

XCELS - Международный центр исследований экстремальных световых полей

Е.А.Хазанов, А.А.Шайкин, И.Ю.Костюков, В.Н.Гинзбург, И.Б.Мухин, И.В.Яковлев,
А.А.Соловьев, И.И.Кузнецов, С.Ю.Миронов, А.В.Коржиманов, Д.Н.Буланов,
И.А.Шайкин, А.А.Кочетков, А.А.Кузьмин, М.А.Мартьянов, В.В.Ложкарев,
М.В.Стародубцев, А.Г.Литвак, А.М.Сергеев

Институт прикладной физики РАН

Целью проекта XCELS (eXawatt Center for Extreme Light Studies) является создание крупной научной инфраструктуры на базе использования источников лазерного излучения с гигантской пиковой мощностью. Проект базируется на значительных успехах, достигнутых в последнее десятилетие по созданию фемтосекундных мультипетаваттных лазеров с интенсивностью до 10^{23} Вт/см². В основе планируемой инфраструктуры будет находиться уникальный источник света с мощностью 600 ПВт на основе оптического параметрического усиления чирпированных импульсов в кристалле DKDP. Фундаментальные процессы взаимодействия такого излучения с веществом представляют совершенно новую область знания и будут основной исследовательской задачей инфраструктуры. Впервые откроются возможности изучения пространственно-временной структуры вакуума и неизвестных явлений на стыке физики высоких энергий и физики сверхсильных полей. Предполагаемые приложения результатов исследований будут включать, в том числе, разработку компактных ускорителей заряженных частиц с размерами в сотни раз меньшими имеющихся, создание источников сверхкоротких импульсов жесткого рентгеновского и гамма-излучения для диагностики материалов с беспрецедентным пространственным и временным разрешением, разработку новых источников излучения и частиц для клинических приложений и др.

Введение

С момента создания в 1960 году Теодором Мейманом первого лазера [1] пиковая мощность излучения постоянно росла и недавно достигла мультипетаваттного уровня. Целый ряд лабораторий в мире располагает лазером с мощностью 1 ПВт и более [2-5]. Такие лазеры позволяют проводить уникальные исследования в области сверхсильных полей, физики высоких энергий, аттосекундной физики, астрофизики, ядерной оптики, нейтронной физики, а также имеют целый ряд приложений в материаловедении, биологии, медицине. Проект XCELS (eXawatt Center for Extreme Light Studies) впервые был сформулирован в 2011 году [6, 7] с целью создания лазера с мощностью 200 ПВт – более чем в 100 раз превосходящей рекордные значения того времени.

Проект XCELS основан на трех китах: *i)* оптическое параметрическое усиление чирпированных импульсов (ОПСРА) [8] вместо традиционного лазерного усиления чирпированных импульсов (СПА) [9], *ii)* открытый в [10] сверхширокополосный синхронизм параметрического усиления излучения с центральной длиной волны 910нм в кристалле DKDP (дигидроортофосфат калия) и *iii)* использование широкоапертурного лазера на слэбах из неодимового стекла с мульти-килоджоульной энергией импульса [11] в качестве накачки параметрического усилителя.

Сверхширокополосный синхронизм существует во многих кристаллах и широко используется в фемтосекундных лазерах на ОПСРА. Однако кристалл DKDP - практически единственный из них, который может быть выращен с оптическим качеством и апертурой

десятки сантиметров, что необходимо для достижения мультитераваттной мощности. В [10] было показано, что при накачке второй гармоникой неодимового лазера три первых слагаемых в разложении волновой расстройки в ряд Тейлора зануляются, если длина волны усиленного излучения 910 нм. Это является уникальным свойством кристалла DKDP. В частности, в изоморфном ему кристалле KDP сверхширокополосного синхронизма не существует. В 2000-х годах это свойство DKDP было проверено экспериментально [12], и выходная мощность лазеров на ОРСРА в кристалле DKDP достигла 0.44ТВт [10], 100ТВт [13], 0.56ПВт [14] и 1 ПВт [15].

В 2000-х по инициативе будущего лауреата нобелевской премии Жерара Муру стартовал проект ELI (Extreme Light Infrastructure) [16], главной целью которого было создание 100 ПВт-ного лазера на основе СРА в кристалле Ti:сапфир. В начале 10-х годов цели проекта ELI были переформулированы: на первой фазе – создание трех установок с мощностью 10 ПВт, а на второй фазе – создание 100 ПВт-ного лазера с учетом полученного на первой фазе опыта [17]. Проект XCELS рассматривался как вариант второй фазы. К настоящему времени первая фаза завершена в Румынии [18, 19], и близка к завершению в Чехии и в Венгрии. Однако ко второй фазе ELI до сих пор не приступили, так что XCELS не потерял своей актуальности для мировой науки. Более того, заложенная в его основу архитектура - ОРСРА в кристалле DKDP с накачкой второй гармоникой лазера на неодимовом стекле - за последние годы подтвердила свою актуальность. Большинство предложенных проектов лазеров 100 ПВт-ного уровня базируются именно на этой архитектуре. В табл.1 приведены изложенные в этой статье параметры XCELS, а также проектов, предложенных в Китае [20-24], США [25, 26] и Японии [27-31], см. также обзоры [2, 5]. Как видно из табл. 1, суммарная мощность излучения 12 каналов XCELS увеличена до 600 ПВт. Это связано со значительным прогрессом в технологии изготовления широкоапертурных дифракционных решеток, площадь которых увеличилась примерно в три раза.

Схематично лазер XCELS показан на рис.1. Стартовая часть генерирует чирпированный фс импульс на длине волны 910 нм и импульсы, инжектируемые в лазеры накачки ОРСРА, а также обеспечивает синхронизацию этих импульсов и необходимые энергетические и пространственно-временные параметры. Промежуточный ОРСРА, работающий с относительно высокой частотой повторения, усиливает импульс до десятков Дж. Силовой ОРСРА обеспечивает пучок уже с килоджоульной энергией, который делится на 12 пучков. В двенадцати финальных ОРСРА 12 чирпированных импульсов усиливаются до килоджоульного уровня каждый, после чего сжимаются до 20 фс (длительность спектрально-ограниченного импульса 17фс) компрессорами на дифракционных решетках. Таким образом, XCELS будет включать 12 одинаковых каналов, в каждом из которых будет генерироваться импульс мощностью 50 ПВт и максимальной интенсивностью при фокусировке 0.4×10^{25} Вт/см². Все 12 пучков направляются в главную мишенную камеру, в которой осуществляется фокусировка в дипольной геометрии с интенсивностью в фокусе почти 10^{26} Вт/см². Предполагается, что импульсы будут сфазированы с точностью до долей периода световой волны, что увеличит фокальную интенсивность до 3.2×10^{26} Вт/см². Кроме главной мишенной камеры в XCELS будет до десяти лабораторий, в каждую из которых направляются один или несколько пучков для проведения экспериментов. Лаборатории будут оснащены разнообразным экспериментальным оборудованием, включая ускоритель электронов. В табл.2. представлены основные параметры лазерного излучения во всех ключевых точках лазера XCELS, отмеченных на рис.1 желтыми звездочками.

Следует также отметить, что в последние несколько лет получил развитие метод дополнительного сжатия (пост-компрессии) сверхмощных лазерных импульсов уже после компрессора на дифракционных решетках [32-34]. Суть метода заключается в уширении спектра при распространении в среде с кубической нелинейностью и последующем сжатии импульса с помощью чирпирующих (дисперсионных) зеркал. Применение пост-

компрессии позволит еще в несколько раз увеличить как мощность, так и фокальную интенсивность излучения в каждом канале XCELS, см. раздел 10.

Примерный план здания XCELS показан на рис.2. Общая площадь составляет более 24 000 м², в том числе 7 100 м² 7 класса ISO высотой 11 метров и 200 м² 5 класса ISO высотой 4.5 метра. Предусмотрено три шлюзовых камеры: для крупногабаритного оборудования, для стандартного оборудования и для персонала. Помещение основного этажа разделено на несколько зон с различными классами чистоты: стартовая часть (1) и промежуточный ОРСПА (2); накачка широкоапертурных ОРСПА (3); силовой (4) и финальные (5) ОРСПА; транспортные телескопы и оптические компрессоры (6); главная мишенная камера (7); экспериментальные лаборатории (8). Системы накопления электрической энергии, вакуумирования, водоподготовки, вентиляции и кондиционирования расположены на нижнем этаже. Там же находятся вспомогательные помещения (азотная станция, компрессорная, газобаллонная и др.). Потребляемая электрическая мощность около 7.5 МВт. Здание представляет собой внутренний полый монолитный каркас и внешнюю часть, стоящие на развязанных друг от друга фундаментах. Оборудование системы вакуумирования и других систем, работа которых вызывает вибрации, установлено на виброизолированные фундаменты. Вибрационные и ударные нагрузки в диапазоне частот 1...200Гц, передаваемые через фундаменты и опоры, не вызывают колебания конструкций установки с амплитудой более 10⁻¹⁰г²/Гц. Внутри лазерного зала предусмотрена сеть геодезических базовых меток для систематического наблюдения за дрейфом как фундамента здания, так и оборудования.

Подробное описание лазера XCELS приведено ниже в Части А, а обзор планируемых на XCELS экспериментов - в Части Б.

Часть А. Лазерный комплекс XCELS

В этой части приводятся описание, входные и выходные параметры, принципы построения и взаимосвязи всех составных частей лазерного комплекса XCELS. Общая схема и параметры излучения во всех ключевых точках лазера приведены на рис.1 и в табл.2, соответственно.

1. Стартовая система

Стартовая система обеспечивает генерацию импульсов инжекции в усилители лазеров накачки (точки 1.1 и 1.2 на рис.1) и широкополосного сигнального импульса, направляемого в цепочку параметрических усилителей (точка 1.3 на рис.1). Для стабильной работы параметрических усилителей необходима оптическая синхронизация этих импульсов. Параметры импульса инжекции в лазеры накачки должны быть варьированными для возможности оптимизации усиления и для управления временным профилем выходных импульсов лазеров накачки. Это обеспечивает гибкость проектирования и эксплуатации всего лазерного комплекса XCELS. Подробно стартовая система обсуждается в [35], здесь ограничимся кратким описанием. Стартовую систему можно условно разделить на три части: волоконную, твердотельную и параметрическую (рис.3).

Задающим генератором является фемтосекундный иттербиевый волоконный лазер (длина волны ~ 1030 нм, частота повторения импульсов несколько десятков МГц), синхронизованный с внешним стандартом частоты, что позволяет синхронизировать с выходными импульсами лазера XCELS все необходимые для экспериментов приборы. Излучение генератора делится на две части. Первая растягивается в волоконном стретчере на основе волоконной брэгговской решетки и усиливается в волоконном усилителе до энергии в десятки нДж, после чего импульс делится на три реплики. Для точной юстировки временной задержки в каждой реплике установлены линии задержки на основе

пьезоэлектрической шайбы [36] (на рис.3 не показаны). Две реплики используются в иттербиевых усилителях в твердотельной части (рис. 3б), а третья – как вспомогательный выход (точка 1.5). Вторая часть излучения задающего генератора проходит через нелинейное волокно, которое уширяет спектр импульса так, чтобы он перекрывал диапазон усиления неодимового стекла. Далее импульс делится на четыре реплики, каждая из которых усиливается до десятков нДж в волоконном регенеративном усилителе. В качестве одного из зеркал усилителя используется чирпирующая волоконная брэгговская решетка. Ее спектр пропускания определяет центральную длину волны (1054 или 1030 нм) и ширину спектра (2 нм) на выходе усилителя, а многократное отражение от решетки с дисперсией 200 пс/нм позволит обеспечить необходимое стретчирование даже для узкополосных сигналов, а также относительно плавно управлять длительностью импульсов с шириной спектра 1 нм благодаря варьированию количества обходов регенеративного усилителя. Далее один из четырех пучков направляется на вспомогательный выход (точка 1.4), а три других в твердотельную часть.

В твердотельной части (рис. 3б) формируются оптимальные временной и пространственный профили лазерных импульсов, а также они усиливаются до соответствующих энергий. Фемтосекундный регенеративный Yb-усилитель [37, 38] усиливает импульс до мДж уровня энергии с сохранением суб-пс длительности. Этот импульс используется в параметрической части для формирования излучения на длине волны 910 нм. В иттербиевом дисковом регенеративном усилителе, аналогичном [39], импульс усиливается до энергии 200 мДж с частотой повторения 1 кГц и далее компрессируется до 10 пс. Основная часть (180 мДж) импульса после удвоения используется в качестве накачки FOPA (Frequency domain optical parametric amplification) [40]. Оставшаяся часть (20 мДж) импульса растягивается до 3.5 нс в решеточном стретчере РС1 и усиливается до суб-Дж уровня в многопроходном дисковом усилителе с частотой повторения ~ 100 Гц. Этот импульс после удвоения частоты используется в качестве накачки ОРСРА в параметрической части стартовой системы. Временной профиль усиливаемых лазерных импульсов в Yb-усилителях близок к гауссовому. Пространственный профиль лазерного пучка после дискового усилителя преобразуется в супергауссовый [41].

Два неодимовых и один иттербиевый усилители обеспечивают импульсы инжекции в силовые усилители (точки 1.1 и 1.2). Один из неодимовых усилителей используется для инжекции в лазер накачки конечных каскадов ОРСРА. В качестве лазера накачки промежуточного ОРСРА рассматривается несколько вариантов (более подробно см. раздел 2). Соответственно, для обеспечения гибкости на выходе 1.2 реализуется два варианта: неодимовый и иттербиевый. Перед усилением импульсы профилируются таким образом, чтобы обеспечить необходимую (близкую к прямоугольной) форму импульса накачки промежуточного, силового и финальных параметрических усилителей. Поскольку импульсы чирпированные, то для профилирования удобно использовать спектральный подход, как описано в [42, 43]. После профилирования все три импульса усиливаются до энергии 100 мДж сначала в регенеративных, а потом в стержневых усилителях на неодимовом стекле и кристалле Yb:YAG. Диодная накачка в этих усилителях позволяет работать при частоте повторения импульсов 10 Гц.

В параметрической части (рис. 3в) импульс из фемтосекундного регенеративного усилителя используется для формирования сигнального. Аналогично работам [44, 45] с помощью генерации суперконтинуума излучение преобразуется в диапазон длин волн 700-1000 нм со спектрально ограниченной длительностью в несколько периодов поля и пассивной стабилизацией фазы осцилляций поля относительно огибающей. Эксперименты [46] показали возможность генерации 20 фс лазерных импульсов в полосе параметрического усиления в кристалле DKDP, см. рис. 4.

Далее импульс параметрически усиливается в кристалле ВВО с применением метода FOPA [40], который позволяет исключить стретчер и компрессор на данной стадии усиления. В качестве накачки используется вторая гармоника излучения дискового регенеративного усилителя. Энергия усиленного импульса составляет около 18 мДж. Далее половина излучения направляется на вспомогательный выход 1.6, а половина в следующие каскады усиления после повышения контраста с помощью генерации ортогональной поляризации [47] или нелинейного интерферометра [48-50]. Перед усилением этот импульс растягивается стретчером на основе дифракционных решеток до длительности 3нс, которая определяется компрессором (см. подробнее раздел 6). Акустооптический программируемый дисперсионный фильтр [51] оптимизирует спектральную фазу (а при необходимости и амплитуду) для достижения спектрально ограниченной длительности импульса после компрессора. После фильтра импульс попадает в параметрический усилитель на кристалле DKDP. Энергия импульса накачки (вторая гармоника дискового многопроходного усилителя) 500 мДж, КПД параметрического усилителя 30%. Таким образом, на промежуточный параметрический усилитель XCELS (точка 1.3) направляется импульс с энергией 150 мДж и частотой повторения 100 Гц.

2. Промежуточный ОРСПА

ОРСПА в кристалле DKDP (KD_2PO_4) лежит в основе XCELS. В [10] была определена зависимость показателя преломления от частоты (формула Селмейера) при произвольной степени дейтерирования и было показано, что при накачке второй гармоникой неодимового лазера на центральной длине волны усиливаемого излучения 910 нм существует сверхширокополосный синхронизм. Дальнейшие исследования [30, 52-56] подтвердили полученные результаты и показали перспективность использования кристалла DKDP для широкополосного ОРСПА. В сочетании с возможностью выращивать кристалл с апертурой десятки сантиметров это дает уникальную возможность перекачать энергию из узкополосного импульса неодимового лазера в широкополосный чирпированный импульс, который можно компрессировать вплоть до 10-20фс. Неслучайно, что петаваттный уровень в ОРСПА-лазерах получен только на этом кристалле [14, 15, 57], и большинство проектируемых в настоящее время установок с мощностью порядка 100ПВт также основаны на ОРСПА в кристалле DKDP, см. табл.1. В полной мере эта незаменимость кристалла DKDP проявляет себя в силовом и финальных ОРСПА (рис.1), где апертуры пучков 25 см и более. В промежуточном усилителе диаметр пучка 10см, и в принципе можно использовать кристалл LBO [58], но в нем полоса усиления сдвинута в сторону коротких длин волн [5]. С уменьшением степени дейтерирования кристалла DKDP центр полосы усиления смещается в длинноволновую область ближе к вырожденному синхронизму, причем ширина полосы увеличивается, однако также увеличивается поглощение холостой волны [55, 56]. Для необходимой ширины спектра 150нм (см. раздел 6) оптимальным представляется степень дейтерирования 80%. Поверхность кристаллов DKDP покрывается золь-гелем для защиты от влаги и уменьшения френелевских потерь.

Энергия импульсов в ОРСПА ограничена порогом пробоя DKDP импульсом накачки. Порог пробоя DKDP на длине волны 1053нм для импульса длительностью 3нс составляет более 7 ГВт/см² [59]. Кристаллы KDP (KH_2PO_4) используются в УФЛ-2М для удвоения частоты; интенсивность второй гармоники составляет около 3 ГВт/см² в импульсе длительностью около 3 нс [60, 61]. Оптическая стойкость DKDP может быть ниже, чем у KDP, а стойкость на второй гармонике ниже, чем на первой, поэтому мы полагаем безопасной интенсивность накачки ОРСПА 1.5 ГВт/см². Такая интенсивность накачки используется для всех параметрических усилителей в XCELS.

Наш многолетний опыт работы с ОРСПА [10, 13-15] показал, что в эксперименте КПД параметрического усилителя (энергия усиленного импульса, нормированная на энергию

импульса накачки) оказывается на 15-25% ниже теоретического. Это может быть связано с неоднородностью пучка накачки, неточностью синхронизации или юстировки, плохим просветлением и т.д. В рамках данной работы мы учли этот опыт для всех ОРСПА-усилителей следующим образом: теоретически рассчитанные КПД и энергию выходного импульса мы умножили на коэффициент запаса равный 0.75.

Промежуточный ОРСПА – последний усилитель, который накачивается не кДж-ным лазером УФЛ-2М, рис.1, поэтому он выполняет две важные функции. Во-первых, для эффективного использования кДж-ной накачки в силовом ОРСПА промежуточный ОРСПА должен усилить импульс до энергии десятки Дж. Для этого требуется энергия импульса накачки не менее 100Дж при длительности квази-прямоугольного импульса 3.5нс, обеспечивающей перекрытие импульса накачки с chirпированным импульсом длительностью 3нс. Квази-прямоугольная форма импульса обеспечивается профилированием выходного импульса [42, 43] в стартовой системе (точка 1.2 на рис.1, 3). Во-вторых, промежуточный ОРСПА обеспечивает работу XCELS с мульти-петаваттной мощностью с частотой повторения существенно больше, чем два импульса в день (частота повторения УФЛ-2М), точка 2.2 на рис.1. И энергия, и частота повторения импульсов на выходе ОРСПА определяются соответствующими параметрами лазера накачки, и здесь необходим компромисс между частотой повторения и энергией, которые, в свою очередь, определяются технологией активных элементов. Среди существующих технологий можно выделить три: стержневые лазеры на неодимовом стекле с ламповой накачкой [62, 63]; активные зеркала на неодимовом стекле с ламповой накачкой [64], и дисковые криогенные лазеры на кристалле Yb:YAG с диодной накачкой [65]. Эти технологии по частоте повторения импульсов отличаются друг от друга на два порядка, см. табл.3. Значительны также отличия в энергии, длительности импульса, габаритах, цене и пр. Рассмотрим все три варианта.

Лазеры на стержнях состоят из последовательности усилителей на неодимовом фосфатном стекле с увеличивающимся диаметром активных элементов до 100 мм в последнем усилителе. Энергия импульса в основном ограничена мелкомасштабной самофокусировкой [66]. В работе [63] получена выходная энергия 500 Дж при усилении двух последовательных импульсов длительностью 1нс. Таким образом, при длительности 3.5нс лазер будет иметь почти двукратный запас по лучевой стойкости, а просветление торцов усилителей позволит увеличить энергию до 550 Дж. После преобразования во вторую гармонику с эффективностью 75% энергия в импульсе накачки составит более 400 Дж. Это обеспечивает на выходе одного ОРСПА (рис. 5а) энергию импульса почти 150Дж и мощность после компрессора почти 5 ПВт, см. табл.3. На рис.6а приведены спектры импульсов на входе и на выходе ОРСПА, а также показана зависимость энергии на выходе промежуточного ОРСПА от толщины кристалла DKDP. Очевидно, что стержневые лазеры - это самый простой, надежный и дешевый вариант накачки ОРСПА, однако частота повторения импульсов лишь 0.001 Гц из-за большого времени теплопроводности, определяемого низким коэффициентом теплопроводности стекла и большим радиусом стержня, а также из-за ламповой накачки.

Существенно больше частота повторения импульсов (0.1Гц) у лазеров на активных зеркалах из неодимового стекла благодаря тому, что время теплопроводности определяется небольшой толщиной зеркала, а также благодаря продольному градиенту температуры, гораздо менее опасному, чем поперечный. Для оценки возьмем лазер «Intrepid - Premiumlite GLASS» производства компании Amplitude с энергией 260 Дж при длительности импульса 15 нс [64]. Исходя из консервативных оценок (энергия в импульсе ограничена оптическим пробоем и пропорциональна корню из длительности импульса), при длительности импульса 3.5 нс энергия составит всего 130 Дж, что явно недостаточно для накачки промежуточного ОРСПА. В то же время при длительности импульса 7 нс энергия составит около 200 Дж, которые можно преобразовать в 50Дж на выходе ОРСПА, усложнив схему:

используя либо генерацию второй гармоники (ГВГ) с укорочением импульса и стандартное ОРСПА (рис.5б), либо стандартную ГВГ и двухкаскадный ОРСПА с 7нс-ной накачкой (рис.5в). В первом случае для ГВГ используется еое-взаимодействие задержанной на 3.5 нс первой половины импульса со второй половиной этого же импульса. Во втором случае две половины 7нс-ного импульса накачивают два последовательных каскада ОРСПА. На рис.6б и рис.6в показаны зависимости энергии на выходе ОРСПА от толщины кристалла(ов) DKDP.

