

Лазерный драйвер для фотокатода линейного ускорителя электронов

А.К.Потёмкин, Е.И.Гачева, В.В.Зеленогорский, Е.В.Катин, И.Е.Кожеватов, В.В.Ложкарёв, Г.А.Лучинин, Д.Е.Силин, Е.А.Хазанов, Г.В.Трубников, Г.Д.Ширков, М.Курики, Дж.Уракава

Описана лазерная система, предназначенная для работы с фотокатодным инжектором электронов для линейного ускорителя со следующими параметрами излучения на длине волны 262 нм (четвертая гармоника излучения Nd:YLF-лазера). Пульсы импульсов (макроимпульсы) с частотой следования 5 Гц и длительностью 900 нс состоят из микроимпульсов длительностью 8 пс с энергией 1.4 мкДж, следующих с частотой 2.708 МГц. Эта частота перестраивается в пределах ± 32 кГц и стабилизируется с точностью 10 Гц внешним сигналом. В результате использования акустооптического модулятора, управляемого сигналом обратной связи, среднеквадратичное отклонение энергии микроимпульсов в первой и второй гармониках составило 2.5% и 3.6% соответственно. Используя спадающий участок зависимости эффективности преобразования излучения второй гармоники в четвертую от интенсивности излучения второй гармоники, мы уменьшили среднеквадратичное отклонение энергии микроимпульсов на частоте четвертой гармоники до 2.3% при эффективности преобразования из первой гармоники в четвертую 27%.

Ключевые слова: волоконный Yb-лазер, генерация гармоник, фотоинжектор.

1. Введение

Проект ILC (международный линейный коллайдер) предполагает построение электрон-позитронного коллайдера с энергией в пучках до 1 ТэВ и яркостью 2×10^{34} см⁻²·с⁻¹ [1]. ILC должен состоять из двух линейных ускорителей – электронного и позитронного, собранных на базе сверхпроводящих ВЧ ускорительных модулей. Охлаждаемые до 2 К жидким гелием ВЧ резонаторы изготавливаются из ниобия и могут эксплуатироваться при градиентах электрического поля до 31.5 МВ/м. Ускорители должны работать при частоте следования макроимпульсов (пугов) 5 Гц, каждый из которых содержит 2437 микроимпульсов длительностью 10 пс, разделённых интервалом 369 нс. Частота следования таких микроимпульсов (2.708 МГц) соответствует частоте 480-й субгармоники клистронов ускорителей, работающих на частоте 1.3 ГГц. Один микроимпульс должен нести заряд 3.2 нК.

В настоящее время исследования по созданию коллайдера находятся на стадии разработки отдельных его компонентов. Для отработки и демонстрации технологии изготовления криогенных модулей ВЧ ускорения электронов в институте КЕК (Япония) функционирует

установка STF (Super-conducting Test Facility) [2]. В качестве источника электронов используется фотоинжектор на CsTe-катоде в ВЧ электронной пушке. Источником света в фотоинжекторе служит описываемая в настоящей работе лазерная система – лазерный драйвер. CsTe-фотокатод работает в УФ диапазоне длин волн, и при эффективности катода 1% [3] требование получения заряда в 3.2 нК на микроимпульс приводит к энергии в лазерном микроимпульсе 1.5 мкДж.

Работы по созданию фотоинжекторов ведутся в настоящее время во многих исследовательских центрах, занимающихся линейными ускорителями электронов. Здесь, в первую очередь, следует отметить работы в ЦЕРНе [3–5], работы по проекту XFEL [6,7] и ряд других [8,9]. Большинство из описанных в литературе лазерных драйверов выполнено в виде лазеров, длина волны излучения которых $\lambda \sim 1$ мкм с последующим преобразованием излучения в четвертую гармонику [7,8,10]. Так, в [7–10] активной средой лазера является YLF:Nd ($\lambda = 1.047$ мкм, в работе [8] – YLF:Nd ($\lambda = 1.064$ мкм)). Лазерный драйвер, описанный в [9] работает на титан-сапфире с преобразованием излучения в третью гармонику.

Одним из требований к лазерному драйверу является высокая стабильность энергии как для микроимпульсов внутри макроимпульса, так и для самих макроимпульсов. Эти вопросы решаются по-разному. Так, лазерный драйвер для ЦЕРНа работает в квазистационарном режиме, на поддержание которого уходит большая часть мощности накачки. Другой недостаток такого подхода – невозможность компенсации связанной с тепловыми эффектами временной (на масштабах макроимпульса) зависимости эффективности преобразования в гармоники и, как следствие, ухудшение стабильности энергии микроимпульсов.

В работе [8] стабилизация энергии микроимпульсов осуществлялась при помощи затвора Поккельса, установленного на выходе лазера. Эта схема также приводит к

А.К.Потёмкин, Е.И.Гачева, В.В.Зеленогорский, Е.В.Катин, И.Е.Кожеватов, В.В.Ложкарёв, Г.А.Лучинин, Д.Е.Силин, Е.А.Хазанов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: ptmk@appl.sci-nnov.ru, tzvetocheck@list.ru, khazanov@appl.sci-nnov.ru

Г.В.Трубников, Г.Д.Ширков. Объединенный институт ядерных исследований, Россия, Московская обл., 141980 Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6; e-mail: trubnikov@jinr.ru

М.Курики. Hiroshima University, Higashi-Hiroshima, Hiroshima739-8530, Japan

Дж.Уракава. High Energy Accelerator Research Organization, КЕК, 1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki 305-0801, Japan

Поступила в редакцию 15 сентября 2010 г., после доработки – 15 октября 2010 г.

высоким энергозатратам. В лазере, описанном в [7], энергия микроимпульсов стабилизировалась при помощи управления током ламп накачки усилителей. Однако техника, позволяющая реализовать такой вариант, неоправданно сложна.

Всё это делает актуальным создание компактного, надёжного и недорогого лазерного драйвера, полностью удовлетворяющего требованиям к фотоинжектору линейного ускорителя электронов. Полный список требований к параметрам лазерного драйвера для фотоинжектора установки STF приведен ниже.

