

**РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ**

на правах рукописи

БУРДОНОВ Константин Феликсович

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ
ЭЛЕКТРОНОВ И ПРОТОНОВ В ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ С
ИНТЕНСИВНОСТЬЮ ДО 3×10^{20} ВТ/СМ²**

01.04.21 – лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
д.ф-м.н. Стародубцев М.В.

Нижний Новгород, 2016

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
ГЛАВА 1. Оптимизация параметров излучения лазерного комплекса PEARL.....	21
1.1. Принцип работы лазерного комплекса PEARL	21
1.2. Стабилизация параметров задающего генератора лазера накачки параметрических усилителей.....	25
1.3. Повышение интенсивности излучения комплекса PEARL с помощью адаптивной оптики	33
1.4. Оптимизация лазера накачки петаваттного параметрического усиления.....	38
1.4.1. Укорочение пространственных фильтров.....	39
1.4.2. Увеличение энергии излучения.....	53
1.5. Заключение к главе	56
ГЛАВА 2. Ускорение электронов в поле кильватерной волны	57
2.1. Подготовка мишенной камеры для экспериментов с газовыми мишенями ...	57
2.2. Диагностика лазерно-плазменного взаимодействия	61
2.2.1. Интерферометрия газовых струй и лазерной плазмы.....	61
2.2.2. Нелинейное томсоновское рассеяние электронов лазерной плазмы	73
2.2.3. Магнитный спектрометр для измерения энергетических и угловых параметров ускоренных электронов	75
2.3. Обсуждение экспериментальных результатов	83
2.4. Заключение к главе	89
ГЛАВА 3. Ускорение протонов в режиме TNSA.....	90
3.1. Подготовка мишенной камеры для экспериментов с твердотельными мишенями.....	90
3.2. Система позиционирования твердотельных мишеней.....	93
3.3. Измерение угловых и энергетических спектров ускоренных протонов	96
3.3.1. Томсоновская парабола.....	96
3.3.2. Радиохромные пленки.....	99
3.4. Обсуждение экспериментов по ускорению протонов.....	103
3.5. Воздействие лазерно-ускоренных протонов на биообъекты.....	109
3.6. Заключение к главе	116
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	117
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	119
СПИСОК РАБОТ ПО ДИССЕРТАЦИИ	132

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одним из активно развивающихся и востребованных направлений лазерной физики является исследование взаимодействия релятивистски сильного оптического излучения с веществом [1]. По всему миру на базе исследовательских институтов создаются лазерные комплексы, способные обеспечить гигантские значения интенсивности сфокусированного импульсного светового излучения фемтосекундной длительности до 10^{22} Вт/см² [2]. Возможность создания и использования таких импульсов открывает широкие горизонты для новых исследований.

Особый интерес представляет возможность ускорения заряженных частиц, возникающая при взаимодействии мощного лазерного излучения ультракороткой длительности с плазмой, создаваемой за счёт фокусировки такого излучения в вещество. В зависимости от концентрации вещества могут реализовываться различные механизмы ускорения, которые глобально можно разделить на две группы. К первой группе относится взаимодействие излучения с оптически-прозрачной плазмой субкритической концентрации, подходящей для эффективного ускорения электронов [3], в то время как во второй группе взаимодействие лазерного импульса происходит с твердотельной, непрозрачной для оптического излучения плазмой, что открывает возможность для реализации механизмов эффективного ускорения протонов и положительных лёгких ионов [4].

Ускорение частиц лазерным импульсом является привлекательным по следующей причине. В традиционно используемых ускорителях элементарных частиц существуют принципиальные технологические ограничения, связанные с возникновением электрического пробоя. Ускоряющие электрические поля при этом не превышают значения в несколько десятков МВ/м, и повышение максимальной энергии частиц возможно только за счет увеличения длины ускорительного тракта. Современные ускорители имеют километровые масштабы, создаются объединенными усилиями крупных научно-инженерных сообществ, и крайне высоки по стоимости. Электрические поля, возникающие в плазме при взаимодействии с релятивистски сильным лазерным излучением, на несколько порядков превышают максимальные для традиционных ускорителей. Таким

образом, лазерным способом можно на масштабах сантиметра разогнать частицы до энергий, сопоставимых с энергиями, достигаемыми в традиционных ускорителях с длиной ускорительного тракта порядка десятков метров.

В настоящее время лазерное ускорение частиц является предметом активных фундаментальных исследований. Работы ведутся не только над увеличением максимальной энергии ускоренных частиц, но также над повышением их моноэнергетичности, увеличением суммарного заряда пучков и другими параметрами, важными для различных приложений.

С момента создания в 1960 году первого лазера Теодором Майманом [5] и до настоящего времени одной из непрерывно и активно развивающихся задач лазерной физики является повышение интенсивности импульсного лазерного излучения. До изобретения в 1985 году метода усиления чирпированных импульсов (CPA – chirped pulse amplification) [6] были достигнуты интенсивности порядка 10^{14} Вт/см², что для лазерных сред является естественным пределом, так как дальнейшее повышение интенсивности излучения неизбежно приводит к разрушению материала из-за самофокусировки и оптического пробоя. CPA позволил обойти эти сложности.

Суть метода следующая. Ультракороткий лазерный импульс малой мощности пропускается через стретчер. Стретчером называется дисперсионная оптическая система, которая придаёт импульсу сильную линейную частотную модуляцию, называемую «чирп». Длительность чирпированного импульса обычно в несколько тысяч раз превышает длительность исходного импульса, а интенсивность становится в несколько тысяч раз меньше. Растянутый во времени импульс проходит через усилительную систему и поступает на вторую дисперсионную систему, называемую компрессором, которая сжимает импульс, компенсируя фазовую модуляцию. Интенсивность лазерного импульса на выходе компрессора может существенно превосходить интенсивности, полученные без применения CPA.

Впервые петаваттный уровень мощности импульсного излучения на основе CPA был достигнут в 1997 году [7]. В качестве усиливающей среды использовалось неодимовое стекло, а длительность импульса составила 440 фс при энергии 600 Дж. С открытием кристалла титан-сапфира [8] в 2003 удалось получить значительно более короткий лазерный импульс петаваттного уровня мощности и с гораздо меньшей энергией (28 Дж, 33 фс) [9].

Параллельно с развитием CPA происходило развитие метода получения сверхмощных импульсов, основанного на параметрическом усилении света в нелинейно-оптических кристаллах (ОРСПА – optical parametric chirped pulse amplification). Идея применения параметрического усиления вместо лазерного для получения сверхмощных световых импульсов была выдвинута группой А. Пискараска в 1986 году [10], а в 1992 году была впервые реализована экспериментально [11]. Первая ОРСПА система мультитераваттного уровня мощности была создана в 2002 году [12] и неоднократно успешно реализовывалась в дальнейшем [13,14].

Параметрические усилители обладают несомненным преимуществом перед CPA благодаря широкой полосе усиления используемых кристаллов KDP и KD*P, их большой апертуре (до 40 см) и высоким временным контрастом, связанным с низким уровнем усиленной спонтанной люминесценции. Этот факт является важным для экспериментов по взаимодействию релятивистски сильного лазерного излучения с твердотельными мишенями, где контрастом импульса определяются режим взаимодействия и максимальные энергии ускоренных заряженных частиц [15].

Результаты экспериментов по лазерно-плазменному ускорению электронов и протонов, представленные в данной диссертационной работе, были получены на базе лазерного комплекса PEARL субпетаваттного уровня мощности излучения [16]. В работе также представлены результаты экспериментов по оптимизации параметров лазерного излучения, позволяющие повысить стабильность мощного импульса, фокусирующегося в струю газа или в твердотельную мишень [17], сделать лазерный комплекс более компактным [18] и увеличить энергию излучения [19].

Впервые теоретическую модель ускорения электронов мощным лазерным импульсом при его взаимодействии с плазмой предложили в 1979 году Таджима и Доусон [20]. Суть модели состоит в следующем. Лазерный импульс, распространяясь в прозрачной плазме, оказывает пондеромоторное воздействие на электроны плазмы, выталкивая их из области сильного электромагнитного поля. Колебания электронов приводят к возникновению кильватерной волны. В кильватерной волне существует электрическое поле вдоль направления распространения импульса, а также поперечные электрическое и магнитное поля.

Электроны, попавшие в ускоряющую фазу кильватерной волны, фазовая скорость которой равна групповой скорости распространяющегося в плазме лазерного импульса и близка к скорости света, могут набирать энергию до тех пор, пока не выйдут за пределы длины дефазировки. Пучок электронов, силы кулоновского расталкивания которого будут компенсироваться полями кильватерной волны, может находиться в ускоряющей фазе долгое время [21,22]. Данная модель называется лазерным ускорением электронов в поле кильватерной волны (LWFA – laser wakefield acceleration) и реализуется при интенсивности лазерного импульса $> 10^{17}$ Вт/см². Протяжённость такого импульса в пространстве не должна превышать длину плазменной волны [23,24].

Эксперименты по ускорению электронов, проводившиеся с 1995 по 2004 год [25-31], позволили достичь энергии электронных пучков до 100 МэВ, но распределения по энергиям имели квазитепловой характер, и большая часть энергии приходилась на электроны ниже 10 МэВ. Такие пучки крайне сложно использовать в каких-либо приложениях.

При увеличении амплитуды поля лазерного импульса плазменная волна становится нелинейной [32,33], а при превышении порогового значения происходит обрушение плазменной волны [34], приводящее к возникновению кавитационного или баббл-режима [35-37].

Суть баббл-режима состоит в том, что лазерный импульс расталкивает электроны плазмы, оставляя позади себя область положительного заряда (баббл), полностью лишённую электронов. Захваченные в эту область электроны могут находиться в ней длительное время и ускоряться. Электроны могут быть как инжектированы в баббл, так и захвачены из окружающей плазмы самопроизвольно.

В 2004 году сразу три независимые группы исследователей продемонстрировали экспериментальную возможность ускорения квазимоноэнергетичных электронных сгустков [38-40]. Природу квазимоноэнергетичности объяснили реализацией баббл-режима. Успех этих работ стимулировал интерес исследователей к данному режиму ускорения [41,42].

На сегодняшний день рекордным значением энергии для лазерного ускорения электронов является 4.2 ГэВ с шириной энергетического спектра 0.25 ГэВ, зарядом

6 пКл и угловой расходимостью 0.3 мрад, полученное с использованием девятисантиметрового капиллярного волновода [43].

Основными направлениями исследовательской деятельности сегодня являются способы повышения качества, стабильности и моноэнергетичности пучка электронов (ширина энергетического спектра меньше 1 % от среднего значения энергии), обеспечение возможности контролируемого варьирования энергии и заряда пучка, а также получение ультракоротких, порядка фемтосекунд, длительностей пучков с угловой расходимостью менее 2 мрад.

Результаты экспериментов, проведённых на лазерном комплексе PEARL, представленные в данной диссертационной работе [44], демонстрируют ускорение квазимоноэнергетичных электронных пучков в баббл-режиме LWFA. В разных выстрелах были получены пучки электронов со средней энергией до 270 МэВ \pm 20 МэВ и шириной энергетического спектра 30 МэВ \pm 10 МэВ, угловой расходимостью до 6 мрад и зарядом до 300 пКл. Также представлены разработанные специально для этих экспериментов оригинальные методики измерения энергий ускоренных электронов [45] и концентрации газовых струй [46].

Пристальное внимание к ускорению протонов и положительно заряженных ионов релятивистски сильным лазерным излучением возникло в начале двадцать первого века, когда две группы исследователей экспериментально продемонстрировали данную возможность [47-49].

Эксперимент [47] был проведён на лазерном комплексе VULKAN в RAL [50]. Пиковая интенсивность лазерного излучения на передней поверхности алюминиевой фольги составляла 5×10^{19} Вт/см². Используемые в эксперименте диагностики радиохромными плёнками (RCF – radiochromic films) [51-54] и пластиками CR39 [55,56] позволили зафиксировать протонные сгустки с энергиями до 18 МэВ, причём энергией более 2 МэВ обладало порядка 10^{12} частиц.

Второй эксперимент [48,49] проделали на лазерной установке NOVA в LLNL [57]. Интенсивность излучения в пятне фокусировки достигала 3×10^{20} Вт/см², что позволило получить пучки ускоренных протонов с энергиями до 58 МэВ, причём число протонов с энергиями более 10 МэВ составило 2×10^{13} . В эксперименте использовались конусообразные детекторы из RCF, что позволило наглядно

продемонстрировать факт эмиссии протонов по нормали к задней поверхности мишени.

Чтобы объяснить экспериментальные результаты в 2001 году была представлена теоретическая модель ускорения протонов приповерхностным слоем нагретых электронов (TNSA – target normal sheath acceleration) [58]. Суть модели состоит в том, что лазерный импульс, фокусирующийся на переднюю поверхность мишени, эффективно нагревает электроны, которые разлетаются во все стороны, и, в том числе, проходят сквозь толщу мишени, вылетая за её пределы. Разделение зарядов приводит к возникновению сильного электрического поля, в котором могут ускоряться протоны и лёгкие ионы, в первую очередь находящиеся на поверхности мишени в составе углеродных и водяных загрязнений, а в случае с пластиком, присутствующие в самом составе мишени. Это электрическое поле направлено преимущественно по нормали к поверхности мишени, в связи с чем пучок ускоряемых протонов и ионов будет хорошо коллимированным.

Тяжёлые ионы также могут быть ускорены, но на больших временных масштабах. Это происходит в том случае, если заряда протонов недостаточно для того, чтобы уравновесить заряд горячих электронов, а также если протоны специально удалены из мишени до прихода лазерного импульса [59-61].

В 2006 году при использовании слоистых мишеней была экспериментально продемонстрирована возможность ускорения квазимоноэнергетических протонов и ионов на фоне теплового распределения ускоренных частиц по энергиям [62,63]. Были получены ионы углерода C^{+5} с энергиями 3 ± 0.5 МэВ и энергии протонов 1.2 ± 0.3 МэВ.

Реализация более эффективных механизмов ускорения протонов, таких как, например, ускорение световым давлением (RPA – radiation pressure acceleration) [64], согласно которому под действием излучения сгусток плазмы, состоящий из электронов и ионов, вырывается и ускоряется как целое, или режим BOA (Breakout afterburner) [65], при котором лазерный импульс взаимодействует с мишенью толщиной, сравнимой с толщиной скин-слоя, является более сложной задачей, требующей тонких экспериментов с высоким контрастом сверхмощного лазерного импульса, а также ультратонкими мишенями. В настоящее время существует только одна экспериментальная работа, в которой был реализован режим RPA [66].

Использовался лазерный импульс с пиковой интенсивностью 6.1×10^{20} Вт/см² и временным контрастом 3×10^{-11} на расстоянии 6 пс, взаимодействовавший с мишенью из пластика толщиной 15 нм. Энергии протонных пучков достигали 93 МэВ, что является абсолютным мировым рекордом для лазерного ускорения протонов. Также известны работы, в которых ускорение происходит по гибриднему сценарию, когда TNSA переходит в RPA [67,68] или в BOA [69].

Существуют и другие механизмы ускорения, такие как collisionless shock acceleration (CSA) [70], coulomb explosion acceleration (CEA) [71], shock wave acceleration (SWA) [72] и т.д., пока остающиеся на уровне численных моделей.

На сегодняшний день в подавляющем большинстве экспериментальных работ по лазерному ускорению протонов и лёгких ионов реализуется механизм TNSA. Рекордное значение энергии протонов, ускоренных в данном режиме, составляет 85 МэВ [73].

Эксперименты, проведённые на лазерном комплексе PEARL, результаты которых представлены в данной диссертационной работе, также демонстрируют ускорение протонов в режиме TNSA [74]. Регистрируемые пучки частиц имеют тепловой характер энергетического спектра и достигают 43.3 МэВ, что является мировым рекордом для TNSA режима при энергии лазерного излучения порядка 10 Дж. Похожие результаты при близких параметрах эксперимента были получены в 2012 году группой японских исследователей, однако в их работе максимальная энергия протонов составила только 40 МэВ [75].

Лазерные источники ускоренных протонов и ионов в первую очередь рассматриваются в медицине в аспекте адронной терапии раковых заболеваний, суть которой состоит в облучении быстрыми протонами раковых клеток для нарушения их способности к митозу.

Терапия ускоренными протонами позволяет повысить как биологическую эффективность, так и конформность облучения, т.е. дает возможность точно подвести дозу к опухоли с минимальной нагрузкой на окружающие нормальные ткани. В результате достигается повышение показателей выживаемости и улучшения качества жизни пациентов [76]. Такая избирательность пучка протонов связана с брэгговским пиком поглощения [77], глубина которого зависит от энергии протона на входе в живую ткань. В мире существует несколько десятков центров

протонной терапии рака [78], однако основным препятствием в популяризации такого лечения является высокая себестоимость услуги, связанная с использованием громоздких и дорогих в обслуживании классических ускорителей, альтернативой которым в будущем как раз и могут послужить компактные и относительно недорогие лазерно-плазменные ускорители.

Вместе с тем следует отметить, что существующие технологии лазерно-плазменного ускорения не обеспечивают на сегодняшний день необходимую моноэнергетичность и максимальную энергию лазерных протонов, а значит, не могут обеспечить локальность воздействия на глубоко лежащие ткани. Рекордная экспериментально достигнутая энергия протонов 93 МэВ [66] соответствует брегговскому пику на глубине примерно 6 см [79], чего пока недостаточно для лечения глубоко лежащих неоперабельных опухолей, например, в головном мозге. В связи с этим, особую актуальность приобретают работы по усовершенствованию лазерных источников и режимов лазерно-плазменного взаимодействия, обеспечивающих повышение максимальных энергий и числа ускоренных протонов, а также разработка способов энергетической сепарации, транспорта и фокусировки пучков, ускоренных лазером. Тем не менее, даже на существующих лазерных источниках в исследованных режимах ускорения возможна отработка основных подходов к терапии лазерными протонами и эксперименты на клеточных культурах [80,81].

В диссертационной работе представлены результаты проведенных на базе PEARL пилотных экспериментов по воздействию лазерно-ускоренных протонов на биологические объекты [82].

Цель диссертации

Цель диссертационной работы – создание на базе лазерного комплекса субпетаваттного уровня мощности PEARL лабораторного стенда для исследования взаимодействия релятивистски сильных оптических полей с веществом и проведение на этом стенде экспериментов по лазерному ускорению электронов и протонов.

Научная новизна

Научная новизна работы состоит в следующем:

Впервые установлена связь между возникновением пост-импульса и режимом двухчастотной генерации импульсно-периодического Nd:YLF генератора с модуляцией добротности, что позволило предложить оригинальный метод автоматической подстройки резонатора, позволяющий избежать переход на двухчастный режим генерации.

Впервые предложено использовать короткие абберационные пространственные фильтры на сферических линзах в лазере накачки параметрического усилителя.

Впервые экспериментально апробирован уникальный широкоапертурный активный элемент на неодимовом стекле в лазере накачки параметрического усилителя.

На базе лазерного комплекса субпетаваттного уровня мощности PEARL создан уникальный, не имеющий аналогов в России, лабораторный стенд для экспериментальных исследований лазерно-плазменного взаимодействия.

Предложен оригинальный способ калибровки низкоплотных газовых струй для экспериментов по взаимодействию лазерного излучения с прозрачной плазмой.

Для измерения спектров квазимоноэнергетичных электронных пучков, ускоренных полем кильватерной волны, предложена оригинальная одноимпульсная двухцинтилляторная схема, позволившая существенно поднять точность измерений для пучков с заметной дисперсией начального угла.

Впервые экспериментально обнаружена зависимость углового распределения ускоренных полем кильватерной волны электронных пучков от превышения лазерной мощностью порогового значения обрушения волны.

Получены рекордные значения энергий протонов 43.3 МэВ при воздействии лазерным импульсом с энергией ~ 8 Дж на металлическую фольгу.

Предложена оригинальная сканирующая методика наведения сфокусированного лазерного излучения на твердотельную мишень, обеспечивающая субрелеевскую точность помещения тонкой фольги в область перетяжки лазерного поля.

Практическая значимость работы

Разработанные в диссертации укороченные пространственные фильтры на сферических линзах используются в лазере накачки финального каскада параметрического усиления лазерного комплекса PEARL для уменьшения габаритов комплекса.

Созданный на базе лазерного комплекса PEARL лабораторный стенд используется для широкого круга экспериментальных исследований на стыке лазерной физики, физики плазмы и медицины.

Разработанная методика калибровки газовых сопел, основанная на многолучевой интерферометрии, использовалась в LWFA экспериментах на лазерном комплексе PEARL.

Оригинальный двухэкранный магнитный спектрометр электронов использовался на созданном на базе PEARL лабораторном стенде в экспериментах по лазерному ускорению электронов в режиме LWFA.

Исследованные режимы генерации лазерно-ускоренных протонных пучков легли в основу экспериментальных исследований воздействия протонов на биологические объекты.

Краткое содержание работы

В **ГЛАВЕ 1** диссертационной работы представлены результаты экспериментов, направленных на оптимизацию параметров излучения лазерного комплекса PEARL, проведенных в рамках подготовки лабораторного стенда для экспериментов по лазерному ускорению электронов и протонов.

В параграфе **1.1** приведено описание лазерного комплекса PEARL, работающего по принципу оптического параметрического усиления чирпированных импульсов. В экспериментах по лазерно-плазменному взаимодействию PEARL эксплуатировался в щадящем режиме. Мощный лазерный импульс на центральной длине волны 910 нм имел длительность 50-70 фс и энергию до 10 Дж, что соответствовало мощности импульса не более 200 ТВт.

В параграфе **1.2** представлен метод селекции продольных мод импульсно-периодического Nd:YLF генератора наносекундных импульсов, используемого для накачки каскадов параметрического усиления, основанный на обнаруженном эффекте генерации второго гигантского импульса (пост-импульса) при неконтролируемом термически индуцированном изменении длины резонатора. Показано, что генерация пост-импульса происходит на соседней продольной моде резонатора лазера. Проведены экспериментальные исследования динамики возникновения и эволюции пост-импульса. Обеспечение одномодового режима генерации возможно за счет раннего детектирования и подавления двухчастотной генерации путем контролируемой подстройки длины резонатора. Метод позволил повысить стабильность параметров мощного лазерного импульса от выстрела к выстрелу.

В параграфе **1.3** исследовался вопрос возможности повышения пиковой интенсивности сфокусированного на мишень лазерного импульса за счет использования системы коррекции волнового фронта, состоящей из биморфного деформируемого зеркала, установленного между каскадами параметрического усиления комплекса PEARL, и датчика Шака-Гартмана, установленного в непосредственной близости от мишенной камеры, используемой в экспериментах по лазерному ускорению протонов. Описана процедура фокусировки пучка излучения на мишень, представлены численные и экспериментальные оценки интенсивности мощного лазерного импульса. Использование адаптивной оптики позволило увеличить максимальное значение пиковой интенсивности излучения в два раза с $\sim 1.5 \times 10^{20}$ Вт/см² до $\sim 3 \times 10^{20}$ Вт/см² при фокусировке импульса с центральной длиной волны 910 нм, длительностью 60 фс, энергией 10 Дж и диаметром 100 мм на мишень при помощи параболического зеркала с $f/4.2$.

В параграфе **1.4** представлены два способа модернизации мультикаскадного неодим-стеклянного лазера накачки финального каскада параметрического усиления PEARL.

В **1.4.1** исследовался вопрос возможности использования в лазерном усилителе укороченных пространственных фильтров (ПФ). Приведены результаты численных расчётов влияния сферической аберрации, создаваемой сферическими линзами короткого ПФ на профиль волнового фронта лазерного излучения.