Наиболее сильно тепловые эффекты подавлены в криогенных лазерах на Yb:YAG с диодной накачкой. Лидером является лазер «Dipole» [65], обеспечивающий более 150 Дж в 10 нс импульсе при частоте повторения 10 Гц. Пересчитывая на длительность импульса 7 нс, получаем энергию около 125 Дж. В этом случае для накачки промежуточного ОРСПА необходимо два таких лазера, а схема усложняется еще больше. Либо в каждом из лазеров используется ГВГ с укорочением импульса и затем два стандартных каскада ОРСПА (рис.5г), либо используется ГВГ пучков двух лазеров и двухкаскадный ОРСПА с 7нс-ной накачкой (рис.5д). Как видно из рис. 6г и 6д, а также из табл.3, энергия и мощность выходного импульса примерно такие же как при использовании одного лазера на активных зеркалах. К недостаткам лазеров на Yb:YAG следует отнести не только усложнение схемы, но и значительно более высокую стоимость. Кроме того, важно отметить, что тепловые эффекты в кристалле DKDP, связанные с поглощением холостой волны, ограничат частоту повторения импульсов. Решить эту проблему можно, используя кристаллы LBO.

Таким образом, каждый из рассмотренных трех вариантов лазера накачки промежуточного ОРСПА имеет свои преимущества и недостатки. Наиболее перспективным представляется создание двух комплементарных вариантов, например, представленных на рис. 5а и 5д.

После ОРСПА диаметр пучка увеличивается телескопом до 25 см и направляется либо на вход силового ОРСПА (точка 2.1, рис.1), либо на компрессор (точка 5.1, рис.1). Телескоп состоит из двух софокусных сферических зеркал и выполняет также функцию очистки пучка от пространственных шумов.

3. Накачка широкоапертурных ОРСПА

Для обеспечения энергии 1кДж и более на выходе силового и 12 конечных параметрических усилителей необходимо 13 импульсов накачки с энергией несколько кДж в каждом на длине волны около 0.5 мкм при длительности лазерных импульсов 3.5 нс. При сегодняшнем уровне развития лазерной техники это осуществимо только в лазерах на неодимовом стекле с преобразованием во вторую гармонику. Несмотря на большой прогресс в технологии диодной накачки такая энергия доступна только при использовании ламповой накачки. Наносекундные лазеры на неодимовом стекле используются для исследований в области управляемого термоядерного синтеза [67]. Лидирующие позиции занимает работающая с 2012 года мегаджоульная установка NIF в США [68]. Аналогичные комплексы строятся во Франции [69], Китае, а также в России в г.Саров: установка УФЛ-2М [60, 61, 70].

Активные элементы в таких лазерах представляют собой слэбы, расположенные под углом Брюстера. Для более эффективного использования энергии ламп накачки пучки имеют квадратное сечение, а лазерные каналы группируются в модули по 4 или 8 штук в каждом. Прототип УФЛ-2М – 4-канальная установка "ЛУЧ" [11] – успешно использовалась в качестве накачки параметрического усилителя на DKDP в петаваттном лазере [15], а в XCELS будут использованы два восьми-канальных модуля аналогичных модулям УФЛ-2М. 13 каналов будут использованы для накачки силового и 12 конечных параметрических

усилителей (рис.1), а остальные три - как самостоятельные источники наносекундных килоджоульных импульсов, необходимых во многих экспериментах.

Схема силовой части УФЛ-2М показана на рис.7 [70]: четыре прохода через два последовательных мульти-слабых усилителя обеспечиваются реверсером на основе ячеек Поккельса с плазменными электродами. Силовая часть модулей УФЛ-2М может быть использована без изменений, а необходимые временные и энергетические параметры выходного импульса обеспечивает стартовая система, см. раздел 1. В отличие от УФЛ-2М форма выходного импульса должна быть близка к прямоугольной, например, супергауссовой со степенью 10. Энергия импульса накачки финальных ОРСРА, необходимая для работы XCELS, зависит от размера дифракционных решеток, используемых в компрессоре: для минимальных решеток размером 57x101 см необходимо около 4кДж, а для решеток размером 70x145 см – около 6 кДж, см. разделы 5 и 6. Энергия на выходе одного канала УФЛ-2М превышает эти значения [60, 61], что позволит эксплуатировать лазер накачки финальных ОРСРА с параметрами ниже предельных.

Пространственный профиль пучка на выходе канала УФЛ-2М близок к однородному, что является оптимальным для накачки ОРСРА. Размер пучка нужно оптимизировать, чтобы обеспечить эффективное нелинейное взаимодействие в кристаллах DKDP (см. разделы 4 и 5). Поскольку импульс накачки узкополосный, для этого можно использовать линзовый телескоп. Телескоп может быть как компактным эйлеровым, так и кеплеровым, который переносит изображение на вход кристалла DKDP и очищает пучок от пространственных шумов.

4. Силовой ОРСРА

Энергии импульсов в силовом и финальных ОРСРА требуют кристаллов DKDP с апертурой 25см и более. Технологии позволяют выращивать такие кристаллы. Тем не менее, оптическое качество кристаллов ухудшается с увеличением как апертуры, так и толщины, поэтому важно минимизировать все три размера используемых в этих ОРСРА кристаллов. Апертура DKDP (снизу) ограничена отношением минимальной необходимой энергии накачки (выходная энергия импульса, деленная на КПД ОРСРА), к максимально допустимой плотности энергии накачки, которая определяется оптическим пробоем DKDP и при длительности импульса 3.5 нс составляет 5.3 Дж/см², см. раздел 2. Толщина DKDP тем меньше, чем больше энергия входного импульса. Таким образом, для уменьшения размеров кристалла необходимо увеличивать не только КПД ОРСРА, но и энергию входного импульса. Для финальных ОРСРА разумной представляется входная энергия около 50Дж. Энергия импульса после промежуточного ОРСРА удовлетворяет этому требованию, однако при делении на 12 каналов энергия уменьшается, поэтому перед делением пучка необходим еще один – силовой – ОРСРА, см. рис.1, 8. На выходе силового ОРСРА энергия импульса более 1 кДж, что определяет энергию импульса накачки и апертуру кристалла DKDP. Толщина DKDP определяется энергией входного импульса, которая зависит от используемого варианта лазера накачки промежуточного ОРСРА (см. табл. 3) и составляет от 3.8 до 4.3 см. Параметры силового ОРСРА резюмированы в Табл. 4 и показаны на рис.9. Особенностью силового ОРСРА является то, что входные пучки имеют разную форму: пучок накачки квадратную, а сигнальный пучок – круглую. Более того, при последующем делении на 12 пучков квадратного сечения (см. ниже) используется лишь часть апертуры сигнального пучка.

После деления пучка на 12 каналов для их последующей фазировки важно, чтобы вплоть до фокальной плоскости в главной мишенной камере было как можно меньше элементов, и чтобы все элементы были максимально одинаковы (желательно идентичны) в каждом из 12 каналов. В связи с этим деление пучка с помощью полупрозрачных зеркал или поляризаторов неперспективно, и предпочтительнее “вырезать” 12 квадратных реплик

из апертуры пучка, как показано в левом нижнем углу рис. 8. Чтобы избежать дифракции на краях “вырезанных” пучков используются либо мягкие диафрагмы аналогичные описанным в [71, 72], либо зеркала с неоднородным коэффициентом отражения, либо зубчатые диафрагмы [73, 74]. Плотность энергии в импульсе составляет около 2 Дж/см^2 , что позволяет использовать такие диафрагмы [73]. Размер каждого из 12 пучков $6 \times 6 \text{ см}$. Область с однородной интенсивностью размером $5 \times 5 \text{ см}$ содержит около 50 Дж энергии. Периферийная область (0.5 см с каждой стороны) практически не будет усиливаться в финальном ОРСРА, т.к. интенсивность накачки в этой области мала. Далее размер однородной области пучка увеличивается с помощью расположенного в вакууме кеплерова телескопа кратностью 5 или 6 до необходимых в финальном ОРСРА $25 \times 25 \text{ см}$ или $30 \times 30 \text{ см}$, соответственно, см. раздел 5 и табл. 2.

Телескоп состоит из двух внеосевых параболических зеркал и одного плоского зеркала на трансляторе (ТЗ), расположенного недалеко от перетяжки. Для сохранения однородности распределения интенсивности по поперечному сечению пучка углы падения на параболические зеркала должны быть равны и лежать в одной плоскости, как показано на рис. 8. Зеркало ТЗ с помощью пьезокерамики перемещается вдоль оси z и используется для фазировки каналов (см. раздел 9). Для этого требуется зеркало как можно меньшей массы, поэтому зеркало расположено настолько близко к перетяжке насколько позволяет его оптическая стойкость. При апертуре зеркала $2 \times 2 \text{ см}$ плотность энергии составит около 13 Дж/см^2 . Телескоп выполняет также функцию пространственного фильтра, очищая пучок от высокочастотных шумов с помощью диафрагмы, расположенной в фокальной плоскости. Поскольку после делителя пучка неизбежен высокий уровень шумов, требования к эффективности фильтрации особенно высоки. Именно поэтому в телескопе используются параболические (а не сферические) зеркала, обеспечивающие минимальный размер пучка в перетяжке и, соответственно, минимальный размер диафрагмы. Кроме этого, диафрагма при необходимости используется для защиты лазера от излучения, идущего в обратном направлении из главной мишенной камеры (см. раздел 7). Для этого с помощью вспомогательного импульса, падающего на диафрагму после основного, в перетяжке образуется плазма, которая рассеивает обратное излучение, приходящее с задержкой равной времени прохода до фокуса в главной мишенной камере и обратно - около 600 нс .

5. Двенадцать финальных ОРСРА

Финальные ОРСРА-усилители обеспечивают максимальную энергию пучка. Энергия импульса на выходе одного канала XCELS ограничивается дифракционными решетками компрессора (см. раздел 6). Эти ограничения определяют необходимую энергию на выходе финального ОРСРА. Соответствующие величины приведены в табл. 2 и табл. 5 для двух вариантов дифракционных решеток. Для самых широкоапертурных решеток необходимая энергия импульса накачки около 6 кДж , что меньше, чем максимальная выходная энергия канала УФЛ-2М, т.е. энергию накачки финальных ОРСРА можно считать неограниченной. Как указывалось в разделе 2, оптический пробой DKDP ограничивает плотность энергии, и безопасная величина составляет 5.3 Дж/см^2 (интенсивность 1.5 ГВт/см^2). Эта величина определяет апертуру пучка в кристалле DKDP, которая в зависимости от размера решеток составляет 25 см или 30 см . Толщина кристалла одинакова для обоих случаев - 4.3 см . На рис.10 приведена зависимость энергии усиливаемого импульса от толщины кристалла DKDP, а также спектры импульсов на входе и на выходе ОРСРА.

Качество кристаллов DKDP заметно ухудшается с увеличением апертуры, поэтому представляет интерес увеличение интенсивности накачки более 1.5 ГВт/см^2 , что позволит уменьшить и поперечный и продольный размер кристалла пропорционально корню увеличения интенсивности, т.е. объем кристалла пропорционален интенсивности накачки

в степени $(-3/2)$. Как указано в разделе 2, величина 1.5 ГВт/см^2 определена с запасом, и, возможно, ее можно увеличить. Для определения, насколько можно продвинуться по этому пути, необходимы дополнительные исследования оптической стойкости кристалла DKDP.

6. Двенадцать компрессоров

Компрессоры всех сверхмощных лазеров основаны на схеме Трейси [75] (рис.11), в которой необходимый коэффициент сжатия chirпированного импульса обеспечивается свойствами дифракционных решеток, в первую очередь дисперсией второго порядка (дисперсией групповых скоростей). Благодаря тому, что дисперсии в компрессоре и в стретчере имеют противоположные знаки, они компенсируют друг друга и позволяют растягивать и сжимать импульсы практически до первоначальной длительности. Для получения минимальной (спектрально-ограниченной) длительности фемтосекундных импульсов необходимо прецизионное управление как дисперсией групповых скоростей, так и дисперсиями более высоких порядков. Для этого в стартовой системе используется акустооптический программируемый дисперсионный фильтр [51, 76], см. раздел 1. Спектр излучения имеет форму близкую к супергауссовой 12-го порядка. Ширина спектра по уровню 1% от максимума с хорошей точностью равна 150 нм. Спектрально-ограниченная длительность импульса с таким спектром составляет 17 фс, см. рис. 11. Учитывая неидеальность компенсации дисперсии, связанную, в том числе, с трудностью компенсации нелинейной фазы в параметрических усилителях, вполне реалистично рассчитывать на длительность выходного импульса 20 фс.

Достижение максимальных энергетических характеристик излучения предполагает использование в компрессоре широкоапертурных пучков. Вместе с тем размеры и порог пробоя (оптическая стойкость) доступных дифракционных решеток накладывают определенные ограничения как на геометрические параметры компрессора, так и на характеристики входного и выходного излучения. В рамках этой работы мы рассматриваем два возможных варианта: решетки с апертурой $575 \times 1015 \text{ мм}$ (например, фирмы HORIBA [77, 78]), а также с апертурой $700 \times 1450 \text{ мм}$, которые планируется использовать в проекте SEL-100PW [24]. В Таблице 6 приведены параметры компрессора для этих двух вариантов. Анализ показал, что для спектральной полосы 150 нм и центральной длине волны 910 нм оптимальным является использование chirпированных импульсов длительностью 3 нс и решеток с плотностью 1200 штрихов на мм. В любом случае апертура пучка в компрессоре больше, чем в оконечных каскадах параметрических усилителей, поэтому между ними необходим расширяющий телескоп.

Этот телескоп переносит изображение с нелинейного кристалла на первую решетку компрессора и выполняет функцию очистки пучка от крайне нежелательных в компрессоре пространственных шумов. Создать ахроматический объектив с большой апертурой весьма затруднительно, поэтому необходим зеркальный. Длина телескопа выбирается такой, чтобы не было пробоя воздуха в фокальной плоскости. Для длительности импульса 3 нс с энергией порядка 1 кДж длина должна быть больше 30 метров. При такой длине сферическая абберрация не приводит к ухудшению качества пучка, поэтому можно использовать сферические зеркала, а не требующие тонкой юстировки дорогие параболические. Чтобы избежать астигматизма, возникающего из-за наклонного падения на сферическое зеркало, входной и выходной пучки отклоняются в ортогональных плоскостях. Для уменьшения физической длины телескопа, а также для уменьшения расстояния между выходным зеркалом телескопа и первой решёткой компрессора, пучок после перетяжки «сломан» зеркалом в соотношении 1:1, а излучение выводится с помощью 45° -ного зеркала, как показано на рис. 11.

Как упоминалось выше, максимально достижимая энергия выходного импульса ограничена порогом пробоя дифракционных решеток, а также их размером. Следуя данным, приведенным в работе [24], наиболее слабым звеном является последняя, четвертая, решетка G4, поскольку порог пробоя фемтосекундного импульса (228 мДж/см^2) значительно ниже порога пробоя импульса наносекундной длительности (600 мДж/см^2). Таким образом, для надежной и безопасной работы компрессора необходимо, чтобы плотность энергии на решетке G4 была меньше 228 мДж/см^2 с некоторым запасом. Величина необходимого запаса зависит от пространственной неоднородности пучка. Учитывая фильтрацию пространственных шумов в телескопе (см. выше), мы будем считать коэффициент запаса 1.31, приведенный в [24], достаточным, т.е. интенсивность пучка на G4 - 174 мДж/см^2 . При эффективности компрессора 66% (четыре отражения от решеток по 90%) плотность энергии на решетке G1 будет 265 мДж/см^2 , т.е. коэффициент запаса на G1 будет около 2.25.

Согласно расчетам, для двух возможных вариантов решеток компрессора (см. Табл.6) оптимальные апертуры пучков $55 \times 55 \text{ см}$ и $66 \times 66 \text{ см}$, что с учетом указанного выше запаса по стойкости решеток обеспечивает выходную мощность одного канала XCELS 35 ПВт и 50 ПВт, соответственно. Заметим, что в первом варианте полный размер пучка на решетках G2 и G3 несколько превышает размер самих решеток, однако вызванное этим уменьшение выходной мощности будет незначительным: потери энергии составят менее 4%. При оценках учитывалось, что в силу технологии изготовления реальная рабочая область на решетках меньше, чем размер подложки.

Чтобы не допустить нелинейных эффектов при распространении скомпрессированных лазерных импульсов по воздуху оптические элементы компрессора расположены в вакуумной камере. Размеры вакуумных камер всех 12-ти компрессоров обеспечивают размещение не только дифракционных решеток в механизированных оправах, но и вспомогательных оптико-механических элементов, необходимых для юстировки и диагностики компрессора. Все оптические элементы имеют дистанционное управление, позволяющее выполнять их юстировку с точностью до угловых секунд и микрометров [3, 79]. 12 компрессоров для экономии площади здания располагаются на двух уровнях, см. рис. 1.

7. Фокусировка в главной мишенной камере

Чтобы получить максимальную величину электромагнитного поля в фокусе необходимо оптимизировать схему фокусировки. Теоретически было доказано, что для монохроматического излучения фиксированной мощности наиболее оптимальна так называемая сходящаяся дипольная волна, которая представляет собой сходящуюся основную сферическую моду, соответствующую обращённому во времени излучению гармонического диполя [80]. В этом случае в центральной точке достигается интенсивность $I = cE^2/8\pi = 8\pi P/3\lambda^2$, где E – напряжённость электрического поля, P – полная мощность волны, λ – длина волны излучения. Этот же вывод справедлив [81] и для коротких лазерных импульсов, причем поправка на достигаемую интенсивность для 20 фс импульсов на длине волны 910 нм пренебрежимо мала.

Создание сходящейся дипольной волны представляет собой сложную техническую задачу, которая для импульсов петаваттного уровня мощности представляется на данном этапе развития технологий нерешаемой. В связи с этим была предложена концепция имитировать дипольную волну некоторым количеством импульсов ограниченной апертуры, размещенных друг относительно друга особым образом [82]. Более подробный анализ показал, что для гауссовых пучков с фиксированной суммарной мощностью оптимум достигается при 12 пучках, организованных в два яруса вблизи экваториальной

плоскости [83]. В такой конфигурации основная мощность излучения идёт с экваториальных направлений, как это и происходит в случае дипольной волны, в которой распределение мощности спадает с полярным углом θ как $\sin^2 \theta$.

Проведённый в работе [83] анализ, однако, не соответствует требованиям, возникающим при экспериментальной реализации XCELS. Во-первых, ограничена не суммарная мощность многопучковой системы, а мощность одного пучка. Во-вторых, пучки на выходе из лазера не гауссовы, а квадратного сечения с супергауссовым профилем. В-третьих, фокусировка линзами исключена, можно использовать только внеосевые параболические зеркала, после отражения от которых пучок приобретает еще более сложную форму, причем зависящую от угла падения и числовой апертуры. Наконец, в-четвертых, между пучками требуется оставлять технологические зазоры для удобства их юстировки и фазировки, а также для диагностики происходящих в фокусе процессов. Мы провели численное моделирование полей в фокусе с учетом всех этих обстоятельств. Расчёт основывался на вычислении интегралов Стрэттона – Чу, являющихся векторным аналогом дифракционных интегралов Кирхгофа [84].

Необходимо отметить, что оптимальная поляризация излучения направлена вдоль меридианов. Поскольку пучки квадратного сечения, а поляризация всегда параллельна стороне квадрата, то ориентация сторон квадрата должна быть вдоль меридианов. Возможны различные варианты расположения пучков квадратного сечения и, соответственно, фокусирующих параболических зеркал на сфере. Например, пучок, падающий на зеркало, может пересекать плоскость экватора, а может и не пересекать. Второй вариант, показанный на рис.12 для 12 пучков, предпочтительнее, т.к. в этом случае меньше внеосевой параметр фокусирующих параболических зеркал, больше числовая апертура каждого пучка и в экваториальной плоскости остается доступ к фокусу для диагностики и юстировки. Предусмотрены технологические зазоры между параболическими зеркалами: 100 мм между ярусами и 80 мм между зеркалами в одном ярусе. Параболические зеркала в северном и южном ярусе расположены строго напротив друг друга (на рис. 12 показана только одна пара пучков - №1 и №7), т.е. пучок после фокуса направляется в “чужой” канал, причем точно в обратном направлении. Это используется для юстировки и фазировки, см. разделы 8 и 9, однако требует организации развязки малоапертурной части установки для ее защиты от пробоя мощным обратным излучением. Одним из решений этой проблемы может быть плазменный затвор в перетяжке телескопа, см. раздел 4 (рис. 8).

Численные расчеты были сделаны для различного количества пучков, имеющих супергауссовый профиль интенсивности 12-й степени. Пучки предполагались монохроматическими на длине волны 910 нм, а мощность каждого из них составляла 50 ПВт, что соответствует максимальной мощности одного канала XCELS, см. табл. 6. Для идеальной фазировки результаты расчетов представлены на рис.13 синими кружками. Отметим, что зависимость не носит квадратичного характера в отличие от случая когерентного сложения плоских волн. Связано это с тем, что в силу квадратности профиля пучков угол их схождения в меридианных плоскостях зависит от числа пучков: чем больше количество пучков, тем меньше экваториальный угол схождения и тем меньше также и полярный угол схождения. Это приводит к существованию оптимума: с увеличением количества пучков растёт суммарная мощность излучения, но уменьшается полярный угол фокусировки из-за чего увеличивается размер пятна в фокусе. Из рис. 13 видно, что максимальная интенсивность достигается при 14 пучках, однако при 12 пучках она лишь на 7% ниже: 3.2×10^{26} Вт/см². Это значение составляет более 50% от теоретически максимальной величины, достигаемой в идеальной дипольной волне той же мощности (600 ПВт). Отметим также, что использование 12 пучков не требует чрезмерных числовых апертур параболических зеркал. Углы схождения для одного пучка составляют 56° для нижней границы пучка в экваториальной плоскости и 44° для середины пучка в

меридианной плоскости, т.е. телесный угол одного пучка составляет $0,2\pi$, и 12 пучков покрывают около 60% сферы.

8. Адаптивная оптика и пространственное совмещение 12 пучков в общем фокусе

Аберрации (искажения волнового фронта) приводят к уменьшению интенсивности в фокальной перетяжке каждого из каналов, которое только усугубляется при дипольной фокусировке 12 пучков. Аберрации вызваны неточностями изготовления оптических элементов и недостатками их юстировки в оптическом тракте, а также тепловыми неоднородностями, нелинейными эффектами и потоками воздуха. В результате волновой фронт на выходе отличается от плоского. Все аберрации компенсируются при помощи адаптивной системы, основанной на деформируемых зеркалах (ДЗ) - зеркалах с управляемой формой поверхности [85]. ДЗ вносит в пучок пространственную фазу, равную по модулю, но противоположную по знаку фазе пучка, что приводит к восстановлению плоского фронта. Для работы адаптивной системы требуется сигнал обратной связи, характеризующий качество волнового фронта.