Длительность макроимпульса (мкс)	900
Фронты макроимпульса (мкс)	0.3 (по уровню 0.1-0.9)
Контраст (отношение мощности импульсов шума к мощности микроимпульсов) за 50 мкс	1 : 500
Длительность микроимпульса (пс)	8–12
Среднее квадратичное отклонение (СКО) длительности микроимпульсов (%)	1
Частота следования микроимпульсов	2.708 МГц ± 1.3 кГц с флуктуацией 50–100 Гц
Число микроимпульсов в макроимпульсе	2437
Длина волны (нм)	260–266
Энергия микроимпульса (мкДж)	1.4
СКО энергии микроимпульсов (10 последовательных импульсов) (%)	3
СКО энергии микроимпульсов (во всем импульсе длительностью 900 мкс) (%)	10

В настоящей работе описан драйвер, выходные каскады которого выполнены на базе стержневых усилителей с ламповой накачкой. Задающий генератор (ЗГ), предварительные усилители и система формирования огибающей цугов импульсов в лазере изготовлены на основе волоконного световода.

2. Лазерная система

На рис.1 представлена оптическая схема лазерного драйвера, целиком уместяющегося на оптическом сотовом столе размером 220 × 80 см. Драйвер состоит из волоконной части (волоконный ЗГ, акустооптический модулятор (АОМ) и два предварительных усилителя), схемы формирования пучка (пространственный фильтр и «мягкая» диафрагма), двухпроходного двухкаскадного стержневого Nd:YLF-усилителя с фарадеевской развязкой и генераторов второй и четвертой гармоник. Остановимся на этих элементах подробнее.

2.1. Задающий генератор.

Как видно из приведенных выше требованиям к параметрам лазерного драйвера, кроме постоянства энергии микроимпульсов в каждом макроимпульсе, достаточно жесткие требования предъявляются к частоте следования микроимпульсов. Это определило выбор типа волоконного лазера для ЗГ. В волоконном генераторе с активированным иттербием световодом, работающем в режиме самосинхронизации мод без модуляции добротности, частота следования импульсов имеет высокую стабильность и определяется только длиной оптического пути излучения в резонаторе. Подстраивать эту частоту под частоту клистрона ВЧ ускорителя при помощи механического растяжения волоконного резонатора лазера достаточно удобно.

Как и в [11], синхронизация мод осуществляется при помощи полупроводникового насыщающегося зеркала SESAM. Для изменения частоты следования импульсов излучения в линейный резонатор ЗГ введены элементы, изменяющие его длину. Грубое изменение частоты осуществляется при помощи воздушного зазора в резонаторе, а тонкая подстройка – путём растяжения активного волокна резонатора на пьезоцилиндре. Пределы грубой

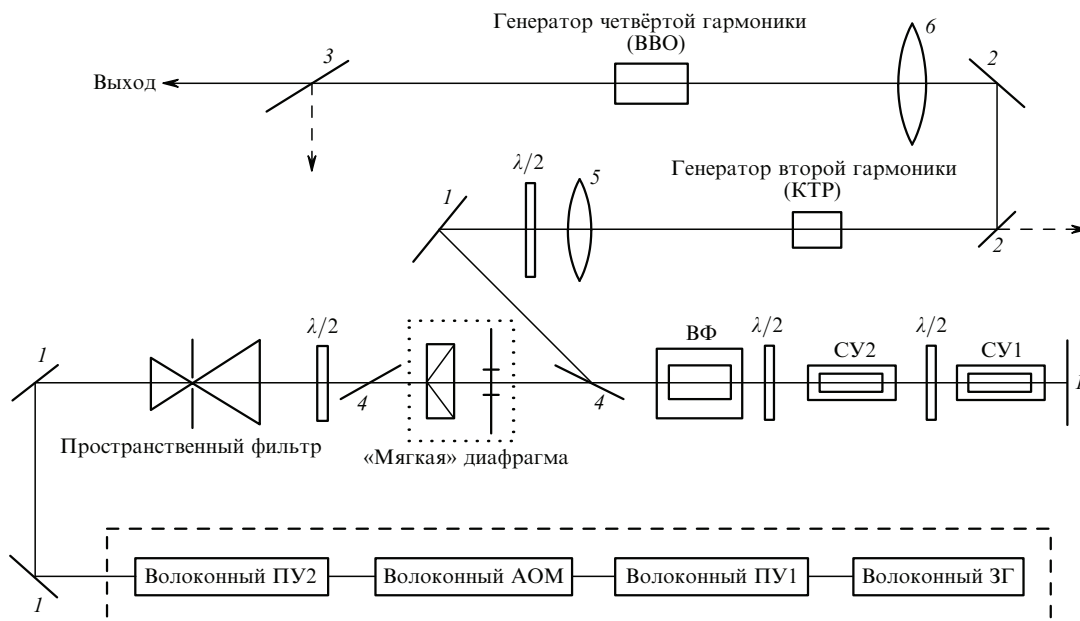


Рис.1. Оптическая схема лазерной системы:

1 – зеркало ($R = 1$ при $\lambda = 1047$ нм); 2 – спектроделитель ($R = 0$ при $\lambda = 1047$ нм, $R = 1$ при $\lambda = 523$ нм); 3 – спектроделитель ($R = 0$ при $\lambda = 523$ нм, $R = 1$ при $\lambda = 262$ нм); 4 – тонкоплёночные поляризаторы; 5, 6 – линзы с фокусными расстояниями F_1 и F_2 соответственно; СУ1, СУ2 – стержневые усилители с АЭ из YLF:Nd ($\varnothing 5 \times 45$ мм); ВФ – вращатель Фарадея; ПУ1, ПУ2 – предварительные усилители; АОМ – акустооптический модулятор.

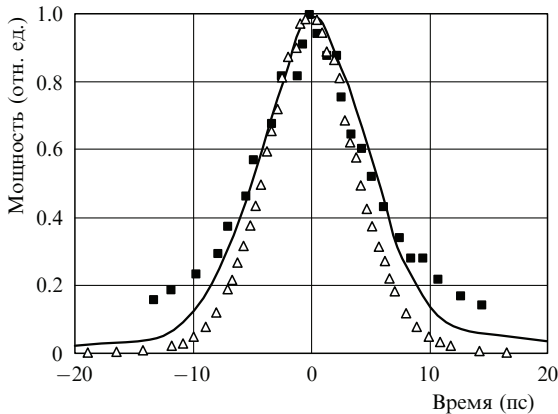


Рис.2. АКФ импульса волоконного ЗГ (кривая), импульса на выходе волоконной части лазера (■) и импульса на частоте второй гармоники (Δ).