Представлены результаты экспериментальной апробации ПФ длиной 1.9 м на сферических линзах. Исследуемый короткий ПФ сравнивался с используемым на PEARL в штатном режиме безабберационным ПФ длиной 9.1 м. Показано, что данная конструкция ПФ способна обеспечить необходимое качество и эффективность преобразования лазерного излучения на центральной длине волны 1054 нм, длительностью 1 нс и энергией 300 Дж во вторую гармонику в нелинейном KD*P кристалле.

В **1.4.2** исследовался вопрос увеличения выходной энергии лазера накачки за счёт добавления дополнительных каскадов усиления. Представлены результаты экспериментального исследования параметров уникального широкоапертурного (150 мм) стержня из неодимового стекла. Был измерен коэффициент усиления по слабому сигналу и рассчитана зависимость запасенной в активном элементе энергии от энергии накачки. Установка нового активного элемента в мультикаскадный лазер накачки комплекса PEARL позволяет увеличить выходную энергию импульса накачки с 300 Дж до 480 Дж.

В **1.5** представлены выводы по ГЛАВЕ 1.

ГЛАВА 2 диссертационной работы посвящена представлению результатов экспериментов по лазерному ускорению электронов в режиме LWFA, проведенных на лабораторном стенде, созданном на базе субпетаваттного комплекса PEARL.

В параграфе **2.1** представлена схема эксперимента по ускорению электронов. Описаны мишенная камера МК1 и использованные в ней диагностики, включающие интерферометрию области взаимодействия сфокусированного импульса с газовой мишенью, регистрацию второй гармоники нелинейного томсоновского рассеяния горячих электронов создаваемой плазмы, а также магнитный спектрометр для измерения угловых и энергетических спектров лазерно-ускоренных электронных пучков. В экспериментах использовался поставляемый PEARL лазерный импульс ($\lambda_0 = 910$ нм, $\tau \sim 60$ фс, $E \leq 10$ Дж, $D \sim 100$ мм), фокусируемый внеосевым параболическим зеркалом с $f/6$ или $f/15$ в струю гелия или азота, создававшуюся при помощи сверхзвукового сопла конической формы с внутренним диаметром 2, 5 или 10 мм под давлением от 5 до 100 бар.

В параграфе **2.2** представлены используемые в МК1 диагностики лазерно-плазменного взаимодействия.

В **2.2.1** представлены результаты калибровочных измерений газовых сопел, используемых в экспериментах в качестве мишеней. Для калибровки низкоплотных струй гелия, вызывающих малые фазовые искажения, предложен новый метод, основанный на многолучевой интерферометрии. Представлены теоретическое описание метода, а также результаты его апробации в эксперименте. Продемонстрирована чувствительность метода, достаточная для измерения концентрации гелиевой струи с характерным размером 1 мм вплоть до $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в вакууме. Для калибровки струй большей плотности использовался интерферометр Майкельсона, в одном из плеч которого находилось газовое сопло. Также при помощи сдвигового интерферометра Майкельсона, были проведены прямые измерения профилей концентрации плазменных каналов, создаваемых мощным лазерным импульсом в экспериментах по ускорению электронов. Установлено, что в случае с гелием всегда происходила полная ионизация газа, в то время как для азота ионизация была пятикратной при $f/15$ и полной при $f/6$. Получена сводная таблица для концентраций гелия и азота, а также соответствующих концентраций лазерной плазмы для трёх сопел 2, 5 и 10 мм при давлении 10 бар для $f/6$ или $f/15$.

В **2.2.2** показаны результаты диагностики второй гармоники нелинейного томсоновского рассеяния горячих электронов лазерной плазмы. Приведены характерные картины, демонстрирующие наличие процесса самоканалирования лазерного импульса, расхождение излучения в конус в отсутствие самоканалирования, а также многоканальные структуры.

В **2.2.3** представлено описание разработанной методики измерения энергетических спектров квазимоноэнергетичных LWFA электронных пучков, основанной на использовании двухэкранного одноимпульсного магнитного спектрометра. Описана конструкция созданного спектрометра. Проведена теоретическая и экспериментальная оценка рассеяния электронов на первом сцинтилляторном экране спектрометра, влияющего на точность определения угловых и энергетических спектров. Рассмотрена проблема корректного восстановления спектров по засветке на обоих сцинтилляторных экранах. Разработан способ повышения точности позиционирования экранов посредством оптического репера, создаваемого проходящим сквозь отверстие в первом экране лазерным излучением.

В параграфе **2.3** приведены основные результаты экспериментов по ускорению электронных пучков мощным лазерным импульсом в режиме LWFA. Методика измерения спектров позволила зарегистрировать электронный пучок с рекордным значением средней энергии $270 \text{ МэВ} \pm 20 \text{ МэВ}$ и шириной спектра $30 \text{ МэВ} \pm 10 \text{ МэВ}$. Также проведен анализ характерных особенностей энергетических спектров ускоренных электронов в зависимости от лазерных параметров. Обнаружена зависимость углового распределения релятивистских электронов от соотношения P/P_c , где $P_c = 17(N_c/N_e)^{1/2} \text{ ГВт}$, $N_c \approx 1.3 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ – критическая концентрация плазмы, ниже которой плазма является прозрачной для распространяющегося лазерного импульса, а P_c – критическая мощность релятивистской самофокусировки. Пучки ускоренных электронов наблюдались только при концентрациях плазмы, удовлетворяющих соотношению $P/P_c > 2$. При концентрациях плазмы, соответствующих небольшому превышению порогового значения $P/P_c = 2$, появлялись узкие пучки ускоренных электронов с угловым размером 5-10 мрад и энергиями 80-270 МэВ. При заметном превышении порога, оптический импульс разделялся на малые фракции из-за самомодуляции. При дальнейшем увеличении концентрации плазмы кластеров становилось больше, и они начинали перекрываться, что приводило к пучкам с широким угловым и энергетическим спектром. Представлены полученные в экспериментах графики зависимостей максимальной энергии ускоренных электронных пучков от концентрации плазмы, углового размера пучков от концентрации плазмы, а также углового размера пучков от их энергии. Явно прослеживается тенденция к уменьшению угловых размеров электронного пучка при возрастании его энергии.

В **2.4** представлены выводы по ГЛАВЕ 2.

В **ГЛАВЕ 3** диссертационной работы представлены результаты экспериментов по ускорению протонов в режиме TNSA при фокусировке мощного лазерного импульса в металлическую фольгу, выполненных на PEARL. Также приведены результаты пилотного эксперимента по воздействию лазерно-ускоренных протонов на биологические объекты.

В параграфе **3.1** представлена схема эксперимента по ускорению протонов. Описаны мишенная камера МК2 и использованные в ней диагностики, состоявшие из двух способов измерения энергетических спектров ускоренных протонных

пучков: стека радиохромных пленок и томсоновской параболы, позволяющей также определять сорта и энергетические спектры ускоряемых вместе с протонами лёгких ионов. Параметры лазерного импульса на входе в МК2 были таким же как в экспериментах по ускорению электронов ($\lambda_0 = 910$ нм, $\tau \sim 60$ фс, $E \leq 10$ Дж, $D \sim 100$ мм), но фокусировка осуществлялась внеосевым параболическим зеркалом с $f/4.2$. В качестве мишеней использовались алюминиевые фольги толщинами от 0.2 до 10 мкм, располагавшиеся под углом 45° к падающему излучению.

В параграфе **3.2** представлено описание специально созданной для экспериментов по ускорению протонов моторизованной многокоординатной системы позиционирования матричной мишени, устанавливаемой в вакууме и управляемой дистанционно. Использование матрицы, состоящей из набора мишеней, позволяло заменять отстрелянные мишени, сильно разрушавшиеся в момент выстрела, на новые без девакуумизации МК2, что позволяло существенно сократить время между выстрелами. Также описан «сканирующий» метод заведения мишени в пятно перетяжки лазерного излучения, обеспечивающий точность позиционирования не хуже 5 мкм вдоль лазерной оси.

Параграф **3.3** посвящен подробному описанию диагностик, используемых в мишенной камере МК2 для измерения энергий ускоренных протонов.

В **3.3.1** представлена изготовленная для экспериментов по ускорению протонов на МК2 томсоновская парабола с сонаправленными электрическим и магнитным полями. Спектрометр создан в виде самостоятельного вакуумного объёма, присоединяемого к выходному фланцу МК2, оснащённого входной диафрагмой, постоянным магнитом ($B = 0.4$ Тл), пластинами конденсатора с подключаемым источником высоковольтного напряжения ($E = 8.75$ кВ/см) и детектором в виде IP-пластинки. Приведен алгоритм обработки параболической кривой, получаемой на детекторе, с целью определения энергетических спектров и сортов ускоренных положительно заряженных частиц.

В **3.3.2** дано описание методики диагностики энергетических спектров ускоряемых протонов при помощи набора (стека) радиохромных пленок (radiochromic film - RCF) модели ЕВТ3. Приведено описание алгоритма восстановления полученных в экспериментах энергетических спектров протонных сгустков по радиационному затемнению активного слоя пленок в стеке, основанного

на использовании SRIM кода, позволяющего рассчитать динамику потери энергии протонами с известными начальными энергиями по мере их распространения сквозь толщу стека, и калибровочных кривых, связывающих оптическую плотность затемнения пленок с высаженной на них интегральной дозой радиации.

Параграф **3.4** содержит основные результаты экспериментов по ускорению протонов в режиме TNSA. Представлен график зависимости максимальной энергии ускоренных протонов от энергии лазерного импульса для алюминиевых фольг различной толщины. Приведено сравнение максимальных значений энергии протонных сгустков, измеренных томсоновской параболой и стеклом радиохромных пленок. Получен пучок лазерно-ускоренных протонов с максимальной энергией не менее 43.3 МэВ (но не более 44.5 МэВ), что является мировым рекордом для TNSA режима при энергии лазерного импульса порядка 10 Дж. Представлены параметры рекордного пучка ускоренных протонов: угловой и энергетический спектры, зависимости полного числа протонов и полной энергии пучка от его кинетической энергии. Томсоновской параболой были также зарегистрированы следы ускоренных ионов углерода C^{1+} - C^{6+} и кислорода O^{1+} и O^{6+} .

В параграфе **3.5** представлен созданный на базе МК2 экспериментальный стенд, предназначенный для исследования воздействия на биологические объекты лазерно-ускоренными протонами. В ходе пилотных экспериментов с энергией лазерных протонов до 25 МэВ была продемонстрирована способность сообщать объекту исследования дозы до десяти Грэй за единственный выстрел при магнитном отделении протонов от паразитного рентгеновского излучения и быстрых электронов. Разработана методика облучения лазерно-ускоренными протонами клеточной культуры HeLa Kyoto с измерением доли выживших клеток. Рассмотрены пути оптимизации параметров протонных пучков, подходящие способы их энергетической сепарации и транспорта к исследуемым живым объектам.

В **3.6** представлены выводы по ГЛАВЕ 3.

В **ЗАКЛЮЧЕНИИ** сформулированы основные результаты данной диссертационной работы.

Апробация результатов и публикации

По теме диссертации опубликовано 19 работ, в том числе 8 статей в рецензируемых научных журналах и 11 работ в трудах конференций.

Основные результаты диссертации докладывались на семинарах отделения нелинейной динамики и оптики ИПФРАН, а также на следующих конференциях:

‘Topical problems of biophotonics III’, Saint-Petersburg, Russia, 16-22 July 2011;

‘Nonlinear optics: East-West reunion’, Suzdal, Russia, 21-23 September 2011;

‘First International School LA3NET’, Caen, France, 15-19 October 2012;

‘International Conference on Coherent and Nonlinear Optics & Lasers’, Applications and Technologies (ICONO/LAT), Moscow, Russia, 18-22 June 2013;

«Форум молодых ученых Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского», Нижний Новгород, Россия, 16-18 сентября 2013;

‘Topical problems of nonlinear wave physics’, Nizhny Novgorod, Russia, 17-23 July 2014;

‘Topical problems of biophotonics V’, Nizhny Novgorod, Russia, 20-24 July 2015;

‘Ultrafast Optics 2015’, Beijing, China, 16-21 August 2015;

«Нелинейные волны XVII», Бор, Россия, 27 февраля – 4 марта 2016.

‘Laser Optics 2016’, Saint-Petersburg, Russia, 27 June – 1 July 2016.

‘Modern Problems of Laser Physics’, Novosibirsk, Russia, 22-28 August 2016.

Личный вклад автора

Все работы по модернизации лазера накачки каскадов параметрического усиления комплекса PEARL, созданию на базе PEARL лабораторного стенда для проведения экспериментов по лазерно-плазменному взаимодействию, разработка диагностических методик, эксперименты по лазерному ускорению заряженных частиц, а также эксперимент по воздействию лазерно-ускоренных протонов на биообъекты были проведены лично автором или при его непосредственном участии. Постановка задач и анализ полученных результатов проводились совместно с научным руководителем М.В. Стародубцевым.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка цитируемой литературы и списка публикаций по диссертации. Общий объем диссертации составляет 134 страницы, включая 53 рисунка, 4 таблицы, список литературы из 144 наименований на 13 страницах и список публикаций по диссертации из 19 наименований на 3 страницах.

На публичную защиту выносятся следующие положения:

1. Обнаруженный эффект генерации второго импульса в импульсно-периодическом наносекундном Nd:YLF лазере с модуляцией добротности позволяет получить сигнал обратной связи и обеспечить стабильный режим генерации лазерного излучения на одной продольной моде.
2. Интерференционный метод измерения концентрации газа, основанный на использовании лазера с двумя продольными модами, обладает чувствительностью $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для атомов гелия в струе с толщиной 1 мм.
3. Двухэкранный одноимпульсный магнитный спектрометр позволяет существенно повысить точность измерения энергетических спектров лазерно-ускоренных квазимоноэнергетичных электронных пучков за счет исключения ошибки, связанной с неопределенностью угла вылета электронов.
4. При превышении мощностью лазерного импульса P удвоенной пороговой мощности самофокусировки P_c происходит генерация лазерно-ускоренных электронов, причем отношение P/P_c определяет характер углового распределения электронных пучков: при увеличении P/P_c в диапазоне от ~ 2 до ~ 10 оно переходит от узкого, к кластеризованному, а затем к широкому.
5. При фокусировке лазерного импульса с центральной длиной волны 910 нм, длительностью 60 фс и энергией 8 Дж на алюминиевую мишень толщиной 0.8 мкм возможна генерация ускоренных протонов с энергией более 43.3 МэВ.

ГЛАВА 1. Оптимизация параметров излучения лазерного комплекса PEARL

1.1. Принцип работы лазерного комплекса PEARL

Лазерный комплекс PEARL [16] работает по принципу ОРСПА и способен генерировать импульсное излучение субпетаваттного уровня мощности на длине волны 910 нм, при длительности импульса 50-70 фс и энергии до 30 Дж. Принципиальная схема работы лазерного комплекса PEARL представлена на рисунке 1.1. Характерной особенностью PEARL по сравнению с другими подобными комплексами является использование оригинальной схемы параметрического усиления chirпированных импульсов с преобразованием частоты, предложенной и экспериментально исследованной в Институте прикладной физики РАН [83,84]. В данной схеме, как и в традиционных СПА и ОРСПА, где длина волны стретчируемого излучения является длиной волны сигнального излучения, в первый усилительный каскад chirпированный импульс инжектируется одновременно с излучением накачки, однако в последующие усилительные каскады направляется излучение на сопряжённой по накачке длине волны, рожденное в процессе трехволнового взаимодействия в нелинейном кристалле KD^*P первого усилительного каскада. Это приводит к тому, что в стретчере и компрессоре происходит растяжение и сжатие импульсов с различными центральными длинами волны.

Источником фемтосекундных импульсов ультрамалой мощности служит лазер на кристалле хром-форстерита, работающий по принципу пассивной синхронизации мод. Лазер генерирует сверхкороткие импульсы на длине волны 1250 нм длительностью 40 фс и энергией 2 нДж.

После фемтосекундного задающего генератора лазерный импульс поступает в стретчер. На PEARL используется оригинальный комбинированный (гибридный) призмочно-решеточный стретчер на параллельных дифракционных решетках [85]. На выходе из стретчера исходный спектрально-ограниченный фемтосекундный импульс становится фазово-модулированным за счёт добавления chirпа и имеет длительность 0.5 нс и энергию 1 нДж (потери в стретчере составляют ~ 50 %).

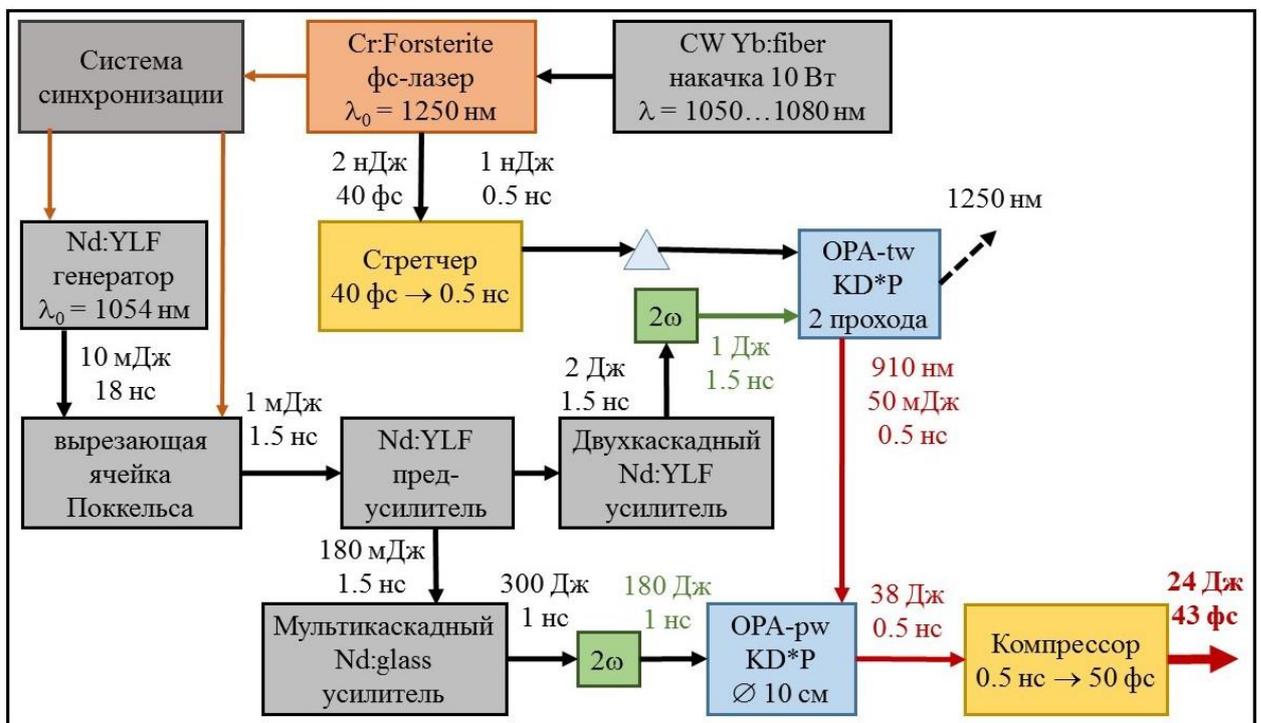


Рисунок 1.1. Принципиальная схема лазерного комплекса PEARL.

Для накачки параметрических усилителей используется вторая гармоника импульсного лазерного излучения, источником которого служит одномодовый Nd:YLF генератор, работающий по принципу модуляции добротности. Импульс на выходе генератора имеет длину волны 1054 нм, длительность ~ 18 нс и энергию ~ 10 мДж. Затем, при помощи ячейки Поккельса, синхронизованной с фемтосекундным генератором [86], из исходного импульса вырезается рабочий импульс накачки длительностью ~ 1.5 нс и с энергией ~ 1 мДж. Вырезанный импульс проходит сквозь усилитель на Nd:YLF и разделяется на две реплики. Основная часть излучения ($\sim 90\%$) поступает на вход мультикаскадного Nd:glass усилителя, ослабленная реплика ($\sim 10\%$) проходит через два Nd:YLF усилителя и поступает на вход KD*P кристалла удвоения, где происходит преобразование сигнала во вторую гармонику Импульс на длине волны 527 нм, длительностью ~ 1.5 нс и энергией ~ 1 Дж поступает на вход KD*P кристалла – первого каскада параметрического усиления (OPA-tw).

Усилитель OPA-tw является двухпроходным. На первом проходе осуществляется широкополосное усиление и преобразование инжектируемого чирпированного импульса на длине волны 1250 нм в сигнальное излучение на длине волны 910 нм, излучение на 1250 нм становится холостым и в дальнейшем не используется. На втором проходе OPA-tw происходит последующее усиление рабочего чирпированного импульса на 910 нм и блокировка холостой волны на 1250 нм. Второй проход осуществляется в нелинейном режиме усиления и служит для эффективного преобразования энергии излучения накачки в энергию сигнального чирпированного импульса. После OPA-tw рабочий импульс достигает энергии 100 мДж и транспортируется в следующий KD*P кристалл (OPA-rw).

Между OPA-tw и OPA-rw установлен телескоп, осуществляющий перенос изображения с выходного торца кристалла OPA-tw на входной торец кристалла OPA-rw и увеличивающий апертуру пучка излучения. В телескопе установлено адаптивное зеркало, применяемое для коррекции волнового фронта лазерного импульса.

Для накачки кристалла OPA-rw служит вторая гармоника излучения, генерируемого мультикаскадным лазером накачки на неодимовом стекле [87]. Формирование импульса накачки, источником которого служит Nd:YLF генератор,

осуществляется посредством каскадного лазерного усиления сигнала в фосфатном стекле, допированном неодимом. Каскад состоит из системы формирования пучка [88] и семи последовательно расположенных усилителей с активными элементами в форме стержней и пространственных фильтров между ними [89]. На выходе из усилителя импульс накачки имеет длительность 1 нс и энергию, достигающую 300 Дж. Лазер накачки способен поставлять такой импульс с частотой повторения один выстрел в 15-20 минут, и является основным ограничивающим скорострельность лазерного комплекса элементом.

После усилительного каскада импульс накачки подается на кристалл KD^*P , в котором происходит удвоение частоты. Коэффициент удвоения составляет $\sim 60\%$, что позволяет получить ~ 180 Дж сигнала накачки на длине волны 527 нм, поступающего в ОРА-рw, где происходит усиление chirпированного импульса до энергии ~ 30 Дж.

Chirпированный импульс на выходе ОРА-рw сжимается при помощи оптического компрессора [90] до длительности в несколько десятков фемтосекунд за счёт компенсации фазовой модуляции.

Компрессор создан на основе классической схемы Трейси с четырьмя отражениями [91] на базе голографических покрытых золотом дифракционных решёток. Коэффициент пропускания компрессора составляет $\sim 50\%$, что обусловлено коэффициентом отражения дифракционных решеток.

Рекордное значение длительности сверхмощного лазерного импульса, которое удалось достичь, составляет 43 фс, что при энергии импульса в 38 Дж даёт мощность 0.56 ПВт [16].

Для экспериментов по лазерно-плазменному взаимодействию лазерный комплекс PEARL эксплуатировался в щадящем режиме. Длительность ультракоротких импульсов составляла 50-70 фс, а максимальная энергия была около 10 Дж, что соответствовало режиму работы на уровне мощности не выше 200 ТВт.

1.2. Стабилизация параметров задающего генератора лазера накачки параметрических усилителей

Стабильный режим работы лазера накачки параметрических усилителей, в первую очередь определяемый стабильностью работы задающего импульсно-периодического источника наносекундных импульсов на Nd:YLF в режиме генерации одной продольной моды, является необходимым критерием достижения оптимальных параметров мощного лазерного импульса, используемого в экспериментах по взаимодействию.

Нестабильность работы задающего генератора неизбежно приводит к неконтролируемому изменению спектральных характеристик усиливаемого чирпированного импульса, вследствие чего происходит снижение его энергии, ухудшение контраста и увеличение длительности на выходе компрессора.

