенной геометрии кристалла, что требует вычисления достаточно сложных интегралов.

Из рис.1,а следует, что нормальное падение на кристалл соответствует $\lambda = 1067$ нм (533.5 нм), при этом угол между пучками основного излучения равен 5 мрад (рис.1,б). На этой длине волны мощность 2-й гармоники при удвоении частоты в однопроходной схеме составила 70 мВт. Таким образом, изменение угла между пучками 1-й гармоники (от нулевого значения) на 5 мрад привело к уменьшению мощности 2-й гармоники на 20%.

При внутрирезонаторном удвоении мощность 2-й гармоники при изменении длины волны ведет себя не так, как в случае однопроходной схемы удвоения. Это связано с наличием за кристаллом в резонаторе оптических элементов со значительной дисперсией (линза и т. д.), которые вносят сдвиг фазы между 1-й и 2-й гармониками на прямом и обратном проходах. Это приводит к интерференции излучений 2-й гармоники, сгенерированных на

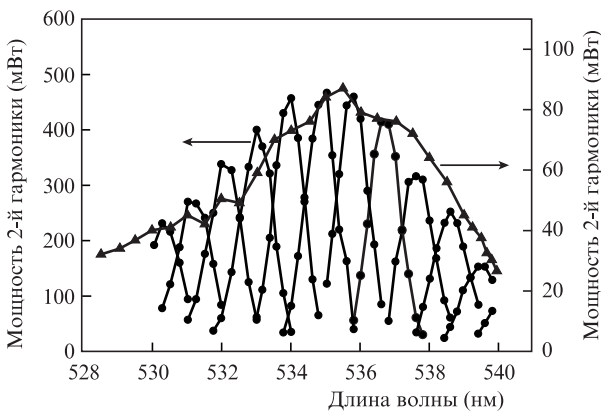


Рис.3. Зависимости мощности 2-й гармоники от длины волны при внутрирезонаторном удвоении частоты (●) и удвоении в однопроходной схеме (▲).

этих проходах. Интерференция, в свою очередь, приводит к модификации функции, описывающей кривую фазового синхронизма, которая для однопроходной схемы пропорциональна $(\sin x/x)^2$, где величина *x* пропорциональна волновой расстройке. В работе [13] приведено качественное объяснение данного эффекта. Из системы укороченных уравнений для цилиндрически симметричного гауссова пучка в отсутствие сноса получено следующее выражение для мощности 2-й гармоники:

$$P_2 \propto \left| \int_0^L \left\{ \frac{\exp(i\Delta kz')}{1 - i2(z' - z_0)/b} + \exp(i\Phi + i\Delta kL) \frac{\exp(i\Delta kz')}{1 - i2[(z' - (L - z_0)]/b)} \right\} dz' \right|^2, \quad (1)$$

где $\Delta k = K - 2k$ – волновая расстройка на оси пучка; *k*, *K* – волновые векторы 1-й и 2-й гармоник соответственно; *L* – длина кристалла; $b = kw_0^2$ – конфокальный параметр; w_0 – радиус перетяжки; z_0 – расстояние от входной грани кристалла до перетяжки; $\Phi = \varphi_2 - 2\varphi_1$; φ_1 и φ_2 – фазы 1-й и 2-й гармоник соответственно.

Можно проверить, что, как и в хорошо известном случае оптимизации генерации 2-й гармоники для гауссова пучка в однопроходной схеме, описанной в работе [15], оптимум достигается при фокусировке в центр кристалла ($z_0 = L/2$, $b = L/2.84$). На рис.4 приведены расчетные кривые синхронизма для двухпроходной схемы при различных фазах Φ , полученные путем численного расчета интеграла (1) с оптимальными параметрами *b* и z_0 . Видно, что существует оптимальная фаза, при которой достигается максимальная мощность 2-й гармоники (рис.4,в). Чтобы добиться этого для всех длин волн генерации, необходимо оптимизировать фазу, получая тем самым максимальную мощность 2-й гармоники.

Для этого внутри резонатора между кристаллом и линзой отражателя был внесен дополнительный оптический элемент, позволяющий изменять фазу (рис.2). После каждого изменения длины волны с помощью этого элемента оптимизировалась фаза для получения максимальной мощности 2-й гармоники. На рис.5 приведены две экспериментальные кривые синхронизма для скомпенсированной и нескомпенсированной фазы. Кривые получены следующим образом: на определенной длине волны кристалл настраивался по углу синхронизма, потом изменялась фаза Φ для получения максимальной (кривая 1) и