настройки составляют 40.65–40.585 МГц, т. е. ± 32 кГц, тогда как тонкая настройка изменяет частоту в пределах ± 230 Гц при подаче на пьезоцилиндр напряжения ± 200 В. При этом напряжение 23 В на пьезоцилиндре соответствует одному шагу линейного транслятора. Обе подстройки легко включаются в автоматизированный цикл подстройки частоты с привязкой к стандарту частоты либо к внешнему сигналу, например к ВЧ сигналу резонатора фотоинжектора.

Частота следования лазерных импульсов в волоконном лазере флуктуирует в очень узком (~ 10 Гц) интервале. Средняя частота следования импульсов после получасового прогрева изменяется незначительно и только при изменении температуры окружающей среды.

Средняя выходная мощность ЗГ составила 2 мВт, что соответствует энергии микроимпульса 50 пДж. Флуктуации средней мощности в течение 4 ч не превышали $\pm 0.5\%$.

Длительность микроимпульсов можно оценить по автокорреляционной функции (АКФ). На рис.2 приведена АКФ, полученная при помощи автокоррелятора на основе ГВГ в кристалле KDP. Как видно из этой зависимости, при гауссовой форме импульса его длительность составит 10 пс по уровню 0.5 [12].

Частотный спектр волоконного ЗГ подбором брэгговской решетки настраивается на центральную линию оконечного стержневого Nd:YLF-усилителя с π -ориентацией кристалла: оптическая ось перпендикулярна оси стержня, поляризация необыкновенная, длина волны $\lambda \sim 1047$ нм (спектр приведен на рис.3). Ширина спектра ЗГ соответствует длительности микроимпульса.

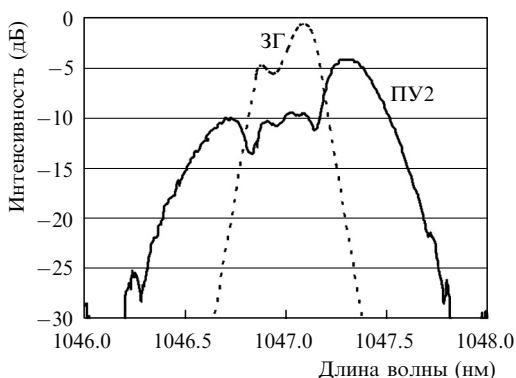


Рис.3. Спектры излучения на выходе ЗГ и ПУ2.

2.2. Волоконный предварительный усилитель

Волоконный ПУ, так же как и волоконный ЗГ, изготовлен на основе активного иттербиевого световода с волоконной накачкой. Между двумя каскадами усиления (см. рис.1) установлен АОМ, выполняющий следующие функции: пропуская каждый пятнадцатый импульс, он снижает частоту следования импульсов до 2.708 МГц; формирует из непрерывной последовательности импульсов излучения макроимпульсы длительностью 900 мкс с прямоугольной огибающей; с его помощью осуществляется управление огибающей макроимпульса (см. ниже).

На выходе ПУ2, т. е. на выходе волоконной части лазера, поперечное распределение интенсивности с высокой степенью точности соответствует гауссову:

$$I(r) = I_0 \exp \left[- \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right]$$

(радиус $r_0 = 0.078$ мм). Поляризация излучения является линейной со степенью деполяризации 200:1. Затем деполяризованная составляющая выводится из схемы при помощи поляризатора 4 (рис.1). За ПУ2 находится изолятор Фарадея и коллиматор, который формирует излучение с профилем интенсивности пучка, близким к гауссову при диаметре 5 мм. На выходе ПУ2 мощность микроимпульсов повышается до 1600 Вт.

Из-за кубической нелинейности в волокне усилителей спектр усиленного излучения искажается. При выходной мощности микроимпульсов 2000 Вт он начинает расширяться и сдвигаться в антистоксову сторону, поэтому предельное значение этого параметра было выбрано равным 1600 Вт. На рис.3 приведен также спектр излучения на выходе волоконного ПУ2. Видно, что ширина спектра по уровню 0.5 увеличивается в 1.6 раза, что вполне допустимо для преобразования излучения во вторую и четвертую гармоники. Тем не менее измерения АКФ (см. рис.2) показали, что длительность излучения первой гармоники на выходе ПУ2 практически не меняется и для импульса гауссовой формы составляет 10 пс по уровню 0.5.

2.3. Схема формирования пучка

Блок формирования пучка состоит из пространственного фильтра и аподизирующей диафрагмы. Он необходим для согласования размеров лазерного пучка, выходящего из ПУ2, с апертурой стержневого усилителя и для предотвращения самовозбуждения системы в целом.

Пространственный фильтр представляет собой кеплеров телескоп с диафрагмой, установленной в фокальной плоскости. Диафрагма уменьшает мощность паразитного излучения (блики, неразвязка, люминесценция), идущего от стержневого усилителя в направлении ПУ, что в конечном итоге предотвращает самовозбуждение стержневого усилителя и всего лазера. Отстройка от софокусности линз телескопа позволяет компенсировать квадратичную составляющую фазы излучения на выходе ПУ2, вызванную тепловой линзой.

Аподизирующая диафрагма подробно описана в [13, 14]. Она изготавливается из кристаллического кварца в виде плосковыпуклой линзы. Посаженная на оптический контакт с этой линзой вогнутая линза из плавящего кварца компенсирует квадратичную составляющую волнового фронта излучения. Гауссов пучок, прошедший через установленную в непосредственной близости от

стержневых усилителей диафрагму, хорошо заполняет апертуру последних, что позволяет увеличить эффективность усиления.

2.4. Оконечные стержневые Nd:YLF-усилители

Как было показано выше, предельная пиковая мощность излучения волоконного ПУ ограничивается в нашем случае кубической самофокусировкой на уровне 1600 Вт, т.е. энергия W в микроимпульсе на выходе ПУ2 составляет 16 нДж. Для повышения мощности излучения до требуемого уровня (см. приведенные выше требования к параметрам лазерного драйвера) мы использовали два СУ с активными элементами из YLF: Nd (диаметр 5 мм, длина 90 мм) с π -ориентацией.

Накачка каждого АЭ осуществляется двумя импульсными ксеноновыми лампами (разрядный промежуток диаметром 5 мм и длиной 75 мм), нагруженными на колебательный последовательный LC-контур. Для снижения тепловой нагрузки на АЭ использовались два каскада усиления. Разряды ламп усилителей сдвигались относительно друг друга на 500 мкс. Как показало моделирование, такая схема эффективнее схемы, в которой оба усилителя срабатывают синхронно.