Есть множество методов селекции продольной моды, но всегда ключевым элементом, осуществляющим селекцию, является внутррезонаторный эталон Фабри-Перо. Если ширина полосы пропускания эталона Фабри-Перо сравнима с межмодовым расстоянием, то в зависимости от относительного положения спектра эталона и мод резонатора происходит либо одномодовая либо двухмодовая генерация. Если длина резонатора не стабилизируется, то моды резонатора могут оказаться расположенными симметрично по отношению к спектру эталона Фабри-Перо, даже если он очень узкий, и режим двухмодовой генерации будет неизбежным. Неконтролируемые изменения оптической длины резонатора, которые могут быть вызваны изменениями температуры и давления окружающей среды, а также изменением длины активного элемента при нагревании, приводят к двухмодовому режиму генерации.

Есть несколько способов решения данной проблемы. В работе [92] длина резонатора оставалась неизменной в течение двух часов за счёт поддержания температуры охлаждающей кристалл жидкости и воздуха постоянной с высокой точностью (± 0.1 К), на практике это очень сложно осуществить. В работах [93-97] для поддержания оптимальной длины резонатора был использован принцип обратной связи. В работах [93,94] было показано, что путем измерения изменения отражательной способности ЭФП от импульса к импульсу и, перемещением зеркала

резонатора с помощью пьезокерамического привода, можно добиться стабильной одномодовой генерации при медленном (минуты) изменении длины резонатора. Недостатком этой схемы является сложная система обратной связи. В работе [95] для обратной связи использовался анализ формы пиков свободной генерации. Этот метод требует надежной работы высокоскоростных электроники, и является неэффективным в лазерах с большим коэффициентом усиления [98]. В работах [96, 97] для одномодовой генерации использовалась накачка длинным (6 мс) импульсом, однако это неудобно и неэффективно. Способ с инжекцией в резонатор требует вспомогательного непрерывного излучения диодной лазерной накачки [99-102], что приводит к усложнению всей схемы. В работе [103] селекция мод обеспечивалась довольно сложной схемой с дополнительным многозеркальным резонатором и двумя каналами обратной связи. Для улучшения селекции продольной моды также использовались кольцевые резонаторы [104]. В работе [105] одномодовая генерация осуществлялась за счет быстрого изменения длины резонатора при незначительном снижении коэффициента усиления за счет спонтанного излучения.

В данном параграфе представлен новый экспериментально апробированный метод получения информации о положении мод резонатора по отношению к спектру пропускания эталона Фабри-Перо, который позволяет исключить вероятность генерации гигантского импульса на двух модах. Метод основан на обнаруженном эффекте генерации пост-импульса [17].

Генерация пост-импульса в лазере с модуляцией добротности

После генерации гигантского импульса, инверсия в активной среде, как правило, становится значительно ниже порогового уровня генерации [106], а следующий импульс может быть сгенерирован только через большое время (порядка 100 мкс для резонатора длиной 1 м), в течение которого накачка снова увеличит инверсию до порогового уровня. Эффект генерации пост-импульса возникает на временных масштабах ~ 100 нс.

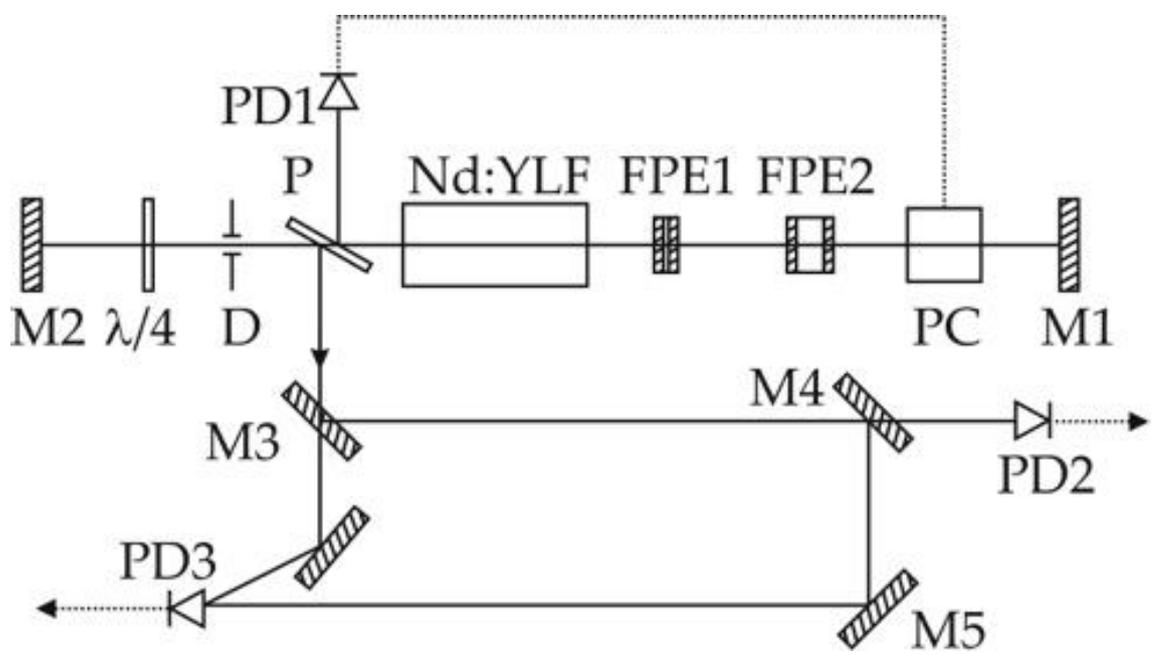


Рисунок 1.2. Схема задающего генератора.

На рисунке 1.2 представлена схема задающего генератора. Лазер был собран на ситаловой плите, имеющей малый коэффициент теплового расширения, что позволило существенно уменьшить неконтролируемые изменения длины резонатора, образованного двумя зеркалами M1 и M2 с коэффициентами отражения 100 % и имевшего длину ~ 0.5 м.

Поляризационный вывод излучения обеспечивали поляризатор P и $\lambda/4$ -пластинка. Активный элемент Nd:YLF, имевший длину освещаемой части 75 мм, диаметр 5 мм и концентрацию ионов неодима 1.06 %, размещался в корпусе квантрона с двумя лампами накачки с энергией разряда 60 Дж и длительностью 200 мкс, диффузным отражателем и системой охлаждения. Кристалл Nd:YLF был вырезан под углом 5° к оптической оси, что обеспечивало преимущественное усиление одной поляризации и достаточно сильное двулучепреломление, необходимое для подавления термонаведённого двулучепреломления и вызываемой им деполяризации. Селекция поперечных мод осуществлялась диафрагмой D диаметром 1.7 мм. Для селекции продольных мод использовались два воздушных эталона Фабри-Перо FPE1 и FPE2 с базами 3 мм и 15 мм и коэффициентами отражения каждого зеркала 70 %. Для обеспечения режима модуляции добротности внутри резонатора устанавливалась ячейка Поக்கельса PC на основе кристалла KD*P. На кристалл подавалось напряжение, обеспечивавшее уменьшение добротности до возникновения порога генерации в момент максимума инверсии населённости, после чего напряжение сбрасывалось до нуля, и происходила генерация гигантского импульса ($\lambda_0 = 1054$ нм, $\tau \sim 15$ нс, $E \sim 8$ мДж).

При небольшом изменении длины резонатора лазер генерировал гигантский импульс в одномодовом (Рисунок 1.3 (а) слева) или двухмодовом режим с интерференцией мод (Рисунок 1.3(f) слева). Длины резонатора при этом отличались на ~ 0.5 мкм. Было обнаружено, что на промежуточной длине резонатора происходила генерация второго гигантского импульса (Рисунок 1.3 (b-e) слева), который мы называли пост-импульсом. Его длительность составляла ~ 100 нс, а амплитуда всегда была значительно ниже амплитуды основного импульса. Задержка, амплитуда и длительность пост-импульса зависели от длины резонатора. Когда длина резонатора приближалась к одномодовому режиму, наблюдался слабый и длинный пост-импульс с максимальной задержкой 400 нс (Рисунок 1.3 (b) слева).

Когда длина резонатора приближалась к двухмодовому режиму генерации, пост-импульс становился короче и интенсивнее и приближался к основному импульсу (Рисунок 1.3 (c-d) слева). Наконец, когда передний фронт пост-импульса перекрывался по времени с задним фронтом основного импульса (Рисунок 1.3 (e) слева), наблюдалась модуляция в интервале перекрытия с периодом, равным времени полного обхода резонатора (4 нс). Было предположено, что пост-импульс всегда генерировался на соседней продольной моде.

Данная гипотеза была доказана в следующем эксперименте. Фотодиодом PD3 регистрировались выходное излучение и его реплика, задержанная во времени на 130 нс (Рисунок 1.2). Результаты представлены на рисунке 1.3 справа. Видно, что в области, где реплика основного импульса перекрывалась пост-импульсом, происходила модуляция интенсивности с периодом равным времени полного обхода резонатора. Глубина этой модуляции изменялась от очень малого значения при существенном отличие интенсивностей перекрывающихся импульсов (Рисунок 1.3 (c) справа) до 100 % при близких интенсивностях (Рисунок 1.3 (d-e) справа). Период модуляции всегда равен времени обхода резонатора и не зависит от напряжения накачки, напряжения на ячейке Поккельса, задержки пост-импульса и т.п.

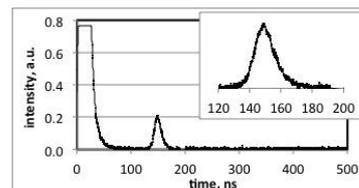
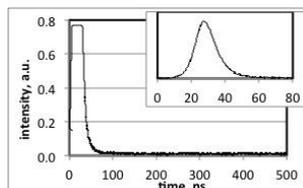
Оценки, основанные на [107] показали, что изменение длины резонатора, связанное с уменьшением инверсии населенности гораздо меньше длины волны, и этим явлением можно пренебречь. Это доказывает тот факт, что генерация пост-импульса происходит на соседней продольной моде резонатора.

Эффект генерации пост-импульса мог происходить из-за пространственного выжигания дыр в Nd:YLF. Соседние продольные моды имели пучности стоячей волны в разных точках пространства. Следовательно, после генерации первого гигантского импульса, коэффициент усиления для основной моды был значительно ниже порога генерации, в то время как для соседней моды пороговое значение всё ещё было превышено. В то же время, пост-импульс всегда был существенно длиннее и слабее основного, поскольку порог генерации соседней моды ниже порога генерации основной моды из-за больших потерь и меньшего усиления.

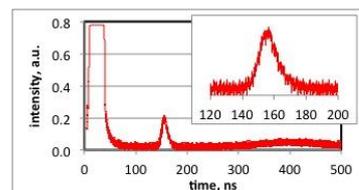
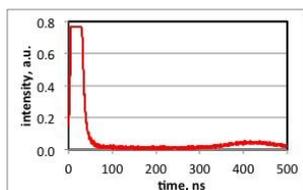
сигнал; $|E(t)|^2$

сигнал + реплика;

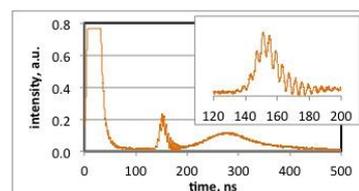
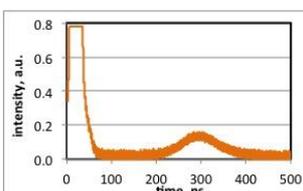
a
нет пост-импульса
(одна мода)



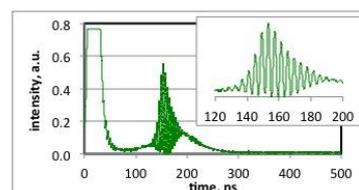
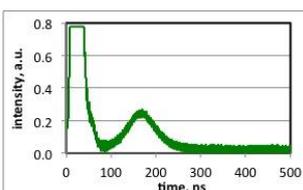
b
очень слабый пост-
импульс



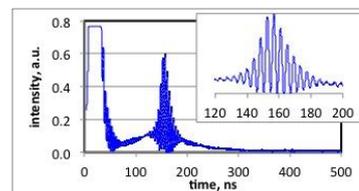
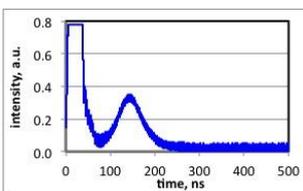
c
слабый
пост-импульс



d
сильный
пост-импульс



e
очень сильный пост-
импульс



f
нет пост-импульса
(две моды)

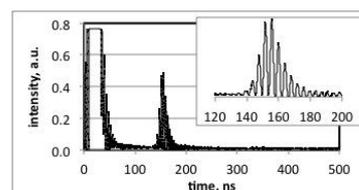
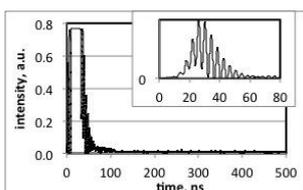


Рисунок 1.3. Выходные импульсы на фотодиоде PD2 (слева) и «выход + реплика с задержкой 130 нс» импульсы на фотодиоде PD3 (справа) для различных длин резонатора; а и f – в отсутствие пост-импульса, b-e – пост-импульс на разных расстояниях от основного.

Новый способ обеспечения одномодового режима генерации

Для большинства приложений, слабый пост-импульс не является большой проблемой, поскольку сильно отстаёт от основного импульса и не модулирует его, а при дальнейшем усилении в режиме насыщения и/или генерации гармоник становится пренебрежимо мал. В то же время, обнаруженный эффект позволяет контролировать длину резонатора, таким образом, чтобы исключить модуляции интенсивности гигантского импульса, даже при меняющейся во времени длине резонатора.

Идея состоит в том, чтобы использовать пост-импульс как сигнал обратной связи для подстройки длины резонатора и смещения основной продольной моды в максимум пропускания эталона Фабри-Перо. Этот способ получения информации о взаимном расположении моды резонатора и максимумов пропускания эталонов Фабри-Перо гораздо проще, чем такие способы, как измерение интенсивности пучка, отраженного эталоном [94,95], или анализ модуляции в режиме свободной генерации [96].

Появление слабого пост-импульса показывает, что две моды резонатора почти симметричны по отношению к максимальному пропусканию эталона Фабри-Перо. Следовательно, длину резонатора нужно изменить так, чтобы полностью удалить пост-импульс. Подстройка может осуществляться как вручную человеком, так и автоматически. В последнем случае программа анализирует сигнал с фотодиода, и при обнаружении пост-импульса посылает сигнал, который перемещает пьезокерамические элементы, на которых могут быть закреплены зеркало резонатора или угловая подвижка рамки закрепления эталона Фабри-Перо, до тех пор, пока пост-импульс не исчезнет. Если амплитуда пост-импульса нарастает (его задержка и длительность уменьшаются), направления движения зеркала или вращения подвижки рамки эталона должны быть изменены. Таким образом, длина резонатора поддерживается такой, что одна из его продольных мод находится вблизи максимума спектра пропускания эталона Фабри-Перо, что гарантирует одномодовый режим генерации.

Амплитуда пост-импульса и, следовательно, близость режима двухчастотной генерации, может быть определена двумя способами: (I) непосредственно по

сигналу фотодиода PD2 (рисунок 1.3 слева) и / или (II) путем анализа модуляции сигнала фотодиода PD3 (рисунок 1.3 справа). Второй способ представляется более удобным как для ручного, так и для компьютерного управления.

Данный метод может быть эффективен при условии, что характерное время неконтролируемого изменения длины резонатора превышает время следования импульсов с генератора (1 Гц). В нашем лазере никогда не наблюдалось появление сильного пост-импульса за времена меньше одной минуты. Это означает, что амплитуда механических колебаний зеркал резонатора значительно меньше чем 1 мкм. В то же время, термически индуцированная нестабильность длины резонатора превышает 1 мкм, однако её характерное время составляет не менее нескольких минут, что позволяет эффективно применять предложенную методику.

1.3. Повышение интенсивности излучения комплекса PEARL с помощью адаптивной оптики

Для экспериментов по лазерному ускорению заряженных частиц важно обеспечить хорошее качество фокусировки лазерного импульса на мишень для более эффективной передачи энергии лазерного импульса горячим электронам создаваемой им плазмы. В экспериментах с твердотельными мишенями также важно обеспечить высокую интенсивность сфокусированного излучения, поскольку в совокупности с контрастом лазерного импульса она, по сути, определяет механизм ускорения протонов.

При подготовке к серии экспериментов по ускорению электронов настройка внеосевого параболического зеркала, использовавшегося для фокусировки лазерного импульса в газовую струю, производилась посредством сканирования качества пятна фокусировки CCD-камерой при угловых поворотах зеркал вверх/вниз и вправо/влево, осуществлявшихся при помощи моторизованных актюаторов, закрепленных на оправе зеркала. Критерием оптимальной настройки фокуса являлась максимальная интенсивность излучения при минимальном размере пятна в перетяжке.

В серии экспериментов по ускорению протонов, которая исторически была проведена позже, в схему комплекса PEARL была добавлена система коррекции волнового фронта излучения, позволившая дополнительно повысить качество фокусировки и увеличить значение максимальной интенсивности лазерного импульса.

Для коррекции волнового фронта импульса использовалась адаптивная оптическая система, состоящая из деформируемого биморфного зеркала и датчика волнового фронта типа Шака-Гартмана. Адаптивное зеркало размещалось в оптическом тракте между каскадами параметрического усиления OPA-tw и OPA-pw (рисунок 1.1). Датчик волнового фронта был размещён на оптическом столе около мишенной камеры, используемой для экспериментов по лазерно-плазменному взаимодействию (рисунок 1.4). Доля процента непрерывного маломощного зондирующего излучения высокой стабильности на длине волны 910 нм, используемого для настройки диагностик и полностью повторяющего оптический

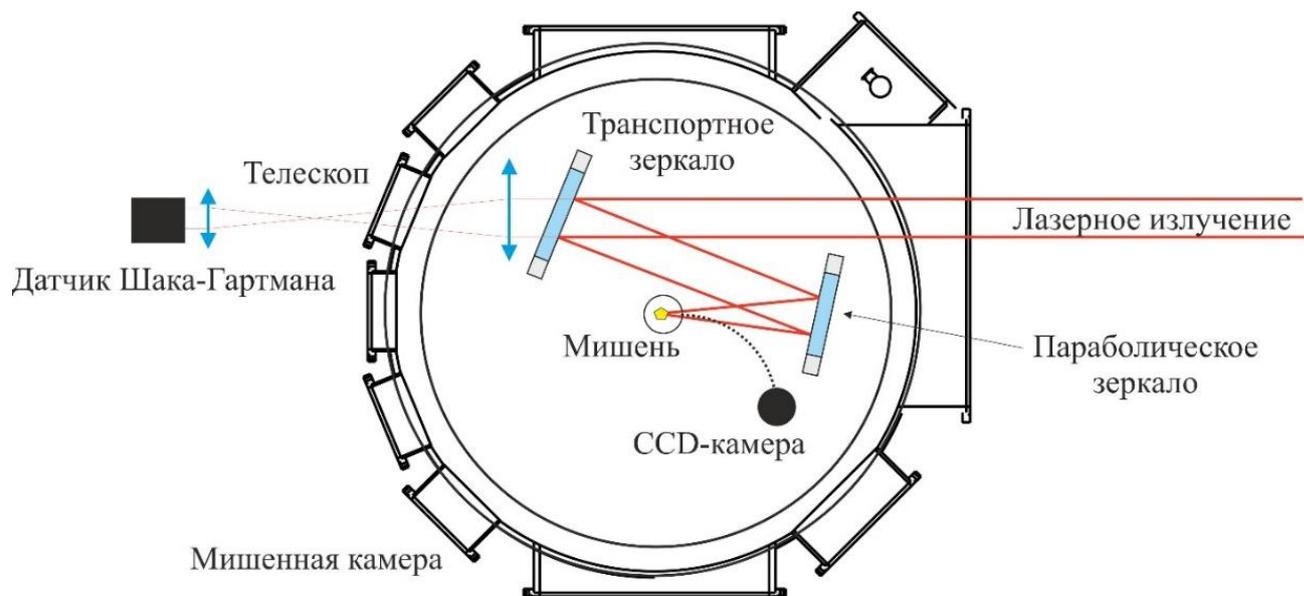


Рисунок 1.4. Схема настройки пятна фокусировки излучения при помощи адаптивной оптики.

путь импульса, проходила сквозь широкоапертурное транспортное зеркало и попадала на линзу масштабирующего телескопа, расположенную внутри мишенной камеры. Затем фокусирующееся излучение проходило сквозь стеклянное окно во фланце мишенной камеры и попадало на выходную линзу телескопа. Масштабированный пучок излучения поступал на матрицу датчика Шака-Гартмана.

Транспортное отражающее зеркало, а также фокусирующее параболическое зеркало устанавливались на моторизованных платформах. Отражающее зеркало имело два моторизованных актюатора для угловых поворотов вверх/вниз и вправо/влево, а параболическое зеркало помимо двух поворотных координат было также снабжено двумя линейными подвижками, обеспечивающими возможность продольного и поперечного смещения зеркала в плоскости оптического стола мишенной камеры. Возможность дистанционной подстройки зеркал в вакууме позволяла минимизировать aberrации фокусируемого лазерного излучения непосредственно перед выстрелом по мишени. Для контроля качества излучения, используемого для предварительной настройки, в мишенной камере размещалась CCD-камера, закреплённая на моторизованной подвижке. Во время выстрела, во избежание выхода из строя, камера уводилась за металлическую заслонку.

Для параболического зеркала с $f/4.2$, которое использовалось в серии экспериментов по ускорению протонов, были произведены следующие измерения и численные оценки. При активированной системе коррекции волнового фронта импульс фокусировался в пятно диаметром 5.8 мкм, что ниже теоретического предела для фокусировки $f/4.2$, при которой для импульса с энергией 10 Дж ожидается пиковая интенсивность $\sim 9 \times 10^{20}$ Вт/см². Оценочные измерения показали, что реальная пиковая интенсивность излучения при активированной системе коррекции волнового фронта составляла $\sim 3 \times 10^{20}$ Вт/см², что соответствует числу Штреля $St \approx 0.34$. В случае отсутствия коррекции волнового фронта $St \approx 0.17$ (рисунок 1.5).

Таким образом, даже со скорректированным волновым фронтом интенсивность сфокусированного излучения остается примерно в три раза хуже теоретического предела. В первую очередь, ухудшение качества фокусировки может быть связано со сферическими aberrациями излучения в телескопе, переносящем изображение на датчик Шака-Гартмана, а также с искажениями, вносимыми

выходным окном мишенной камеры (а окно вносит искажения, как минимум, поскольку находится в сходящемся пучке, более того, окно искажено давлением воздуха и разделяет среды с разными показателями преломления). Данные искажения невозможно скомпенсировать в рамках стандартного алгоритма коррекции волнового фронта, поскольку алгоритм обработки подразумевает компенсацию искажений, измеренных в плоскости датчика Шака-Гартмана. Другой важной проблемой является отсутствие согласования между плоскостями датчика Шака-Гартмана и плоскостью деформируемого зеркала, поскольку диаметр излучения на входе в мишенную камеру превосходил диаметр рабочей апертуры адаптивного зеркала, находившегося «в глубине» лазера, в месте где пучок имеет соответствующий размер. Полное согласование плоскостей датчика Шака-Гартмана и адаптивного зеркала невозможно без серьезной модернизации (и удорожания) оптического тракта.

На рисунке 1.6 представлен график зависимости диаметра фокусируемого лазерного излучения от координаты вдоль направления распространения излучения на длине около 300 мкм вблизи плоскости фокусировки, а также график зависимости соответствующей интенсивности излучения. Расчетная релеевская длина такой фокусировки составляет примерно 30 мкм, однако из графиков видно, что неидеальность фокусировки приводит к слабой зависимости размера пятна от продольной координаты примерно на 100 мкм.