Компенсация аберраций наиболее эффективна, если ДЗ расположено максимально близко к фокусирующему параболическому зеркалу, см. рис.14. Если аберрации очень сильные и их амплитуда превышает динамический диапазон ДЗ, то дополнительно используют второе ДЗ в середине оптического тракта [86]. Одним из преимуществ ОРСПА является низкий уровень аберраций, поскольку в параметрических усилителях мало проходов, практически нет выделения тепла и неоднородности волнового фронта накачки никак не влияют на волновой фронт сигнальной волны. В частности, в [87] получено число Штреля 0.3 вообще без использования ДЗ.

ДЗ соответствующей апертуры (55x55 или 66x66, см. раздел 6) изготовлено по гибридной технологии [88] – оно управляется примерно 200 электродами биморфного типа и 20 периферийными толкателями на основе шаговых двигателей. Алгоритм работы ДЗ требует нескольких импульсов, поэтому работа с разовыми “выстрелами” неэффективна. ДЗ работает с маломощным излучением с частотой 100Гц. Волновой фронт измеряется датчиком Гартмана [89, 90], а качество фокусировки - CCD-камерой, измеряющей распределение энергии в дальней зоне. Используются два комплекта измерителей и, соответственно, две обратные связи, показанные на рис.14 желтыми линиями. Основной комплект (не показан на рис.14) вдвигается в главный фокус при помощи сервоприводов на время калибровки вспомогательного комплекта и затем убирается. Вспомогательный комплект расположен за плоским зеркалом, которое направляет пучок на параболическое зеркало, см. рис.14. Сначала ДЗ настраивается на оптимальную форму поверхности, используя в качестве обратной связи данные с основного комплекта. Затем текущие значения во вспомогательном комплекте записываются в качестве референсных, после чего обратная связь адаптивной системы переключается с основного комплекта на вспомогательный и поддерживает эти референсные значения. Такая двухступенчатая процедура стандартна для мощных лазерных систем [91], включая лазер PEARL, где при диаметре пучка 18 см и энергии в импульсе более 10 Дж продемонстрировано число Штреля более 0.72 при фокусировке параболическим зеркалом с числовой апертурой F/2.5 [92].

Отметим, что при помощи ДЗ можно в небольших пределах смещать фокальную перетяжку вдоль оси z, что является альтернативным способом тонкой подстройки положения перетяжки. В некоторых случаях это позволяет избежать перемещения крупногабаритных фокусирующих зеркал и может быть полезным при пространственном совмещении фокальных перетяжек 12 пучков.

Для процедуры пространственного совмещения пучков в общем фокусе необходимы вспомогательные манипуляции в каждом из 12 каналов: блокировка, ослабление и уменьшение апертуры пучка. Соответствующие устройства (экран, фильтры, диафрагмы) вдвигаются в пучок сразу после делителя (см. раздел 4, рис. 8). Направление каждого пучка стабилизируется при помощи вращающегося в двух плоскостях зеркала (ВЗ), управляемого сигналом с квадратурного фотодиода (quad photodiode), расположенного за плоским зеркалом, которое направляет пучок на параболическое зеркало. На рис. 14 эта обратная связь показана фиолетовым цветом. Кроме этого, с помощью CCD-камер измеряется распределение энергии в ближней зоне пучка как до фокусировки, так и после – за “чужим” плоским зеркалом, которое направляет встречный пучок на параболическое зеркало (ретро-диагностика), см. рис. 14.

В основе пространственного совмещения пучков лежит использование тонкого лезвия [90, 93], которое позволяет с субволновой точностью совместить кромку лезвия с фокальной перетяжкой (см. рис. рис.15). Идея основана на зависимости топологии ближней зоны прошедшего через фокус пучка от положения лезвия относительно фокальной плоскости. Лезвие, расположенное за перетяжкой (рис. 15б), блокирует излучение со стороны введения лезвия. Лезвие, расположенное перед перетяжкой (рис. 15в), перекрывает пучок с противоположной стороны. Однородное приглушение яркости по всей апертуре свидетельствует о положении лезвия точно в фокальной плоскости (рис. 15г). Процедура допускает как перемещение параболического зеркала для наведения на лезвие, так и помещение лезвия в перетяжку.

Пространственное совмещение 12 пучков проходит в два этапа: сведение двух встречных пучков и последовательное совмещение примыкающих пучков. Для совмещения встречных пучков лезвие имеет зеркальную поверхность, которая располагается по нормали к пучку, отражая его назад в ретро-диагностический канал, см. рис.16б. При выведении лезвия из перетяжки, в ретро канал пойдет встречный пучок - рис. 16а. Таким образом, сведение пятен можно будет дополнительно диагностировать, сравнивая положение отраженного от лезвия пучка и пучка встречного канала. Для сведения пучков по двум координатам необходимо использовать два лезвия, повернутые на 90 градусов.

Аналогично осуществляется совмещение примыкающих пучков, для чего лезвие располагается таким образом, чтобы отраженное излучение одного канала направлялось точно во второй канал (см. рис.17). В отличие от встречных пучков в этом случае совмещение пятен невозможно контролировать при помощи ретро-каналов, поэтому сведение проводится исключительно по лезвию, при помощи данных о перекрытии ближней зоны со встречных ретро-каналов. После того, как лезвие помещается в фокус первого канала, фокус второго канала наводится на лезвие. Таким образом, фокусы всех каналов совмещаются в одной точке, после чего осуществляется синхронизация и фазировка импульсов.

9. Синхронизация и фазировка 12 импульсов

После того как фокальные перетяжки всех 12 пучков совмещены в одной точке пространства, необходимо совместить 12 импульсов во времени. Задачу временного совмещения импульсов в общем фокусе можно разделить на две части: *i*) синхронизация, т.е. совмещение огибающих импульсов с погрешностью много меньше длительности импульса, и *ii*) фазировка, т.е. совмещение фаз импульсов в фокусе с погрешностью много меньше периода поля. Заметим, что одинаковый для всех каналов сдвиг между фазой и огибающей импульса не требуется, поскольку длительность импульса значительно больше периода поля, и “проскальзывание” фазы даже на π приведет к несущественному уменьшению интенсивности.

Идеальная фазировка (максимальная интенсивность в фокусе) достигается при точном равенстве фаз всех импульсов. Любой случайный разброс фаз приводит к уменьшению интенсивности. Для обычной (не дипольной) геометрии фокусировки детальный анализ проведен в [94]. В частности, там показано, что при среднеквадратичном отклонения фазы $\pi/4$ интенсивность уменьшается примерно на 30%, а при $\pi/2$ - уже на 70%. Мы провели численное моделирование при дипольной фокусировке. При этом максимум интенсивности искался только в экваториальной плоскости. Как видно из рис.13, для дипольной фокусировки влияние расфазировки меньше, чем для обычной: интенсивность уменьшается на 16% и на 47%, соответственно.

Требуется не только установить одинаковые длины путей, но динамически компенсировать флуктуации, обусловленные дрейфом температуры, потоками воздуха и вибрациями. Для этого в каждом канале установлено зеркало, расположенное на трансляторе (ТЗ). ТЗ должно иметь как можно меньше массу и, соответственно, апертуру, поэтому оно установлено внутри телескопа после делителя пучка (см. также рис. 8). На ТЗ поступает сигнал обратной связи. Для синхронизации эта обратная связь может быть относительно медленной (доли герца), а для фазировки ширина полосы системы должна достигать десятков Гц. В разовых импульсных лазерных системах или системах с малой частотой следования импульсов (<100 Гц) добиться такой скорости работы невозможно, поэтому для обратной связи используются не усиленные импульсы, которые проходят точно такой же путь [95], поскольку частота их повторения значительно больше. Согласно [96] для компенсации флуктуаций в полосе до 10 Гц частота следования импульсов должна составлять не менее 100 Гц. Схемы обратной связи могут быть основаны на интерференции сигналов между собой, включая попарную интерференцию [97], или совместную фокусировку [98], а также на интерференции сигналов с одним опорным пучком [99]. Во всех случаях генерируются сигналы ошибки, которые обрабатываются процессором, в результате чего изменяется напряжение на пьезоэлектрических преобразователях, смещающих зеркала ТЗ в каждом канале.

Отличие дипольной геометрии фокусировки от обычной приводит к двум дополнительным трудностям. Во-первых, на первом этапе временного совмещения обычно сигналом обратной связи служит непосредственно плотность энергии в фокусе системы параболических зеркал, куда устанавливается фотодиод или CCD-камера, однако они не могут использоваться в общем фокусе 12 пучков, поскольку не могут быть освещены со всех сторон. Таким образом, требуется специальный датчик интенсивности. Он может представлять собой нанорассеиватель, изображение которого переносится на фотодиод, либо наноантенну, которая принимает сигнал и передает его на детектор [100], либо нелинейную среду, отклик которой также отслеживается фотодиодом [101]. Альтернативой может быть попарное совмещение, которое, однако, представляется более трудоемким и может занять много времени. Во-вторых, на втором этапе - когда датчик убирается из фокуса - вместо него обычно используется реплика фокальной перетяжки, образованная, например, пучком, прошедшим через "глухое" зеркало. Однако такую реплику невозможно создать для всех 12 пучков при дипольной фокусировке. Эта проблема решается с помощью дополнительной системы обратной связи, основанной на измерении фазы импульса с помощью пучка, прошедшего сквозь транспортное зеркало, оптоволоконный регулятор фазы, смеситель с опорным пучком, за которым расположен фотодиод, см. рис.14.

Такая гибкая архитектура позволяет использовать различные алгоритмы фазировки, остановимся на двух. В первом оптимальные положения ТЗ подбираются и поддерживаются таким образом, чтобы пучки в фокусе имели нулевые сдвиги фаз, т.е. чтобы на датчике достигалась максимальная интенсивность – петля обратной связи, показанная красным цветом. Далее сдвиг фазы на каждом оптоволоконном регуляторе устанавливается таким образом, чтобы сигнал на фотодиоде был максимальным – голубая петля обратной связи. В это время красная петля обратной связи работает и поддерживает

максимальную интенсивность в фокусе. После этого фазы оптоволоконных регуляторов фиксируются (замораживаются), а управление положениями ТЗ меняется таким образом, чтобы сохранять максимальные значения сигналов на фотодиодах – зеленая петля обратной связи. После этого датчик интенсивности уже не нужен, и он убирается из фокуса.

Второй алгоритм с самого начала использует зеленую петлю обратной связи: подбирает и поддерживает положения ТЗ так, чтобы сфазировать каналы между собой. Это гарантирует постоянную во времени разность фаз между каналами, но не гарантирует ее нулевое значение. Далее с помощью оптоволоконных регуляторов на датчике в фокусе устанавливается максимальная интенсивность – голубая обратная связь. В это время зеленая и голубая петли обратной связи работают одновременно. После установления максимума напряжения на оптоволоконных регуляторах замораживаются (голубая петля обратной связи разрывается), и работа зеленой петли гарантирует поддержание максимальной интенсивности в фокусе. Датчик убирается из фокуса.

Заметим, что на фотодиод можно завести пучки, которые прошли как сквозь “свой” транспортные зеркала, т.е. до фокуса, так и пучки из ретро-каналов, прошедшие сквозь “чужие” зеркала, т.е. после фокуса. Для более надежной и устойчивой работы алгоритма можно использовать оба варианта одновременно.

10. Дополнительные возможности: управление параметрами импульса после компрессора

Как указано в разделе 6, плотность мощности одного канала XCELS ограничена стойкостью дифракционных решёток, и при длительности импульса 20 фс (FWHM) интенсивность не может быть значительно больше 10 ТВт/см². В последнее время для дополнительного сокращения длительности петаваттных и суб-петаваттных лазерных импульсов широкое развитие получил метод пост-компрессии, также известный как TFC (Thin Film Compressor) [32] или CafCA (Compression after Compressor Approach) [34], рис. 18а. Суть метода заключается в использовании тонкой плоскопараллельной пластины – нелинейного элемента, в котором лазерный импульс значительно уширяет свой спектр из-за фазовой самомодуляции за счёт керровской нелинейности. Далее фаза спектра корректируется с помощью chirпирующих (дисперсионных) зеркал, что обеспечивает близкий к Фурье-ограниченному импульс меньшей длительности. Метод получил подтверждение в экспериментах, в которых было продемонстрировано сокращение длительности у суб-ПВт лазерных импульсов в пять [102] и в 6 [103] раз. Однако в этих и большинстве других [33, 104-106] экспериментах интенсивность была порядка 1 ТВт/см². Для интенсивности 10 ТВт/см² требуются субмиллиметровые пластины, поэтому перспективно использовать полимерные [107, 108] или кварцевые плёнки [109], расположенные под углом Брюстера. Результаты моделирования для кварца толщиной 500 микрон показаны на рис. 19 зелёным цветом. Из рисунка видно, что импульс сжимается до 2.6 фс, а мощность выходного импульса увеличивается в 4.6 раза. В этом случае выходная мощность одного канала XCELS составляет 130 и 230 ПВт для двух вариантов компрессора. Пятикратная пост-компрессия предусматривается также в [31], см. табл.1.

Кроме увеличения мощности важно увеличить контраст импульса, что чрезвычайно важно для многих экспериментов, особенно с твердотельными и наноструктурированными мишенями. Для этого было предложено несколько вариантов модернизации пост-компрессии, из которых для XCELS наиболее подходит метод спектральной фильтрации импульса после фазовой самомодуляции [110, 111], см. рис.18б. Идея метода заключается в том, что в отличие от спектра основного импульса спектр пьедестала не уширяется, поскольку его интенсивность мала. Следовательно, если «вырезать» из уширенного спектра полосу исходного импульса, то пьедестал будет существенно уменьшен, а основной

импульс пострадает мало, т.к. его спектр значительно шире. Для этого используется зеркало, коэффициент отражения которого имеет провал в центре спектральной полосы исходного импульса. Выбор ширины провала диктуется компромиссом между увеличением временного контраста и увеличением пиковой интенсивности компрессированного импульса. На рис.19 синим цветом показан пример расчёта: мощность увеличилась в 2.8 раза, а контраст - на два порядка.

Технологически более сложным, но ещё более привлекательным является генерация и сжатие импульсов второй гармоники (рис.18в). В этом случае увеличивается не только временной контраст, но также за счёт более короткой длины волны примерно вдвое уменьшается диаметр фокального пятна, что значительно увеличивает интенсивность в фокусе. Кубическая нелинейность влияет на генерацию второй гармоники как из-за уширения спектра, увеличивающего дисперсионное расплывание, так и из-за нарушения условий фазового синхронизма, поскольку и импульс первой гармоники, и импульс второй гармоники накапливают зависящую от времени нелинейную фазу. В приближении плоских монохроматических волн последний эффект может быть скомпенсирован полностью [112]. Интенсивность порядка 10 ТВт/см^2 требует тонких широкоапертурных нелинейных кристаллов, изготовление которых является сложной технологической задачей. Наиболее перспективным представляется изготовление тонкой (\sim мм) кварцевой подложки, которая наклеивается прозрачным клеем на толстый (\sim см) кристалл KDP, после чего кристалл сполировывается до нужной толщины. На рис.20 показаны результаты расчётов удвоения при толщине кристалла 250 мкм и толщине кварца 1мм. Как и следовало ожидать, из-за квадратичной нелинейности контраст возводится в квадрат, поскольку в расчётах мы полагали, что излучение первой гармоники полностью выводится из пучка за счёт отражения от спектроделителей. На практике увеличение контраста будет определяться количеством и качеством спектроделителей. Как видно из рис.20, длительность импульса сократилась до 3.4 фс, пиковая мощность увеличилась в 1.4 раза, что с учетом вдвоего укорочения длины волны увеличивает интенсивность в фокусе в 5.6 раза.

Заметим, что на сегодняшний день технологической проблемой является создание широкополосных широкоапертурных чирпирирующих зеркал с высокой оптической стойкостью. Однако в будущем эта проблема может быть решена, или будут развиты альтернативные дисперсионные элементы, например, [113]. Отметим также потенциальную возможность самокомпрессии сфокусированного импульса при распространении в плазме [114, 115].

Важно отметить, что указанные в этом разделе методы приводят к искажениям волнового фронта, если распределение интенсивности неоднородно в поперечном сечении. В настоящее время предложены [116] способы определения оптимальной корректирующей фазы для восстановления плоского фронта с помощью адаптивного зеркала, результаты первых успешных экспериментов приведены в [92]. Поскольку на выходе каналов лазера XCELS пучки близки к однородным, то искажения волнового фронта значительно меньше, чем были в [92], и не представляют трудностей для системы адаптивной оптики, описанной в разделе 8.

В заключение Части А резюмируем в табл. 7 мощность и фокальную интенсивность, которые ожидаются в проекте XCELS. При планировании экспериментальной программы XCELS следует учитывать, что это максимальные значения, полученные для максимального размера дифракционных решеток (70x145 см) и в предположении идеально плоского волнового фронта. С другой стороны, как уже указывалось выше, приведенные в табл. 7 значения ограничены только размерами и оптической стойкостью дифракционных решеток, технологии изготовления которых активно развиваются. Решетки размером 93x170см с такой же стойкостью позволят компрессировать пучок с апертурой 90x90 см,

что увеличит мощность одного канала до 100ПВт. При этом для накачки финального ОРСПА потребуется около 11кДж, что все еще меньше 14 кДж - энергии одного канала установки УФЛ-2М [60, 61].

Часть Б. Экспериментальная программа XCELS

В последнее время активно обсуждаются возможные эксперименты на мультипетаваттных лазерных системах [117]. Проект XCELS предусматривает создание уникальной лазерной системы, позволяющей генерировать оптические импульсы с рекордной суммарной мощностью. Другой важной особенностью установки XCELS является ее многоканальность, что может быть использовано для создания в области фокуса сложных распределений световых полей, максимизирующих различные параметры излучения, например напряженность лазерного поля. Более того, дополнительные каналы могут быть использованы как в целях диагностики, так и для генерации интенсивных потоков вторичного излучения и частиц, которые могут понадобиться в различных экспериментах. Таким образом, на XCELS возможен целый ряд экспериментов, недоступных для других установок, как существующих, так и строящихся. Возможным экспериментам на XCELS посвящен ряд работ [118-156], обзор которых приводится ниже.

Следует отметить, что лазерные технологии очень быстро развиваются, что накладывает определенный отпечаток и на сам проект XCELS. На первом этапе проекта мощность лазерного излучения в одном канале предполагалась на уровне 15 ПВт, но, как уже указывалось выше, недавний прогресс технологии изготовления дифракционных решеток позволяет увеличить эту мощность до 50 ПВт, а применение пост-компрессии импульса – еще больше. Представленные в работах [118-156] предложения по экспериментальной программе XCELS в основном ориентированы на первоначальную мощность (15 ПВт в одном канале), однако они актуальны по нескольким причинам. Во-первых, эти эксперименты могут быть проведены еще до вывода XCELS на максимальную мощность, что может занять весьма продолжительное время. Во-вторых, работа установки с параметрами существенно ниже максимальных является более надежной и стабильной. В-третьих, что часть экспериментов можно прямым образом «экстраполировать» и на более высокий уровень мощности, например, за счет увеличения поперечного размера пучка в области взаимодействия. Детальные теоретические исследования возможных экспериментов на XCELS для максимального уровня мощности – 50 ПВт и более в одном канале – предполагается провести в будущем.

Эксперименты можно условно разделить на 4 группы: i) квантово-электродинамические процессы в сильном лазерном поле; ii) генерация и ускорение частиц; iii) генерация ЭМ излучения; iv) лабораторная астрофизика, процессы с высокой плотностью энергии, диагностика и другие приложения.

КЭД процессы в сильном лазерном поле

Одной из важнейших целей проекта XCELS, имеющих фундаментальное значение, являются исследования в области физики сильных электромагнитных полей, включая эффекты сильнополевой квантовой электродинамики (КЭД). Среди таких эффектов можно выделить поляризацию вакуума в сильном электромагнитном поле, квантово-электродинамические каскады, динамику плазмы с учетом КЭД эффектов и т. д. [157-160]. Часть экспериментов на XCELS связана с исследованиями процессов, где сильнополевые КЭД эффекты играют ключевую роль.

Так в работе [118] предложена экспериментальная схема для установки XCELS по исследованию поляризации вакуума в сильном ЭМ поле. КЭД предполагает, что сильные ЭМ поля могут воздействовать на вакуумные квантовые флуктуации. В этом случае вакуум ведет себя как нелинейная среда и может быть описан нелинейными радиационными поправками к уравнениям Максвелла. В случае, когда действует теория возмущений, главные радиационные поправки описывают четырехволновое взаимодействие, соответствующее упругому фотон – фотонному рассеянию. В случае лазерного излучения экстремально высокой интенсивности это приводит к возможности наблюдения интересных нелинейно-оптических явлений, таких как генерация оптических гармоник, самофокусировка и т. д. [157]. Более того, существенные отклонения измеренных в эксперименте коэффициентов, описывающих такие нелинейно-оптические явления, от вычисленных могут указывать на новую физику. До настоящего времени подобные измерения не проводились, поскольку требуют экстремально сильных ЭМ полей. В то же время установка XCELS как раз подходит для подобного рода экспериментов. В частности, авторы исследовали трехпучковую схему для генерации сигнальных фотонов, излучаемых вакуумом, поляризованным перекрывающимся фокусированными лазерными импульсами с параметрами, соответствующими параметрам установки XCELS. Авторами разработан эффективный метод расчета числа и характеристик сигнальных фотонов. Проанализирована и оптимизирована зависимость сигнала от фокусировки и поляризации импульсов и обоснована возможность его детектирования на мультитераваттной установке XCELS.