Сопротивление ρ разрядного промежутка (диаметр d , длина l) импульсной лампы зависит от силы тока i , протекающего через лампу, нелинейным образом: $\rho(i) = Ki^{-1/2}$. Для ксеноновой лампы с рабочим давлением 300 Тор $K = 1.27l/d$ [Ом·А^{1/2}] [15, 16]. Если лампу нагрузить на колебательный LC-контур, то критический режим разряда, при котором импульс тока будет иметь колоколообразную форму, возникнет при параметре контура $\alpha_0 = KC^{1/4}V_0^{-1/2}L^{-1/4} = 0.8$, где V_0 – напряжение на конденсаторе [15]. При этом характерная длительность импульса $\tau = 3\sqrt{LC}$. Для параметров контура форма импульса тока при $\alpha_0 \neq 0.8$ будет отличаться от колоколообразной и может быть рассчитана численно. Учитывая, что мощность излучения лампы $P = Ki^{3/2}$, можно легко вычислить временную зависимость коэффициента усиления лазера.

На рис.4 приведены результаты расчёта мощности излучения ламп и коэффициента усиления для двухкаскадного двухпроходного Nd:YLF-усилителя. В расчёте учитывалось время релаксации рабочего перехода АЭ (490 мкс). Константа, связывающая погонный коэффициент усиления с подводимой к лазерной среде мощностью, определялась опытным путем. Экспериментальные данные были получены при усилении прямоугольного импульса длительностью 900 мкс с выхода волоконного ПУ (см. п.2.2). Как видно из рис.4,б, экспериментальные данные хорошо согласуются с расчётом.

Для получения выходного макроимпульса прямоугольной формы его предварительно надо исказить так, чтобы скомпенсировать временную неоднородность коэффициента усиления. Для этого в схему управления АОМом заложена возможность управления его пропусканием во времени. Зная экспериментальную форму временной зависимости коэффициента усиления и плотность энергии входного излучения, можно рассчитать такую временную зависимость коэффициента пропускания АОМ, чтобы форма макроимпульса на выходе лазера была прямоугольной. Однако из-за неоднородности интенсивности излучения в плоскости сечения усилителя эти расчёты не дадут требуемой точности. В связи с этим мы использовали итерационную процедуру ком-

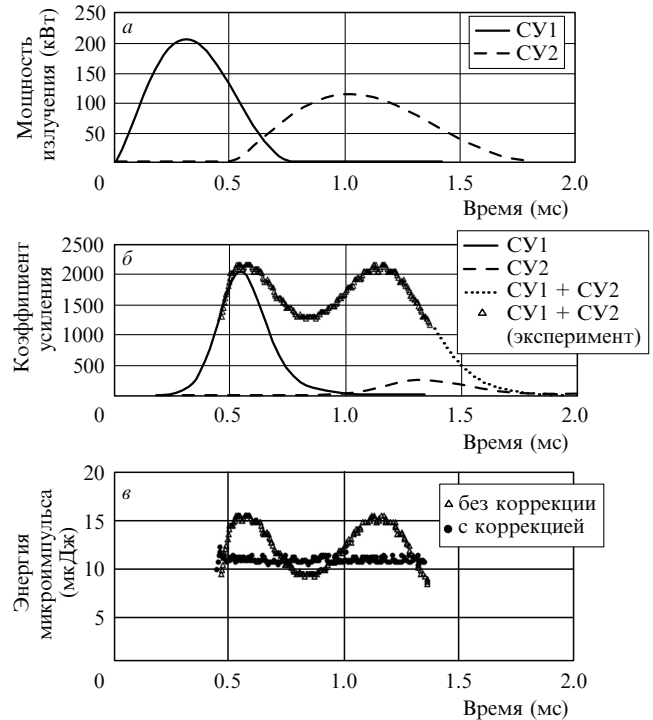


Рис.4. Зависимости мощности излучения ламп накачки (а), теоретического (кривые) и экспериментального (точки) коэффициентов усиления (б), а также энергии микроимпульсов на выходе за два прохода Nd:YLF-усилителя без коррекции и с коррекцией (в) при $L = 555$ мкГн, $C = 100$ мкФ, $U = 1330$ В (CY1) и $L = 1065$ мкГн, $C = 140$ мкФ, $U = 1060$ В (CY2).

пенсации временной неоднородности коэффициента усиления. На каждой итерации (10–20 макроимпульсов) измерялось СКО мощности макроимпульса от среднего значения. Коррекция заканчивалась, если СКО формы макроимпульса от плоской не превышало 2%.

На рис.4,в показаны макроимпульсы выходного излучения без коррекции и с коррекцией. Обычно для достижения приведенной формы макроимпульса требуется не более 10 итераций, что занимает примерно одну минуту времени работы лазерной установки.

Коррекция связана с потерями, поэтому энергия макроимпульса уменьшается. Однако если на входе в Nd:YLF-усилитель она уменьшается на 60%, то на выходе, из-за уменьшения насыщения перехода, – менее чем на 10% (рис.5). Из этого же рисунка видно, что предельная энергия микроимпульса 12 мкДж достигается при элект-

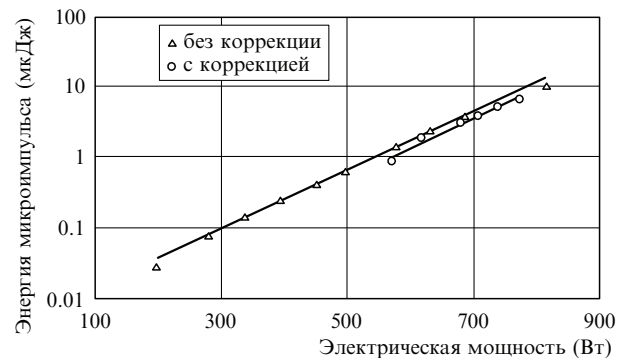


Рис.5. Зависимости выходной энергии микроимпульса излучения на частоте первой гармоники от электрической мощности накопителей стержневых усилителей без коррекции и с коррекцией при частоте следования макроимпульсов 5 Гц.

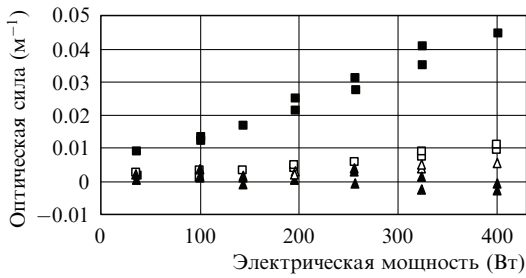


Рис.6. Зависимости оптической силы тепловой линзы одного стержневого Nd:YLF-усилителя (диаметр 5 мм, длина 90 мм) от электрической мощности ламп накачки для обыкновенной (Δ, ▲) и необыкновенной (□, ■) поляризации в параллельной (Δ, □) и перпендикулярной (▲, ■) оптической оси плоскостях.