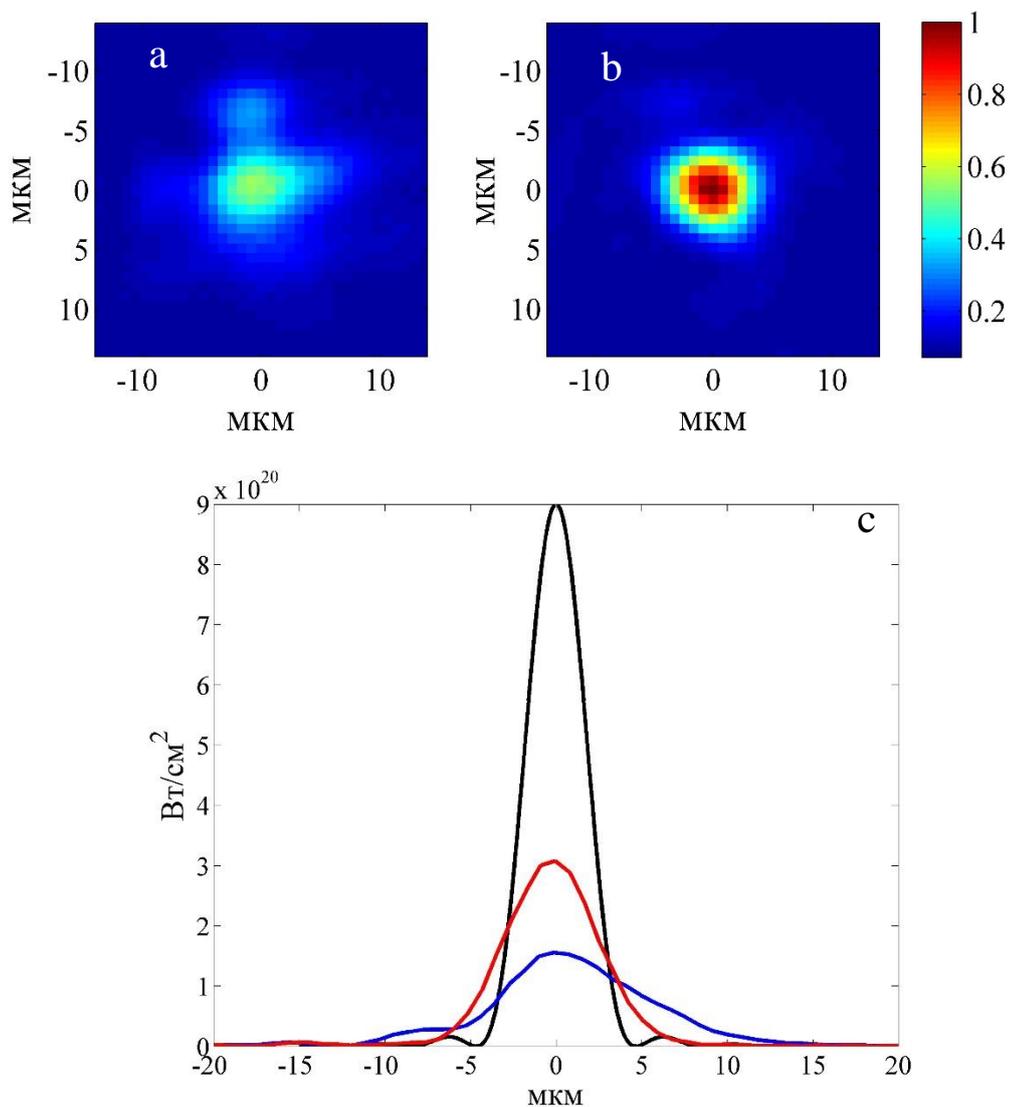


Рисунок 1.5. Пятно фокусировки излучения: (а) – выключенный КВФ, (б) – включенный КВФ; (с) - профили поперечного сечения а (красная линия) и б (синяя линия), модель для фокусировки плоского волнового фронта (чёрная линия).

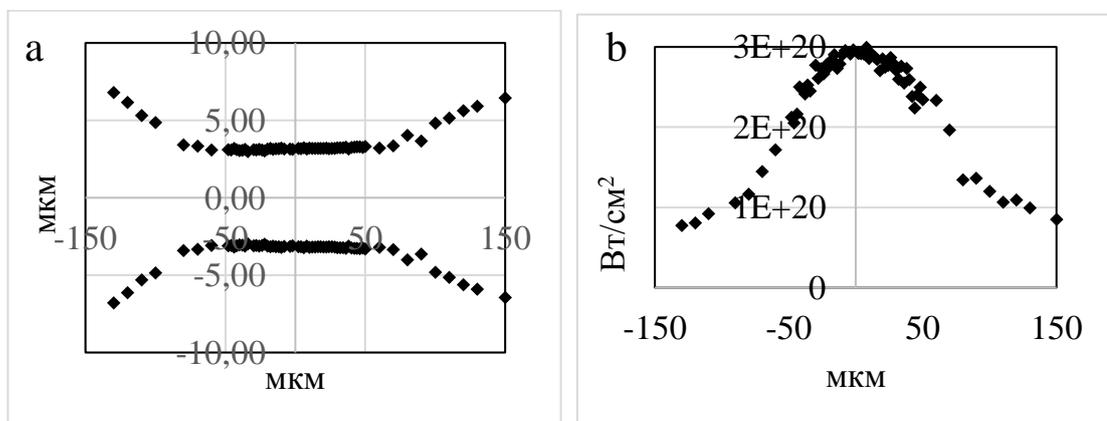


Рисунок 1.6. Диаметр пучка излучения (а) и пиковая интенсивность (б) вблизи плоскости фокусировки.

1.4. Оптимизация лазера накачки петаваттного параметрического усиления

Энергия лазерного излучения на выходе систем петаваттного уровня мощности, используемого в экспериментах по лазерно-плазменному взаимодействию, фактически определяется накачкой финальных силовых параметрических каскадов усиления. От импульса лазера накачки кроме энергии требуется также высокая однородность фазового и амплитудного распределения, однородность временного профиля.

Пространственные фильтры (ПФ) в лазерах накачки для ОРСРА кроме фильтрации высокочастотной составляющей пространственного спектра выполняют функцию блокировки бликов, осуществляют масштабирование пучка по ходу усиления для снижения нелинейных эффектов, осуществляют перенос излучения между активными элементами. Отсутствие фильтрации приводит к пробоем активных элементов и транспортных зеркал из-за самофокусировки [108].

Высокие требования к фазовым аберрациям приводят к серьезным ограничениям на минимальный размер ПФ. Например, для апертуры излучения 120 мм минимальная длина безабберационного пространственного фильтра на сферических линзах составляет около 4 метров. Укорочение телескопа за счет использования линз с меньшим фокусным расстоянием приводит к росту аберраций, в первую очередь сферической, что негативно сказывается на эффективности преобразования во вторую гармонику.

Поскольку фильтров в одном канале может быть достаточно много, при апертуре излучения более 100 мм они фактически определяют размеры всей лазерной установки, в то время как использование асферических элементов сопряжено со значительным удорожанием изготовления и обслуживания лазерной системы. Поэтому задача определения минимально допустимой длины пространственного фильтра на сферических линзах с сохранением качества фазового фронта и эффективности удвоения частоты, представленная в данном параграфе, является принципиально важной [18].

Повышение энергии импульса лазера накачки без риска оптического пробоя и мелкомасштабной самофокусировки возможно за счет использования дополнительных широкоапертурных стержневых усилителей на неодимовом стекле.

Диаметр стержневых усилителей, используемых на современных лазерных комплексах не превышает 100 мм, что ограничивает энергию импульса накачки при длительности 1 нс до ~ 300 Дж [87]. В рамках работ по повышению энергии лазера накачки были проведены исследования коэффициента усиления уникального стержневого усилителя на неодимовом стекле, имеющего диаметр 150 мм [19].

1.4.1. Укорочение пространственных фильтров

Сферическая абберация в пространственном фильтре со сферическими линзами

Для транспортировки излучения между активными лазерными элементами в мощных импульсных лазерах обычно используются пространственные фильтры. ПФ представляет собой конфокальный телескоп Кеплера, состоящий из двух соосных собирающих линз L_1 и L_2 с фокусными расстояниями f_1 и f_2 . В конструкции, применяемой на установке PEARL, линзы являются окнами в металлической вакуумной кювете (рисунок 1.7).

Такая оптическая система осуществляет перенос изображения с масштабным коэффициентом $M = f_2/f_1$ из плоскости P_1 в плоскость P_3 , в которых обычно расположены активные элементы, а расстояния связаны соотношением $l_2 = M \cdot (f_1 + f_2 - Ml_1)$. Во избежание пробоя в области перетяжки объем между линзами вакуумизируется. В плоскости перетяжки P_2 располагается диафрагма, посредством которой осуществляется пространственная фильтрация (блокировка высокочастотных составляющих пространственного спектра).

Был исследован пространственный фильтр с радиусом входного излучения $h_{0_{вх}} = 47$ мм и радиусом выходного $h_{0_{вых}} = 61$ мм. Центральная длина волны лазерного излучения $\lambda_0 = 1054$ нм. В ПФ поддерживалось давление 10^{-3} Торр. Для удобства настройки фильтрующая диафрагма была моторизована.

Задача сохранения плоского фазового фронта лазерного пучка, т.е. его дифракционного качества, накладывает ограничения на минимальную длину ПФ со сферическими линзами.

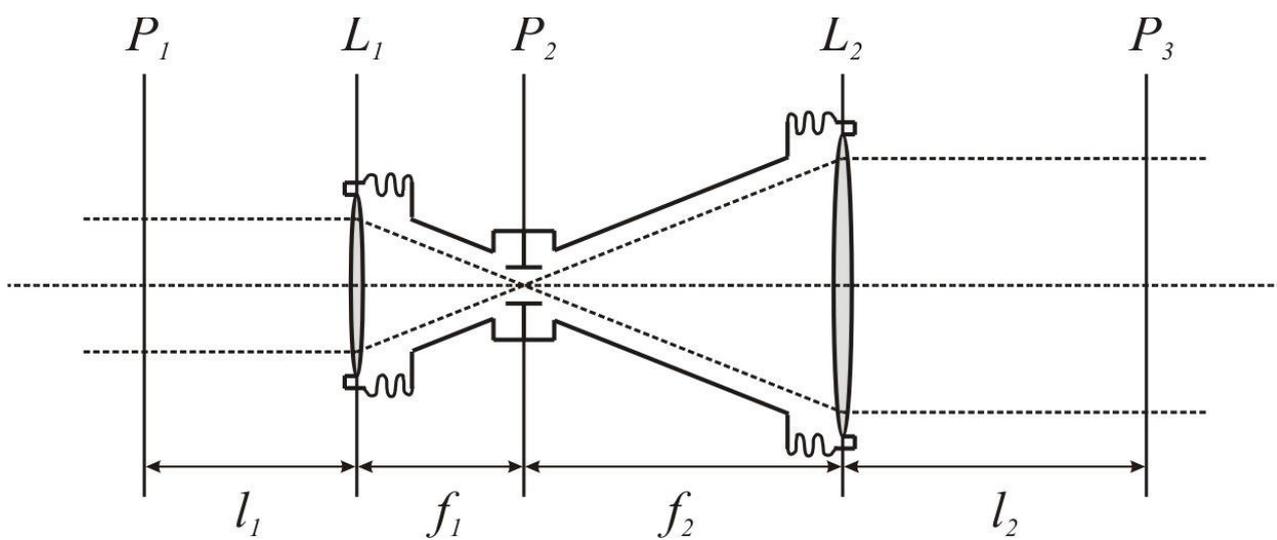


Рисунок 1.7. Схематичное изображение пространственного фильтра.

По аналогии с допуском Марешаля, безабберационным будем называть излучение с фазовым фронтом, среднеквадратичные искажения которого не превышают одной четырнадцатой длины волны:

$$D(W) < \frac{\lambda}{14}, \quad (1.1)$$

что для малых aberrаций соответствует числу Штреля $St > 0.8$ [109]. Для сферической aberrации критерий Марешаля хорошо совпадает с критерием Релея относительно пикового значения фазовых искажений:

$$PV(W) < \frac{\lambda}{4}. \quad (1.2)$$

В случае монохроматического излучения aberrации тонких сферических линз связаны в основном со сферическими aberrациями. Сферическая aberrация собирающей линзы проявляется в отклонении периферийных лучей от идеальных траекторий на угол α_s (рисунок 1.8). Это приводит к смещению точки их схода на расстояние x_s и размытию изображения точки в кружок рассеяния радиуса r_s . Величины α_s , x_s и r_s принято называть угловой, продольной и поперечной сферическими aberrациями, соответственно:

$$x_s = U \frac{h_0^2}{f}, \quad r_s = U \frac{h_0^3}{f^2}, \quad \alpha_s = U \frac{h_0^3}{f^3}, \quad (1.3)$$

где h_0 – радиус пучка, U – параметр Зейделя, зависящий от значения радиусов кривизны поверхностей линзы и от показателя преломления n [109]. Для сферической линзы из материала с $n = 1.5$ сферические aberrации минимальны при соотношении радиусов $R_2/R_1 = -1/6$.

При рассмотрении телескопа aberrационную линзу удобнее рассматривать как последовательность двух элементов – безабберационную линзу и aberrационную пластинку, вносящую фазовые aberrации:

$$w(r) = \int \alpha(r) dr \quad (1.4)$$

Суммарные фазовые aberrации конфокального телескопа $W(r)$ будут складываться из aberrаций составляющих линз с учетом масштабного коэффициента M :

$$W(r) = \frac{1}{M} w_1\left(\frac{r}{M}\right) + w_2(r) \quad (1.5)$$

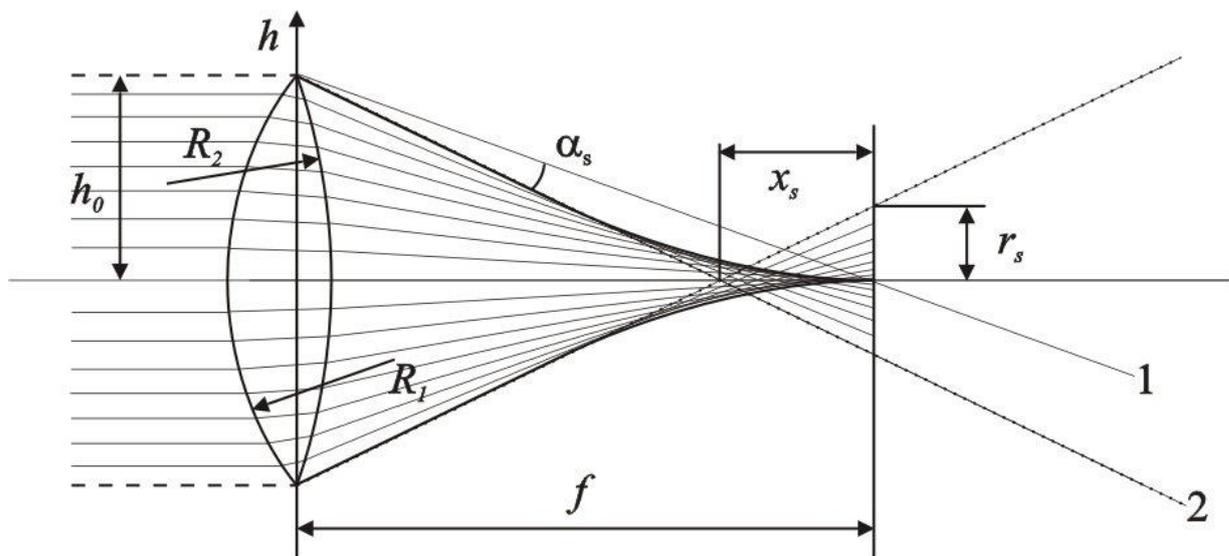


Рисунок 1.8. Ход лучей в тонкой линзе без учета дифракции. 1 – траектория периферийного луча в отсутствие сферической аберрации, 2 – при наличии сферической аберрации.

Величина $W(r)$ формально раскладывается на сумму двух радиальных полиномов Цернике: расфокусировки $W_{def} = C_{02}(2(r/h)^2 - 1)$ и сферической aberrации третьего порядка $W_{sph} = C_{04}(6(r/h)^4 - 6(r/h)^2 + 1)$, где C_{02} и C_{04} – амплитудные коэффициенты (рисунок 1.9).

Легко показать, что в присутствии лишь сферической aberrации W_{sph} , из критерия Релея (1.2) следует:

$$PV(W_{sph}) < \frac{\lambda}{4} \Rightarrow \begin{cases} D(W_{sph}) < \frac{\sqrt{5}\lambda}{30} \\ PV(A_{sph}) < \frac{2\lambda}{h_0} \end{cases}, \quad (1.6)$$

Верхнее неравенство в (1.6) близко к критерию Марешаля (1.1), а нижнее утверждает, что максимальный угол между нормалью к поверхности волнового фронта и осью системы примерно в 2 раза превышает угловой размер первого минимума распределения интенсивности в дальней зоне пучка радиуса h_0 с плоским волновым и амплитудным фронтами:

$$A_{diff} = 2.44 \frac{\lambda}{2h_0}. \quad (1.7)$$

Зависимость пикового и среднеквадратичного значения сферической aberrации от длины $f_1 + f_2$ для телескопа с масштабным коэффициентом $M = 1.3$, при радиусе входного пучка $h_{0ex} = 47$ мм и $n = 1.508$ приведена на рисунке 1.10. Также на рисунке по оси ординат горизонтальными линиями отложены уровни $\lambda/14$ и $\lambda/4$. Из рисунка видно, что сферическая aberrация, вносимая описанным фильтром, незначительна при длине более 3.2 м.

Другим критерием aberrации излучения является коэффициент преобразования во вторую гармонику. При точном выполнении условий синхронизма (например, показатель преломления для обыкновенного луча основной частоты равен показателю преломления необыкновенного луча второй гармоники) в нелинейном кристалле максимальный коэффициент преобразования может приближаться к единице. Однако наличие сферической aberrации приводит к тому, что условия точного пространственного синхронизма не могут выполняться на всей апертуре излучения одновременно, и интегральный коэффициент преобразования снижается. Локальный коэффициент преобразования вблизи угла синхронизма зависит от отстройки $\Delta\theta$ как [110]:

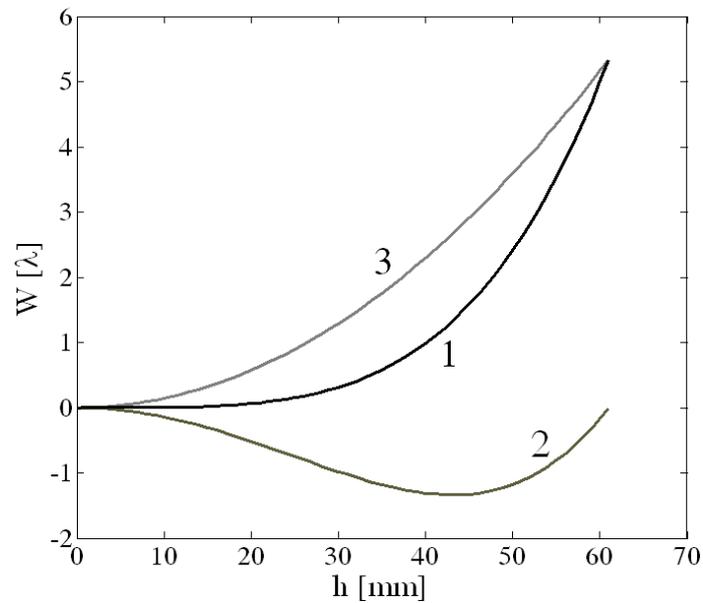


Рисунок 1.9. Искажение фазового фронта пучка радиуса $h_{0\text{вых}} = 61$ мм на выходе телескопа длиной 1.9 м и масштабным коэффициентом $M = 1.3$. Суммарные aberrации сферической линзы W (1), сферическая aberrация W_{sph} (2) и расфокусировка W_{def} (3) построены из нуля для удобства сравнения.

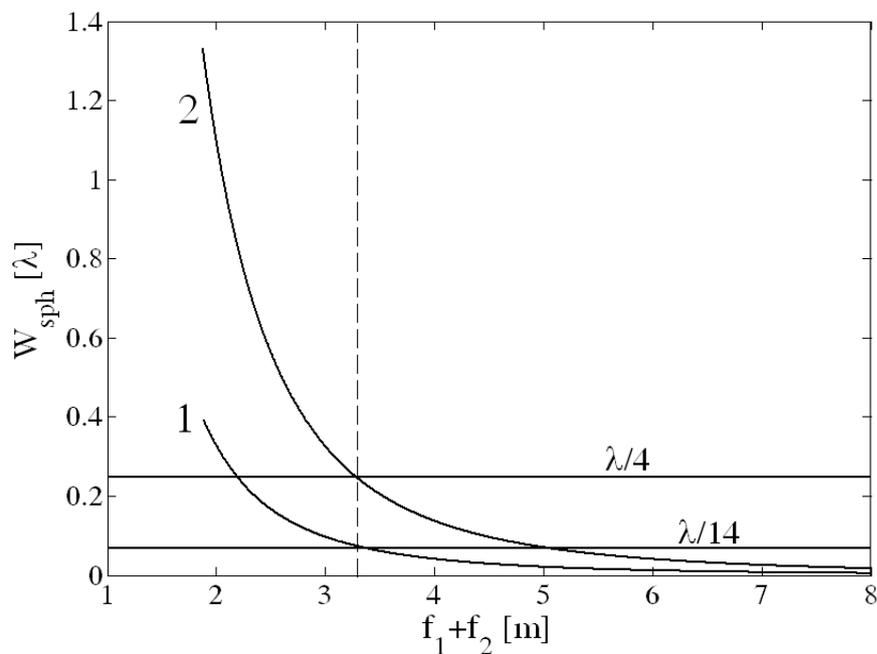


Рисунок 1.10. Зависимость сферической aberrации от длины телескопа с $h_{0ex} = 47$ мм и $M = 1.3:1$ – СКО сферической aberrации, 2 – амплитуда сферической aberrации, пунктир – граница безaberrационности телескопа.

$$\eta = \frac{\sin^2(B \cdot \Delta\theta)}{(B \cdot \Delta\theta)^2}, \quad (1.8)$$

где $B = \pi/(9.5 \times 10^{-4})$. Для используемого на лазерном комплексе PEARL кристалла KD*P коэффициент B был найден экспериментально по углам отстройки до первых минимумов. Отстройка $\Delta\theta$, в свою очередь, связана с угловой аберрацией α как $\Delta\theta = \alpha \cdot \sin(\varphi)$, где φ – полярный угол. Интегрируя (1.8) по апертуре излучения, получим зависимость интегрального коэффициента преобразования во вторую гармонику от длины телескопа, приведенную на рисунке 1.11.

Из рисунка видно, что при длине ПФ менее 1.25 м, предельное значение интегрального коэффициента преобразования во вторую гармонику падает более чем на 10%. Такую длину можно считать предельно короткой для телескопа с $h_{0_{вх}} = 47$ мм и $h_{0_{вых}} = 61$ мм. В тоже время, после исследуемого телескопа с длиной 1.9 м интегральный коэффициент преобразования падает менее чем на 1 %.

Важно, что если в схеме несколько фильтров, то приведенные выше оценки необходимо проводить относительно суммарных аберраций, а минимально допустимые длины отдельных фильтров увеличатся.

Эксперимент с коротким аберрационным пространственным фильтром

Для апробации короткий ПФ длиной 1.9 м был установлен в лазере накачки, принципиальная схема которого приведена на рисунке 1.12.