Другим интригующим явлением, которое предсказывает сильно-полевая КЭД, и которое еще не наблюдалось в лабораторных условиях, является КЭД каскад [161-166]. КЭД каскады можно условно считать процессом преобразования света в материю. Механизм КЭД каскада в сильном лазерном поле состоит в следующем: электрон, ускоряясь в лазерном поле, может излучить фотон высокой энергии. Такой фотон может распасться в сильном поле на электрон-позитронную пару. В свою очередь, образующиеся заряженные частицы могут быть также ускорены и могут излучать жесткие фотоны. Эти два процесса (излучение фотонов и их распад с образованием электрон-позитронных пар), чередуясь друг с другом, могут повторяться достаточно долго, имея вид, схожий с цепной реакцией. В результате происходит экспоненциальный во времени рост числа фотонов, электронов и позитронов. В этом случае лазерное излучение конвертируется в электрон-позитронную плазму и жесткое ЭМ излучение. Предполагается, что КЭД каскады ответственны за генерацию электрон-позитронной плазмы в магнитосфере нейтронных звезд [167]. Также электромагнитные ливни, вызываемые космическими лучами в атмосферах планет, можно отнести к несамостоятельным КЭД каскадам, где энергия каскада «черпается» из энергии космических лучей [168]. Для организации КЭД каскада требуется достаточно сильное ЭМ поле, пока недоступное в лабораторных условиях. Такое поле можно сформировать в результате когерентного сложения нескольких лазерных импульсов установки XCELS [81, 169]. В зависимости от параметров сложения импульсов ЭМ поле в области фокуса может быть близко к электродипольной волне (электрическое поле максимально в центре фокусировки) или магнитодипольной волне (магнитное поле максимально в центре фокусировки).

В работах [119, 122] предлагаются эксперименты в магнитодипольной волне, сформированной лазерными импульсами установки XCELS. В [119] с помощью трехмерного численного моделирования методом частиц в ячейках исследуется развитие КЭД каскада и, в частности, определена пороговая суммарная мощность лазерного излучения, необходимая для каскада. Показано, что минимальный порог пробоя 14 ПВт достигается при использовании 12 пучков, при уменьшении количества пучков до 2–6 пороговая мощность возрастает и устанавливается на уровне 18 ПВт. Определена зависимость скорости развития КЭД каскада от количества лазерных пучков в широком

диапазоне мощностей. Продемонстрировано, что флуктуации мощности каждого из пучков слабо влияют как на порог пробоя, так и на скорость развития каскада. В работе [122] предложена экспериментальная схема для исследования радиационного захвата электронов. До сих пор радиационный захват в лабораторных условиях не наблюдался [83]. Авторами показано, что при облучении твердотельной мишени в виде нанопровода несколькими петаваттными лазерными импульсами, максимизирующими магнитное поле в фокусе, может возникать режим аномального радиационного захвата. Формируемые распределения ускоренных электронов и генерируемых гамма-фотонов в этом режиме имеют отличительные свойства, на основе которых возможно экспериментально определить применимость различных теоретических подходов к описанию радиационных потерь. В работе рассматривались конфигурации с различным количеством импульсов (4, 6 и 12) и с разной суммарной мощностью.

Электродипольная конфигурация рассматривалась в работах [120, 121], где основное внимание было уделено генерации гамма-квантов и потоков заряженных частиц из области КЭД каскада. С помощью полномасштабного численного моделирования показано, что при достижении параметров лазерной системы, близких к заявленным параметрам установки XCELS, максимальная энергия гамма-фотонов может достигать 2 ГэВ, полная эффективность конверсии лазерного излучения в энергию фотонов – 40%, а поток фотонов с энергией больше 1 ГэВ может приближаться к 10^{25} с^{-1} . Также продемонстрировано, что при использовании 12 лазерных импульсов длительностью 30 фс суммарный заряд ускоренных электронов (позитронов) может достигать 250-270 нКл, а заряд частиц с энергией больше 1 ГэВ превышать 1 нКл. Электродипольная структура полей позволяет получить экстремально узкое (несколько мрад) распределение гамма-квантов и частиц по полярному углу, отсчитываемому от оси симметрии поля. Таким образом, многопучковые мультипетаваттные лазерные системы, такие как XCELS, могут стать основой для построения сверхъяркого источника гамма-излучения и позитронов.

Одним из «узких» мест в организации экспериментов с дипольной волной является необходимость сфазированного сложения лазерных импульсов, что может быть непростой задачей для высокого уровня мощности. Интересно было бы выяснить насколько критична синхронизация лазерных импульсов для развития КЭД каскадов. Данный вопрос обсуждается в [123]. В работе продемонстрирована потенциальная возможность наблюдения самоподдерживающихся электромагнитных каскадов на установке XCELS при случайной разности фаз импульсов в разных каналах, для суммарной мощности 36 ПВт. При этом в среднем число сгенерированных позитронов может быть на порядок меньше, чем в случае сфазированных импульсов, собираемых в «дипольную волну», однако с вероятностью 10-30% «выстрел» установки XCELS со случайными фазами приведёт к наработке 1/4-1/3 от числа позитронов, нарабатываемых в случае электродипольной волны. Поглощение лазерного поля, которое также может быть маркером развития каскада, также значительно и может достигать до 20% и более с вероятностью 10-30%. В работе рассмотрена мощность системы, существенно превышающая порог развития каскадов в «синфазной» конфигурации. Очевидно, что для мощности, близкой к порогу, также можно ожидать развития каскада в случае случайных фаз, однако вероятность «успешных» «выстрелов» может быть существенно ниже, чем в рассмотренном случае.

Для экспериментов с дипольной волной, обсуждавшихся выше, для развития КЭД каскада необходимо разместить затравочные частицы в области сильного электрического поля. Способ их размещения требует дополнительного исследования. В связи с этим интересно проанализировать возможность развития КЭД каскада при облучении лазерными импульсами различных мишеней. В работе [125] с помощью полноразмерного трёхмерного численного моделирования методом частиц-в-ячейках исследуется развитие КЭД каскада и образование электрон-позитронных пар в результате взаимодействия лазерного излучения с фольгой. Исследованы две различные конфигурации

взаимодействия. В первой конфигурации 6 лазерных импульсов фокусируются в одну точку на поверхности мишени из вершин правильного шестиугольника. Во второй конфигурации лазерные импульсы попарно фокусируются в одну точку на поверхности мишени из вершин, расположенных симметрично, относительно точки фокусировки. При этом точки фокусировки для каждой пары отстоят на одинаковое расстояние друг от друга и находятся на одной прямой. Поляризация лазерных импульсов выбирается таким образом, чтобы электрическое поле находилось в плоскости, образованной нормалью к мишени и направлением распространения импульса (ТМ или р-поляризация). В обеих схемах нормаль к мишени и направление распространения каждого лазерного импульса составляют угол 75° . Показано, что при параметрах излучения, ожидаемых на установке XCELS, возможна генерация электрон-позитронных пар с энергиями вплоть до ГэВ, полным числом частиц 8×10^{10} и средней концентрацией $2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Одним из эффектов, которые проявляются в сильном лазерном поле, является реакция излучения. Эффект обусловлен отдачей, возникающей при излучении фотона. Причем в сильном поле электрон ускоряется до большой энергии и вероятность излучить фотон, уносящий заметную часть энергии электрона, сильно возрастает. В упрощенном описании эффект реакции излучения можно представить как эффективную силу радиационного трения (силу реакции излучения), действующую на излучающую частицу. Эффект реакции излучения может приводить к интересным явлениям, таким как радиационный захват [83, 170], обратный эффект Фарадея [171, 172] и др. Работа [124] посвящена возможности наблюдения обратного эффекта Фарадея на установке XCELS. Поскольку циркулярно поляризованное излучение на высоком уровне мощности сгенерировать непросто, то рассматривается конфигурация с двумя сфазированными линейно-поляризованными лазерными импульсами, распространяющимися под небольшим углом друг к другу. Представленные результаты расчетов, показывают, что использование двух 15-петаваттных ортогонально поляризованных пучков, пересекающихся под небольшим углом ($\leq 10^\circ$), позволяет реализовать условия, необходимые для экспериментального наблюдения обратного эффекта Фарадея, индуцированного радиационным трением. На XCELS возможна генерация продольного квазистатического магнитного поля пиковой напряженностью несколько гигагаусс.

Генерация и ускорение частиц

Ускорение заряженных частиц является одним из процессов, который с одной стороны имеет важное фундаментальное и прикладное значение, а с другой может быть экспериментально исследован на установке XCELS. Благодаря высокой интенсивности лазерного излучения установки XCELS можно ожидать потоков частиц с рекордными плотностями энергии. В работе [130] исследована генерация потоков электронов высокой энергии при взаимодействии одного импульса установки XCELS с мишенью околоритической плотности. С помощью численного моделирования показано, что в этом случае заряд ускоренных электронов с энергией $(0.2-2)\text{ГэВ}$ достигает рекордного значения около 0.1 мкКл . При этом эффективность конверсии лазерной энергии в энергию электронов достигает 17%.

Лазерно-плазменные методы ускорения электронов в последнее время привлекают к себе большое внимание благодаря перспективам создания компактных, высокоградиентных ускорителей [173, 174]. Предполагается, что размеры таких ускорителей будут на несколько порядков меньше ускорителей, основанных на стандартных технологиях. В настоящий момент в этой области получены впечатляющие результаты. Энергия ускоренных электронов достигла 8 ГэВ , что сравнимо с энергией частиц в рентгеновских лазерах на свободных электронах (ЛСЭ) [175]. При этом следует отметить, что такая энергия была получена на длине в несколько десятков сантиметров, в

то время как длина ускорителя для рентгеновских ЛСЭ достигает сотен метров и километров. Еще большую энергию можно получить, используя преимущества установки XCELS. В работе [131] с помощью численного моделирования продемонстрировано, что электронный сгусток с зарядом 50 пКл можно ускорить до энергии 100 ГэВ с субпроцентным энергоразбросом, используя один лазерный импульс установки XCELS. Для этого требуется создать плазменный канал длиной 70 м, характерным радиусом 200 мкм и плотностью плазмы на оси $3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Исходный лазерный импульс нужно растянуть до длительности 200 фс, а его диаметр должен быть около 400 мкм.

Теоретически еще большую энергию можно получить, используя многостадийное ускорение, где на каждой стадии ускорение осуществляется своим лазерным импульсом [176]. Поскольку установка XCELS является многоканальной, то она подходит для тестирования многостадийных схем ускорения. Предполагается, что коллайдеры будущего могут быть основаны на многостадийных схемах, где каждая стадия представляет собой плазменный ускоритель. В работах [132, 135] исследованы возможности экспериментов по многостадийному ускорению электронов и позитронов на установке XCELS. С помощью численного моделирования в работе [135] показано, что на установке может быть продемонстрировано ускорение сгустка электронов на 3-5 стадиях до энергии 60-100 ГэВ с сохранением высокого качества (нормализованный эмиттанс $\sim 1 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$, разброс по энергии $\sim 1 \%$). Заряд сгустка предполагался равным 70 пКл. В работе [132] исследовано каскадное ускорение электронных сгустков с большим зарядом. Расчеты показывают возможность многокаскадного ускорения с зарядом 400 нКл. В работе предложен метод расчета многостадийного ускорителя с учетом эффектов дефазировки и истощения накачки; метод также позволяет оценить параметры плазменного канала для каждой стадии ускорения и допустимые диапазоны углов инжекции электронов в следующую стадию. В работе [136] предложена схема лазерно-плазменного инжектора. Показано, что с помощью такого инжектора можно получить сгустки с эмиттансом $\sim 8 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$, зарядом 100 пКл и энергией 150 МэВ.

Большой интерес также вызывают лазерно-плазменные методы генерации и ускорения протонов и ионов [177]. Благодаря высокой интенсивности лазерного излучения ускорение протонов можно организовать в режиме радиационного давления. Такой режим еще не исследовался экспериментально. Возможность ускорения ионов в режиме радиационного давления была исследована в работе [133] для параметров установки XCELS с помощью полноразмерного трёхмерного численного моделирования. Найдены параметры лазерного импульса (степень фокусировки) и фольги (концентрация электронов и толщина), оптимальные с точки зрения эффективности конверсии энергии лазерного импульса в энергию ионов, энергии отсечки ионов и полного заряда ионов с энергией выше 500 МэВ/нуклон. Показано, что в режиме «лазерного бурения» возможно получение ионов с энергией отсечки $\sim 750 \text{ МэВ/нуклон}$ и зарядом $\sim 70 \text{ нКл}$, а в режиме «светового паруса» возможно получение ионов с энергией отсечки $\sim 1500 \text{ МэВ/нуклон}$ и зарядом $\sim 50 \text{ нКл}$. Численное моделирование показывает, что в обоих случаях эффективность конверсии может превышать 30%.

Известно, что мишени низкой плотности могут обеспечить более эффективное взаимодействие лазерного излучения с плазмой. В работе [126] исследована генерация ионов при взаимодействии излучения XCELS с низкоплотными мишенями. Показано, что использование разлетающейся мишени с формирующимся оптимальным профилем плотности позволяет достичь энергии протонов порядка 1 ГэВ. Численные расчеты предсказывают коэффициенты конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных протонов вплоть до 20% и получение пучков протонов с энергией более 100 МэВ с полной энергией более 30 Дж. В [128] обсуждается возможность генерации ионов с энергиями, достигающими гигаэлектронвольт при использовании кулоновского взрыва. В

этом случае предлагается облучать лазерным излучением установки XCELS сферические микромишени.

Лазерное излучение установки XCELS позволяет также генерировать нейтроны, позитроны и пионы. В работе [127] выработаны рекомендации для получения рекордного числа лазерно-нагретых дейтронов умеренных энергий (0.2 – 2 МэВ) на уровне 10^{15} за выстрел и создание сверхъяркого источника термоядерных DD-нейтронов с ожидаемым пиковым потоком $\sim 10^{18}$ 1/(см² с). В [129] продемонстрировано, что использование лазерного импульса XCELS позволит достичь рекордно высокого выхода (10^{12}) позитронов МэВ-ной энергии за выстрел. Показано [134], что использование только одного канала лазера XCELS позволит достичь рекордно высокого выхода пионов на уровне 10^8 частиц за один лазерный выстрел.

Генерация излучения в труднодоступных областях ЭМ спектра

В этих областях спектра на установке XCELS можно получить рекордные параметры и возможности для важных приложений [178]. Работы [137, 140, 145] посвящены генерации ЭМ излучения в гамма-диапазоне. В [145] на основе низкоплотных полимерных аэрогелей предложен универсальный тип мишеней, который может быть использован для создания различных источников частиц и квантов МэВ-ного диапазона энергий без перестройки параметров лазерной установки XCELS. Моделирование с использованием пакета GEANT4 показывает рекордную эффективность генерации гамма-квантов и позитронов с энергиями до сотен МэВ. Увеличение количества используемых лазерных импульсов, фокусируемых на низкоплотную мишень, приведет к пропорциональному увеличению заряда пучков электронов и позитронов и количества гамма-квантов до недостижимых другими методами значений.

В работе [137] проведено исследование генерации гамма излучения на основе бетатронного механизма при распространении лазерного импульса, отвечающего параметрам установки XCELS, в мишени околоритической плотности в режиме релятивистского самозахвата. Показано, что источник обладает высокой направленностью с угловой полушириной 150 мрад в направлении поляризации лазерного импульса и широким спектром с критической частотой около 10 МэВ. Благодаря малому размеру источника, короткой длительности генерации и узкой направленности синхротронного излучения яркость может достигать рекордных значений, значительно превышающих 10^{23} фотонов/с/мм²/мрад²/0.1%b.w.

Помимо бетатронного механизма жесткое ЭМ излучение может генерироваться с помощью тормозного механизма. В работе [140] продемонстрировано, что лазерная система XCELS может быть использована для создания источника гамма-излучения с энергией фотонов заметно выше 1 МэВ при рекордной полной энергии (~35 Дж), т.е. с характеристиками, превосходящими все известные для лазеров ПВт уровня мощности. Это достигается за счет эффективного ускорения пучка электронов из околоритической плазмы в режиме релятивистского захвата лазерного импульса, приводящего к генерации пучков электронов с зарядом более 0.1 мкКл и максимальной энергией более 2 ГэВ. Такие пучки электронов способны более половины своей энергии конвертировать классическим образом в энергию тормозного гамма-излучения в, например, танталовой мишени-конвертере. Показана возможность использования предложенного импульсного источника гамма-излучения для глубокой радиографии плотных объектов с высоким пространственным разрешением, позволяющей определять форму объекта даже экранированного слоями железа толщиной до 0.4 м (соответствует погонной плотности 320 г/см², что более чем в три раза превосходит толщину экранировки, полученную на сегодняшний день).

Еще одним диапазоном ЭМ спектра, где отсутствуют мощные источники излучения, является терагерцовый диапазон. Этот диапазон важен для медицинских и биологических приложений, для материаловедения и физики твердого тела, для разработки систем безопасности и т. д. [179, 180]. Лазерно-плазменные методы могут предложить альтернативу традиционным источникам, основанным на вакуумных и полупроводниковых приборах. Предложено несколько методов генерации ТГц излучения на установке XCELS [138, 139, 141-143]. В работе [139] исследован механизм переходного излучения для генерации терагерцовых униполярных импульсов. Экспериментальная реализация генерации ТГц излучения в экспериментах XCELS позволит получать уникальные униполярные импульсы с рекордной энергией ($\sim 1-5$ Дж) и мощностью на уровне $\sim (10-50)$ ТВт в диапазоне частот до 2 ТГц, что пока недостижимо с использованием традиционных методов. Уменьшение размера пятна фокусировки и увеличение интенсивности лазерного импульса на мишени приводит к увеличению характерной частоты отсечки спектра до порядка 6 ТГц, практически не меняя мощность и энергию генерируемого ТГц импульса.

В работе [143] с помощью численного моделирования были рассмотрены две схемы взаимодействия 15 ПВт лазерного импульса с мишенью: одноэтапная с одной мишенью-пленкой, в которой происходит ускорение электронов и генерация ТГц, и двухэтапная, где в первой мишени создается пучок ускоренных электронов, который затем генерирует ТГц излучение, проходя через вторую мишень-пленку. Получены частотно-угловые спектры излучения в ТГц диапазоне для этих случаев. Результаты моделирования показывают, что напряженность терагерцового поля достигает релятивистского значения.

Генерация сверхмощного контролируемого направленного излучения ТГц диапазона разрядными токами, возбуждаемыми при облучении мультипетаваттными лазерными импульсами протяженной мишени заданной геометрии, рассмотрена в работе [142]. Показано, что использование нескольких импульсов позволяет пропорционально увеличить интенсивность излучаемых ТГц импульсов при коэффициенте преобразования излучения порядка нескольких процентов. Полученная в расчётах амплитуда магнитного поля на гранях расчетной области, удаленных на 0,64 мм от источника излучения, составляет около 400 Тл. Разработке мишеней, которые, с одной стороны, будут элементами источника излучения, а с другой стороны будут способны коллимировать и транспортировать энергию ТГц излучения, посвящена работа [138]. В работе проведено численное моделирование процесса генерации ТГц импульса при взаимодействии лазерного пучка XCELS с металлической мишенью цилиндрической формы. Показано, что ТГц излучение генерируется в уникальной форме, как униполярный импульс, а микропроволочная мишень позволяет концентрировать значительную часть излучения у своей поверхности и транспортировать его также в форме униполярного импульса со скоростью, близкой к скорости света, вдоль проволоки на большие расстояния со слабым затуханием. Использование всех планируемых 12 каналов установки XCELS позволит на порядок увеличить заряд улетающих электронов, тем самым существенно поднять амплитуду и полную энергию генерируемых приповерхностных электромагнитных импульсов.

Еще один метод генерации ТГц излучения предложен в [141]. В работе рассмотрен новый метод генерации мощного узкополосного терагерцового излучения в процессе нелинейного взаимодействия встречных лазерных кильватерных волн, профили потенциала в которых модулированы в поперечном направлении и локально не совпадают друг с другом. Каждую из плазменных волн с такой мелкомасштабной поперечной структурой предлагается создавать парой интерферирующих лазерных импульсов, распространяющихся под малым углом друг к другу. Численное моделирование методом частиц в ячейках подтверждает возможность достижения в такой схеме узкой спектральной линии (2%) излучения и высокой эффективности преобразования энергии на уровне 1%.

При проектных параметрах XCELS предложенный метод открывает путь к достижению рекордного тераваттного уровня мощности излучения в ТГц диапазоне частот.

В последнее время большой интерес вызывают источники большой мощности в среднем инфракрасном диапазоне [181]. Такие источники востребованы, например, в спектроскопии. В работе [144] анализируется возможность генерации экстремально интенсивных импульсов среднего инфракрасного диапазона при взаимодействии лазерных импульсов установки XCELS с веществом. Механизм генерации основан на эффекте Доплера при отражении лазерного излучения от плазмы околосверхкритической плотности. Показано, что наибольшая эффективность - порядка десятых долей процента - наблюдается при максимально короткой длительности падающего лазерного импульса и при его сверхострой фокусировке в пятно диаметром меньше 2 мкм. Использование двух импульсов позволяет увеличить эффективность в 1,5—2 раза. Таким образом, возможна генерация импульсов в диапазоне выше 3 мкм с энергией в несколько джоулей.

Лабораторная астрофизика, процессы с высокой плотностью энергии, диагностика и другие приложения

Еще одним применением лазерной плазмы, которое активно развивается в последнее время, является лабораторная астрофизика [182]. Поскольку прямые эксперименты в этой области в большинстве случаев невозможны в обозримом будущем, то большое внимание уделяется экспериментам, результаты которых с помощью методов подобия можно приближенно экстраполировать на реальные астрофизические явления. В работе [147] продемонстрирована возможность использования одного или нескольких фемтосекундных лазерных импульсов установки XCELS для создания сильного квазистационарного магнитного поля, замороженного в релятивистскую плазму сверхкритической плотности. За счет оптимальных условий лазерно-плазменного взаимодействия достигается высокая эффективность преобразования лазерной энергии в энергию магнитного поля -- до 20% согласно приведённым расчётам, а величина магнитной индукции составляет порядка 10^5 Тл, что на два порядка превосходит рекорд, полученный с использованием мишеней такого же типа. Полученная система с релятивистскими замагниченными электронами и магнитными полями до нескольких десятков кТ представляет интерес для лабораторных исследований высокоэнергетических процессов в астрофизике, в частности, явления релятивистского пересоединения магнитных силовых линий. Экспериментам по магнитному пересоединению посвящена также работа [151]. Показано, что при использовании двух лазерных импульсов длительностью 250—1000 фс, сфокусированных по нормали в пятно диаметром 2—4 мкм на твердотельную мишень толщиной в несколько мкм на расстоянии 10—50 мкм друг от друга на обратной стороне мишени формируется два сгустка замагниченной разлетающаяся плазмы с параметром замагниченности $\sigma \approx 5$, при столкновении которых наблюдаются условия для магнитного пересоединения. Другим направлением экспериментальных исследований, связанных с лабораторной астрофизикой, является достижение сверхвысоких давлений, которые также можно достичь с помощью мощного лазерного излучения. В работе [156] показано, что для параметров лазерных импульсов, планируемых на установке XCELS, можно достичь образование вещества с рекордными значениями давления более 1 гигабар при твердотельной плотности, что соответствует энерговыделению на уровне десятков МДж/г.