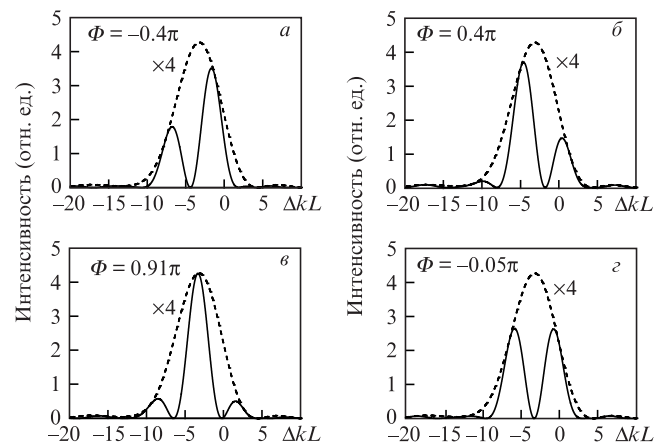


Рис.4. Кривые фазового синхронизма для двухпроходной (сплошные кривые) и однопроходной (штриховые кривые) схем генерации 2-й гармоники при различных фазах Φ .

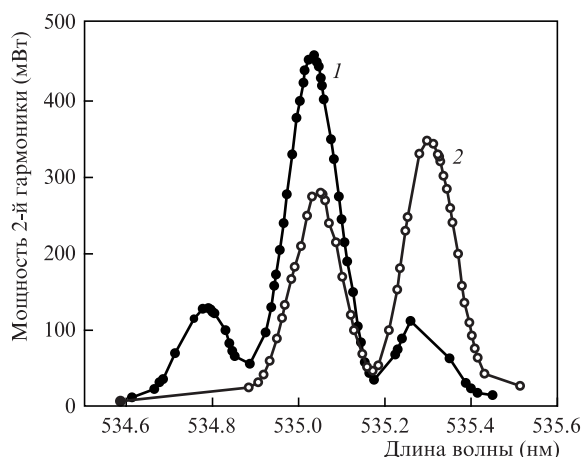


Рис.5. Экспериментальные кривые синхронизма для скомпенсированной (1) и нескомпенсированной (2) фазы.

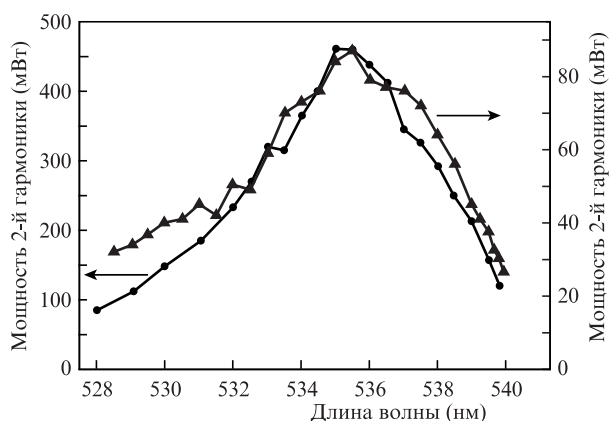


Рис.6. Перестроечные кривые при внутррезонаторном удвоении частоты (●) и удвоении в однопроходной схеме (▲).

минимальной (кривая 2) мощностей 2-й гармоники. Затем при изменении длины волны отражения брэгговской решетки измерялась зависимость мощности 2-й гармоники от длины волны. Настройка для кривой 1 проводилась на $\lambda = 535.04$ нм, а для кривой 2 – на $\lambda = 535.16$ нм, поэтому кривые смещены относительно друг друга. Видно, что для любой длины волны генерации можно добиться компенсации фазы и тем самым получить максимальную эффективность преобразования.

Таким образом, за счет компенсации фазы была получена относительно плавная зависимость мощности 2-й гармоники от длины волны (рис.6), которая схожа с зависимостью, полученной при удвоении частоты в однопроходной схеме, но в первом случае мощность примерно в пять раз больше. Перестройка при этом составила 12 нм (528–540 нм). Выходная мощность 2-й гармоники достигла 450 мВт при мощности многомодовой диодной накачки 18 Вт.

2.2. Удвоение частоты в кристалле КТР в плоскости YZ

Кристалл КТР в плоскости YZ имеет меньший коэффициент нелинейности, чем в плоскости XY: $d_{\text{eff}}^{YZ} \approx 0.5d_{\text{eff}}^{XY}$. При этом для длины волны 1070 нм снос необыкновенной волны основного излучения в плоскости XY составляет 2.6 мрад, а в плоскости YZ – 34 мрад. Большое разбегание

пучков значительно снижает эффективность генерации 2-й гармоники, поскольку в отличие от синхронизма первого типа, при синхронизме второго типа в генерации участвуют обыкновенная и необыкновенная волны основного излучения, а наличие угла между пучками уменьшает область перекрытия, где происходит перекачка энергии во 2-ю гармонику [16]. Особенностью данной плоскости кристалла КТР является то, что для нее условие синхронизма выполняется во всем диапазоне генерации иттербиевого волоконного лазера. Поэтому в настоящей работе для получения полной картины было проведено исследование удвоения перестраиваемой в широком диапазоне частоты излучения волоконного лазера в кристалле КТР с синхронизмом в плоскости YZ и углом между кристаллографической осью Z и нормалью к поверхности $\theta = 88^\circ$. Как и в предыдущем случае, геометрическая длина оптического пути на $\lambda = 1070$ нм в кристалле составляет 8 мм.