Излучение с генератора (1) поступало в многокаскадный усилитель (2), обеспечивавший излучение дифракционного качества. Накачка активных элементов осуществлялась импульсными газоразрядными лампами. Усилитель работал в режиме один выстрел в 15 минут. На выходе из последнего активного элемента усилителя лазерный импульс диаметром поперечного сечения 94 мм обладал энергией порядка 300 Дж (рисунок 1.13).

Объектом исследования являлся выходной ПФ (3) многокаскадного усилителя, увеличивавший поперечный диаметр пучка излучения до 122 мм. После усилителя лазерный импульс шёл на нелинейный кристалл KD*P (4), в котором происходило преобразование во вторую гармонику.

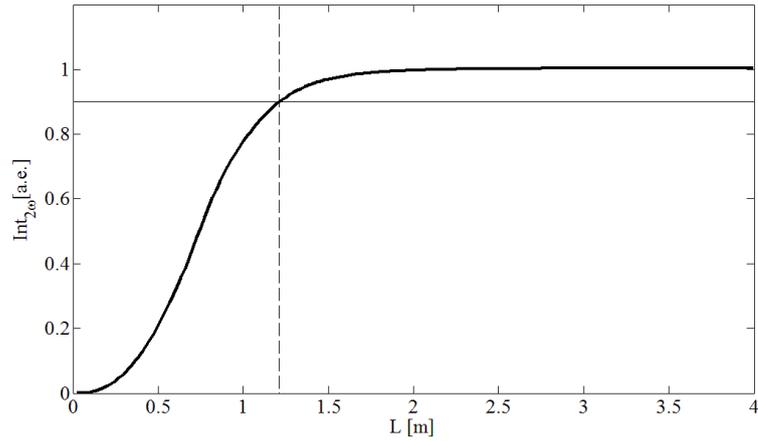


Рисунок 1.11. Зависимость коэффициента преобразования излучения во вторую гармонику от длины ПФ с $h_{0вх} = 47$ мм и $h_{0вых} = 61$ мм.

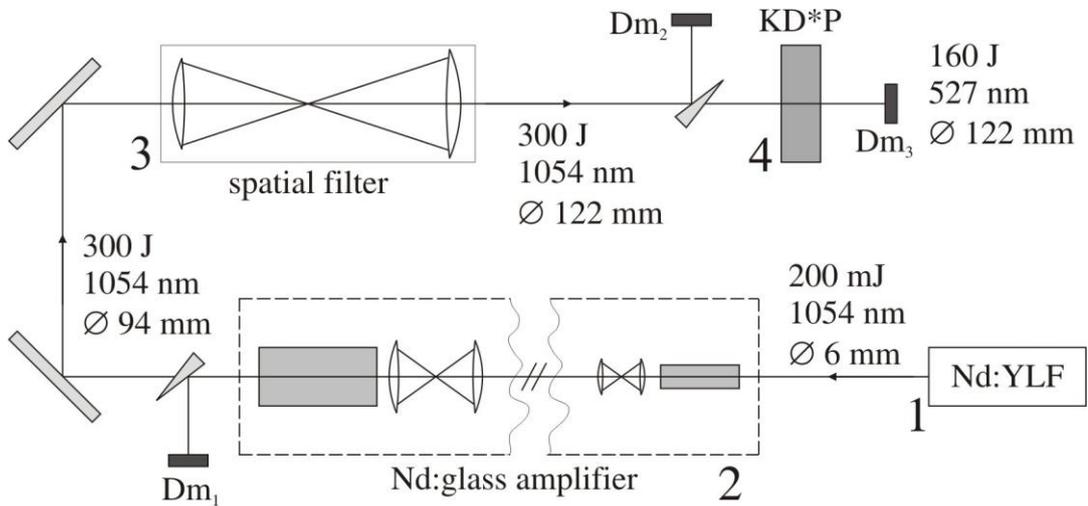


Рисунок 1.12. Схема эксперимента. 1- задающий генератор, 2 –лазерный усилитель, 3 – исследуемый ПФ длиной 1.9 м, 4 – нелинейный кристалл, $Dm_{1,2,3}$ –диагностика.

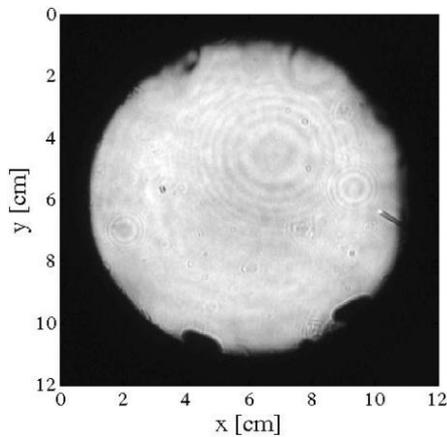


Рисунок 1.13. Поперечное распределение интенсивности на выходе усилителя при энергии 300 Дж.

Для контроля качества лазерного пучка установка была оснащена системой диагностики излучения до и после выходного ПФ, а также после кристалла удвоения (диагностические модули Dm_1 , Dm_2 и Dm_3). Dm_1 включал в себя пирометрический измеритель энергии, диод для определения временного профиля импульса, CCD матрицы для измерения пространственного распределения интенсивности излучения и его деполяризованной компоненты. Dm_3 – пирометрический измеритель энергии, две CCD матрицы для измерения пространственного распределения на первой и второй гармониках, диод для удвоенной компоненты. Отсутствовавший во время штатной работы лазера Dm_2 содержал датчик волнового фронта и CCD матрицу для измерения пространственного распределения амплитуды. Во время штатной работы системы PEARL на месте ПФ (3) находился безабберационный фильтр с длиной около 9 м. В таблице 1.1 представлены параметры штатного и исследуемого пространственных фильтров.

Таблица 1.1 – Параметры исследуемого и штатного пространственных фильтров.

ПФ	Длина $f_1 + f_2$, мм	M = f_2/f_1	Входная линза			Выходная линза			Диаметр диафрагмы, мм
			Радиус кривизны		Фокусное расстояние f_1 , мм	Радиус кривизны		Фокусное расстояние f_2 , мм	
			r_1 , мм	r_2 , мм		r_1 , мм	r_2 , мм		
дифракционный	9103	1.28	2208	-24210	3991	2884	-25590	5112	3
короткий	1877	1.27	461	-4529	826	597	-4966	1051	1.4

Размер отверстия диафрагмы апробировался экспериментально. Подходящим считался размер, обеспечивавший должную степень пространственной фильтрации при сохранении пропускания фильтра при энергиях порядка 300 Дж. Для фильтра дифракционного качества использовалась диафрагма примерно в 30 раз превышающая характерный размер перетяжки $A_{diff} \cdot f_1$. Для короткого абберационного фильтра это отношение было увеличено примерно до 70 во избежание запираания диафрагмы из-за ионизации краями фокального распределения интенсивности [111,112].

Согласно [89,113], для интенсивности $I = 4 \text{ ГВт/см}^2$, реализованной в проведённых экспериментах, характерный угловой масштаб фазовых неоднородностей в фосфатном стекле, связанных с мелкомасштабной

самофокусировкой составлял 2×10^{-3} рад. Отношение радиуса диафрагмы и фокуса входной линзы исследуемого фильтра было равно 0.85×10^{-3} , что обеспечивало эффективное подавление мелкомасштабной самофокусировки.

Присутствие в излучении сферической абберации, вносимой коротким пространственным фильтром, может приводить к снижению энергии и ухудшению пространственного и временного распределения импульса накачки. Механизмов такого ухудшения несколько.

Во-первых, абберации приводят к перераспределению энергии из круга Эйри в крылья фокального распределения интенсивности, которые могут взаимодействовать с фильтрующей диафрагмой. Это может приводить к ионизации материала диафрагмы, и, как следствие, «скалыванию» заднего фронта импульса, искажению его поперечного амплитудного распределения, снижению коэффициента пропускания. Такие эффекты трудно поддаются оценкам и численному моделированию, поэтому оптимальный размер диафрагмы определялся экспериментально. Схожий эффект может наблюдаться из-за пробоя в области перетяжки даже в отсутствие ионизации диафрагмы. Поэтому необходимо тщательно контролировать вакуумизацию пространственных фильтров.

Во-вторых, процесс генерации второй гармоники также чувствителен к сферической абберации. При уширении пространственного спектра, условия фазового синхронизма между волнами первой и второй гармоники выполняются не для всех угловых компонент. Это приводит к неоднородности коэффициента преобразования во вторую гармонику по апертуре излучения и снижению его интегрального значения. Коэффициент удвоения зависит от интенсивности, поэтому в эксперименте было также важно контролировать однородность ближней зоны излучения на первой гармонике.

При использовании короткого ПФ необходимо контролировать следующие параметры: коэффициент пропускания фильтрующей диафрагмы на малых и больших энергиях, временной профиль импульса, его амплитудное распределение и форму фазового фронта, а также давление в фильтре.

Потери энергии излучения в пространственных фильтрах связаны с потерями на отражение от поверхностей линз и со «скалыванием» импульса из-за образования

плазмы в области перетяжки. В коротком ПФ и в штатном ПФ дифракционного качества потери составили 7 % в диапазоне энергий от 0 до 300 Дж.

На рисунке 1.14 представлены осциллограммы импульсов лазерного излучения на входе и выходе длинного и короткого пространственных фильтров, измеренные при помощи фотодиода Thorlabs SV2-FC в связке с осциллографом Agilent 54835A Infiniium. Ширина импульсной характеристики системы фотодиод-осциллограф составляла около 0.1 нс. Из рисунка видно, что форма и длительность импульса не меняются как при прохождении через ПФ дифракционного качества, так и при прохождении через короткий ПФ. Это значит, что при энергии излучения близкой к 300 Дж и параметрах диафрагм, приведенных в таблице 1.1, скалывания импульса плазмой в области фильтрующей диафрагмы не наблюдается.

Для контроля фазового фронта лазерного излучения использовался датчик Шака-Гартмана ДВФ-200. В таблице 1.2 представлена амплитуда сферической aberrации для исследуемого ПФ в сравнении с безабберационным телескопом при различных энергиях лазерного излучения. Видно, что aberrации штатного ПФ находятся ниже уровня точности измерений. Абerrации короткого фильтра существенны и хорошо совпадают с расчётными. Точность измерений полной амплитуды сферической aberrации датчиком волнового фронта составляет $\lambda/10$ (~ 100 нм). Измеренные aberrации не зависят от энергии лазерного излучения, что говорит о несущественности ионизации в области перетяжки ПФ.

Таблица 1.2 – Сферические aberrации исследуемых фильтров, измеренные ДВФ.

	Энергия, Дж	Полная амплитуда сферической aberrации, λ [$\pm \lambda/10$]	СКО сферической aberrации, λ [$\pm \lambda/10$]
Безабберационный ПФ	100 ÷ 300	0	0
Абберационный ПФ	100 ÷ 300	1.5	0.5

На рисунке 1.15 приведены картины поперечного распределения интенсивности второй гармоники лазерного излучения для обоих пространственных фильтров. В обоих случаях при энергии излучения основной гармоники 280 Дж, энергия на удвоенной частоте была равна 180 Дж. Технический КПД преобразования во вторую гармонику составил 57 %, а физический КПД (т.е. без учета потерь в кристалле КД*Р и на его торцах) – 65 %.

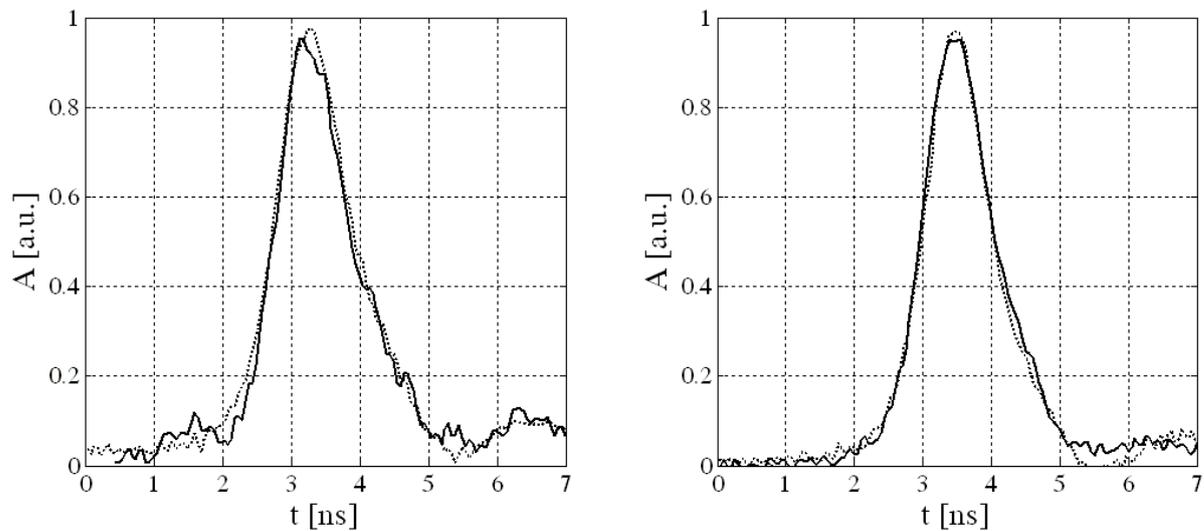


Рисунок 1.14. Осциллограммы импульсов излучения на входе и на выходе ПФ при энергии 280 Дж. Слева – безабберационный ПФ $f_1 + f_2 = 9.1$ м, справа – короткий ПФ $f_1 + f_2 = 1.9$ м. Пунктирная линия – до ПФ, сплошная линия – после ПФ.

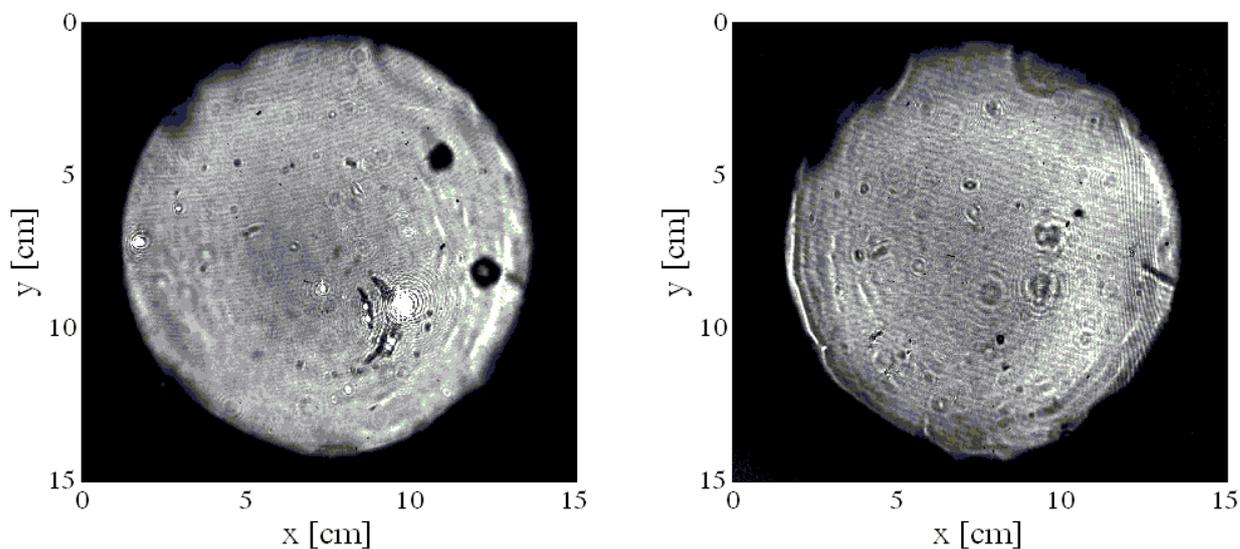


Рисунок 1.15. Поперечное распределение интенсивности излучения на второй гармонике с ПФ дифракционного качества (слева) и с коротким ПФ (справа).

На рисунке 1.16 показаны зависимости технического КПД генерации второй гармоники от энергии, падающей на КД*Р-кристалл. Точность измерения энергии составила 7 %. Внесение в схему короткого абберационного ПФ не привело ни к заметному ухудшению качества ближней зоны излучения второй гармоники, ни к снижению эффективности преобразования во вторую гармонику.

Таким образом, показано, что несмотря на вносимую коротким фильтром сферическую абберацию, достигающую по амплитуде 1.5λ , амплитудное распределение излучения после удвоения, как и сам коэффициент преобразования во вторую гармонику, сохраняются по сравнению с длинным фильтром.

Это демонстрирует возможность существенного укорочения мультикаскадных лазеров накачки современных лазерных систем петаваттного уровня мощности за счет использования коротких пространственных фильтров без использования дорогостоящей асферической оптики.

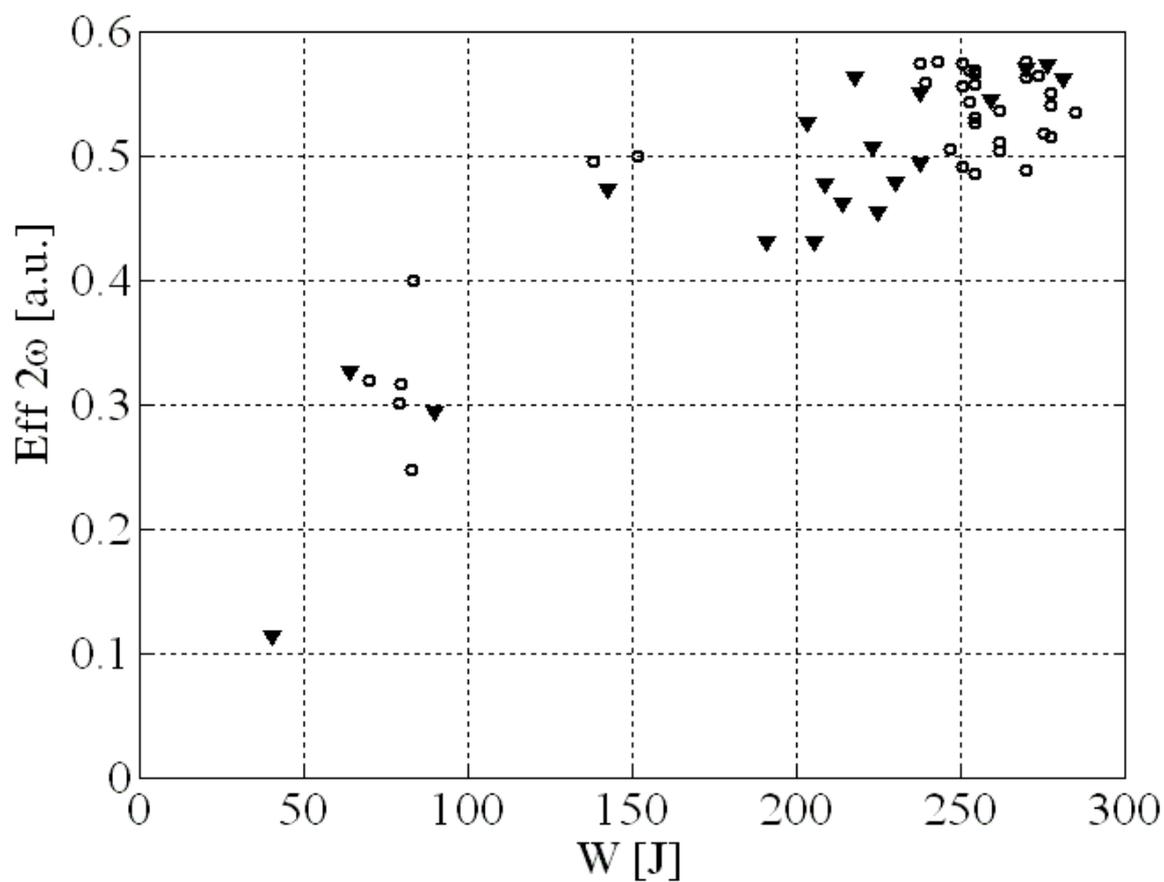


Рисунок 1.16. Эффективность преобразования выходного излучения во вторую гармонику в кристалле КД*Р длиной 25.5 мм при использовании ПФ дифракционного качества (круги) и короткого ПФ (треугольники).

1.4.2. Увеличение энергии излучения

Исследованный уникальный стержневой лазерный усилитель, изображенный на рисунке 1.17, представлял собой цилиндр из допированного ионами неодима фосфатного стекла марки КГСС0180, который помещался в лазерный квантрон, обеспечивавший оптическую накачку активной среды. Торцевые поверхности цилиндра имели скос 5° , боковая поверхность была матирована. Конструктивно квантрон был выполнен в виде металлического каркаса (1), в котором крепились активный элемент (2), кварцевая колба (3), отражатели (4) и лампы накачки (5). Активный элемент (АЭ) и колбу крепили соосно; промежуток между ними толщиной 7.5 мм заполнялся проточной водой для улучшения теплоотвода от АЭ, а также снижения отражения и рассеяния на его образующей.

Накачка АЭ осуществлялась 16 газоразрядными лампами ИФП8000 с разрядным промежутком диаметром 16 мм и длиной 250 мм, расположенными симметрично вдоль образующей активного элемента. С внешней стороны ламп размещались отражатели, увеличивающие поток излучения в сторону АЭ. Лампы подключались к четырем импульсным источникам питания (по четыре лампы на каждый блок). Емкость накопителя в каждом источнике питания была 100 мкФ, рабочее напряжение составляло 6 - 11 кВ. Для увеличения срока службы ламп использовался дополнительный контур предыонизации с напряжением 12 кВ [114]. Квантрон помещался на столик, обеспечивавший независимую настройку положения входного и выходного торцов АЭ относительно сигнального излучения.

Измерение коэффициента усиления по слабому сигналу производилось согласно принципиальной схеме, изображенной на рисунке 1.18. Лазерный импульс (1) на длине волны 1054 нм с энергией ~ 2 мДж (измерялась фотодиодом (8)) и длительностью 1 нс поступал на вход телескопа (2), формировавшего квазиоднородное распределение интенсивности оптического излучения по апертуре исследуемого АЭ (3). Усиленное в АЭ излучение попадало в телескоп, состоявший из двух линз (4,6) и переносивший изображение из плоскости выходного торца элемента в плоскость ССD-матрицы (7).

Для увеличения достоверности измерений, большая часть спонтанного излучения отфильтровывалась диафрагмой (5), установленной в перетяжке

выходного телескопа. Диаметр диафрагмы выбирался исходя из компромисса между хорошей фильтрацией спонтанного излучения и качественной передачей изображения с выхода АЭ на CCD-матрицу. Угловой размер диафрагмы составлял 4.5×10^{-7} ср. При этом энергия спонтанного излучения, попадающего на матрицу, была как минимум на порядок меньше энергии сигнального излучения.

Большая часть спектра излучения ламп накачки отсекалась фильтром, расположенным перед CCD-матрицей. Распределение коэффициента усиления по слабому сигналу K_0 вычислялось путем обработки четырех изображений по следующему алгоритму:

$$K_0 = \frac{A_1 - A_0}{I_1 - I_0}, \quad (1.9)$$

где A_1 – изображение усиленного сигнального излучения с вкладами спонтанного излучения и света ламп накачки; A_0 – спонтанное излучение и свет ламп накачки при тех же значениях запасенной энергии, но в отсутствие входного сигнального излучения; I_1 – изображение сигнального импульса без спонтанного излучения и света ламп накачки; I_0 – калибровочное изображение для учета фоновой засветки и собственных шумов CCD-матрицы. Погрешность измерения K_0 была не хуже 8 %.

Экспериментально измеренное распределение коэффициента усиления по слабому сигналу K_0 при энергии в конденсаторах 32.4 кДж представлено на рисунке 1.19 (а). При рабочем значении электрической энергии в накопителе 48.4 кДж средний по апертуре коэффициент усиления составил 2.28, что соответствует ~ 480 Дж энергии излучения, запасенной в АЭ. Зависимость запасенной в АЭ энергии E_{st} от энергии в конденсаторах E_{el} приведена на рисунке 1.19 (б). Максимально возможное значение $E_{st} = 550$ Дж достигается при $E_{el} = 62$ кДж, однако вероятность разрушения ламп при этом составляет 20 %, и использовать усилитель в таком режиме работы нежелательно.