рической мощности 400 Вт на каждом АЭ, что неизбежно приводит к возникновению тепловой линзы. Для измерения такой линзы использовался дистанционный фазомодуляционный интерферометр [17, 18].

На рис.6 приведены зависимости оптической силы тепловой линзы от мощности накачки для двух поляризаций света и двух направлений в пространстве. Видно, что в используемой нами необыкновенной волне линза отрицательна и сильно астигматична. Для максимальной мощности ламп накачки двух усилителей 900 Вт фокальная длина линзы во взаимно ортогональных направлениях составляет -10 и -50 м. Как показано в [19], столь сильный астигматизм объясняется фотоупругим эффектом, вклад которого в тепловую линзу анизотропен. Расчёт, проведенный аналогично описанному в [19], показал, что экспериментальные данные совпадают с теоретическими при фотоупругих коэффициентах, близких к приведенным в этой работе.

Для компенсации астигматизма мы сориентировали оптические оси кристаллов в двух Nd:YLF-усилителях ортогонально друг другу и установили между ними пластинку $\lambda/2$ (см. рис.1), поворачивающую плоскость поляризацию на 90° . Для идентичных усилителей такой метод полностью устранит астигматизм. Оставшаяся квадратичная составляющая волнового фронта пучка компенсировалась телескопом пространственного фильтра или линзой, фокусирующей излучение в генераторе второй гармоники.

2.5. Генератор второй гармоники

Получение четвертой гармоники излучения лазера достигается в два этапа: путём удвоения и учетверения частоты. По совокупности трёх параметров, характеризующих кристалл, – эффективного параметра нелинейности d_{eff} , ширины углового синхронизма $\Delta\varphi$ и ширины частотного синхронизма $\Delta\lambda$ – наиболее подходящим для генератора второй гармоники является кристалл КТР [20].

Для определения длины кристалла необходимо выяснить его лучевую стойкость по отношению к лазерному излучению в виде цугов пикосекундных импульсов. С этой целью в фокальную плоскость линзы с $F_1 = 30$ см излучения первой гармоники лазера помещался пятимиллиметровый кристалл КТР, вырезанный в направлении угла синхронизма второго типа. Входная грань кристалла была просветлена на длину волны первой гармоники ($\lambda = 1047$ нм), а выходная – на длину волны второй гармоники. Распределение интенсивности в плоскости поперечного сечения кристалла радиусом $a = 70$ мкм можно считать близким к гауссову, $I(r) = I_0 \exp(-r^2/a^2)$, при

этом длина перетяжки излучения первой гармоники составит примерно 6 см. Лучевая стойкость измерялась при настройке кристалла в положение синхронизма, эффективность преобразования во вторую гармонику была равна 50%. Серия экспериментов, проведённая нами с излучением в виде макроимпульсов длительностью 900 мкс, в каждом из которых содержалось 2437 микроимпульсов длительностью 10 пс, показала, что с наибольшей вероятностью разрушается выходная грань кристалла. Разрушение происходит после воздействия достаточно большого количества макроимпульсов (от 300 до 3000). Пороговая плотность энергии разрушения в макроимпульсе составляет 130 Дж/см^2 , что соответствует интенсивности микроимпульсов 5 ГВт/см^2 . При этом на длине кристалла заметного изменения интенсивности из-за самофокусировки не происходит. Согласно оценке максимальное значение B -интеграла равно 0.05 и 0.1 для первой и второй гармоник соответственно.

Руководствуясь результатами рассмотренных выше экспериментов, для предотвращения разрушения кристалла при удвоении частоты мы фокусировали излучение в кристалл КТР с помощью линзы с $F_1 = 102.5$ см. При этом плотность энергии в кристалле была на порядок ниже пороговой плотности разрушения.

Как было показано ранее, мы устранили астигматизм пучка при помощи установленной между АЭ полуволновой пластинки. Оставшаяся квадратичная составляющая волнового фронта сдвигает положение перетяжки пучка относительно фокальной плоскости линзы. Поэтому в зависимости от частоты следования макроимпульсов наилучшие результаты по ГВГ достигаются при различных положениях кристалла КТР относительно линзы.

Как видно из рис.7, в этом случае максимальная эффективность $\eta_{\text{max}} = 55\% - 56\%$. Она достигается, если

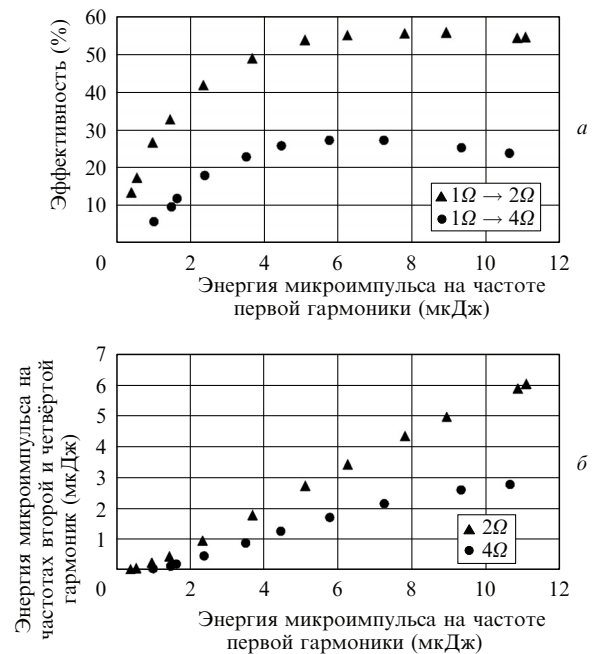


Рис.7. Зависимости эффективности преобразования из первой гармоники во вторую и в четвёртую (а) и энергии микроимпульсов от энергии микроимпульсов на частоте первой гармоники (б). Радиус пучка в плоскости КТР 200 мкм, в плоскости ВВО – 180 мкм. ГВГ – кристалл КТР длиной 0.75 см, линза с $F_1 = 102.5$ см; ГЧГ – кристалл ВВО длиной 1 см, линза с $F_2 = 30.5$ см. Частота следования макроимпульсов 5 Гц.