Остановимся на генерации сверхсильных квазистационарных магнитных и электрических полей. В [150] рассмотрено два способа генерации сильных магнитных полей с помощью лазерных импульсов, соответствующих установке XCELS, основанные на использовании структурированных мишеней и структурированных импульсов, соответственно. Показано, что значения аксиальных магнитных полей могут достигать десятков кТ в микрокапиллярных структурированных мишенях. В случае взаимодействия

структурированных лазерных импульсов с однородной плазмой аксиальное магнитное поле порядка десятков Тесла может занимать область порядка сотен микрон в диаметре. В работе [153] исследована генерация сверхсильного электрического поля в твердотельной мишени со сферической полостью, облучаемой лазерными импульсами. Рассмотрены конфигурации с 2, 4 и 8 лазерными импульсами. Продемонстрировано формирование квазистатического сильного электрического поля в центре полости в результате коллапса мишени. Оценки показывают, что для параметров установки XCELS в 8-ми пучковой конфигурации можно ожидать максимальной амплитуды электрического поля 1.61×10^{14} В/см. Возможность создания с помощью лазерного излучения установки XCELS горячих плазменных объектов с протеканием реакций синтеза лёгких ядер обсуждается в работе [148]. Для этого предлагается использовать микроразмерные мишени, в которых генерируются сверхсильные магнитные или электрические квазистационарные поля. При этом предполагается, что магнитные поля будут подавлять электронную теплопроводность и способствовать удержанию заряженных продуктов ядерных реакций, а электрические поля будут приводить к импловзивному сжатию вещества.

Лазерная система XCELS позволяет формировать сразу несколько пучков зондирующего и/или возбуждающего гамма-излучения, а также других частиц (электронов, протонов, нейтронов и тд). Эти пучки можно формировать с регулируемой временной задержкой. Это открывает уникальные перспективы для исследования, в том числе, метастабильных и нестабильных изотопов и их изомеров [183]. В работе [152] показано, что при облучении мишени из твердотельного Кг, лишь за один лазерный импульс может быть возбуждено $\sim 10^3$ состояний 9.4 кэВ. Время их жизни составляет 156.8 нс, однако субнаносекундная длительность импульса гамма-квантов позволяет зарегистрировать распад этих состояний. В работе также обсуждается возможность накопления ядер на уровне 41.6 кэВ и формирования инверсии населенности с переходом 9.4 кэВ.

Лазерная система XCELS также предоставляет уникальные возможности для исследований в области атомной физики и нелинейной оптики. Одним из интересных процессов в сверхсильном ЭМ поле является так называемая коллективная полевая ионизация атома, когда электроны покидают атом не последовательно, т.е. часть атомных электронов может покинуть атом одновременно. В релятивистски сильном ЭМ поле этот процесс до сих пор является малоисследованным. В работе [154] приводятся оценки вероятности одновременного туннелирования двух электронов из многозарядных Li-подобных ионов в лазерном поле высокой интенсивности. Поскольку для наблюдения эффекта необходимы очень высокие интенсивности, предлагаемая схема эксперимента по поиску коллективного туннельного эффекта требует использования лазерных импульсов экстремальной мощности, получение которой планируется на установке XCELS. Другим интересным эффектом, связанным с ионизацией, является релятивистское туннелирование электрона через кулоновский барьер. В работе [155] обсуждается возможность наблюдения как релятивистского туннельного эффекта при ионизации многозарядных ионов тяжелых атомов в поле мультипетаваттных лазерных пучков, так и отклонения скорости ионизации от значений, предсказываемых нерелятивистской теорией.

Диагностика процессов, происходящих при взаимодействии мультипетаваттных лазерных пучков с веществом, до сих пор является серьезным вызовом для экспериментальной физики. Это связано как с малостью пространственно-временной области, где эти процессы происходят, так и с высокими напряженностями ЭМ полей, существующих в области взаимодействия. Последнее обстоятельство приводит к тому, что традиционные методы диагностики перестают работать. Поэтому разработка методов диагностики экстремального света имеет в настоящее время первостепенное значение. В работе [146] предлагается подход к измерению ключевых параметров XCELS-пучка, таких как его размер и пиковая интенсивность в каустике. Предлагаемый метод основан на использовании процесса вакуумного ускорения заряженных частиц, электронов и

протонов, из фокального объема. Кроме того, предполагается, что применение современных методов машинного обучения даст возможность восстановления параметров лазерного излучения сверхвысокой интенсивности по накопленной статистике экспериментальных данных. В работе [149] обсуждаются особенности рентгеноспектральной диагностики в ультрарелятивистской лазерной плазме с учётом высокой температуры, высокой плотности и больших значений магнитных полей в плазме. Такая плазма, в частности, образуется при облучении микроструктурированных мишеней мультипетаваттным лазерным импульсом.

Заключение

Один канал лазерной системы XCELS потенциально способен обеспечить уровень интенсивности в фокусе в несколько раз больше, чем 10^{24} Вт/см². Пост-компрессия импульса позволит преодолеть уровень 10^{25} Вт/см². Дипольная фокусировка излучения 12 каналов даже без пост-компрессии и без фазировки приблизит интенсивность к 10^{26} Вт/см². В случае фазировки каналов интенсивность будет еще в несколько раз выше. Уникальные возможности XCELS в области экспериментальной физики сверхсильных электромагнитных полей связаны не только с этими рекордными значениями интенсивности, но и с мультипучковой архитектурой, позволяющей проводить эксперименты со сложными распределениями лазерных полей и с дополнительными каналами лазерного и вторичного излучений, что может быть важно для диагностики процессов в области взаимодействия.

Литература

1. T. Maiman Nature, **187**, p. 493 (1960).
2. C. Danson, J. Bromage, T. Butcher, J.-C. Chanteloup, E. Chowdhury, A. Galvanauskas, L. Gizzi, C. Haefner, J. Hein, D. Hillier, N. Hopps, Y. Kato, E. Khazanov, R. Kodama, G. Korn, R. Li, Y. Li, J. Limpert, J. Ma, C.H. Nam, D. Neely, D. Papadopoulos, R. Penman, L. Qian, J. Rocca, A. Shaykin, C. Siders, C. Spindloe, S. Szatmári, R. Trines, J. Zhu, P. Zhu, J. Zuegel High Power Laser Science and Engineering, **7**, e54 (2019).
3. И.В. Яковлев Квантовая электроника, **44**, 393 (2014).
4. А.В. Коржиманов, А.А. Гоносков, Е.А. Хазанов, А.М. Сергеев Успехи физических наук, **181**, 9 (2011).
5. Z. Li, Y. Leng, R. Li Laser & Photonics Review, 2100705 (2022).
6. <https://xcels.iapras.ru/news.html> (2011).
7. A. Shaykin, I. Kostyukov, A. Sergeev, E. Khazanov The Review of Laser Engineering, **42**, 141 (2014).
8. А. Пискараскас, А. Стабинис, А. Янкаускас Успехи Физических Наук, **150**, 127 (1986).
9. D. Strickland, G. Mourou Optics Communications, **56**, 219 (1985).
10. V.V. Lozhkarev, G.I. Freidman, V.N. Ginzburg, E.A. Khazanov, O.V. Palashov, A.M. Sergeev, I.V. Yakovlev Laser Physics, **15**, 1319 (2005).
11. С.Г. Гаранин, А.И. Зарецкий, Р.И. Илькаев, Г.А. Кириллов, Г.Г. Кочемасов, Р.Ф. Курунов, В.М. Муругов, С.А. Сухарев Квантовая электроника, **35**, 299 (2005).
12. Н.Ф. Андреев, В.И. Беспалов, В.И. Бредихин, С.Г. Гаранин, В.Н. Гинзбург, К.Л. Дворкин, Е.В. Катин, А.И. Корьгин, В.В. Ложкарев, О.В. Палашов, Н.Н. Рукавишников, А.М. Сергеев, С.А. Сухарев, Г.И. Фрейдман, Е.А. Хазанов, И.В. Яковлев Письма в ЖЭТФ, **79**, 178 (2004).
13. В.В. Ложкарев, С.Г. Гаранин, Р.Р. Герке, В.Н. Гинзбург, Е.В. Катин, А.В. Кирсанов, Г.А. Лучинин, А.Н. Мальшаков, М.А. Мартьянов, О.В. Палашов, А.К. Потемкин, Н.Н. Рукавишников, А.М. Сергеев, С.А. Сухарев, Е.А. Хазанов, Г.И. Фрейдман, А.В. Чарухчев, А.А. Шайкин, И.В. Яковлев Письма в ЖЭТФ, **82**, 196 (2005).
14. V.V. Lozhkarev, G.I. Freidman, V.N. Ginzburg, E.V. Katin, E.A. Khazanov, A.V. Kirsanov, G.A. Luchinin, A.N. Mal'shakov, M.A. Martyanov, O.V. Palashov, A.K. Poteomkin, A.M. Sergeev, A.A. Shaykin, I.V. Yakovlev Laser Physics Letters, **4**, 421 (2007).
15. I.A. Belov, O.A. Buchirina, I.N. Voronich, N.V. Voronina, S.G. Garanin, Y.V. Dolgoplov, B.G. Zimalin, A.I. Kedrov, M.O. Koltygin, D.N. Litvin, L.V. L'vov, A.N. Manachinsky, S.S. Markov, M.V. Mecheryakov, A.V. Ogorodnikov, V.V. Romanov, A.N. Rukavishnikov, N.N. Rukavishnikov, A.V. Savkin, A.V. Senik, S.A. Sukharev, O.V. Trikanova, S.V. Tytin, N.A. Filatova, I.E. Chernov, V.N. Ginzburg, E.V. Katin, A.V. Kirsanov, V.V. Lozhkarev, G.A. Luchinin, A.N. Mal'shakov, M.A. Martyanov, O.V. Palashov, A.K. Poteomkin, A.M. Sergeev, G.I.

- Freidman, E.A. Khazanov, A.A. Shaykin, I.V. Yakovlev *Petawatt laser system of the "Luch" facility* Laser Optics - 2010, Year
16. <http://www.extreme-light-infrastructure.eu/> The Extreme Light Infrastructure (European Project) //.
 17. E. Cartlidge *Science*, **355**, 6327 (2017).
 18. F. Lureau, G. Matras, O. Chalus, C. Derycke, T. Morbieu, C. Radier, O. Casagrande, S. Laux, S. Ricaud, G. Rey, A. Pellegrina, C. Richard, L. Boudjemaa, C. Simon-Boisson, A. Baleanu, R. Banici, A. Gradinariu, C. Caldararu, B. De Boisdeffre, P. Ghenuche, A. Naziru, G. Kolliopoulos, L. Neagu, R. Dabu, I. Dancus, D. Ursescu *High Power Laser Science and Engineering*, **8**, e43 (2020).
 19. C. Radier, O. Chalus, M. Charbonneau, S. Thambirajah, G. Deschamps, S. David, J. Barbe, E. Etter, G. Matras, S. Ricaud, V. Leroux, C. Richard, F.o. Lureau, A. Baleanu, R. Banici, A. Gradinariu, C. Caldararu, C. Capiteanu, A. Naziru, B. Diaconescu, V. Iancu, R. Dabu, D. Ursescu, I. Dancus, C.A. Ur, K.A. Tanaka, N.V. Zamfir *High Power Laser Science and Engineering*, **10**, e21 (2022).
 20. Y. Peng, Y. Xu, L. Yu Reza Kenkyu, **49**, 93 (2021).
 21. X. Wang, X. Liu, X. Lu, J. Chen, Y. Long, W. Li, H. Chen, X. Chen, P. Bai, Y. Li, Y. Peng, Y. Liu, F. Wu, C. Wang, Z. Li, Y. Xu, X. Liang, Y. Leng, R. Li *Ultrafast Science*, **2022**, 9894358 (2022).
 22. F. Wu, J. Hu, X. Liu, Z. Zhang, P. Bai, X. Wang, Y. Zhao, X. Yang, Y. Xu, C. Wang, Y. Leng, R. Li *High Power Laser Science and Engineering*, (2022 accepted).
 23. Z. Li, J. Liu, Y. Xu, Y. Leng, R. Li *Optics Express*, **30**, 41296 (2022).
 24. J. Liu, X. Shen, S. Du, R. LI *Optics Express*, **29**, 17140 (2021).
 25. J. Bromage, S.-W. Bahk, I.A. Begishev, C. Dorrer, M.J. Guardalben, B.N. Hoffman, J.B. Oliver, R.G. Roides, E.M. Schiesser, M.J. Shoup III, M. Spilatro, B. Webb, D. Weiner, J.D. Zuegel *High Power Laser Science and Engineering*, **7**, e4 (2019).
 26. J. Bromage, S.-W. Bahk, M. Bedzyk, I.A. Begishev, S. Bucht, C. Dorrer, C. Feng, C. Jeon, C. Mileham, R.G. Roides, K. Shaughnessy, M.J. Shoup III, M. Spilatro, B. Webb, D. Weiner, J.D. Zuegel *High Power Laser Science and Engineering*, **9**, e63 (2021).
 27. J. Kawanaka, K. Tsubakimoto, H. Yoshida, K. Fujioka, Y. Fujimoto, S. Tokita, T. Jitsuno, N. Miyanaga, G.-E.D. Team *Journal of Physics: Conference Series*, **688**, 012044 (2016).
 28. J. KAWANAKA, H. YOSHIDA, K. TSUBAKIMOTO, K. FUJIOKA, H. MURAKAMI, Y. FUJIMOTO, N. MIYANAGA, H. AZECHI *The Review of Laser Engineering*, **42**, 179 (2014).
 29. Z. LI, J. Kawanaka *Review of Laser Engineering*, **49**, 101 (2021).
 30. Z. Li, J. Kawanaka *OSA Continuum*, **2**, 1125 (2019).
 31. Z. Li, Y. Kato, J. Kawanaka *Scientific Reports*, **11**, 151 (2021).
 32. G. Mourou, S. Mironov, E. Khazanov, A. Sergeev *European Physical Journal-Special Topics*, **223** 1181 (2014).
 33. Е.А. Хазанов *Квантовая Электроника*, **52**, 208 (2022).
 34. Е.А. Хазанов, С.Ю. Миронов, Ж. Муру *УФН*, **189**, 1173 (2019).
 35. И.Б. Мухин, А.А. Соловьев, Е.А. Перевезенцев, А.А. Шайкин, В.Н. Гинзбург, И.В. Кузьмин, М.А. Мартьянов, И.А. Шайкин, А.А. Кузьмин, С.Ю. Миронов, И.В. Яковлев, Е.А. Хазанов *Квантовая электроника*, **51**, 759 (2021).
 36. В.В. Зеленогорский, А.В. Андрианов, Е.И. Гачева, Г.В. Геликонов, М. Красильников, М.А. Мартьянов, С.Ю. Миронов, А.К. Потёмкин, Е.М. Сыресин, Ф. Штефан, Е.А. Хазанов *Квантовая электроника*, **44**, 76 (2014).
 37. I.I. Kuznetsov, I.B. Mukhin, O.V. Palashov *Quantum Electronics*, **46**, 375 (2016).
 38. A. Soloviev, K. Burdonov, S.N. Chen, A. Ereemeev, A. Korzhimanov, G.V. Pokrovskiy, T.A. Pikuz, G. Revet, A. Sladkov, V. Ginzburg, E. Khazanov, A. Kuzmin, R. Osmanov, I. Shaikin, A. Shaykin, I. Yakovlev, S. Pikuz, M. Starodubtsev, J. Fuchs *Scientific Reports*, **7**, 12144 (2017).
 39. A.A. Soloviev, K.F. Burdonov, V.N. Ginzburg, A.A. Gonoskov, E.V. Katin, A.V. Kim, A.V. Kirsanov, A.V. Korzhimanov, I.Y. Kostyukov, V.V. Lozhkarev, G.A. Luchinin, A.N. Mal'shakov, M.A. Martyanov, E.N. Nerush, O.V. Palashov, A.K. Poteomkin, A.M. Sergeev, A.A. Shaykin, M.V. Starodubtsev, I.V. Yakovlev, V.V. Zelenogorsky, E.A. Khazanov *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **653**, 35 (2011).
 40. B.E. Schmidt, N. Thire, M. Boivin, A. Laramée, Poitras, Franc,ois, G. Lebrun, T. Ozaki, H. Ibrahim, F.o. Legare *Nature Communications*, **5**, 3643 (2014).
 41. B. Khair, G. Revet, A. Ciardi, K. Burdonov, E. Filippov, J. Béard, M. Cerchez, S.N. Chen, T. Gangolf, S.S. Makarov, M. Ouillé, M. Safronova, I.Y. Skobelev, A. Soloviev, M. Starodubtsev, O. Willi, S. Pikuz, J. Fuchs *Phys Rev Lett*, **123**, 205001 (2019).
 42. S.Y. Mironov, A.K. Poteomkin, E.I. Gacheva, A.V. Andrianov, V.V. Zelenogorskii, M. Krasilnikov, F. Stephan, E.A. Khazanov *Applied Optics*, **55**, 1630 (2016).
 43. I. Kuzmin, S. Mironov, E. Gacheva, V. Zelenogorsky, A. Potemkin, E. Khazanov, A. Kanareykin, S. Antipov, M. Krasilnikov, G. Loisch *Laser Physics Letters*, **16**, 015001 (10pp) (2019).
 44. P.-Y. Chen, Farhat, M., A.N. Askarpour, M. Tymchenko, A. Alù *Journal of Optics*, **16**, 094008 (2014).
 45. И.Б. Мухин, М.Р. Волков, И.А. Викулов, Е.А. Перевезенцев, О.В. Палашов *Квантовая электроника*, **50**, 321 (2020).
 46. I.B. Mukhin, K.A. Glushkov, A.A. Soloviev, A.A. Shaikin, V.N. Ginzburg, A.A. Kuzmin, M.A. Martyanov, S.E. Stukachev, S.Y. Mironov, I.V. Yakovlev, E.A. Khazanov *Applied Optics*, **submitted**, (2023).

47. A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J.-P. Rousseau, J.-P. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, S.M. Saltiel *Optics Letters*, **30**, 920 (2005).
48. E.A. Khazanov, S.Y. Mironov *Quantum Electronics*, **49**, 337 (2019).
49. E. Khazanov *Optics Express*, **29**, 17277 (2021).
50. D. Silin, E. Khazanov *Optics Express*, **30**, 4930 (2022).
51. P. Tournois *Optics Communications*, **140**, 245 (1997).
52. M. Galimberti, C. Hernandez-Gomez, I. Musgrave, I. Ross, T. Winstone *Optics Communications*, **309**, 80 (2013).
53. C. Dorrer, I.A. Begishev, S.-W. Bahk, J. Bromage *Optical Materials Express* **11**, 774 (2021).
54. K. Fujioka, Y. Fujimoto, K. Tsubakimoto, J. Kawanaka, I. Shoji, N. Miyanaga *J. Appl. Phys.*, **117**, 093103 (2015).
55. J. Hu, X. Wang, Y. Xu, L. Yu, F. Wu, Z. Zhang, X. Yang, P. Ji, P. Bai, X. Liang, Y. Leng, R. Li *Applied Optics*, **60**, 3842 (2021).
56. L. Zhu, X. Zhang, M. Xu, B. Liu, S. Ji, L. Zhang, H. Zhou, F. Liu, Z. Wang, X. Sun *AIP ADVANCES*, **3**, 112114 (2013).
57. J. Zhu, X. Xie, M. Sun, J. Kang, Q. Yang, A. Guo, H. Zhu, P. Zhu, Q. Gao, X. Liang, Z. Cui, S. Yang, C. Zhang, Z. Lin *High power laser science and engineering*, **6**, 1 (2018).
58. J. Wang, H. Yu, Y. Wu, R. Boughton *Engineering*, **1**, 192 (2015).
59. X. Cai, X. Lin, G. Li, J. Lu, G. Zheng *High Power Laser Science and Engineering*, **7**, e46 (2019).
60. В.Н. Деркач, И.Н. Деркач, Р.В. Жуков *Финальный оптический модуль установки УФЛ-2М с пространственным разведением излучения первой и второй гармоники в плоскости установки мишени* Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ, №20 часть 1 Year
61. С.Г. Гаранин, С.А. Бельков, С.В. Бондаренко *Концепция построения лазерной установки УФЛ-2М / XXXIX Международная конференция по физике плазмы и УТС.* , Звенигород: Year
62. A.K. Poteomkin, E.A. Khazanov, M.A. Martyanov, A.V. Kirsanov, A.A. Shaykin *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **45**, 854 (2009).
63. А.А. Шайкин, А.А. Кузьмин, И.А. Шайкин, К.Ф. Бурдонов, Е.А. Хазанов *Квантовая электроника*, **46**, 371 (2016).
64. <https://amplitude-laser.com/products/nanosecond-lasers/nanosecond-advanced-lasers/premiumlite-glass/>
65. M. Divoký, J. Pilař, M. Hanuš, P. Navrátil, O. Denk, P. Severová, P. Mason, T. Butcher, S. Banerjee, M. De Vido, C. Edwards, J. Collier, M. Smrž, T. Mocek *Opt. Lett.*, **46**, 5771 (2021).
66. A.K. Poteomkin, M.A. Martyanov, M.S. Kochetkova, E.A. Khazanov *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **45**, 336 (2009).
67. C.B. Edwards, C.N. Danson *High Power Laser Science and Engineering*, **3**, e4 (2015).
68. M. Spaeth, K. Manes, D. Kalantar, P. Miller, J. Heebner, E. Bliss, D. Speck, T. Parham, P. Whitman, P. Wegner, P.T. Baisden, J. Menapace, M. Bowers, S. Cohen, T. Suratwala, J. Nicola, M. Newton, J. Adams, J. Trenholme, R. Zacharias *Fusion Science and Technology*, **69**, 25 (2015).
69. J.-L. Miquel, D. Batani, N. Blanchot *The Review of Laser Engineering*, **42**, 131 (2014).
70. С.Г. Гаранин *Концепция построения лазерной установки мегаджоульного уровня* Year
71. В.И. Крыжановский, Б.М. Седов, В.А. Серебряков, А.Д. Цветков, В.Е. Яшин *Квантовая электроника*, **10**, 354 (1983).
72. М.А. Мартьянов, А.К. Потемкин, А.А. Шайкин, Е.А. Хазанов *Квантовая электроника*, **38**, 354 (2008).
73. С.А. Бельков, И.Н. Воронич, С.Г. Гаранин, Б.Г. Зималин *Оптический журнал*, **83**, 49 (2016).
74. I. Sizova, T. Moskalev, L. Mikheev *Applied Optics*, **58**, 4905 (2019).
75. E.B. Treacy *Physics Letters*, **28A**, 34 (1968).
76. V.Y. Molchanov, S.I. Chizhikov, O.Y. Makarov, N.P. Solodovnikov, V.N. Ginzburg, E.V. Katin, E.A. Khazanov, V.V. Lozhkarev, I.V. Yakovlev *Applied Optics*, **48**, C118 (2009).
77. A. Cotel, C. Gombaud, P. Pichon, A. Liard, L. Marchetti, J.P. Vassilakis, R. Feilleux, F. Michaud, M. Boronski, A. Sellam, C. Devrieze, Y. Bernard *Meter-size 575x1015mm Gold-coated Gratings for 10PW-class lasers* (in 2018, p.69).
78. <https://www.horiba.com/int/scientific/products/detail/action/show/Product/gratings-laser-pulse-compression-gratings-1736/> //.
79. И.В. Яковлев *Квантовая электроника*, **42**, 996 (2012).
80. I.M. Bassett *Opt. Acta.*, **33**, 279 (1986).
81. I. Gonoskov, A. Aiello, S. Heugel, G. Leuchs *Physical Review A*, **86**, 053836 (2012).
82. S.S. Bulanov, V.D. Mur, N.B. Narozhny, J. Nees, V.S. Popov *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 220404 (2010).
83. A. Gonoskov, I. Gonoskov, C. Harvey, A. Ilderton, A. Kim, M. Marklund, G. Mourou, A. Sergeev *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 060404 (2013).
84. J.A. Stratton, L.J. Chu *Physical Review*, **56**, 99 (1939).
85. V. Samarkin, A. Alexandrov, G. Borsoni, T. Jitsuno, P. Romanov, A. Rukosuev, A. Kudryashov *High Power Laser Science and Engineering*, **4**, e4 (2016).
86. J.W. Yoon, Y.G. Kim, I.W. Choi, J.H. Sung, H.W. Lee, S.K. Lee, C.H. Nam *Optica*, **8**, 630 (2021).
87. А.А. Соловьев, А.В. Котов, С.Е. Перевалов, М.В. Есюнин, М.В. Стародубцев, А.Г. Александров, И.В. Галактионов, В.В. Самаркин, А.В. Кудряшов, В.Н. Гинзбург, А.П. Коробейникова, А.А. Кочетков, А.А. Кузьмин, А.А. Шайкин, И.В. Яковлев, Е.А. Хазанов *Квантовая электроника*, **50**, 1115 (2020).