Для выбранной геометрии кристалла были рассчитаны зависимости углов падения и углов между пучками 1-й гармоники от длины волны (рис.7). Из рис.7,б видно, что полная компенсация сноса (нулевое значение угла) реализуется для длины волны ~ 1000 нм, которая лежит за пределами диапазона генерации волоконного иттербиевого лазера. Можно показать, что полная компенсация разбега пучков возможна в диапазоне 1000 – 1053 нм, но для $\lambda = 1053$ нм она достигается только при скользшем падении пучка. Поэтому геометрия кристалла была выбрана такой, чтобы частично компенсировать снос в диапазоне генерации иттербиевого волоконного лазера и чтобы при этом углы падения не были слишком большими. Значительные углы падения на поверхность кристалла существенно влияют на коэффициент пропускания поверхности. Для данной геометрии кристалла угол между пучками основного излучения на $\lambda = 1070$ нм составляет 13.4 мрад. Как было сказано выше, при нормальном падении на поверхность кристалла и синхронизме в плоскости YZ угол между пучками основного излучения равен 34 мрад. Таким образом, за счет наклонного падения удалось скомпенсировать снос более чем на 20 мрад для данной длины волны.

На рис.8 представлена зависимость коэффициента преобразования во 2-ю гармонику (отношение мощности 2-й гармоники P_2 к квадрату мощности P_1 основного ИК излучения лазера) от длины волны при удвоении частоты в однопроходной схеме. Мощность генерации иттербиевого лазера составила 13 Вт. Видно, что коэффициент преобразования растет с уменьшением угла между пучками. При этом мощность 2-й гармоники была равна 2.5–9 мВт при мощности многомодовой диодной накачки 18 Вт, что на порядок ниже, чем для кристалла с синхронизмом

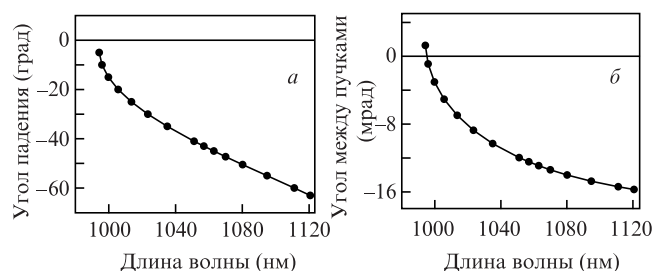


Рис.7. Зависимости угла падения на поверхность кристалла (а) и угла между пучками 1-й гармоники (б) от длины волны синхронизма.

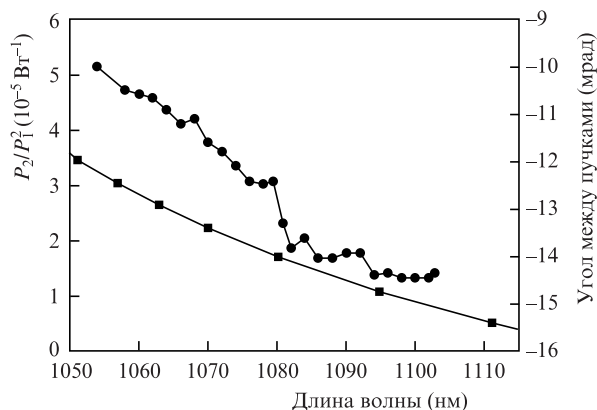


Рис.8. Зависимости коэффициента преобразования во 2-ю гармонику (●) и угла между пучками 1-й гармоники (■) от длины волны.

в плоскости XU (см. рис.6), когда максимальная мощность достигала 90 мВт при той же мощности накачки. При внутррезонаторном удвоении мощность 2-й гармоники составила 12.1 мВт на $\lambda = 1102$ нм, что почти в пять раз больше, чем в однопроходной схеме. Главной отличительной особенностью плоскости YZ от двух других плоскостей кристалла КТР является соответствующий ей широкий диапазон перестройки, перекрывающий весь спектр генерации иттербиевого волоконного лазера (от 1030 до 1120 нм). В нашем эксперименте был реализован диапазон перестройки 24 нм в видимой области спектра (527–551 нм). Исходя из того, что при уменьшении длины волны угол между пучками уменьшается, для данного кристалла можно получить еще большую эффективность на $\lambda = 515$ нм. Основным ограничением при перестройке длины волны является порог разрушения волокна, в котором записана брэгговская решетка. При аксиальном сжатии диапазон перестройки длины волны ИК излучения составляет около 7% вблизи начальной длины волны отражения решетки [17].