Таким образом, установка в лазер накачки дополнительного каскада усиления с широкоапертурным активным элементом позволит увеличить максимальную энергию импульса накачки с 300 Дж до 480 Дж, то есть более чем в 1.5 раза.

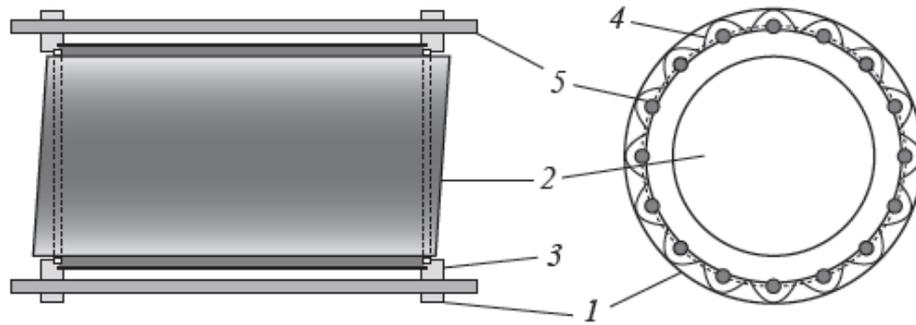


Рисунок 1.17. Лазерный усилитель.

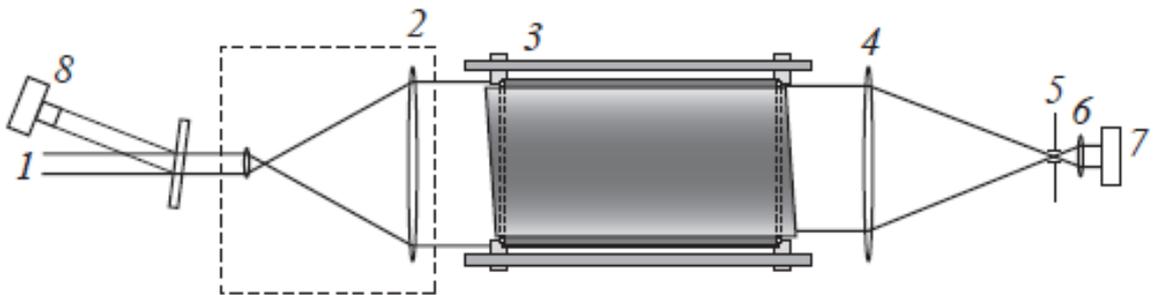


Рисунок 1.18 Схема измерения параметров лазерного усилителя.

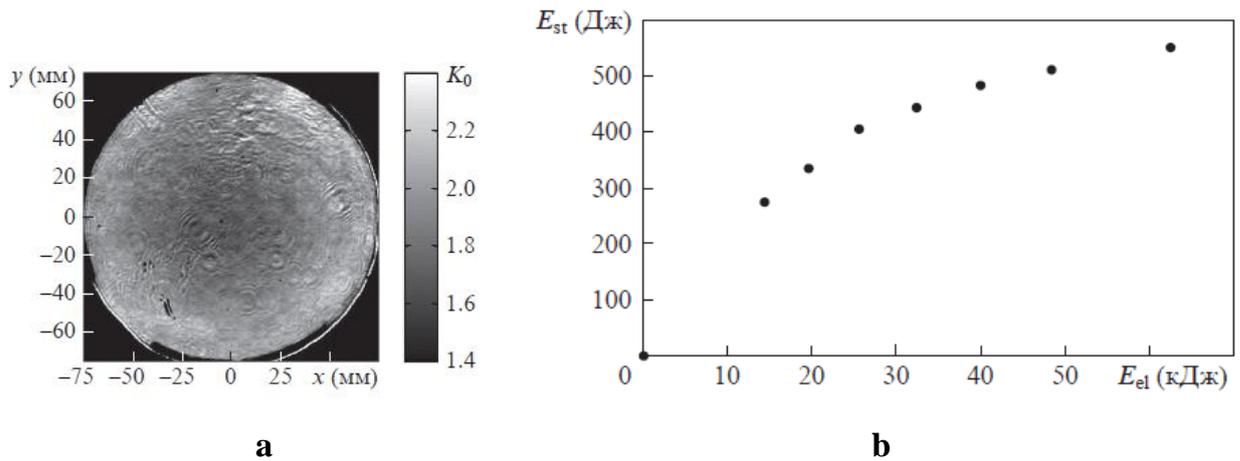


Рисунок 1.19. Распределение коэффициента усиления по слабому сигналу (а) и зависимость запасенной в усилителе энергии от электрической энергии в накопителях (b).

1.5. Заключение к главе

Описан принцип работы субпетаваттного лазерного комплекса PEARL, использовавшегося в качестве источника мощного лазерного излучения для экспериментов по лазерному ускорению электронов и протонов.

Обнаружен эффект генерации второго гигантского импульса в одномодовом импульсно-периодическом наносекундном лазере Nd:YLF с модуляцией добротности. Доказано, что данный импульс генерируется на соседней продольной моде резонатора лазера. На основе исследованного эффекта предложен метод селекции продольной моды, исключающий режим генерации двух гигантских импульсов, что позволяет повысить стабильность параметров лазерного импульса от выстрела к выстрелу.

Проведены численные и экспериментальные оценки пиковой интенсивности мощного лазерного импульса, фокусирующегося на мишень. При помощи системы коррекции волнового фронта значение пиковой интенсивности излучения на мишени было увеличено до 3×10^{20} Вт/см².

Теоретически и экспериментально исследован короткий (длина 1.9 м, выходная апертура 130 мм) абберрационный пространственный фильтр на сферических линзах. Показано, что данный пространственный фильтр приводит к незначительному (менее 1%) снижению коэффициента преобразования во вторую гармонику, и может быть использован в лазере накачки петаваттного параметрического усиления.

Апробирован стержневой широкоапертурный активный элемент диаметром 150 мм из неодимового стекла. Измерен коэффициент усиления по слабому сигналу и рассчитана зависимость запасенной в активном элементе энергии от энергии накачки.

ГЛАВА 2. Ускорение электронов в поле кильватерной волны

2.1. Подготовка мишенной камеры для экспериментов с газовыми мишенями

Вакуумная мишенная камера МК1, созданная на базе субпетаваттного лазерного комплекса PEARL, была предназначена для проведения экспериментов по лазерному ускорению электронов в плазменной кильватерной волне [44]. Схема экспериментальной установки с использовавшимися диагностиками представлена на рисунке 2.1.

Сжатый в оптическом компрессоре до длительности ~ 60 фс мощный лазерный импульс на центральной длине волны 910 нм с энергией до 10 Дж и диаметром ~ 100 мм разделялся на две реплики зеркалом m_1 . Основная часть излучения ($\sim 99\%$) направлялась отражающим зеркалом m_2 в мишенную камеру МК1, соединённую с компрессором вакуумной трубой. В камере импульс, отразившись от зеркала m_3 , поступал на внеосевое параболическое зеркало, фокусирующее излучение в газовую струю. Для фокусировки импульса на мишень в отдельных сериях экспериментов были использованы два разных параболических зеркала с $f/6$ и $f/15$, что соответствовало диаметрам пятна перетяжки ~ 7 мкм и ~ 18 мкм. Характерные интенсивности лазерного излучения для энергии 10 Дж составляли 7.5×10^{19} Вт/см² для $f/6$ и 1.2×10^{19} Вт/см² для $f/15$. Чтобы иметь возможность использовать в экспериментах параболическое зеркало с пологой фокусировкой $f/15$ (фокусное расстояние больше диаметра мишенной камеры) к камере присоединялся дополнительный вакуумный модуль. Чтобы длиннофокусное зеркало не было механически разделено с оптическим столом МК1, использовался жёсткий металлический каркас, на одном конце которого устанавливалось зеркало, а другой конец крепился на оптический стол. Короткофокусное параболическое зеркало $f/6$ устанавливалось непосредственно на оптический стол мишенной камеры.

В качестве мишеней, в которые фокусировался лазерный импульс, использовались газовые струи, создававшиеся тремя сверхзвуковыми соплами конической формы с внутренними выходными диаметрами 2 мм, 5 мм и 10 мм, соединёнными с газовым баллоном, перекрытым клапаном, открывавшимся

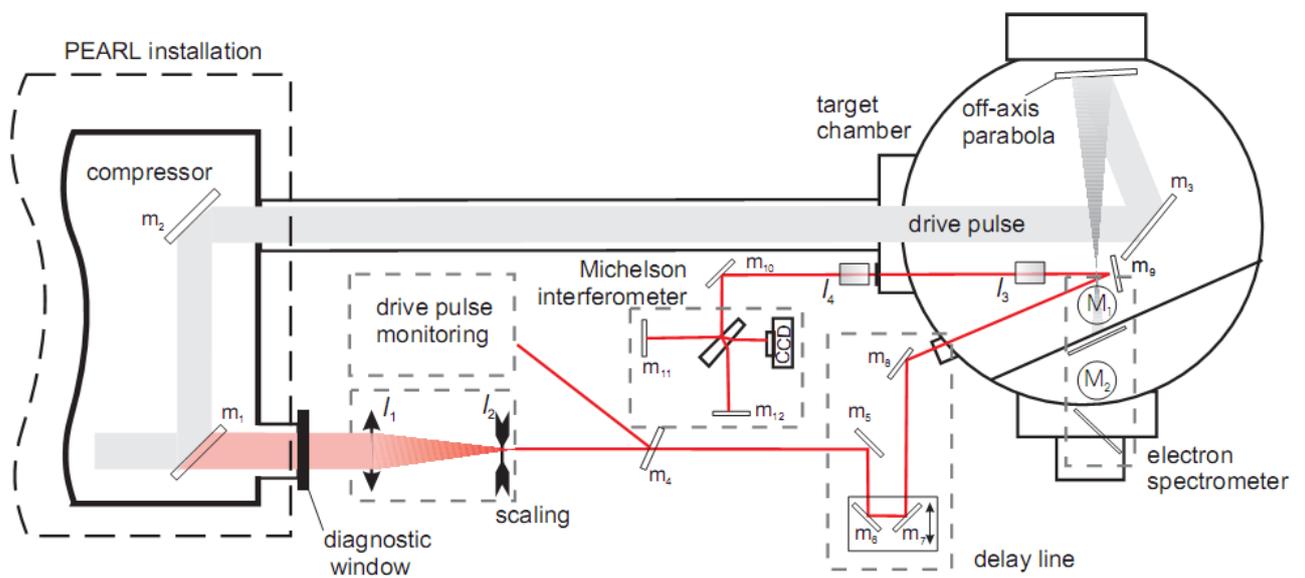


Рисунок 2.1. Схема мишенной камеры МК1 для экспериментов по ускорению электронов на базе лазерного комплекса PEARL.

незадолго до момента выстрела. В выпускаемые соплами под давлением от 5 бар до 100 бар струи газов азота или гелия, используемых в разных экспериментальных сериях, фокусировался мощный лазерный импульс, создававший плазму, в которой ускорялись электроны. С использованием параболических зеркал $f/6$ и $f/15$ нами были проведены эксперименты по ускорению электронов в режиме LWFA в широком диапазоне концентраций создаваемой плазмы от $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ до $1.2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Ослабленная реплика рабочего импульса ($\sim 1 \%$), прошедшая сквозь зеркало m_1 , выходила из компрессора в атмосферу через диагностическое окно. Далее излучение масштабировалось до поперечного размера ~ 10 мм при помощи телескопа из собирающей (l_1) и рассеивающей (l_2) линз, после чего поступало на полупрозрачное зеркало m_4 . Отражённая от m_4 часть излучения использовалась для диагностики дальней и ближней зон импульса, а также для автокорреляционных измерений его длительности.

Прошедшая сквозь m_4 часть использовалась для интерференционной диагностики области лазерно-плазменного взаимодействия. При помощи системы зеркал m_5 - m_{10} излучение заводилось из атмосферы в мишенную камеру через диагностическое стеклянное окно и, пройдя сквозь область взаимодействия, направлялось через второе стеклянное окно МК1 в атмосферу, где попадало в сдвиговый интерферометр Майкельсона. Объективы l_3 и l_4 использовались для переноса плоскости изображения из точки фокусировки излучения на матрицу CCD-камеры, используемой в интерферометре. Зеркала m_6 и m_7 размещались на линейной подвижке, что позволяло изменять время задержки диагностического импульса относительно времени прихода мощного импульса на мишень.

Для наблюдения области взаимодействия лазерного импульса с горячими электронами создаваемой им плазмы, использовался метод диагностики, регистрирующий вторую гармонику (455 нм) нелинейного томсоновского рассеяния электронов плазмы. На рисунке 2.1 данная диагностика не представлена. Для измерений использовалась CCD-камера, направленная на газовое сопло сверху (перпендикулярно плоскости рисунка 2.1), со специально подобранным набором световых фильтров, пропускающих излучение на второй гармонике. Диагностика

позволяла получать информацию о характерной длине каналов лазерно-плазменного взаимодействия.

Для измерения энергий ускоренных электронных сгустков использовался оригинальный магнитный спектрометр электронов [45], состоявший из двух сцинтилляторных экранов и двух магнитов M_1 и M_2 . Такой спектрометр позволял за один выстрел определить энергию, угловой спектр и заряд узкого электронного пучка для большого диапазона углов вылета электронов с существенно большей точностью по сравнению с традиционно используемыми одноэкранными спектрометрами.

В рамках работ по подготовке мишенной камеры МК1 к экспериментам по ускорению электронов также был разработан и апробирован высокоточный интерференционный метод измерения концентрации низкоплотных газовых струй, используемых в качестве мишеней [46].

2.2. Диагностика лазерно-плазменного взаимодействия

2.2.1. Интерферометрия газовых струй и лазерной плазмы

При лазерно-плазменном взаимодействии можно пренебречь тепловыми скоростями молекул газа, и удобно использовать динамические распределения концентрации, часто с большими градиентами. Для низких концентраций такие градиенты удобно создавать импульсными газовыми соплами различного сечения [115,116], помещенными в вакуум. Несмотря на достаточное число программ расчета концентрации на выходе из газового сопла [117], открытым остается вопрос непосредственного измерения распределения этой концентрации. При измерении профиля концентрации, образующегося при динамическом истечении газа, фактически безальтернативными остаются фазоконтрастные методы, способные обеспечить беспрецедентное временное разрешение в случае использования сверхкоротких зондирующих лазерных импульсов.

Чувствительность классических двулучевых интерферометрических схем, таких как интерферометры Майкельсона, Маха-Зандера, обеспечивают точность, приближающуюся к $\lambda/20$, что связано с возможностью различить оттенки интерференционных полос на фоне общей амплитудной зашумленности интерферирующих пучков. Простые оценки показывают, что фазовые искажения такой амплитуды вызываются гелиевой струей диаметром несколько миллиметров при концентрации газа в струе порядка $3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Меньшие фазовые искажения измерять невозможно. Интерференционные методы, обеспечивающие более высокую точность, (например, фазомодуляционные [118]), из-за высокой сложности не всегда применимы и, часто, содержат ряд ограничений, например, на минимальное время проведения измерения. В то же время, многолучевые оптические интерферометры, такие как Фабри-Перо, Люммера-Герке, известны своей исключительной чувствительностью и используются как высокоточные спектральные приборы. Многолучевой интерферометр Физо используется для тестирования высококачественных плоских поверхностей.

Мы обнаружили, что многолучевую технику, не без ряда оговорок, можно использовать для измерения малых фазовых искажений, вызванных газовой струей.

Для измерения профиля концентрации гелиевой струи при низких давлениях нами был разработан многолучевой интерференционный метод, заведомо более чувствительный, чем классические интерферометрические методы, не требующий ни сложной оптической схемы, ни изощренного алгоритма обработки [46].

Теоретическое описание нового интерференционного метода

Описываемый метод основан на использовании лазерного источника с несколькими продольными модами. Рассмотрим He-Ne лазер с генерацией в районе $\lambda_0 = 632.7$ нм. Лазер представляет собой резонатор Фабри-Перо с длиной L_0 , заполненный активной средой (рисунок 2.2). Продольным модам такого резонатора соответствуют длины волн, для которых выполняется условие фазового синхронизма на выходном зеркале:

$$\lambda_0 n = 2L_0, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.1)$$

За счет накачки в активной среде поддерживается инверсия населенностей, достаточная для возникновения непрерывной генерации. Если спектр рабочего перехода уширен, например, за счет эффекта Доплера, на величину порядка или более расстояния между соседними продольными модами лазерного резонатора, то генерация происходит на нескольких длинах волн (рисунок 2.3). Будем считать лазерный резонатор высокодобротным, настолько что, спектральная ширина моды пренебрежимо мала. Тогда, не нарушая общности, рассмотрим генерацию на двух длинах волн λ_0 и $\lambda_0 + \Delta\lambda$: моде резонатора с номером n_0 и на соседней к ней моде $n_0 - 1$, соответственно, для которых выполняется условие:

$$\lambda_0 n_0 = 2L_0, \quad (2.2)$$

$$((\lambda_0 + \Delta\lambda)(n_0 - 1) = 2L_0. \quad (2.3)$$

Откуда

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0}{(n_0 - 1)} \approx \frac{\lambda_0^2}{2L_0}. \quad (2.4)$$

Излучение на длинах волн λ_0 и $\lambda_0 + \Delta\lambda$ падает на многолучевой интерферометр длины L_1 (см. рисунок 2.2), состоящий из двух одинаковых полупрозрачных зеркал с коэффициентом отражения R_1 , которые ниже мы будем называть эталонными поверхностями. Резкость интерферометра F_1 определяется как [109]:

$$F_1 = \pi \frac{\sqrt{R_1}}{(1 - R_1)} \quad (2.5)$$

Излучение будет проходить через интерферометр, в случае если длина L_1 удовлетворяет условиям фазового синхронизма хотя бы для одной из длин волн генерации зондирующего He-Ne лазера:

$$\lambda_0 m_1 = 2L_1, \quad (2.6)$$

$$(\lambda_0 + \Delta\lambda)m_2 = 2L_1. \quad (2.7)$$

При монотонном изменении длины L_1 через второй резонатор условия синхронизма будут выполняться попеременно, то для длины волны λ_0 , то для $\lambda_0 + \Delta\lambda$. Вырожденным является случай, при котором синхронизм выполняется одновременно для обеих длин волн генерации:

$$L_1 = l \cdot L_0, \quad l = 1, 2, 3... \quad (2.8)$$

В случае умеренной непараллельности идеально плоских эталонных поверхностей, в результате многолучевой интерференции на выходе из интерферометра можно наблюдать картину интерференционных полос (рисунок 2.4), ширина которых в F_1 раз меньше, чем в случае интерференции двух волн. Поскольку генерация источника происходит на двух длинах волн, то интерференционные полосы будут состоять из двух групп эквидистантных полос. Расстояние между полосами в группе будут соответствовать изменению на единицу порядка интерференции $\Delta m = 1$, что с хорошей точностью соответствует изменению оптического пути между эталонными пластинами на $\lambda_0/2$.

Рассмотрим L_1^* такое, что $L_1^* < L_0/2$ и удовлетворяет условиям синхронизма для λ_0 . Тогда величина ΔL_1 , на которую надо увеличить длину интерферометра, чтобы перейти в соседний максимум яркости, соответствующий синхронизму для $\lambda_0 + \Delta\lambda$ определяется как:

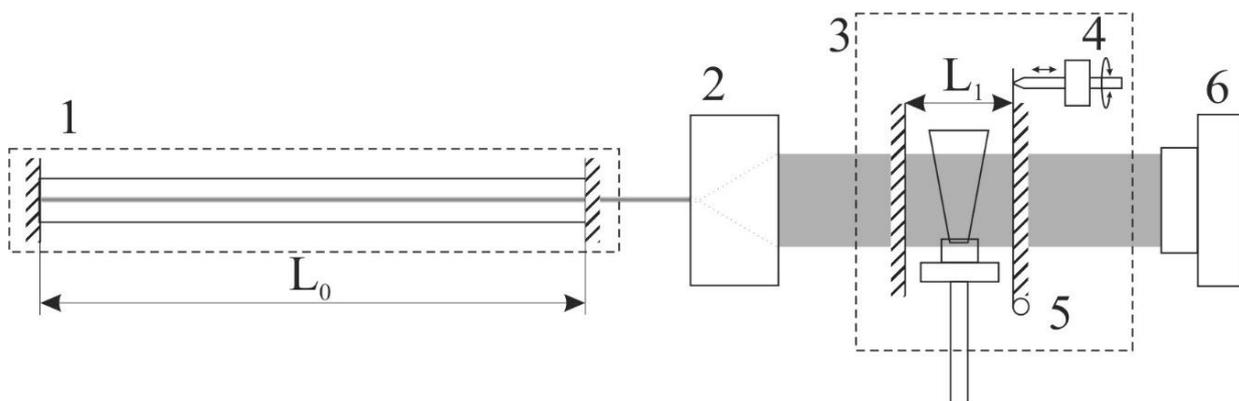


Рисунок 2.2. Схема метода: 1 – лазерный резонатор, 2 – телескоп, 3 – вакуумная камера, 4 – моторизованный актюатор, 5 – ось вращения, 6 – CCD-камера.

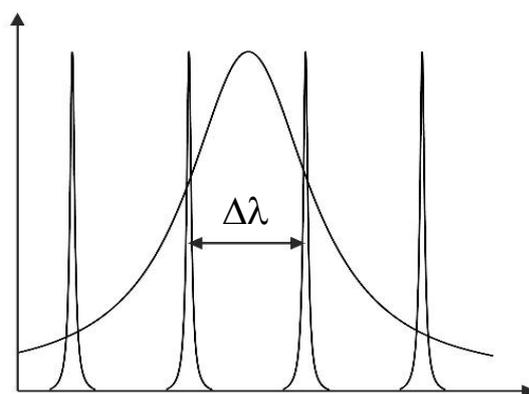


Рисунок 2.3. Спектр резонатора и рабочего перехода He-Ne лазера.

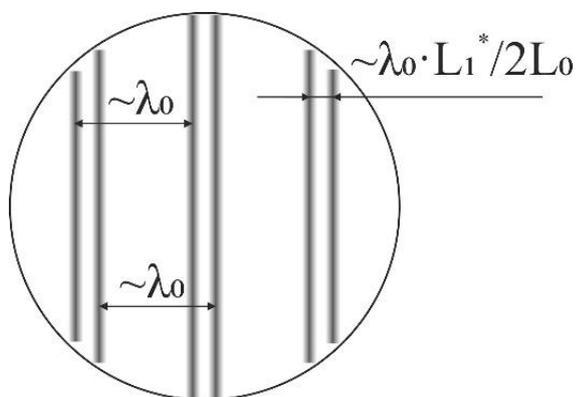


Рисунок 2.4. Топология интерференционной картины на выходе многолучевого интерферометра в случае двухмодового лазерного источника.

$$L_1^* \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \Delta L_1, \quad (2.9)$$

откуда с учетом (2.4) получаем:

$$\frac{L_1^* \lambda_0}{2L_0 - \lambda_0} = \Delta L_1 \approx \lambda_0 \frac{L_1^*}{2L_0}. \quad (2.10)$$

Таким образом, относительное положение групп интерференционных полос зависит от отношения длин интерферометра L_1 и лазерного резонатора L_0 (см. рисунок 2.4).

Рассуждения остаются справедливыми и в случае генерации излучения на трёх и более соседних модах. Понятно, что количество эквидистантных интерференционных полос в одной группе будет равно количеству мод лазерного источника. Яркости интерференционных полос в группе определяются яркостью соответствующей спектральной компоненты.