88. V. Samarkin, A. Alexandrov, I. Galaktionov, A. Kudryashov, A. Nikitin, A. Rukosuev, V. Toporovsky, J. Sheldakova *Applied Science*, **12**, 144 (2022).
89. B.C. Platt, R. Shack *Journal of Refractive Surgery*, **17**, S573 (2001).
90. А.Г. Александров, В.Е. Завалова, А.В. Кудряшов, А.Л. Рукосуев, П.Н. Романов, В.В. Самаркин, Ш.Ю. В. Квантовая электроника, **40**, 321 (2010).
91. А.В. Котов, С.Е. Перевалов, М.В. Стародубцев, Р.С. Земсков, А.Г. Александров, И.В. Галактионов, А.В. Кудряшов, В.В. Самаркин, А.А. Соловьев *Квантовая электроника*, **51**, 593 (2021).
92. A. Soloviev, A. Kotov, M. Martyanov, S. Perevalov, R. Zemskov, M. Starodubtsev, A. Alexandrov, I. Galaktionov, V. Samarkin, A. Kudryashov, I. Yakovlev, V. Ginzburg, A. Kochetkov, I. Shaikin, A. Kuzmin, S. Stukachev, S. Mironov, A. Shaykin, E. Khazanov *Optics Express*, **30**, 40584 (2022).
93. A. Soloviev, K. Burdonov, S.N. Chen, A. Eremeev, A. Korzhimanov, G.V. Pokrovskiy, T.A. Pikuz, G. Revet, A. Sladkov, V. Ginzburg, E. Khazanov, A. Kuzmin, R. Osmanov, I. Shaikin, A. Shaykin, I. Yakovlev, S. Pikuz, M. Starodubtsev, J. Fuchs *Scientific Reports* **7**, 12144 (2017).
94. V.E. Leshchenko *Optics Express* **23**, 15944 (2015).
95. S.N. Bagayev, V.E. Leshchenko, V.I. Trunov, E.V. Pestryakov, S.A. Frolov *Optics Letters*, **39**, 1517 (2014).
96. S.N. Bagayev, V.I. Trunov, E.V. Pestryakov, V.E. Leshchenko, S.A. Frolov, V.A. Vasiliev *Optics and Spectroscopy*, **115**, 864 (2013).
97. M. Kienel, M. Müller, A. Klenke, J. Limpert, A. Tünnermann *Optics Letters*, **41**, 3343 (2016).
98. P. Zhou, Z. Liu, X. Wang, Y. Ma, H. Ma, X. Xu, S. Guo *IEEE Journal of Selected Topic In Quantum Electronics*, **15**, 248 (2009).
99. I. Fsaifes, L. Daniault, S. Bellanger, M. Veinhard, J. Bourderionnet, C. Larat, E. Lallier, E. Durand, A. Brignon, J.-C. Chanteloup *Optics Express* **28**, 20152 (2020).
100. Y. Yuab, Q. Zha *Optics Communications*, **350**, 217 (2015).
101. R. Penjweini, M. Weber, M. Sondermann, R.W. Boyd, G. Leuchs *Optica*, **6**, 878 (2019).
102. V. Ginzburg, I. Yakovlev, A. Zuev, A. Korobeynikova, A. Kochetkov, A. Kuzmin, S. Mironov, A. Shaykin, I. Shaikin, E. Khazanov, G. Mourou *Physical Review A* **101**, 013829 (2020).
103. A. Shaykin, V. Ginzburg, I. Yakovlev, A. Kochetkov, A. Kuzmin, S. Mironov, I. Shaikin, S. Stukachev, V. Lozhkarev, A. Prokhorov, E. Khazanov *High Power Laser Science and Engineering*, **9**, 7 pages (2021).
104. J.I. Kim, Y.G. Kim, J.M. Yang, J.W. Yoon, J.H. Sung, S.K. Lee, C.H. Nam *Optics Express*, **30**, 8734 (2022).
105. S. Fourmaux, P. Lassonde, S.Y. Mironov, E. Hallin, F. Légaré, S. Maclean, E.A. Khazanov, G. Mourou, J.C. Kieffer *Optics Letters*, **47**, 3163 (2022).
106. В.Н. Гинзбург, И.В. Яковлев, А.С. Зуев, А.П. Коробейникова, А.А. Кочетков, А.А. Кузьмин, С.Ю. Миронов, А.А. Шайкин, И.А. Шайкин, Е.А. Хазанов *Квантовая электроника*, **50**, 331 (2020).
107. S. Mironov, E. Gacheva, V. Ginzburg, D.E. Silin, A. Kochetkov, Y. Mamaev, A. Shaykin, E. Khazanov, G. Mourou *Laser Physics Letters*, **12**, 025301 (2015).
108. M. Masruri, J. Wheeler, I. Dancus, R. Fabbri, A. Nazîru, R. Secareanu, D. Ursescu, G. Cojocar, R. Ungureanu, D. Farinella, M. Pittman, S. Mironov, S. Balascuta, D. Doria, D. Ros, R. Dabu *Optical thin film compression for laser induced plasma diagnostics* (in 2019,
109. <https://www.nanoquartzwafer.com/products/fused-silica-wafer/> //.
110. J. Buldt, M. Müller, R. Klas, T. Eidam, J. Limpert, A. Tünnermann *Optics Letters*, **42**, 3761 (2017).
111. S.Y. Mironov, M.V. Starodubtsev, E.A. Khazanov *Optics Letters*, **46**, 1620 (2021).
112. S.Y. Mironov, V.V. Lozhkarev, V.N. Ginzburg, E.A. Khazanov *Applied Optics*, **48**, 2051 (2009).
113. S.Y. Mironov, J.A. Wheeler, E.A. Khazanov, G.A. Mourou *Optics Letters*, **46**, 4570 (2021).
114. A.V. Kim, A.G. Litvak, V.A. Mironov, S.A. Skobelev *Phys. Rev. A*, **90**, 043843 (2014).
115. A. Pipahl, E.A. Anashkina, M. Toncian, T. Toncian, S.A. Skobelev, A.V. Bashinov, A.A. Gonoskov, O. Willi, A.V. Kim *Phys. Rev. E*, **87**, 033104 (2013).
116. M. Martyanov, S. Mironov, M. Starodubtsev, A. Soloviev, A. Kochetkov, V. Ginzburg, A. Shaykin, E. Khazanov *JOSA B*, **39**, 1936 (2022).
117. A.D. Piazza, L. Willingale, J. Zuegel, e. al. Multi-Petawatt Physics Prioritization Workshop Report, ArXiv preprint arXiv:2211.13187 // 2022.
118. А.В. Березин, А.М. Федотов *Квантовая электроника*, **53**, (2023).
119. А.А. Муравьев, А.В. Башинов, Е.С. Ефименко, Е.А. Панова, В.Д. Волокитин, И.Б. Мееров, Ким А.В., А.М. Сергеев *Квантовая электроника*, **53**, (2023).
120. Е.С. Ефименко, А.В. Башинов, А.А. Муравьев, Е.А. Панова, В.Д. Волокитин, М. И.Б., А.В. Ким, А.М. Сергеев *Квантовая электроника*, **53**, (2023).
121. Е.С. Ефименко, А.В. Башинов, А.А. Муравьев, Е.А. Панова, В.Д. Волокитин, И.Б. Мееров, А.В. Ким, А.М. Сергеев *Квантовая электроника*, **53**, (2023).
122. А.В. Башинов, Е.С. Ефименко, А.А. Муравьев, В.В. Волокитин, Е.А. Панова, И.Б. Мееров, А.М. Сергеев, А.В. Ким *Квантовая электроника*, **53**, (2023).
123. Е.Н. Неруш, Р.Р. Илигенов, И.Ю. Костюков *Квантовая электроника*, **53**, (2023).
124. Т.В. Лисейкина, Е.Е. Пеганов, С.В. Попруженко *Квантовая электроника*, **53**, (2023).
125. А. Самсонов, И. Костюков, М. Йованович, А. Пухов *Квантовая электроника*, **53**, (2023).
126. А.В. Брантов, М.А. Ракитина, С.И. Глазырин, В.Ю. Быченков *Квантовая электроника*, **53**, (2023).

127. Д.А. Гожев, С.Г. Бочкарев, М.Г. Лобок, А.В. Брантов, В.Ю. Быченков Квантовая электроника, **53**, (2023).
128. В.Ф. Ковалев, В.Ю. Быченков Квантовая электроника, **53**, (2023).
129. М.Г. Лобок, В.Ю. Быченков Квантовая электроника, **53**, (2023).
130. В.Ю. Быченков, М.Г. Лобок Квантовая электроника, **53**, (2023).
131. М.С. Дорожкина, К.В. Балуев, Д.Д. Кутергин, И.К. Лотов, В.А. Минаков, Р.И. Спицын, П.В. Туев, К.В. Лотов Квантовая электроника, **53**, (2023).
132. Е.М. Стародубцева, И.Н. Цымбалов, К.А. Иванов, Д.А. Горлова, А.Б. Савельев Квантовая электроника, **53**, (2023).
133. А. Самсонов, И. Костюков Квантовая электроника, **53**, (2023).
134. А.В. Брантов, М.Г. Лобок, В.Ю. Быченков Квантовая электроника, **53**, (2023).
135. М.Е. Вейсман, И.Р. Умаров, Д.В. Пугачёва, Н.Е. Андреев Квантовая электроника, **53**, (2023).
136. С.В. Кузнецова, И.Р. Умарова, Н.Е. Андреев Квантовая электроника, **53**, (2023).
137. О.Е. Вайс, М.Г. Лобок, В.Ю. Быченков Квантовая электроника, **53**, (2023).
138. А.С. Куратов, А.В. Брантов, В.Ю. Быченков Квантовая электроника, **53**, (2023).
139. А.С. Куратов, А.В. Брантов, В.Ф. Ковалев, В.Ю. Быченков Квантовая электроника, **53**, (2023).
140. М.Г. Лобок, А.В. Брантов, В.Ю. Быченков Квантовая электроника, **53**, (2023).
141. Е.П. Волчок, В.В. Анненков, Е.А. Берендеев, И.В. Тимофеев Квантовая электроника, **53**, (2023).
142. Н.Д. Бухарский, Р.К. Куликов, Ф.А. Корнеев Квантовая электроника, **53**, (2023).
143. Д.А. Горлова, И.Н. Цымбалов, К.А. Иванов, А.Б. Савельев Квантовая электроника, **53**, (2023).
144. Н. Михайцев, А.В. Коржиманов Квантовая электроника, **53**, (2023).
145. Н.Е. Андреев, И.Р. Умаров, В.С. Попов Квантовая электроника, **53**, (2023).
146. О.Е. Вайс, К.А. Иванов, И.Н. Цымбалов, Н.Д. Бухарский, В.Ю. Быченков, Ф.А. Корнеев, А.Б. Савельев-Трофимов Квантовая электроника, **53**, (2023).
147. Н.Д. Бухарский, Ф.А. Корнеев Квантовая электроника, **53**, (2023).
148. С.Ю. Гуськов, Ф.А. Корнеев Квантовая электроника, **53**, (2023).
149. С.Н. Рязанцев, С.А. Пикуз, Ф.А. Корнеев Квантовая электроника, **53**, (2023).
150. Е.О. Дмитриев, Ф.А. Корнеев Квантовая электроника, **53**, (2023).
151. А.Д. Сладков, А.В. Коржиманов Квантовая электроника, **53**, (2023).
152. С.А. Шуляпов, А.Ю. Заворотный, А.Б. Савельев Квантовая электроника, **53**, (2023).
153. Д.А. Серебряков, И.Ю. Костюков Квантовая электроника, **53**, (2023).
154. С.В. Попруженко, Д.И. Тюрин Квантовая электроника, **53**, (2023).
155. С.В. Попруженко Квантовая электроника, **53**, (2023).
156. А.В. Коржиманов, А. Сладков, С.В. Голубев Квантовая электроника, **53**, (2023).
157. A.M. Fedotov, A. Ilderton, F. Karbstein, B. King, D. Seipt, T. H., G. Torgrimsson ArXiv preprint arXiv:2203.00019 (2022).
158. A. Gonoskov, T.G. Blackburn, V. Marklund, S.S. Bulanov Rev. Mod. Phys. , **94**, 045001 (2022).
159. A. Di Piazza, C. Müller, K.Z. Hatsagortsyan, C.H. Keitel Rev. Mod. Phys., **84**, 1177 (2012).
160. M. Marklund, P.K. Shukla Rev. Mod. Phys., **78**, (2006).
161. E.N. Nerush, V.F. Bashmakov, I.Y. Kostyukov Phys. Plasmas, **18**, 083107 (2011).
162. E.N. Nerush, I.Y. Kostyukov, A.M. Fedotov, N.B. Narozhny, N.V. Elkina, H. Ruhl Phys. Rev. Lett., **106**, 035001 (2011).
163. S.S. Bulanov, T.Z. Esirkepov, A.G.R. Thomas, J.K. Koga, S.V. Bulanov Phys. Rev. Lett., **105**, 220407 (2010).
164. A.M. Fedotov, N.B. Narozhny, G. Mourou, G. Korn Phys. Rev. Lett., **105**, 080402 (2010).
165. A.R. Bell, J.G. Kirk Phys. Rev. Lett., **101**, 200403 (2008).
166. Н.Б. Нарожный, А.М. Федотов Успехи физических наук, **185**, (2015).
167. P.A. Sturrock Astroph. J., **164**, 529 (1971).
168. T.K. Gaisser Cosmic Rays and Particle Physics. (Cambridge Univ. Press, 1990, с.
169. A. Gonoskov, A. Bashinov, I. Gonoskov, C. Harvey, A. Ilderton, A. Kim, M. Marklund, G. Mourou, A. Sergeev Phys. Rev. Lett., **113**, 014801 (2014).
170. L.L. Ji, A. Pukhov, I.Y. Kostyukov, B.F. Shen, K. Akli Phys. Rev. Lett., **112**, 145003 (2014).
171. I.Y. Kostyukov, G. Shvets, N.J. Fisch, J.-M. Rax Phys. Plasmas, **9**, 636 (2002).
172. T.V. Liseykina, S.V. Popruzenko, A. Macchi New J. Phys. , **18**, 072001 (2016).
173. E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, A. Ting Rev. Mod. Phys., **81**, 1229 (2009).
174. И.Ю. Костюков, А.М. Пухов Успехи физических наук, **185**, 89 (2015).
175. A.J. Gonsalves, K. Nakamura, J. Daniels, C. Benedetti, C. Pieronek, T.C.H. de Raadt, S. Steinke, J.H. Bin, S.S. Bulanov, J. van Tilborg, C.G.R. Geddes, C.B. Schroeder, C. Toth, E. Esarey, K. Swanson, L. Fan-Chiang, G. Bagdasarov, N. Bobrova, V. Gasilov, G. Korn, P. Sasorov, W.P. Leemans Phys. Rev. Lett., **122**, 084801 (2019).
176. Schroeder C.B., Esarey E., Geddes C.G.R., Benedetti C., L. W.P. Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams **13**, 101301 (2010).
177. A. Macchi, M. Borghesi, M. Passoni Rev. Mod. Phys. , **85**, (2013).
178. F. Consoli, V.T. Tikhonchuk, M. Bardon, P. Bradford, D.C. Carroll, J. Cikhardt, M. Cipriani, R.J. Clarke, T.E. Cowan, C.N. Danson, R. De Angelis High Power Laser Sci. Eng., **8**, e22 (2020).

179. G.Q. Liao, Y.T. Li IEEE Trans. Plasma Sci., **47**, (2019).
180. T. Kampfrath, K. Tanaka, K.A. Nelson Nature Photonics, **7**, 680 (2013).
181. M.G. Pullen, B. Wolter, A.T. Le, M. Baudisch, M. Hemmer, A. Senftleben, C.D. Schröter, J. Ullrich, R. Moshhammer, C.D. Lin, J. Bieger Nature Communications, **6**, 7262 (2015).
182. S. Bulanov, T. Esirkepov, D. Habs, P. F., T. T. Eur. Phys. J. D, **55**, 483 (2009).
183. В.Г. Недорезов, С.Г. Рыкованов, А.Б. Савельев Успехи физических наук, **191**, 1281 (2021).

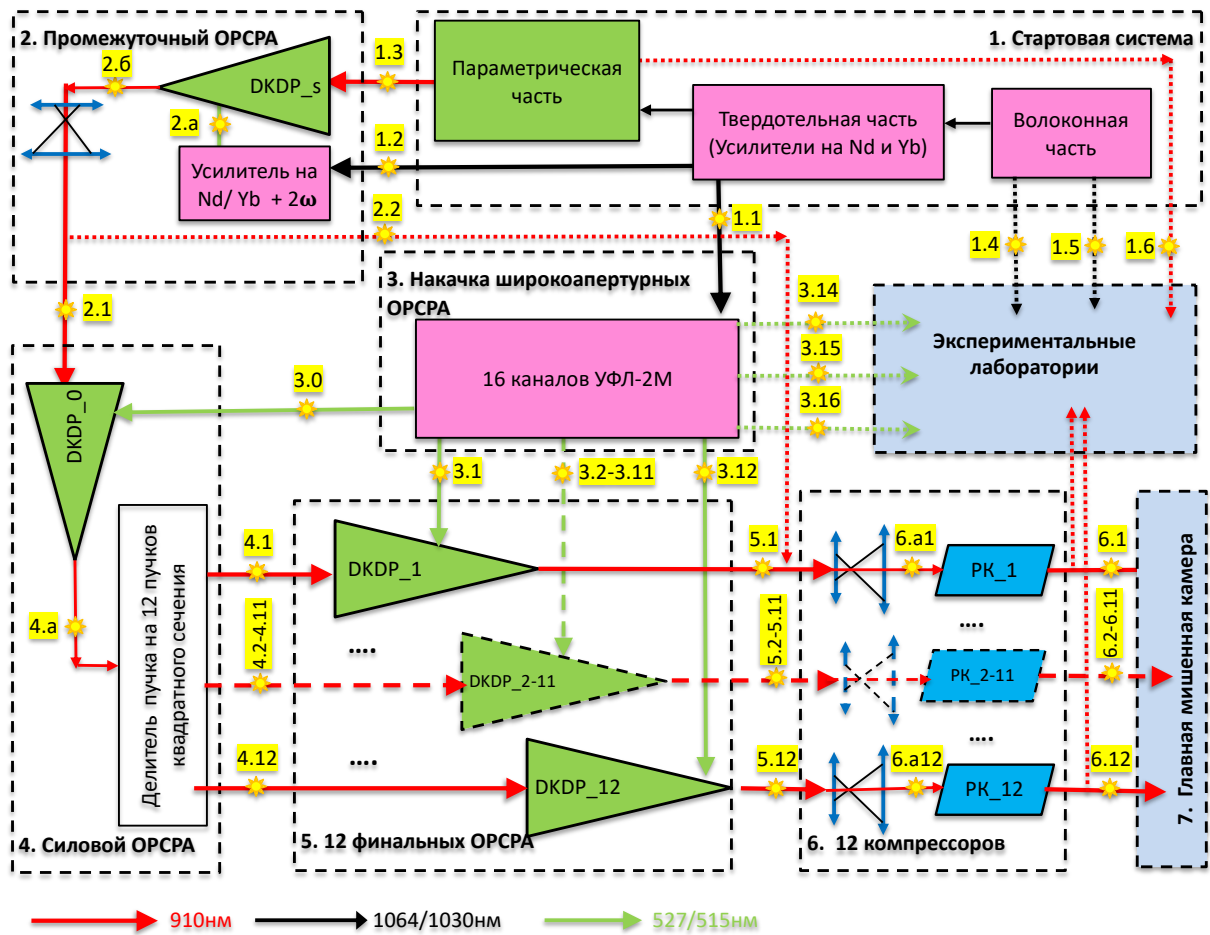


Рис.1. Общая схема XCELS

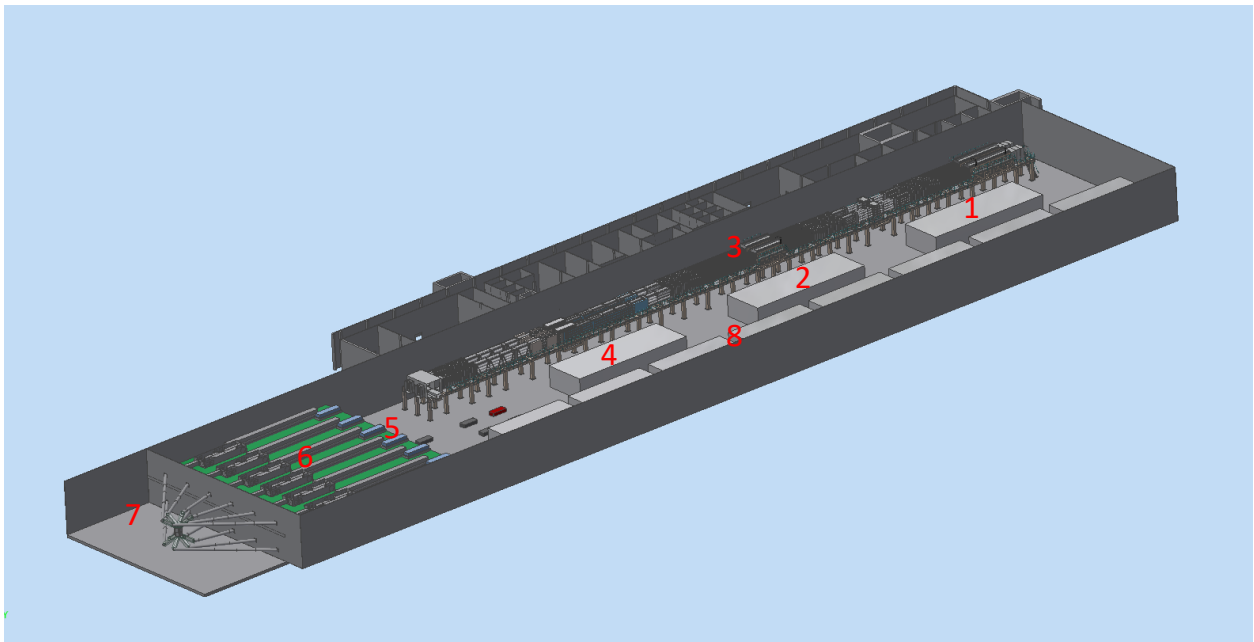


Рис.2. Общий вид здания XCELS: стартовая часть (1), промежуточный ОРСРА (2), накачка широкоапертурных ОРСРА (3); силовой ОРСРА (4), финальные ОРСРА (5), транспортные телескопы и оптические компрессоры (6), главная мишенная камера (7); экспериментальные лаборатории (8).