кристалл КТР установлен на расстоянии $L = 95$ см от линзы. Для частоты следования 1 Гц максимальная эффективность увеличивается до 67 %, но при $L = 85$ см. Уменьшение эффективности с ростом частоты повторения говорит о наличии некомпенсируемого полуволновой пластинкой астигматизма и высших порядков тепловых aberrаций.

Мы измерили АКФ второй гармоники излучения при помощи автокоррелятора на основе генерации её второй гармоники (четвёртая гармоника основного излучения) в кристалле KDP длиной 5 мм (см. рис.2). Видно, что длительность микроимпульсов излучения на частоте второй гармоники уменьшается с 10 до 8.5 пс; это объясняется нелинейностью преобразования.

2.6. Генератор четвёртой гармоники

При определении кристалла, наиболее предпочтительного для генератора четвёртой гармоники, кроме вышеупомянутых критериев эффективной ГВГ необходимо учитывать и сильное влияние теплового самовоздействия излучения четвёртой гармоники. Источниками тепла при тепловом самовоздействии являются как линейное или двухфотонное поглощение излучения четвёртой гармоники, так и образующиеся в объёме кристалла центры поглощения [21, 22]. Причём последний фактор может оказаться особенно важным. Так, кристалл ADP имеет высокий нелинейный коэффициент и низкий двухфотонный коэффициент поглощения [20]. Однако из-за образования в нём под действием мощного излучения аномально высокой концентрации короткоживущих центров поглощения [22] эффективность преобразования может резко снижаться. Это явление, неоднократно наблюдавшееся разными авторами [23, 24], служит основным препятствием к использованию дешёвых высококачественных кристаллов ADP и KDP при каскадной генерации четвёртой гармоники.

Эксперименты, выполненные нами с кристаллами ADP и KDP, показали наличие сильных фазовых искажений, которые наступали при точном ориентировании кристалла в направлении синхронизма. Искажения наблюдались в пучке как второй, так и четвёртой гармоники и пропадали при отстройке направления кристалла от направления синхронизма. Из-за этого мы остановились на кристалле ВВО. Главным недостатком последнего является большой (85 мрад) угол сноса излучения [20], что значительно больше, чем в кристаллах ADP и KDP.

Кристалл ВВО длиной 1 см был вырезан в направлении синхронизма первого типа под углом 48.8° . Входная грань была просветлена на длину волны излучения второй гармоники (523.5 нм), а выходная – на длину волны излучения четвёртой гармоники (262 нм). Расходящееся под углом, близким к дифракционному пределу, излучение второй гармоники после отражения от двух дихроиных 45° -ных зеркал фокусировалось линзой с фокусным расстоянием $F_2 = 30.5$ см в кристалл ВВО (см. рис.1). Располагая эту линзу на различных расстояниях от генератора четвёртой гармоники, можно было в её фокальной плоскости получать излучение с различными плотностью энергии и расходимостью. Эту особенность системы фокусировки мы использовали для достижения необходимой нам зависимости эффективности преобразования в четвёртую гармонику от падающей на кристалл мощности (см. рис.7). Видно, что максимальная эффек-

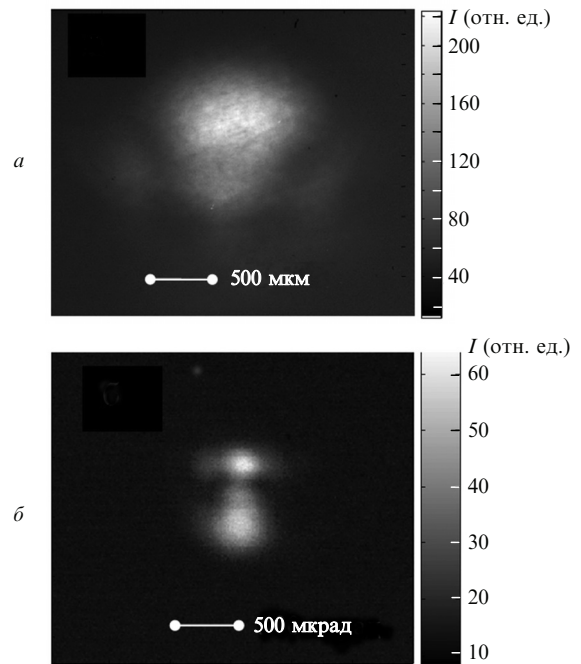


Рис.8. Распределение интенсивности излучения четвёртой гармоники в ближней (а) и дальней (б) зонах при максимальной выходной мощности (энергия микроимпульса 2.6 мкДж).

тивность преобразования из первой гармоники в четвёртую составляет 27 %, из второй в четвёртую – 49 %.

Особенностью зависимости, изображенной на рис.7, является то, что максимальная эффективность достигается не при максимальной входной энергии, а при её значении, составляющем около половины максимума. Такой спадающий участок был выбран для стабилизации выходной мощности при флуктуации мощности первой гармоники. Далее будет показана эффективность этого приёма.

На рис.8 приведены типичные картины распределений интенсивности излучения четвёртой гармоники в ближней (на расстоянии ~ 1 м от кристалла ВВО) и в дальней (в фокусе линзы с $F = 50$ см) зонах. Обработка этого рисунка показала, что в горизонтальном направлении почти вся энергия заключена в дифракционном угле $1.5\vartheta_{\text{эф}}$. В вертикальном направлении имеются два максимума, распространяющихся под углом $\vartheta = 3.8\vartheta_{\text{dif}}$.

2.7. Система формирования огибающей макроимпульса

Как было показано выше, из-за временной неоднородности коэффициента усиления оконечных стержневых усилителей, макроимпульсы, выходящие из волоконного усилителя, становятся двугорбыми (см. рис.4). Для устранения этой особенности была разработана система формирования огибающей макроимпульса (СФМ), управляющая при помощи АОМ пропусканием каждого из 2437 импульсов. Сигналы управления вырабатываются микропроцессором при анализе огибающей макроимпульса, полученной с помощью цепочки фотодиод–осциллограф–ПК. Если для анализа использовать излучение первой гармоники, то заведомо прямоугольным будет импульс только для первой гармоники, но нет гарантии, что огибающая выходного излучения также сохранится прямоугольной. Это связано с тем, что на протяжении макроимпульса эффективность преобразования в гармоники может изменяться вследствие тепло-