Поскольку характер полос полностью соответствует таковому в интерферометре Физо, методика измерения фазовых искажений также может быть аналогичной – по отклонению интерференционных полос [109]. Фазовые искажения Δh , вызванные газовой струей, вызывают смещение полос в сторону на Δm порядков. Так как

$$\Delta h = \frac{\lambda}{2} \Delta m, \quad (2.11)$$

то можно определить Δh , если известно Δm . Величина Δm приблизительно равна отношению смещения данной полосы к расстоянию между соседними полосами в группе. Например, при смещении на половину ширины полосы:

$$\Delta h = \frac{\lambda}{2} F_1. \quad (2.12)$$

При смещении на расстояние равное относительному смещению групп полос:

$$\Delta h = \frac{\lambda}{2} \frac{L_1}{L_0}. \quad (2.13)$$

Важно отметить, что в эксперименте наиболее удобна калибровка (2.13) для определения Δm , так как длиной L_1 просто управлять, нет необходимости проводить аккуратные измерения коэффициентов отражений эталонных поверхностей для

определения F_1 , и нет необходимости держать в апертуре несколько интерференционных полос одной группы.

Для оценки чувствительности в [109] используется яркостной подход. Например, если фиксирующая аппаратура способна регистрировать изменение яркости проходящего света в 1/10 от разности между максимумом полосы и фоновой засветкой, то такое изменение яркости соответствует чувствительности 3.5 \AA для длины волны $\lambda = 550 \text{ нм}$ и резкости $F = 40$. Естественно, что такая чувствительность имеет место только в области, где интерференционная полоса непосредственно проходит, точнее, где пролегает область полосы с максимальным пространственным градиентом интенсивности. Для измерения всего пространственного поля фазовых искажений, необходимо варьировать либо частоту зондирующего излучения, либо длину L_1 , эффективно сканируя апертуру интерференционными полосами. Технически это несложно осуществить, микроскопически перемещая зеркала лазерного резонатора либо многолучевого интерферометра.

Апробация нового интерференционного метода в эксперименте

Для проведения модельных экспериментов в вакуумной мишенной камере МК1 был создан многолучевой интерферометр, состоящий из двух стеклянных клиновых пластин, поверхности которых, обращенные друг к другу, ориентированы фактически параллельно на расстоянии $L_1 = 25 \text{ мм}$. На эталонные поверхности было нанесено интерференционное отражающее покрытие с коэффициентом пропускания $\sim 8 \%$ на длине волны 632.7 нм . В промежуток между пластинами помещалось газовое сопло с быстрым клапаном. Использовалось коническое сопло с осевой симметрией, создающее осесимметричную газовую струю. Давление в мишенной камере составляло 10^{-3} Тор . В качестве зондирующего использовалось коллимированное излучение He-Ne лазера апертурой 30 мм . Лазер находился в режиме генерации 2-3 продольных мод своего резонатора. Отличие генерируемых длин волн определяется длиной лазерного резонатора $L_0 = 350 \text{ мм}$ и составляет примерно $0.57 \times 10^{-2} \text{ \AA}$, что в большинстве двулучевых интерферометрических приложений несущественно, однако приводило в нашем случае к «мультиплетной»

системе полос. Соотношение длин $L_0/L_1 \approx 14$, таким образом, смещение интерференционной полосы на расстояние равное расстоянию между соседними полосами мультиплета, соответствует фазовым искажениям равным $\lambda/2/14 \approx 23$ нм.

Одна из эталонных пластин имела моторизованную угловую регулировку. Оси вращения проходили на расстоянии около 30 мм от центра апертуры и находилась в плоскости эталонной пластины (рисунок 2.2). Это позволяло, не нарушая вакуум, производить тонкую подстройку интерферометра и передвигать интерференционную полосу в нужную часть газовой струи и ориентировать ее поперек, для измерения различных сечений газовой струи. Для этих целей использовалось два шаговых двигателя 120 шагов на оборот в связке с редуктором 1/200 и микрометрическим винтом 2 шага/мм. Система обеспечивала точность позиционирования зеркала не хуже 10 нм. Таким образом, можно было просканировать газую струю интерференционной полосой. Платой за беспрецедентную точность позиционирования зеркала был заметный люфт. Это привело к необходимости сохранять направления вращения при сканировании.

В пилотных экспериментах были исследована гелиевая струя, выпускаемая в вакуум соплом с выходным диаметром 2 мм (рисунок 2.5). Интерференционная картина представляет собой фрагмент набора концентрических колец. В геометрии рисунка газовая струя направлена сверху вниз. Фазовые искажения интерференционной картины, вызванные струей, приведены на рисунке 2.5 (b). Искривление интерференционных полос направлено к соплу и максимально вдоль оси симметрии струи, где концентрация выпускаемого газа максимальна. Соответствующая форма фазовой неоднородности представлена на рисунке 2.6 (a). Восстановленный, с учетом симметрии газовой струи, посредством обратных преобразований Абеля, профиль концентрации газовой струи приведен на рисунке 2.6 (b). Временное разрешение в случае использования непрерывного лазера определяется временем экспозиции камеры и без особых ухищрений может составлять микросекунды.

Искажения полос, однако, нужно интерпретировать с большой осторожностью. Известно, что пространственное разрешение интерферометра Физо находится в противоречии с его чувствительностью из-за возрастания отклонения

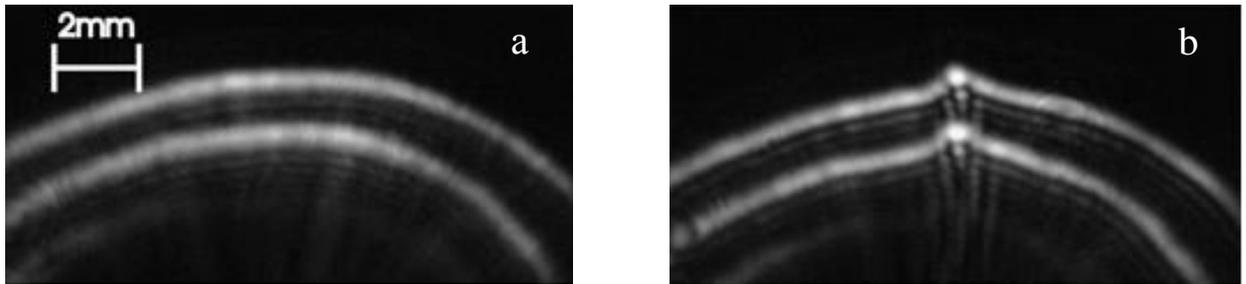


Рисунок 2.5. Характерные интерференционные картины в многолучевом интерферометре без газовой струи (a) и с включенной газовой струей (b).

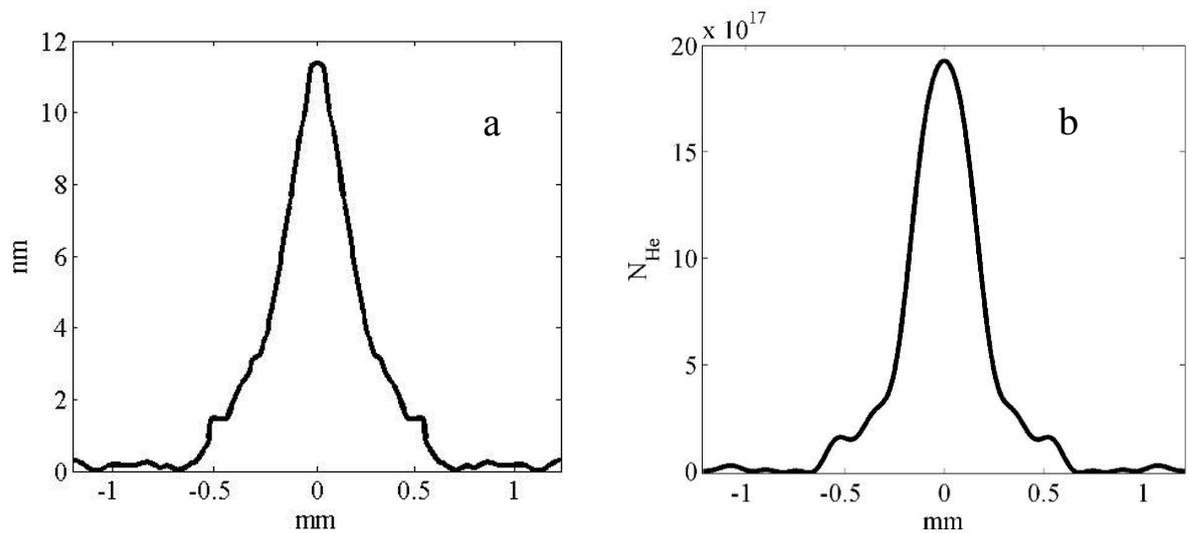


Рисунок 2.6. Профиль оптической толщины газовой струи (a) и соответствующая концентрация молекул гелия (b).

лучей от прямолинейных траекторий с возрастанием резкости, а значит и чувствительности интерферометра.

Экспериментально продемонстрирована чувствительность метода к фазовым искажениям, составляющая величину порядка $\lambda/600$ (~ 1 нм), и позволяющая калибровать гелиевые струи с характерным размером порядка 1 мм с концентраций до 5×10^{17} см⁻³ в вакууме. Метод не требует использования сложных алгоритмов обработки и обладает высоким временным разрешением.

Калибровка газовых мишеней

Для калибровки газовых сопел, вызывавших большие по сравнению с гелием при низких давлениях фазовые искажения, был использован интерферометр Майкельсона, в одном из плеч которого находилась струя газа (рисунок 2.7).

Интерференционные картины регистрировались CCD-камерой (рисунок 2.8 (a)). Для воссоздания профиля концентрации газа в струе к созданным ей фазовым искажениям применялось обратное преобразование Абеля. Типичная обработанная картина фазовых искажений, создаваемых струей газа на высоте 1 мм от края сопла с выходным диаметром 10 мм представлена на рисунке 2.8 (b). Соответствующий профиль концентрации представлен на рисунке 2.8 (c).

Калибровки показали, что сопла создают профили однородной концентрации с плато размерами 1 мм, 3.5 мм и 8 мм для диаметров 2 мм, 5 мм и 10 мм соответственно, а также, что концентрация газа линейно зависит от давления на вход сопла в диапазоне от 5 до 100 бар. На рисунке 2.9 представлена данная зависимость на примере азота и сопла диаметром 5 мм.

Калибровочные измерения были также дополнены прямой диагностикой концентрации плазмы в эксперименте (рисунок 2.1), осуществляемой при помощи сдвигового интерферометра Майкельсона пробным фемтосекундным импульсом излучения, являющимся ослабленной репликой субпетаваттного импульса. Типичная интерференционная картина, регистрируемая в экспериментах, представлена на рисунке 2.8 (d). Зондирующий импульс попадал в область взаимодействия через линию задержки, что позволяло измерять динамику

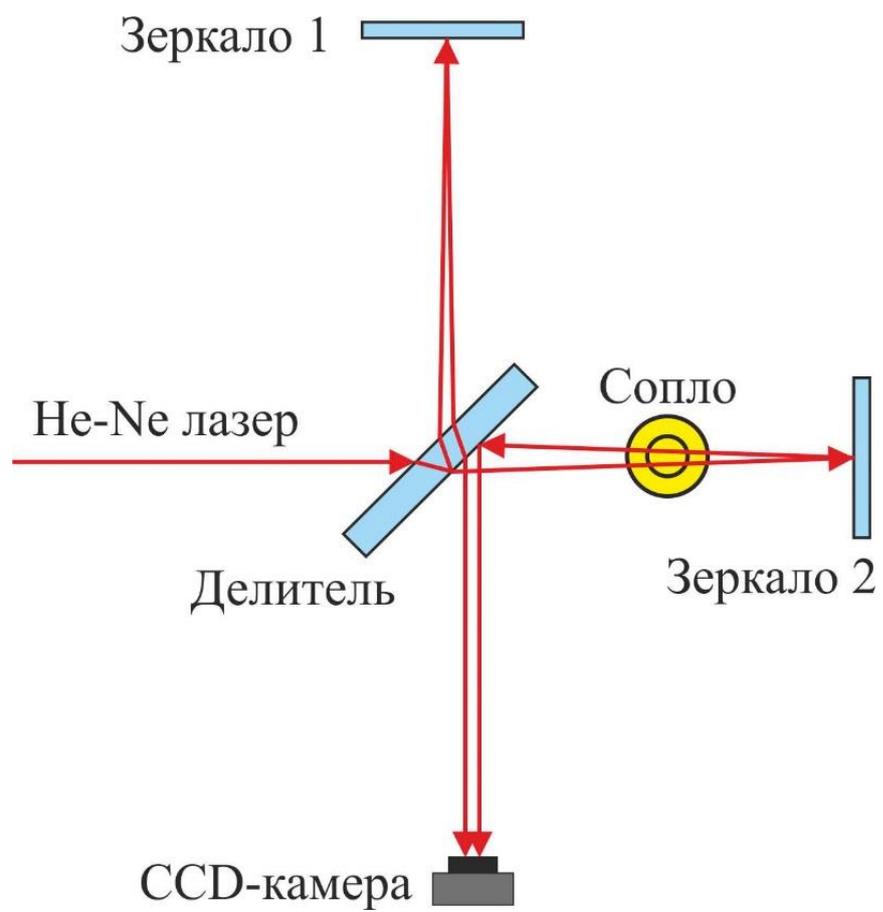


Рисунок 2.7. Схема интерферометра для калибровки газовых сопел.

плазменного канала с временным разрешением порядка длительности импульса. Воссоздание профиля концентрации плазменного канала по фазовым искажениям (рисунок 2.8 (e)) также определялось посредством применения обратного преобразования Абеля (Рисунок 2.8 (f)). Важно отметить, что для корректного определения значения концентрации плазмы по картине фазовых искажений необходимо, чтобы профиль концентрации плазмы был аксиально-симметричным.

Сопоставив калибровочные и прямые измерения концентраций нейтральных газов и лазерной плазмы, мы получили следующие результаты. В струе гелия измеренное значение концентрации плазмы в два раза превосходило значение концентрации для нейтралов, что хорошо согласуется с фактом полной ионизации гелия, наступающей при интенсивностях излучения порядка 10^{16} Вт/см² [119]. В азоте плазменный канал, согласно [120], получается сильно неоднородным в поперечном направлении. Это связано с зависимостью степени ионизации от интенсивности. В соответствии с [120] для характерного импульса установки PEARL при $f/15$ ионизация азота была пятикратной, и полной при $f/6$. Концентрации нейтралов и соответствующие концентрации плазмы для используемых в экспериментах волны трёх сопел и двух фокусировок при давлении 10 бар представлены в таблице 2.1.

Таблица 2.1 – Концентрации газа и лазерной плазмы при давлении 10 бар.

Диаметр сопла	N / N_e [1/см ³], He	$N / N_e(f/6) / N_e(f/15)$ [1/см ³], N ₂
2 мм	$1.8 \cdot 10^{18} / 3.6 \cdot 10^{18}$	$1.8 \cdot 10^{18} / 2.5 \cdot 10^{19} / 1.8 \cdot 10^{19}$
5 мм	$1.75 \cdot 10^{18} / 3.5 \cdot 10^{18}$	$1.5 \cdot 10^{18} / 2.1 \cdot 10^{19} / 1.5 \cdot 10^{19}$
10 мм	$2.5 \cdot 10^{17} / 5 \cdot 10^{17}$	$2.5 \cdot 10^{17} / 3.5 \cdot 10^{18} / 2.5 \cdot 10^{18}$

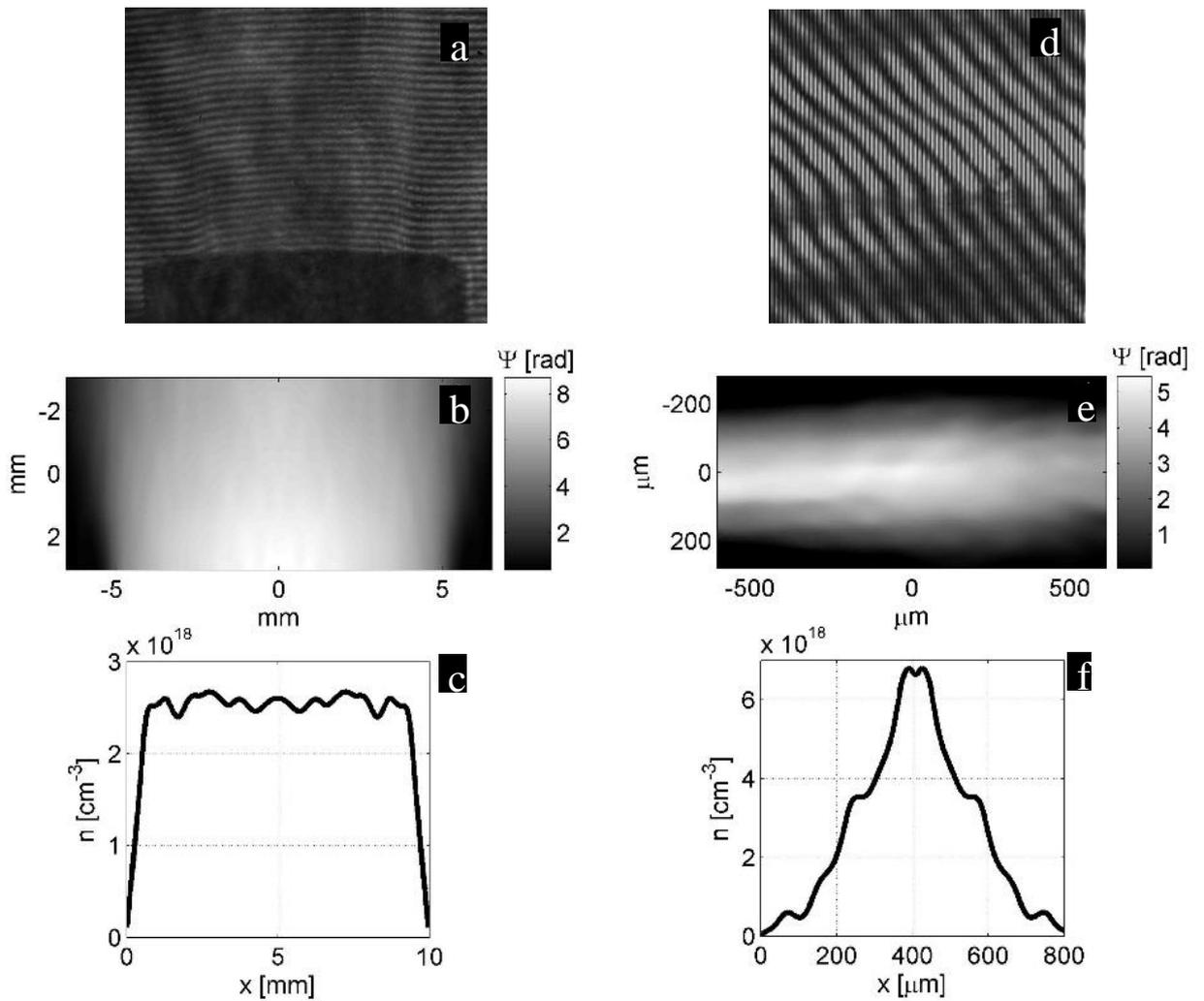


Рисунок 2.8. Сопло 10 мм, азот, 100 бар: интерферограмма (а), фазовые искажения (б) профиль концентрации (с); сопло 10 мм, плазменный канал, 40 бар: интерферограмма (d), фазовые искажения (е) и профиль концентрации (f).

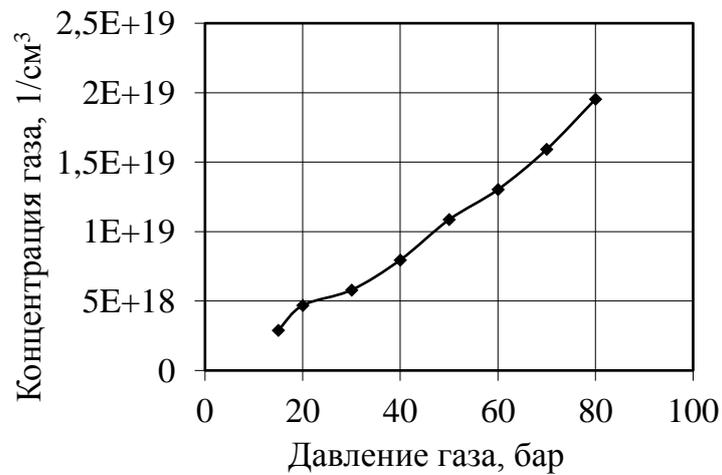


Рисунок 2.9. График зависимости концентрации газа от давления на выходе из сверхзвукового сопла в калибровочных экспериментах для азота и сопла 5 мм.

2.2.2. Нелинейное томсоновское рассеяние электронов лазерной плазмы

Ускоренно движущиеся электроны излучают электромагнитные волны преимущественно в направлении перпендикулярном ускорению. Метод диагностики, основанный на наблюдении второй гармоники нелинейного томсоновского рассеяния (455 нм), позволил получить информацию о характерной области взаимодействия оптического импульса и создаваемой им плазмы.

Типичные картины рассеянного излучения в плоскости поляризации лазера представлены на рисунке 2.10 для сопел 5 мм (a,b) и 10 мм (c,d). Импульс идёт слева направо. Видно, что на этих снимках томсоновское рассеяние представляет собой яркий световой канал с характерной длиной порядка диаметра сопла (рисунок 2.10 (b,d)), что подтверждает факт самоканалирования импульса вследствие релятивистской нелинейности. В некоторых случаях самоканалирование не наблюдалось, и рассеянное излучение расходилось в конус (рисунок 2.10 (c)). Если точка фокусировки находилась немного раньше области однородной концентрации газа в сопле, наблюдались многоканальные структуры (рисунок 2.10 (a)).

При обработке экспериментальных данных нам не удалось выявить заметных соответствий между наличием длинных каналов томсоновского рассеяния и наличием пучков моноэнергетических электронов или зависимостей длин каналов от энергий электронов. Более того, пучки электронов с высокими энергиями никогда не сопровождалось длинным каналом томсоновского рассеяния. На рисунке 2.11 представлены два графика зависимостей длины канала томсоновского рассеяния от энергии ускоренных лазерным импульсом электронов для двух разных параболических зеркал $f/6$ и $f/15$ и двух разных сопел диаметром 5 мм и 10 мм соответственно. Вопрос о связи томсоновского рассеяния с генерацией высокоэнергетичных пучков электронов требует дополнительных исследований.

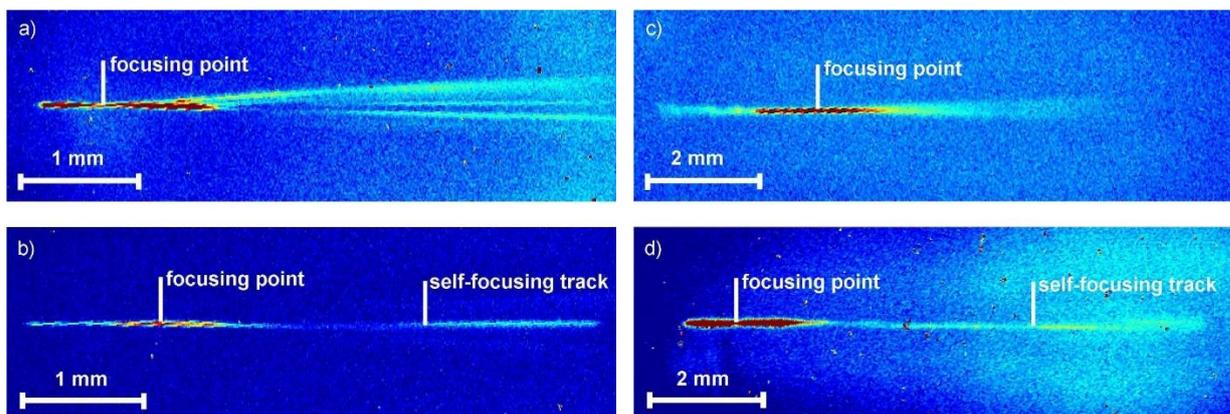


Рисунок 2.10. Экспериментально измеренные картины нелинейного томсоновского рассеяния для сопел 5 мм (a,b) и 10 мм (c,d).