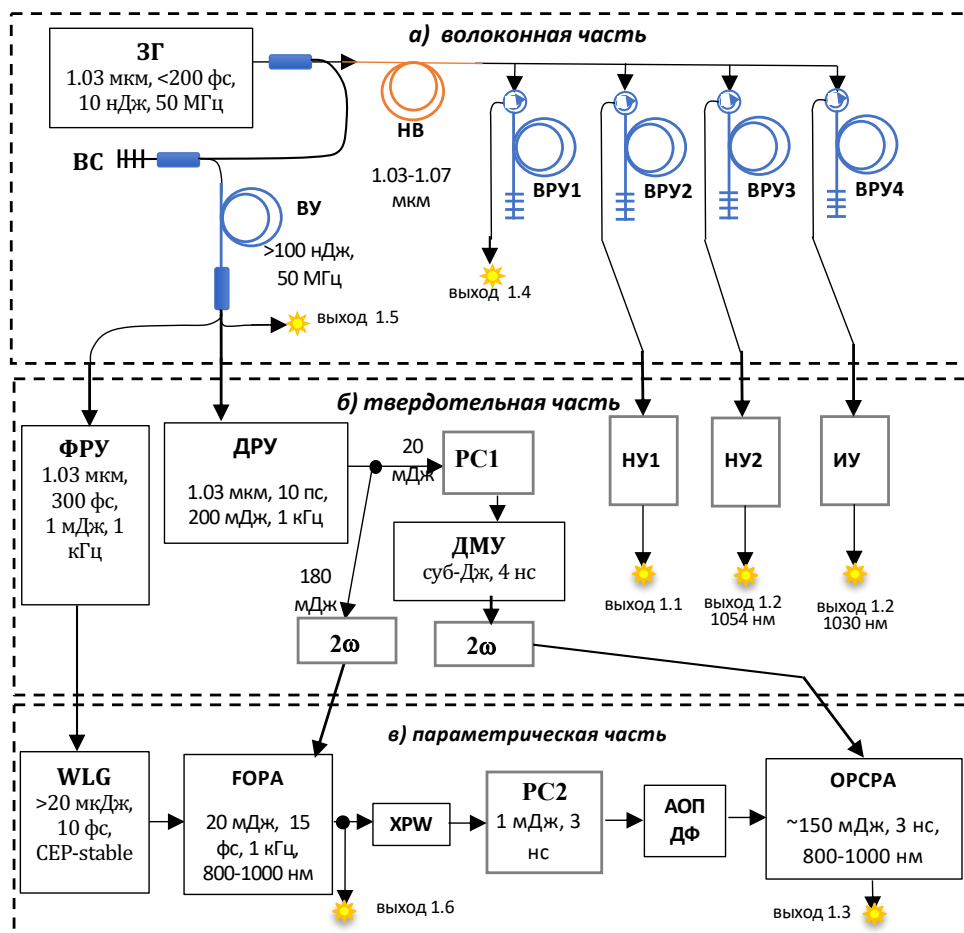


Рис. 3. Схема стартовой системы. ЗГ – задающий генератор; НВ– нелинейное волокно; ВУ – волоконный усилитель; ВРУ – волоконные регенеративные усилители; ФРУ – фемтосекундный регенеративный усилитель; ДРУ – дисковый регенеративный усилитель; ДМУ – дисковый многопроходный усилитель; НУ – неодимовый усилитель; ИУ – иттербиевый усилитель; WLG – генератор сверхширокополосного фс излучения; FORA – параметрический усилитель; XPW – генератор ортогональной поляризации; ВС - волоконный стретчер; PC - стретчер на дифракционных решетках, АОПДФ - акустооптический программируемый дисперсионный фильтр.

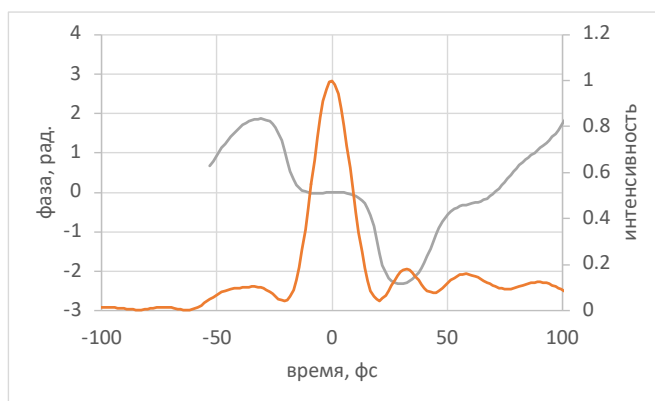


Рис. 4. Измеренные интенсивность и фаза импульса на выходе параметрического усилителя в кристалле DKDP [46].

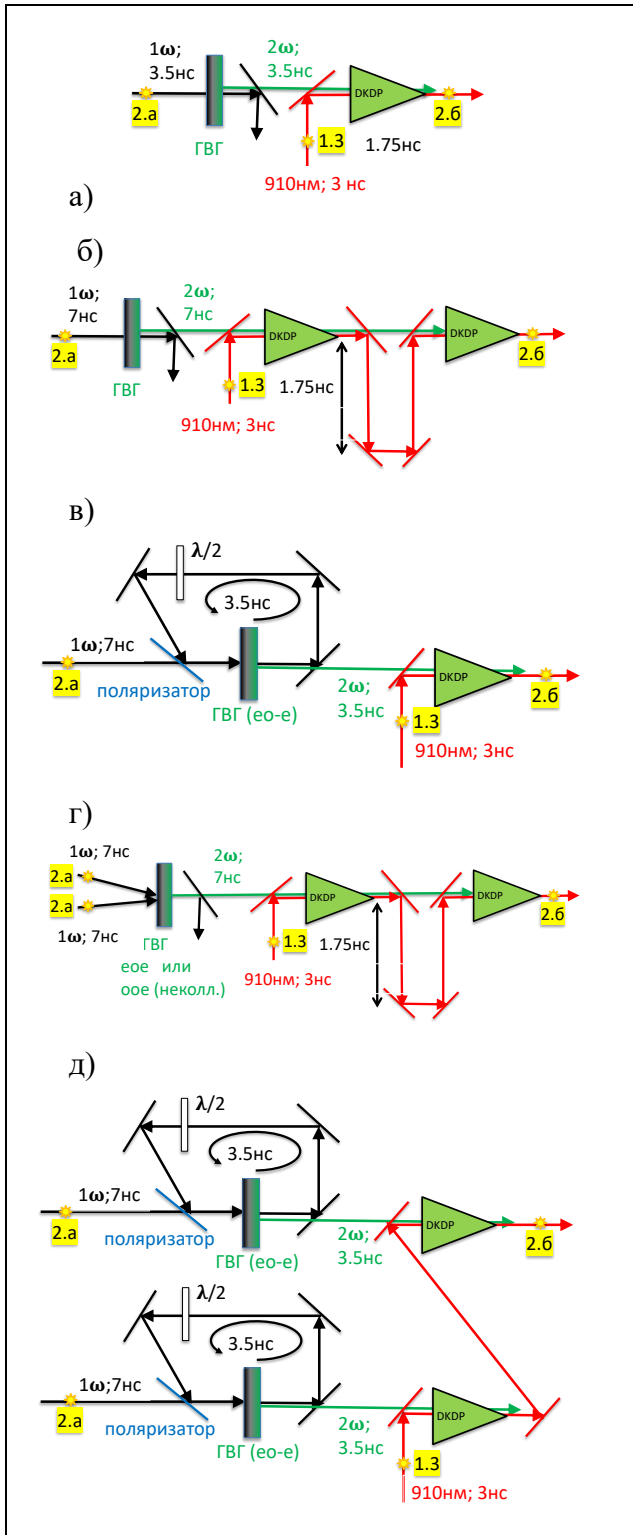


Рис.5. Варианты оптической схемы промежуточного ОРСПА при накачке лазером на стержнях из неодимового стекла с ламповой накачкой (а), лазером на активных зеркалах из неодимового стекла с ламповой накачкой (б, в) и двумя дисковыми криогенными лазерами на кристалле Yb:YAG с диодной накачкой (г, д). См. также табл.3.

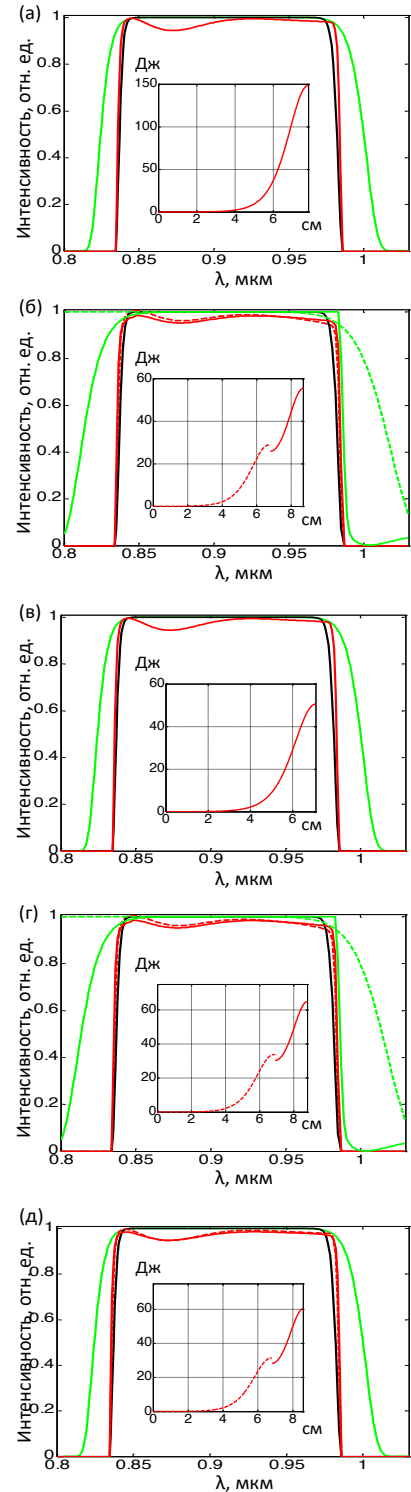


Рис.6. Спектры сигнала на входе (черный) и на выходе (красный) ОРСПА и форма импульса накачки (зеленый) для пяти вариантов, представленных на рис.5 и в табл.3. На вставке зависимости энергии от толщины кристалла DKDP. Пунктирными линиями на рисунках б), г) и д) показаны соответствующие зависимости для первого каскада ОРСПА.

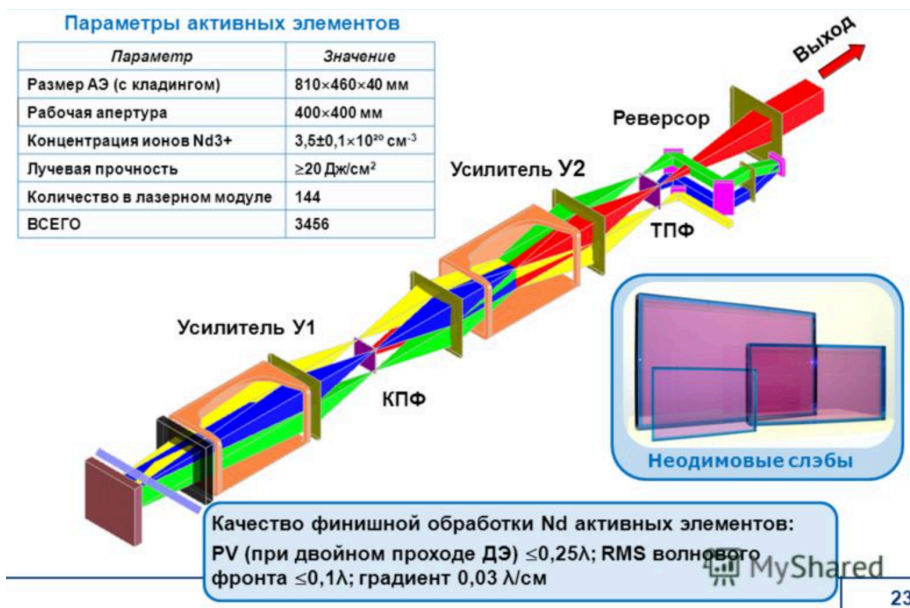


Рис.7. Оптическая схема одного канала установки УФЛ-2М [70].

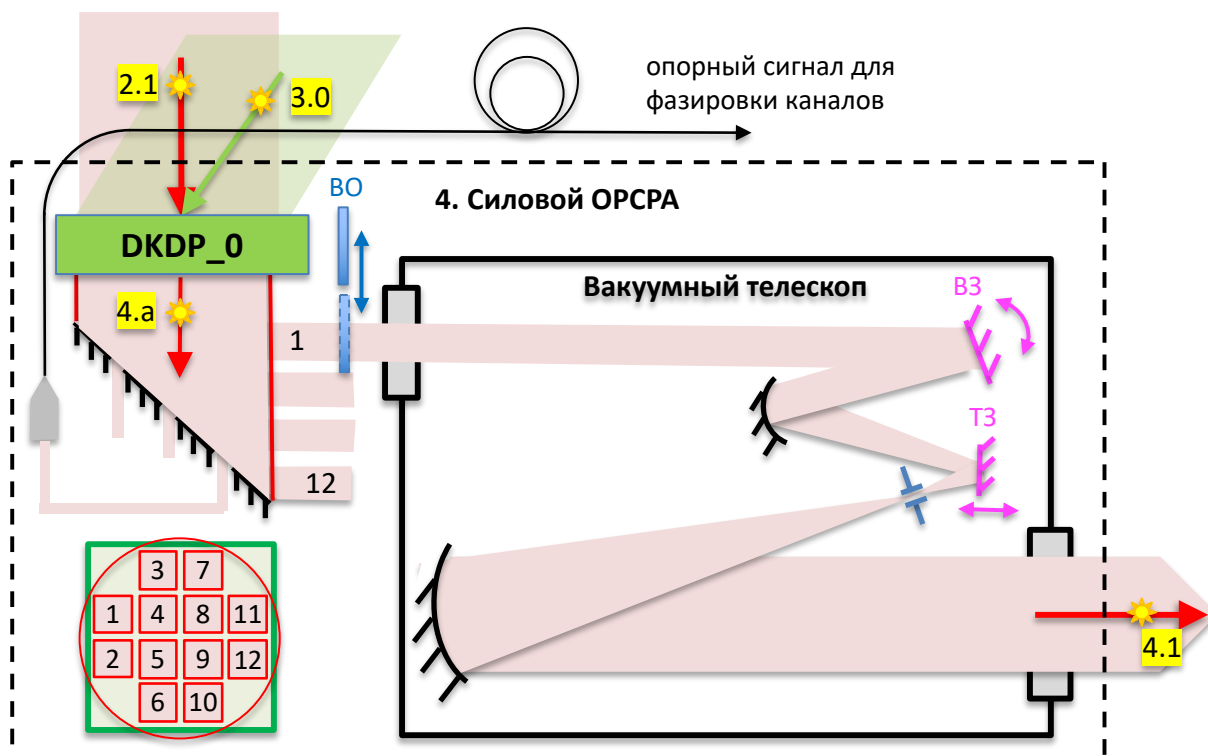


Рис. 8 Силовой ОРСРА. В левом нижнем углу показана схема деления пучка на 12 реплик (зеленый – пучок накачки, красный – пучок сигнала). Показан один телескоп из двенадцати. ВО – вспомогательное вбрасываемое оборудование (фильтры, диафрагмы, экраны), ТЗ – зеркало на трансляторе и ВЗ – вращающееся зеркало используются для юстировки и фазировки каналов, см. разделы 8 и 9.

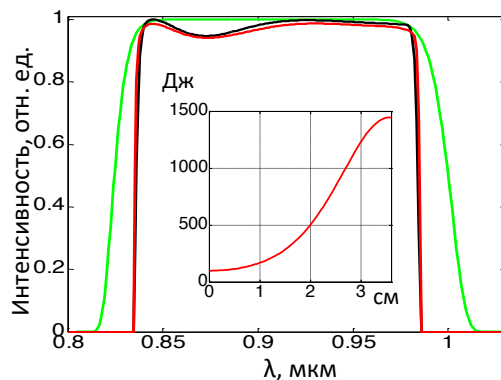


Рис. 9 . Спектры сигнала на входе (черный) и на выходе (красный) ОРСПА и форма импульса накачки (зеленый) для силового ОРСПА. На вставке зависимость энергии от толщины кристалла DKDP.

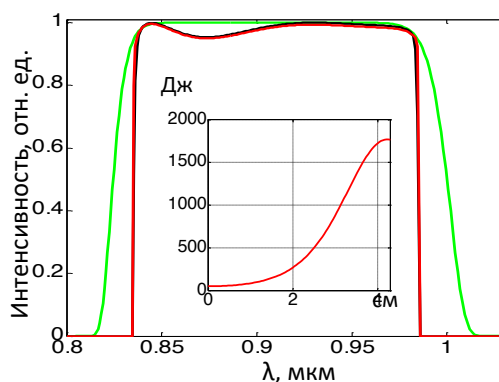


Рис. 10. Спектры сигнала на входе (черный) и на выходе (красный) ОРСПА и форма импульса накачки (зеленый) для финального ОРСПА. На вставке зависимость энергии от толщины кристалла DKDP.

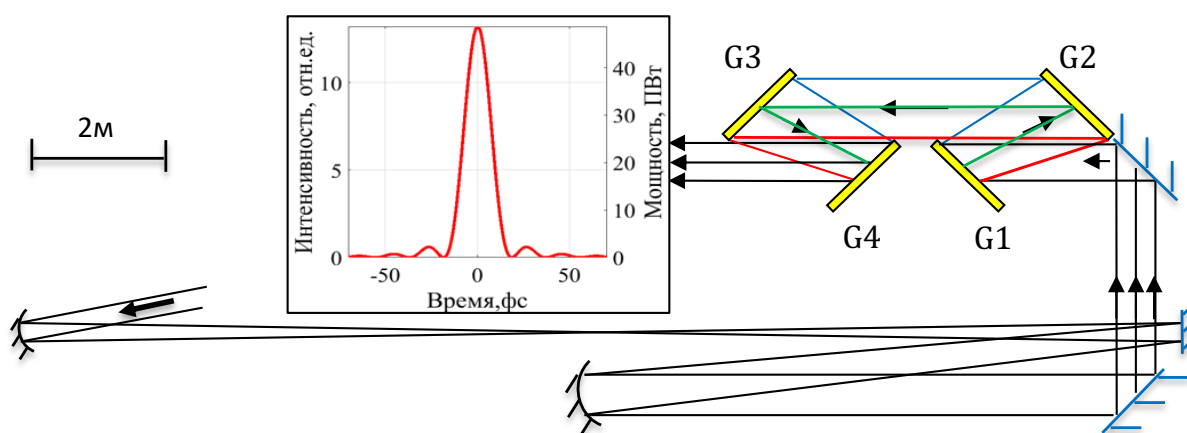


Рис. 11. Расширяющий телескоп и компрессор чирпированных импульсов (размеры пучка и решеток G1...G4 показаны в масштабе) и выходной спектрально-ограниченный импульс длительностью 17 фс.

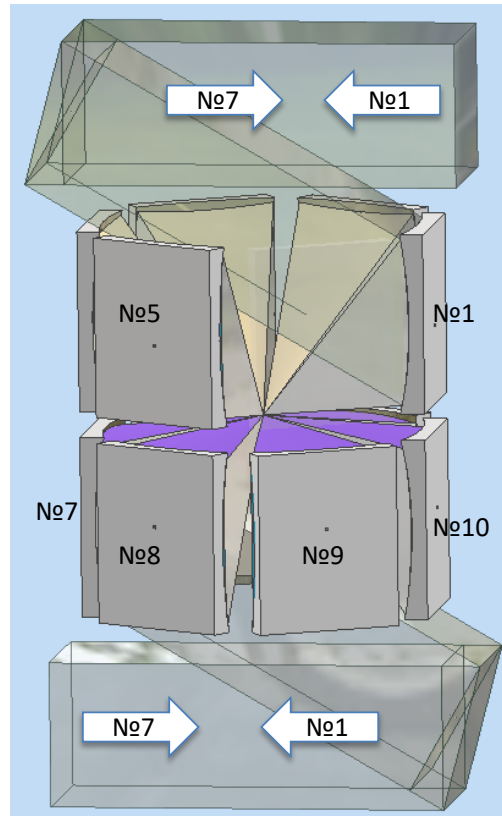


Рис. 12 Геометрия фокусировки в главной мишенной камере. Для наглядности параболическое зеркало пучка №6 показано прозрачным, а входные пучки показаны только для двух каналов: вход канала №1 совпадает с выходом канала №7 и наоборот.