3. Заключение

В настоящей работе проведены исследования удвоения частоты перестраиваемого волоконного лазера в кристаллах КТР с синхронизмом в двух различных плоскостях. Для плоскости XU получена плавная перестройка в диапазоне 528–540 нм при внутррезонаторном удвоении частоты. Плавной перестройки удалось достичь за счет внесения дополнительного фазосдвигающего элемента внутрь резонатора. Подстройкой этого элемента достигалось максимально эффективное преобразование во 2-ю гармонику на каждой длине волны за счет регулировки относительной фазы между 2-й гармоникой и основным излучением. Максимальная мощность генерации на $\lambda = 535$ нм составила 450 мВт при мощности многомодовой диодной накачки 18 Вт. В однопроходной схеме макси-

мальная мощность достигла 90 мВт при той же мощности накачки. Таким образом, внутррезонаторная схема удвоения оказалась в пять раз эффективнее однопроходной схемы.

Для плоскости YZ кристалла КТР в однопроходной схеме удвоения получен более широкий диапазон перестройки (527–551 нм, т. е. 24 нм в «зеленой» области), который ограничен только механическими возможностями волоконной брэгговской решетки и может быть расширен на весь диапазон генерации волоконного иттербиевого лазера (1030–1120 нм). За счет наклонного падения на кристалл удалось скомпенсировать разбегание пучков основного излучения на 20 мрад, но полной компенсации во всем диапазоне генерации иттербиевого волоконного лазера достичь не удается из-за необходимости использования больших углов падения на поверхность кристалла. Эффективность при этом оказалась на порядок ниже, чем для других плоскостей кристалла КТР. Мощность 2-й гармоники составила 2.5–9 мВт при мощности многомодовой диодной накачки 18 Вт. При внутррезонаторном удвоении частоты для данной плоскости также удалось увеличить мощность 2-й гармоники в пять раз, что было проверено только для одной длины волны (551 нм). Оба разработанных перестраиваемых волоконных лазера «зеленого» диапазона (первый – с относительно большой мощностью, а второй – с большим диапазоном перестройки) могут найти применение, в частности, в проточной цитометрии [7].

1. Курков А.С., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **34**, 881 (2004).
2. Harun S.W., Moghaddam M.R.A., Dimiyati K., Ahmad H. *Laser Phys. Lett.*, **6**, 458 (2009).
3. Абдулина С.Р., Бабин С.А., Власов А.А., Каблуков С.И., Курков А.С., Шелемба И.С. *Квантовая электроника*, **37**, 1146 (2007).
4. Peterka P., Maria J., Dussardier B., Slavik R., Honzátko P., Kubeček V. *Laser Phys. Lett.*, **6**, 732 (2009).
5. Weber M.J. *Handbook of Lasers* (Berkeley, California: CRC Press, 2001).
6. Webb C.E., Jones J.D.C. *Handbook of Laser Technology and Applications* (Bristol, Philadelphia, Institute of Physics, 2004).
7. Telford W.G., Babin S.A., Khorev S.V., Rowe S.H. *Cytometry A*, **75**, 1031 (2009).
8. Samanta G.K., Chaitanya Kumar S., Ebrahim-Zadeh M. *Opt. Lett.*, **34**, 1561 (2009).
9. Markert F., Scheid M., Kolbe D., Walz J. *Opt. Express*, **15**, 14476 (2007).
10. Cieslak R., Clarkson W.A. *Opt. Lett.*, **36**, 1896 (2011).
11. Akulov V.A., Afanasiev D.M., Babin S.A., Churkin D.V., Kablukov S.I., Rybakov M.A., Vlasov A.A. *Laser Phys.*, **17**, 124 (2007).
12. Akulov V.A., Babin S.A., Kablukov S.I., Vlasov A.A. *Laser Phys.*, **18**, 1225 (2008).
13. Akulov V.A., Babin S.A., Kablukov S.I., Raspopin K.S. *Laser Phys.*, **21**, 935 (2011).
14. Katsu Asaumi. *Appl. Opt.*, **37**, 555 (1998).
15. Boyd G.D., Kleinman D.A. *J. Appl. Phys.*, **39**, 3597 (1968).
16. Zondy J.-J. *Opt. Commun.*, **81**, 427 (1991).
17. Mokhtar M.R., Goh C.S., Butler S.A., et al. *Electron. Lett.*, **39**, 509 (2003).