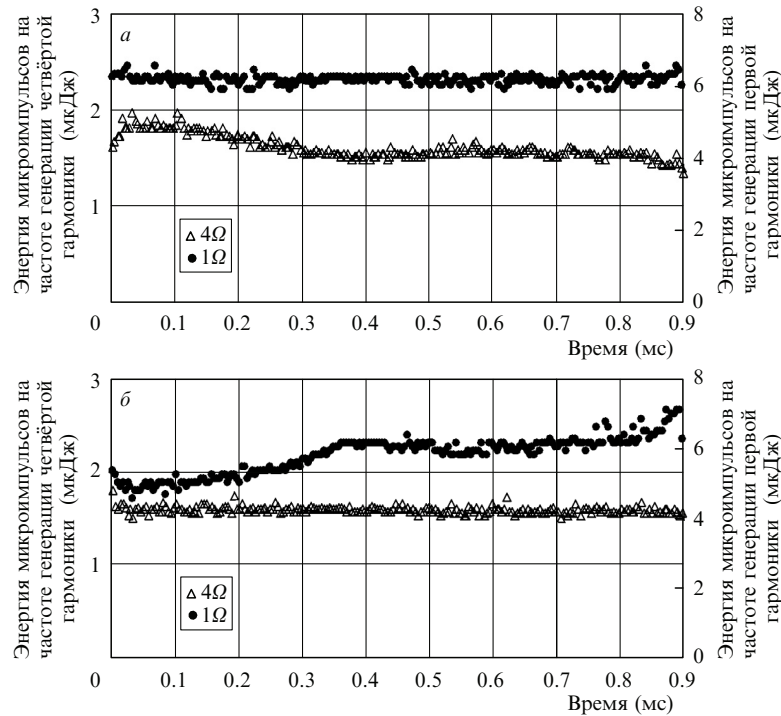


Рис.9. Осциллограммы макроимпульсов излучения первой и четвёртой гармоник с коррекцией формы по первой (а) и по четвёртой (б) гармоникам.

вых эффектов. Если скорректировать огибающую импульса первой гармоники, то форма огибающей импульса второй гармоники будет практически прямоугольной даже при полной выходной мощности. Это говорит о слабом влиянии теплового самовоздействия в кристалле КТР при ГВГ. Однако в случае преобразования второй гармоники в четвёртую это не так.

На рис.9 изображены две пары осциллограмм макроимпульсов – для коррекции по излучению первой и четвёртой гармоник. Видно, что если добиться хорошей формы импульса первой гармоники, то в импульсе четвёртой будет наблюдаться немонотонный спад. При коррекции по импульсу четвёртой гармоники можно получать его прямоугольную форму. Однако в этом случае макроимпульс первой гармоники будет нарастать во времени, что несколько снизит эффективность системы в целом, но позволит ему иметь прямоугольную форму. Возможность такой коррекции отсутствует для систем со стабилизацией формы импульса при помощи квазистационарного режима лазерного усиления [10].

Различия в формах аналогичных осциллограмм макроимпульсов в случае энергий, в 1.5 раза превышающих значения, при которых получены осциллограммы рис.9, ещё заметнее. Это говорит о том, что пороговая энергия теплового самовоздействия в кристалле генератора четвёртой гармоники близка к энергии, требуемой для фотинжектора (см. требования к параметрам лазерного драйвера). Следовательно, для существенного увеличения энергии макроимпульсов потребуется изменить генератор, например вместо ВВО использовать кристалл CLBO [21].

3. Тестирование лазерной системы

Тестирование лазерной системы проходило по двум направлениям. Во-первых, определялась средняя мощность излучения во всех гармониках в течение сравни-

тельно небольшого (не более 30 мин) промежутка времени. Во-вторых, измерялся коэффициент усиления оконечных стержневых усилителей, но уже через большие промежутки времени (порядка полугода).

Средняя мощность лазера измерялась при помощи термопарного измерителя 3A-FS производства OPHIR. Временной отклик измерителя составляет 1.8 с, поэтому при частоте следования макроимпульсов 5 Гц измерять энергию в каждом импульсе было невозможно. На рис.10 приведены временные зависимости энергии макроимпульсов в первой, второй и четвёртой гармониках.

Видно, что флуктуации мощности, присутствующие в излучении первой гармоники, увеличиваются во второй гармонике и спадают в четвёртой. Обработка данных, приведенных на рис.10, показала, что СКО мощности, нормированное на среднее значение, равно 2.5 % для первой гармоники, 3.6 % для второй и 2.3 % для четвёртой. В течение короткого отрезка времени (~3 мин) СКО для

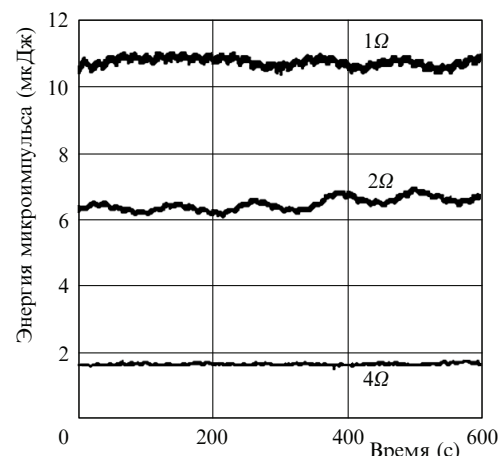


Рис.10. Характерные зависимости энергии микроимпульсов от времени (три различные реализации) при частоте следования макроимпульсов 5 Гц.

четвёртой гармоники составляло 0.5 %. Как указывалось выше, такое уменьшение флуктуации мощности является результатом работы генератора на спадающей ветви кривой эффективности (рис. 7). Изменяя геометрию фокусировки излучения в кристалл, используемый в генераторе четвёртой гармоники, эффективность преобразования в неё можно увеличить, но при этом резко возрастут флуктуации выходной мощности. Подобная техника уменьшения флуктуаций мощности срабатывает и для генератора четвёртой гармоники, однако суммарное падение мощности излучения оказывается при этом весьма значительным.

Временной ресурс работы лазерной системы определяется, в основном, ламповой накачкой оконечных каскадов. Ресурс ламп, характеризующийся максимальным количеством вспышек N , при работе в режиме одиночных вспышек и в частотном режиме различен. Реальный ресурс будет определяться меньшим числом вспышек. При энергии разряда контура через лампу E будем иметь $N = (E/E_{\text{ex}})^{-8.5}$ где $E_{\text{ex}} = 22000ld\sqrt{LC}$; l и d – длина и диаметр разрядного промежутка лампы (в см); L и C – индуктивность и ёмкость разрядного контура [15]. Для нашего случая $N = 10^{10} - 10^{11}$.