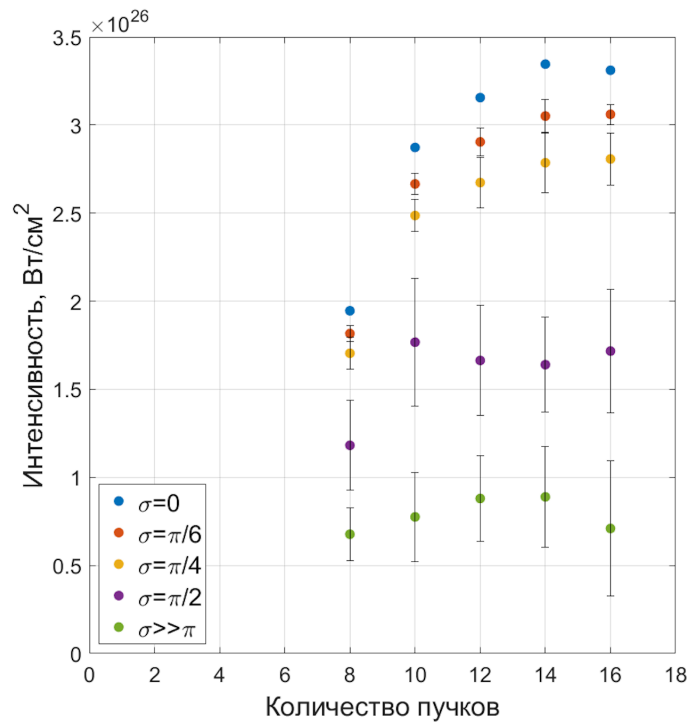


Рис. 13 . Зависимость максимальной интенсивности, достигаемой в фокальной области, от количества фокусируемых пучков для идеальной фазировки ($\sigma=0$) и для различных значений среднеквадратичного отклонения σ фазовой расстройки между пучками.

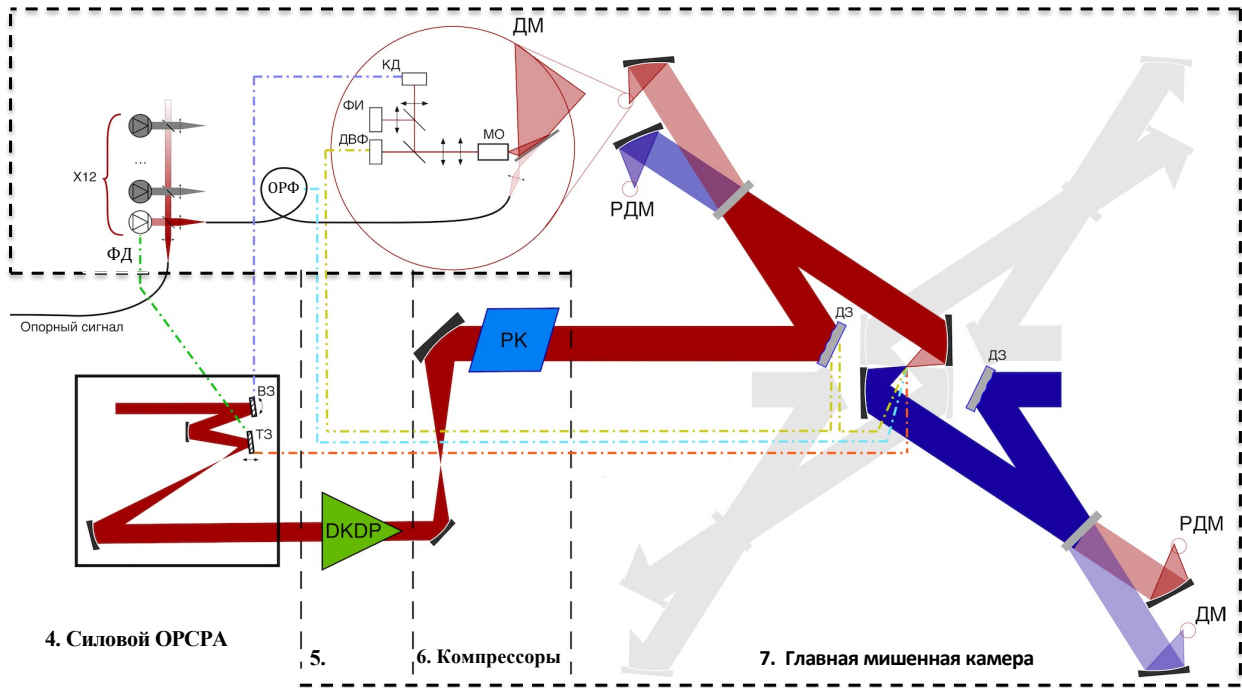


Рис. 14 Схема пространственного и временного совмещения пучков в фокусе. ТЗ – зеркало на трансляторе, ВЗ – вращающееся зеркало, ДЗ – деформируемое зеркало, ПЗ – параболическое зеркало, ДВФ – датчик волнового фронта, КД – квадратурный фотодиод, ФИ – изображение фокуса, ОРФ - оптоволоконный регулятор фазы, ФД – фотодиод, ДМ – диагностический модуль, РДМ – ретро-диагностический модуль,

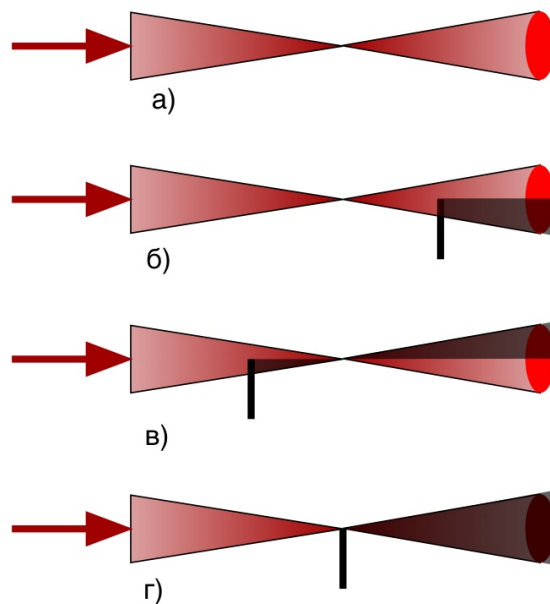


Рис. 15 . Иллюстрация юстировки при помощи лезвия

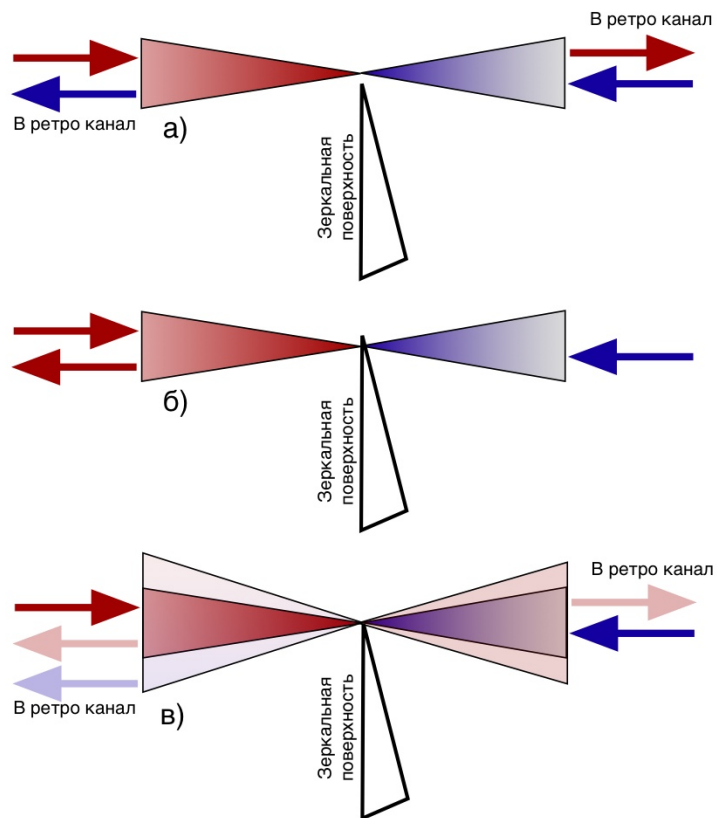


Рис. 16 Сведение встречных каналов

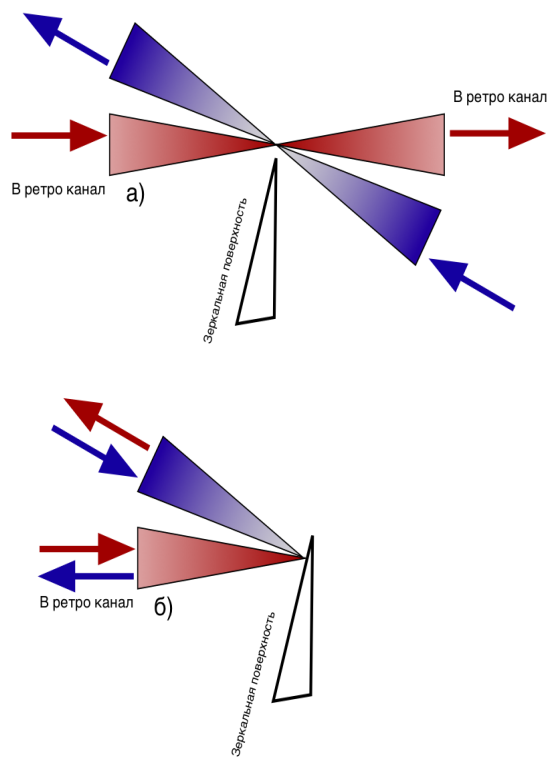


Рис. 17 Сведение примыкающих каналов

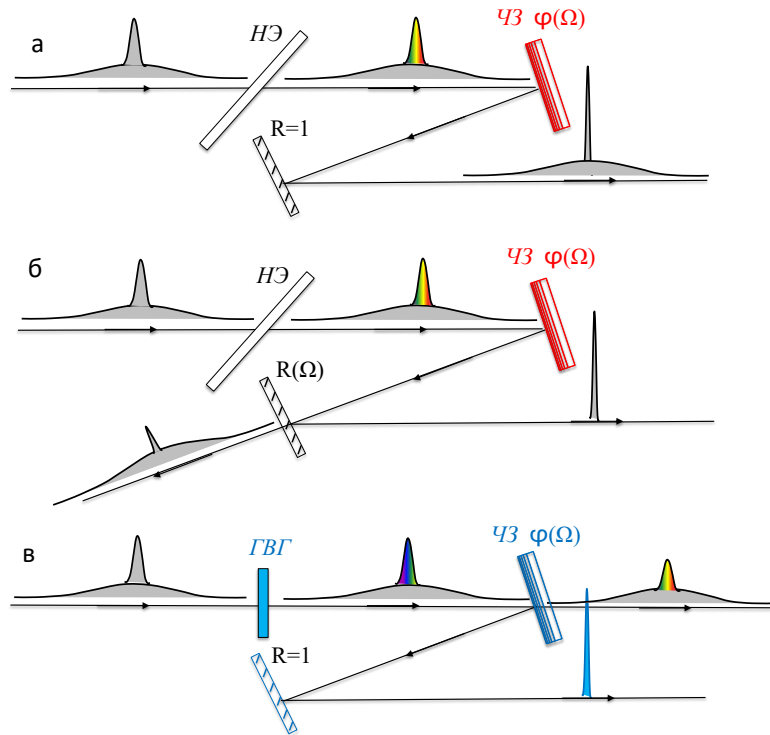


Рис. 18. Схемы пост-компрессии (а), пост-компрессии со спектральной фильтрацией (б) и удвоения с пост-компрессией (в). НЭ – нелинейный элемент, ЧЗ – chirpiрующее зеркало, $R(\Omega)$ - зеркало, коэффициент отражения которого имеет провал в центре спектральной полосы. Зеркала, показанные синим цветом, отражают вторую гармонику и пропускают первую.

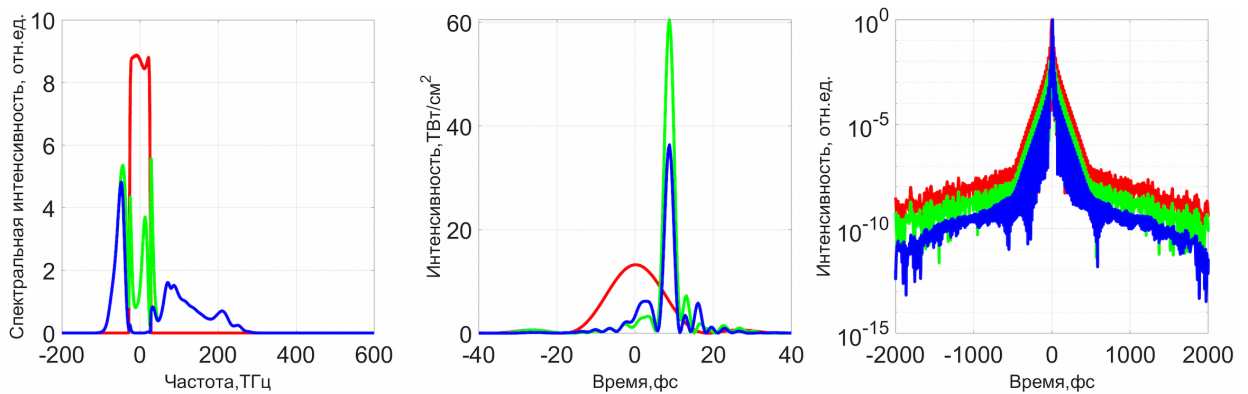


Рис. 19 Спектр (а) и интенсивность импульса в линейном (б) и логарифмическом (в) масштабах на выходе решеточного компрессора (красный) после пост-компрессии (зеленый), см. 18а и после пост-компрессии со спектральной фильтрацией (синий), см. рис. 18б.

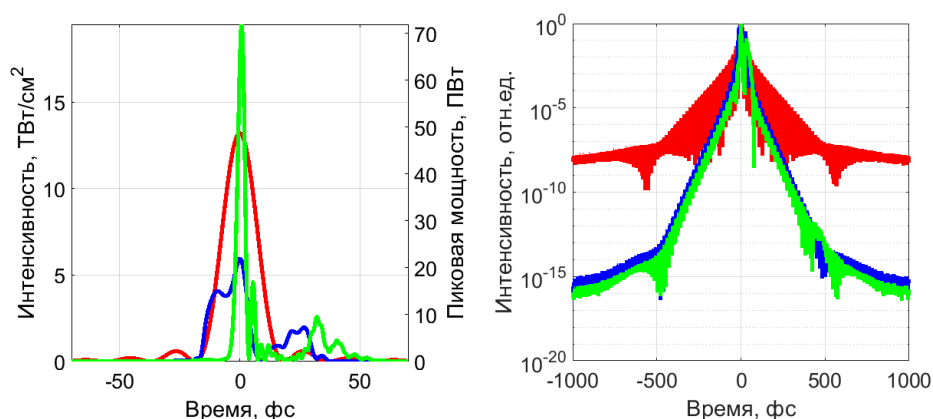


Рис. 20 Импульсы первой гармоники (красный), второй гармоники (синий) и второй гармоники после пост-компрессии (зеленый).

Табл.1. Параметры XCELS и других проектов лазеров 100 ПВт-ного уровня.

	XCELS*	SEL-100PW [20-24]	EP-OPAL [25, 26]	Gekko-EXA [27, 28]	[29, 30]	[31]
Число каналов	12	1	2	1	1	1
Пиковая мощность, ПВт	12x50; 12x230**	100	2x25	50	100	120; 589**
Длительность импульса, фс	20; 3**	>15	20	< 10	3	8; 1.65**
Энергия импульса, Дж	12x715	>1500	2x500	500	300	971
Центральная длина волны, нм	910	925	920	~ 1000	900	900
Ширина спектра, нм	150	210	200	500	600	460
Нелинейный кристалл последнего каскада ОРСПА	DKDP 80%	DKDP	DKDP >90%	DKDP 65%	LBO	LBO
Энергия накачки одного канала, Дж	10000			6400	1000	2000
Длительность chirпированного импульса, нс	3	4	1.5	<1	2	2
Размер пучка на входе в компрессор, см	66x66	64x64	80x80	80x80	36x36	98x98
Размер дифракционных решеток, см	70x145	70x145			50x80	
Эффективность компрессора, %	66	67			73	70

*) вариант с максимальной апертурой решеток

***) после пост-компрессии

Табл.2. Основные параметры в ключевых точках XCELS

Ключевые точки:	Длина волны, нм	Полоса (FWHM), нм	Энергия, Дж	Длительность	размер пучка, см	Частота повторения
1.1. Вход лазера накачки DKDP 0...12	1054	0.05-3	>0.1	4 нс	0.55	>2 Гц
1.2. Вход лазера накачки DKDP s	1054/1030	0.05-3	>0.1	4 нс	0.55	>2 Гц
1.3. Вход DKDP_s	910	200	>0.1	3 нс	1	>10 Гц
2.а Накачка DKDP_s	527	1	413	3.5нс	10 (диаметр)	0.001 Гц
	527	1	140	3.5/7 нс		0.1 Гц
	515	1	2x87	7нс		10 Гц
2.6 Выход DKDP_s	910	150	149	3 нс	10 (диаметр)	0.001 Гц
			51			0.1 Гц
			60			10 Гц
2.1 Вход DKDP_0	910	150	141	3нс	30 (диаметр)	0.001
			48			0.1
			57			10
3.0 Накачка DKDP_0	527	1	3900	3.5 нс	25x25	2 раза в день
3.1...3.12 Накачка DKDP_1...12	527	1	3900	3.5 нс	25x25	2 раза в день
			5616		30x30	
4.а Выход DKDP_0	910	150	1248	3 нс	27 (диаметр)	2 раза в день
4.1...4.12 Вход DKDP_1...12	910	150	46	3 нс	25x25	2 раза в день
					30x30	
5.1...5.12 Выход DKDP_1...12	910	150	1248	3 нс	25x25	2 раза в день
			1797		30x30	
6.а1...6.а12 Вход компрессоров	910	150	1145	3нс	55x55	2 раза в день
			1669		66x66	
6.1...6.12 Выход компрессоров	910	150	751	20 фс	55x55	2 раза в день
			1095		66x66	
Вспомогательные выходы:						
1.4.	1056	1	0.001	1 нс		100 кГц
1.5.	1030	1	0.001	1 пс		50 МГц
1.6.	910	>200	0.001	15 фс		1 кГц
2.2.=2.1						
3.13...3.15	1054/527		20000/14000	3-10нс	40x40	2 раза в день

Табл.3. Пять вариантов промежуточного ОРСРА. Оптические схемы показаны на рис.5а-д.

	Ламповая накачка			Диодная накачка	
	Nd:glass стержни	Nd:glass активные зеркала		Yb:YAG диски	
прототип	PEARL	Amplitude		2xDiPOLE (ДВА лазера)	
Частота повторения	0.001 Гц	0.1 Гц		10 Гц	
Энергия накачки 1ω	550 Дж @3.5нс	260 Дж @15нс		2x150 Дж @10нс	
ГВГ	обычное	обычное	с укорочением импульса	обычное	с укорочением импульса
ОРСРА	1 каскад	2 каскада с накачкой 7 нс	1 каскад	2 каскада с накачкой 7 нс	2 каскада с двумя накачками 3.5 нс
Рисунок	6а	6б	6в	6г	6д
Энергия накачки 1ω @7нс	-	200		2x125	
Энергия накачки 2ω	412.5	160	140	187.5	2x87
Диаметр пучка в ОРСРА, см	10	4.4	5.8	4.8	4.6
Длина кристалла, см	8	6.8+1.9	7.1	6.9+1.9	6.8+1.9
Энергия входного сигнала	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03
КПД* ОРСРА	0.36	0.34	0.36	0.35	0.35
Энергия* на выходе ОРСРА	149	54	51	65	60
Мощность* после компрессии, ПВт	4.9	1.8	1.7	2.1	2.0

*) значения умножены на коэффициент запаса 0.75 (см.текст)

Табл. 4. Параметры силового ОРСРА. Все значения апертур и энергий (кроме полной энергии накачки) относятся к однородной (flat-top) области пучка. Полная апертура примерно на 20% больше.

Энегия входного импульса, Дж	132/54/64**
Толщина кристалла DKDP, см	3.8/4.3/4.3**
Диаметр входного пучка, см	27
Апертура пучка накачки, см	25x25
Энергия накачки внутри апертуры, Дж	3250
Полная энергия накачки, Дж	3900
КПД* ОРСРА	0.32
Апертура на выходах 4.1...4.12, см	5x5
Энегия* на выходах 4.1...4.12, Дж	50
*) значения умножены на коэффициент запаса 0.75 (см. текст)	
**) для разных вариантов накачки промежуточного ОРСРА	

Табл. 5. Параметры финальных ОРСРА. Все значения апертур и энергий (кроме полной энергии накачки) относятся к однородной (flat-top) области пучка. Полная апертура примерно на 20% больше.

Апертура пучка в компрессоре, см	55x55	66x66
Апертура пучка в ОРСРА, см	25x25	30x30
Длина кристалла, см	4.3	4.3
Энергия входного импульса, Дж	46	46
Энергия накачки внутри апертуры, Дж	3250	4680
Полная энергия накачки, Дж	3900	5616
КПД*) ОРСРА	0.32	0.32
Энегия*) выходного импульса, Дж	1248	1797
*) значения умножены на коэффициент запаса 0.75 (см. текст)		

Табл. 6. Параметры компрессора.

Размер решеток G2 и G3, см	57x101	70x145
Плотность штрихов решеток, штр./мм	1200	1200
Угол Литтрова	33.1	33.1
Ширина спектра входного излучения, нм	150	150
Длительность FTL импульса (FWHM), фс	17	17
Длительность выходного импульса, фс	20	20
Длительность растянутого импульса, нс	3	3
КПД компрессора	0.66	0.66
Плотность энергии на решетке G1, Дж/см ²	0.265	0.265
Плотность энергии на решетке G4, Дж/см ²	0.174	0.174
Апертура пучка, см	55x55	66x66
Угол падения, град	45.5	46.2
Расстояние между решетками G1 и G2, см	185	190
Размер пучка на решетке G1, см	78.5	95
Размер пучка на решетке G2, см	121	138
Энергия входного импульса, Дж	1145	1669
Энергия выходного импульса, Дж	751	1095
Мощность выходного импульса Фурье предел, ПВт	40	58
Мощность выходного импульса, ПВт	35	50

Табл. 7. Мощность и интенсивность излучения лазера XCELS.

	Фокусировка		Мощность, ПВт	Интенсивность, 10 ²⁵ Вт/см ²
1 канал	F/1	-	50	0.44
		с пост-компрессией	230	2.0
		с удвоением	70	2.5
12 каналов (без пост-компрессии и удвоения)	дипольная	без фазировки	600	9
		с фазировкой	600	32