При работе в частотном режиме значение N определено экспериментально, и для ламп с конструкцией, близкой к нашей, $N = 10^7 - 10^8$ [16], что при частоте следования импульсов 5 Гц соответствует 500–5000 ч непрерывной работы. Для проверки ламп мы в течение полугода измеряли коэффициент усиления оконечных усилителей. За это время лампы работали примерно 500 ч. Изменений коэффициента усиления не наблюдалось.

4. Заключение

Предложенная архитектура и оптическая схема лазерного драйвера для фотоинжектора электронов позволяют надёжно и стабильно генерировать лазерное излучение с параметрами, приведенными во Введении. Ключевые идеи, обеспечивающие достижение выходных параметров, таковы: использование волоконного задающего генератора с электронно-управляемой частотой следования импульсов; профилирование макроимпульса после предварительного усилителя с помощью сигнала обратной связи; использование двух силовых Nd:YLF-усилителей с разнесёнными во времени импульсами накачки и с компенсацией астигматизма тепловой линзы; уменьшение влияния паразитных тепловых эффектов в генераторе четвёртой гармоники в результате выбора кристалла ВВО и за счёт использования компьютерно-управляемой обратной связи, обеспечивающей наилучшую стабильность макроимпульса на четвёртой, а не на первой гармонике.

Принципиальным ограничением дальнейшего увеличения энергии и частоты следования микро- и макроимпульсов являются тепловые эффекты, сопровождающие преобразование в четвёртую гармонику. Детальное исследование природы этих эффектов и методов их подавления и компенсации – предмет дальнейших исследований.

Лазерный драйвер для STF (Super-conducting Test Facility) был установлен в институте КЕК (Япония, Цу-

куба). В настоящее время планируется синхронизовать его с ВЧ сигналом ускорителя STF, для чего в драйвере имеется всё необходимое (сигнал с быстрого фотодиода, автоматизированная грубая и прецизионная настройка частоты следования микроимпульсов).

Авторы выражают благодарность А.В.Андрянову и С.В.Муравьеву за консультации, необходимые при изготовлении волоконной части лазерного драйвера.

1. *International Linear Collider Reference Design Report ILC Global Design Effort and World Wide Study*. Ed. by Brau J., Okada Y., Walker N. (ILC, 2007, V. 1).
2. Tsuchiya K., Higashi Y., Hisamatsu H., Masuzawa M., Matsumoto H., Mitsuda C., Noguchi S., Ohuchi N., Okamura T., Saito K., Terashima A., Toge N., Hayano H. *Proc. EPAC 2006* (Edinburgh, Scotland, 2006, p. 505).
3. Braun H.H., Chevally E., Hutchins S., Legros P., Suberlucq G., Trautner H., Ross I.N., Bente E. *Proc. the Particle Accelerator Conf. 2001* (Chicago, USA, 2001, p. 720).
4. Petrarca M., Braun H.-H., Chevally E., Doebert S., Elsener K., Fedosseev V., Geschonke G., Losito R., Mas A., Mete O., Rinolfi L., Dabrowski A., Divall M., Champault N., Bienvenu G., Jore M., Mercier B.M., Prevost C., Roux R., Vicario C. *Proc. PAC-09* (Vancouver, Canada, 2009, p. 1).
5. Mete O., Chevally E., Dabrowski A., Doebert S., Elsener K., Fedosseev V., Lefevre T., Petrarca M., Egger D., Roux R. *Proc. DIPAC-09* (Basel, Switzerland, 2009, p. 104).
6. *The European X-ray Free-electron Laser. Techn. Design Report*. Ed. by M. Altarelli, R. Brinkmann, M. Chergui (Hamburg: DESY XFEL Project Group, 2007).
7. Will I., Liero A., Mertins D., Sandner W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 2020 (1998).
8. Flanchec V., Bleses J., Striby S., Laget J.P. *Appl. Opt.*, **36**, 8541 (1997).
9. Томизава Х., Дева Х., Ханакки Х., Матсуи Ф. *Квантовая электроника*, **37**, 697 (2007).
10. Ross I.N., Hutchins S.J. *Central Laser Facility Annual Report 2000/2001* (Chilton, UK: Rutherford Appleton Lab., 2001, p. 184).
11. Turchinovich D., Lui X., Legsgaard J. *Opt. Express*, **16**, 14014 (2008).
12. Ippen E.P., Shank C.V. *Ultrashort Light Pulses Techniques for Measurement* (Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1977, p. 2).
13. Крыжановский В.И., Седов Б.М., Серебряков В.А., Цветков А.Д., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **10**, 354 (1983).
14. Потемкин А.К., Катин Е.В., Кирсанов А.В., Лучинин Г.А., Мальшаков А.Н., Мартыянов М.А., Матвеев А.З., Палашов О.В., Хазанов Е.А., Шайкин А.А. *Квантовая электроника*, **35**, 302 (2005).
15. Koechner W. *Solid-State Laser Engineering* (Berlin: Springer, 1976).
16. *Импульсные источники света*. Под ред. И.С.Маршака (М.: Энергия, 1978).
17. Zelenogorsky V.V., Solovyov A.A., Kozhevatorov I.E., Kamenetsky E.E., Rudenchik E.A., Palashov O.V., Silin D.E., Khazanov E.A. *Appl. Opt.*, **45**, 4092 (2006).
18. Soloviev A.A., Snetkov I.L., Zelenogorsky V.V., Kozhevatorov I.E., Palashov O.V., Khazanov E.A. *Opt. Express*, **16**, 21012 (2008).
19. Зеленогорский В.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **40**, 40 (2010).
20. Nikogosyan D.N. *Nonlinear Optical Crystals* (Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2005).
21. Огородников И.Н., Пустоваров В.А., Кружалов А.В., Исаенко Л.И., Кирм М., Циммерер Г. *ФТТ*, **42**, 1800 (2000).
22. Огородников И.Н., Яковлев В.Ю., Шульгин Б.В., Сатыбалдиева М.К. *ФТТ*, **44**, 845 (2002).
23. Matos O.M., Torchia G.A., Bilmes G.M., Tocho J.O., Ranea-Sandovas H.F. *Appl. Phys. B*, **80**, 535 (2005).
24. Demos S.G., Staggs M., Radousky H.B. *Phys. Rev. B*, **67**, 224102-1 (2003).