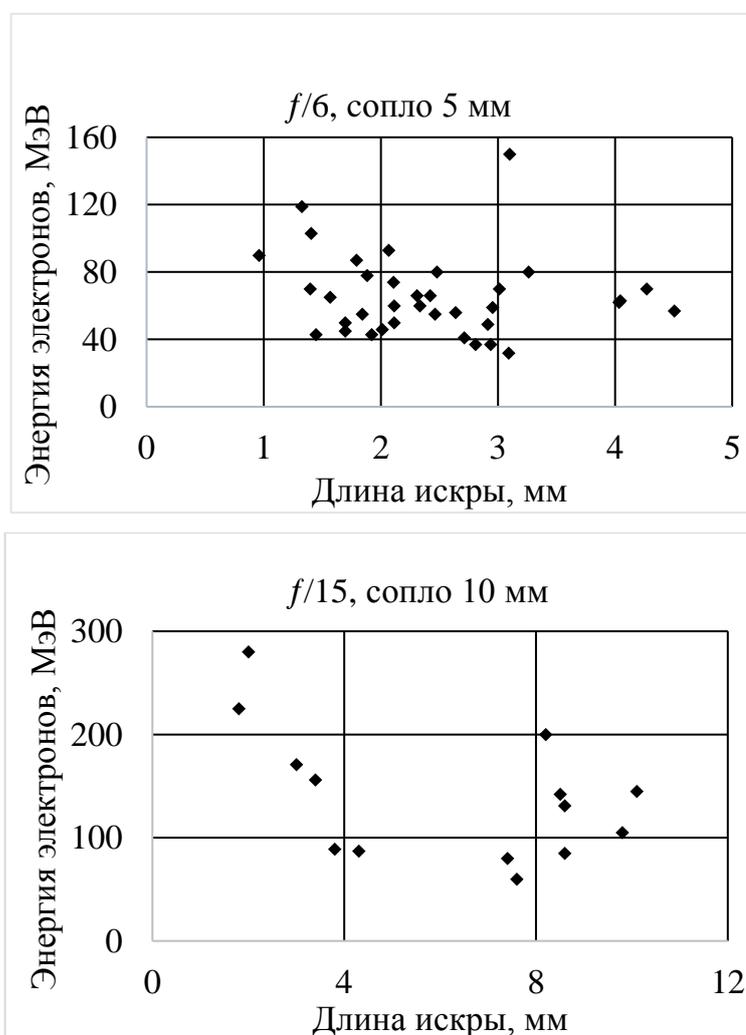


Рисунок 2.11. Графики зависимости длины искры томсоновского рассеяния от энергии ускоренных электронов для двух различных параболических зеркал $f/6$ и $f/15$ и двух разных диаметров сопел 5 и 10 мм.

2.2.3. Магнитный спектрометр для измерения энергетических и угловых параметров ускоренных электронов

По сравнению с хорошо коллимированными электронными пучками в традиционных ускорителях, пучки ускоренных электронов, получаемых за счёт лазер-плазменного взаимодействия, обладают большим разбросом по углу вылета и по энергетическому спектру. Это связано с невысокой стабильностью параметров лазерного излучения, свойственной лазерным комплексам петаваттного уровня мощности, работающим в одноимпульсном режиме.

Для измерения энергетических спектров электронов в экспериментах по лазерно-плазменному ускорению обычно используются спектрометры с постоянным магнитом. Типичная схема подобного спектрометра представлена на рисунке 2.12. Такая схема хорошо работает для коллимированных пучков электронов. Допустимый угол входа в магнитную систему определяется коллиматором и очень мал. Это характерно для классических ускорителей.

В экспериментах по ускорению в кильватерной волне угол и точка входа электронного пучка могут сильно меняться от выстрела к выстрелу, поскольку ускоренные подобным образом электроны могут иметь разные угловые и пространственные размеры. В подобных случаях недопустимо использовать коллиматоры, так как они будут блокировать основную часть электронного пучка. В то же время отсутствие коллиматора приводит к «замешиванию» углового и энергетического измеряемых спектров, то есть электроны, обладающие разными энергиями и разными углами влёта в область магнитного поля, могут оказаться в одной точке на экране детектора, что делает данную схему непригодной.

Для экспериментов на PEARL была реализована альтернативная схема измерения энергий ускоренных электронов, предполагающая использование двухэкранного спектрометра, что позволяло одновременно измерять угловые и энергетические спектры электронов, ускоряемых за счёт лазерно-плазменного взаимодействия. Подобный спектрометр потенциально может иметь большой спрос в системах с высокой дисперсией выходных параметров лазерного излучения, таких как работающие в режиме одного выстрела лазерные комплексы сверхвысокой пиковой мощности излучения.

Описание двухэкранного спектрометра

В экспериментах по ускорению электронов на PEARL производимые электронные пучки имели стандартное отклонение среднего угла вылета из области взаимодействия сравнимое с углом фокусировки лазерного излучения. Это гораздо больше, чем угловой размер электронного пучка (5 - 10 мрад), что делало невозможным использование коллиматора для сужения углового спектра, а измерения энергий при помощи одного экрана-детектора некорректными.

Сама идея использования двухэкранных спектрометров не оригинальна, и применялась в работах [121,122], однако проблемы восстановления спектров квазимоноэнергетичных электронных сгустков, точное позиционирование экранов, а также малый угол рассеяния электронов на первом экране не были подробно исследованы.

Использовавшийся в LWFA экспериментах на установке PEARL спектрометр представлен на рисунке 2.13. В отличие от спектрометра на рисунке 2.12, он имел дополнительный экран для исключения неоднозначности измерения высоких энергий ускоренных электронов, связанной с углом α влёта электронного пучка в магнитное поле, а также дополнительный магнит M_1 , предназначавшийся для удаления паразитной засветки низкоэнергетичными электронами первого сцинтилляторного экрана. Отсутствие коллиматора позволяло измерять энергии узких пучков электронов, получаемых в LWFA экспериментах, под любым углом α .

В баббл-режиме ускорения в кильватерной волне узкие пучки быстрых квазимоноэнергетичных электронных пучков могут генерироваться одновременно с электронами низких энергий, имеющих угловой спектр разлёта порядка угла фокусировки. Энергетический спектр этих электронов обычно довольно широкий, и не может быть измерен спектрометром без коллиматора. Также число электронов может быть существенно больше, чем в баббл-режиме, когда заряд электронного пучка ограничен положительным зарядом баббля. В поле магнита M_1 (0.45 Тл, диаметр 6 см) электроны низких энергий с широким угловым спектром отклонялись так, что не достигали первого экрана спектрометра, это позволило повысить точность измерения положения пучка быстрых электронов.

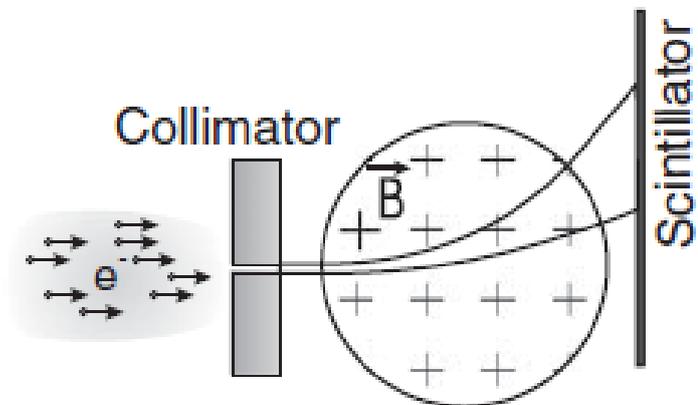


Рисунок 2.12. Схема одноэкранного спектрометра.

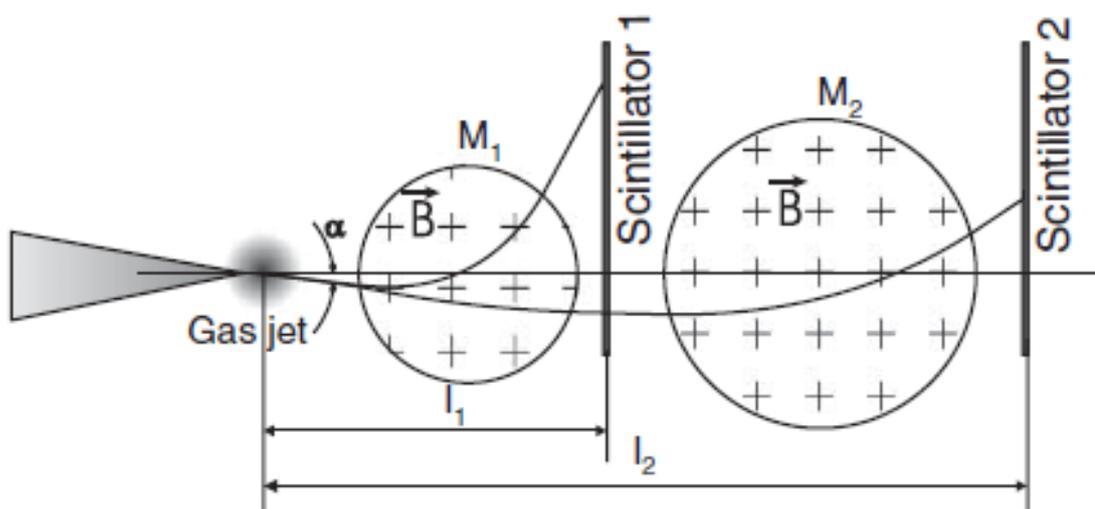


Рисунок 2.13. Схема двухэкранного спектрометра, применяемого на PEARL.

Квазимоноэнергетичные пучки высоких энергий, слабо отклонявшиеся магнитным полем M_1 , достигали первого сцинтилляторного экрана и, пройдя сквозь него, попадали в область действия поля второго магнита M_2 (0.7 Тл, диаметр 6 см), где отклонялись сильнее и попадали на второй экран. Люминесценция, вызванная проходящими сквозь экраны электронами, фиксировалась при помощи CCD-камеры.

В экспериментальной схеме на PEARL расстояние от газового сопла до первого экрана составляло $l_1 = 15$ см, а до второго $l_2 = 40$ см. Расстояния от сопла до центров магнитов составляло 7 см для M_1 и 23 см для M_2 (рисунок 2.13).

Получаемые координаты точек попадания электронов на оба экрана вместе с известным положением источника ускоренных электронов (газового сопла) и распределением магнитных полей позволили оценить энергии ускоренных электронов. Однако проблема осложнялась тем, что траектории электронов с разными углами и энергиями могли пересекаться даже внутри одного сгустка, а также тем, что в толще первого сцинтилляторного экрана электроны испытывали малоугловое рассеяние, что приводило к увеличению угловых размеров пучка электронов в плоскости второго сцинтиллятора. Для точности определения угловых и энергетических спектров ускоренных электронов оба эти вопроса имели принципиальное значение. Малоугловое рассеяние с первого экрана было оценено как экспериментально, так и теоретически.

Рассеяние электронов на первом сцинтилляторном экране

Пучок электронов с угловым спектром $\Delta\alpha_1$ ускорялся в плазменном канале, возникавшем при взаимодействии мощного лазерного импульса с газовой струей (рисунок 2.14). Угол $\Delta\alpha_1$ измерялся в плоскости магнитного поля (плоскость рисунка). Отношение размера пятна, оставляемого электронами на первом экране, к расстоянию от экрана до газового сопла определялось как d_1/l_1 . После прохождения сквозь первый экран эффективный угловой размер электронного пучка $\Delta\alpha_2$ становился больше и определялся как $(d_2 - d_1)/(l_2 - l_1)$.

Средняя энергия электронного пучка, отклонённого магнитным полем, оценивалась по засвеченной области на экране сцинтиллятора. В экспериментах по ускорению электронов, были измерены зависимости энергий ускоренных электронов от углов $\Delta\alpha_1$ и $\Delta\alpha_2$, а также от их разности $\theta = \Delta\alpha_2 - \Delta\alpha_1$ (рисунок 2.15). На представленном графике хорошо видно, что с увеличением энергии разность углов θ становится меньше и для пучка электронов с энергией больше 200 МэВ может быть меньше 2 мрад.

При прохождении сквозь какой-либо материал электроны высоких энергий в первую очередь теряют энергию за счёт тормозного излучения. Характерная величина, используемая для характеристики такого типа взаимодействия электронов с веществом, называется радиационной длиной и измеряется в г/см². Это среднее расстояние, на котором энергия релятивистского электрона уменьшается в 1/e раз за счёт тормозного излучения.

В объёме первого сцинтилляторного экрана электроны испытывали малоугловое рассеяние. В первую очередь это связано с кулоновским рассеянием на ядрах. Угловое распределение рассеянных электронов для малых углов близко к гауссову, а угол θ можно оценить по формуле [123]

$$\theta = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta_c p} z \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] \quad , \quad (2.14)$$

где p , β_c и z – момент, скорость и зарядовое число исходной частицы (в нашем случае ускоренного электрона), а x/X_0 – толщина рассеивающего слоя в радиационных длинах. Радиационную длину можно выразить как зависимость от зарядового числа атомов вещества, на котором происходит рассеяние.

$$X_0 = \frac{716.4 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ A}}{z(z+1) \ln\left(\frac{287}{\sqrt{z}}\right)} \quad (2.15)$$

Радиационную длину какого-либо соединения можно получить по формуле

$$\frac{1}{X_0} = \sum \frac{w_i}{X_i} \quad , \quad (2.16)$$

где w_i и X_i – массовая доля и радиационная длина i -го элемента.

Экран покрыт слоем алюминиевой фольги толщиной 10 мкм для отсечки светового излучения и имеет слоистую структуру (таблица 2.2) [124].

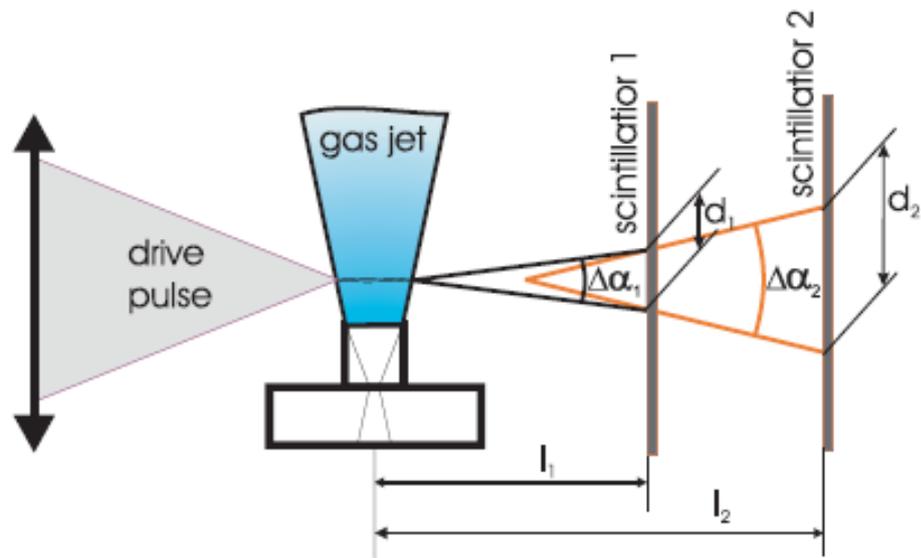


Рисунок 2.14. Схема эксперимента по ускорению электронов с использованием двухэкранного спектрометра.

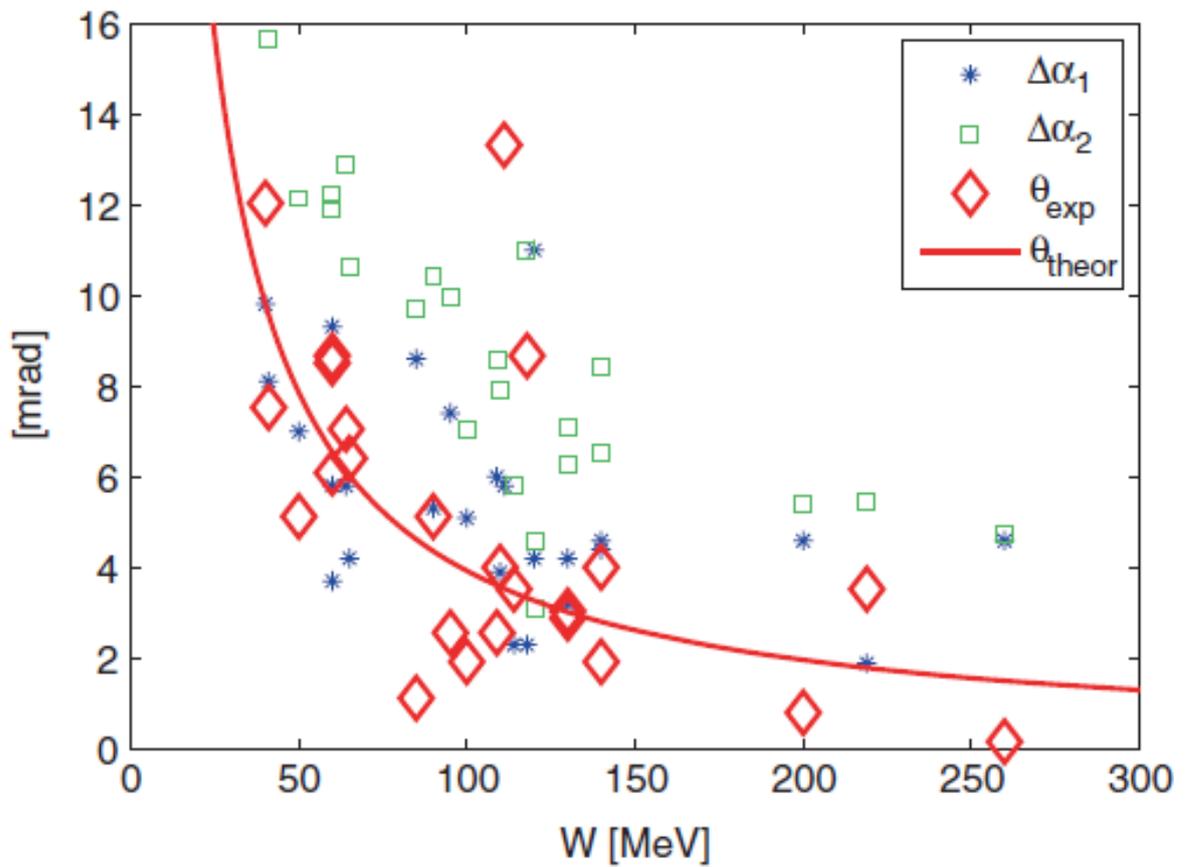


Рисунок 2.15. Зависимости угла разлёта электронного пучка от его энергии.

Таблица 2.2 – Состав сцинтилляторного экрана.

Состав пластинки	Материал	Плотность, г/см ³	Толщина, см	Радиационная длина, г/см ²
Алюминиевая фольга	Алюминий	2.7	0.0010	24.3
Защитный слой	Ацетат целлюлозы	1.32	0.0010	43
Пластиковая подложка	Полиэтилентерефталат (C ₁₀ H ₈ O ₄) _n	1.38	0.0178	41
Сцинтиллятор	Gd ₂ J ₂ S + уретановый клей	4.25	0.0084	8.6
Защитный слой	Ацетат целлюлозы	1.32	0.0005	43

Радиационную длину каждого слоя сцинтилляторного экрана можно найти по формулам (2.15, 2.16). Общая толщина экрана составляет 300 мкм, средняя плотность материала экрана равна $\rho = 2.28$ г/см³, а эффективная радиационная длина $X_0 = 13.1$ г/см². Подстановка этих значений в формулу (2.14) позволяет найти зависимость угла рассеяния от энергии пучка электронов. Данная формула справедлива для $10^{-3} < x\rho/X_0 < 100$, что соответствует нашему случаю. В то же время толщина экрана много меньше, чем длина радиационного излучения, что позволяет сделать вывод о незначительности снижения энергии электронов за счёт рассеяния и возможности корректной оценки энергии электронного пучка по засветке на сцинтилляторном экране при отклонении пучка в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля. Численная оценка достаточно хорошо совпадает с полученными экспериментальными данными, что подтверждает правильность измерения энергий электронного пучка.

Позиционирование сцинтилляторных экранов

Точность измерения энергетических и угловых спектров ускоренных электронных сгустков двухэкраным спектрометром ограничена точностью измерения отклоняющего магнитного поля используемых магнитов, а также точностью взаимного геометрического расположения элементов спектрометра (магнитов и экранов) друг относительно друга и относительно источника электронов (газового сопла). Например, сдвиг второго сцинтилляторного экрана на 1 мм в

направлении распространения электронов приводил к ошибке в 20 МэВ для квазимоноэнергетичного пучка электронов со средней энергией 200 МэВ. Влияние этих эффектов может быть уменьшено за счёт увеличения размеров спектрометра, а также за счёт увеличения используемых отклоняющих магнитных полей, однако это несёт в себе ряд технологических проблем, связанных с необходимостью увеличения вакуумного объёма мишенной камеры и создания сложной системы постоянных магнитов.

В случае использования спектрометра с двумя магнитами вычисление углового и энергетического спектров узкого пучка квазимоноэнергетичных электронов не могут быть произведены по отдельности, в то время как отсутствие магнита перед первым сцинтилляторным экраном позволяет однозначно определить угловой спектр электронов и существенно упрощает процедуру вычисления энергий. Однако при этом существенно возрастает погрешность измерения, вызванная «паразитной» засветкой экрана низкоэнергетичными электронами.

Нами был разработан способ повышения точности позиционирования сцинтилляторных экранов. В первом экране было проделано небольшое отверстие больше дифракционного размера $r > ((l_2 - l_1)\lambda)^{1/2}$, пропускавшее малую часть субпетаваттного лазерного импульса, используемого в эксперименте. Положение светового пятна на втором сцинтилляторном экране может быть измерено с очень высокой точностью. Тот факт, что отверстие в первом экране и светящаяся точка на втором экране лежали на одной линии с источником ускоренных электронов, позволило пренебречь всеми ошибками, которые могли быть связаны с поперечным сдвигом экранов, также автоматически устранились возможные ошибки, связанные с небольшим смещением самой мишенной камеры, неизбежно возникавшим при откачке вакуума. Следует отметить, что продольный сдвиг сцинтилляторных экранов не оказывал значительного влияния на точность измерения энергетических и угловых спектров электронов.

В наших экспериментах точность позиционирования сцинтилляторных экранов составляла 100 мкм в поперечном направлении, что приводило к погрешности измерения квазимоноэнергетичного пучка электронов со средней энергией 200 МэВ не больше 2 МэВ.

2.3. Обсуждение экспериментальных результатов

Для оценки угловых и энергетических параметров электронных сгустков по засветке сцинтилляторных экранов представленного в предыдущем параграфе спектрометра применялся метод Монте-Карло для электронного пучка известной энергии и изменяемыми значениями углового спектра $dN_{mod}(\alpha, w)/dw d\alpha$. Производился численный расчёт траекторий отдельных электронов с варьируемыми энергиями и углами входа α . Параметры рассчитываемого спектра необходимо многократно оптимизировать по минимизации отклонения от экспериментальных данных. Хорошее согласование модели и эксперимента достигается при оптимизации спектра вида

$$\frac{dN_{mod}(\alpha, w)}{dw d\alpha} = c_1 \exp\left(-\frac{(\alpha - \alpha_1)^2}{\Delta\alpha_1^2}\right) \times \left\{ W_1 \exp\left(-\frac{(w - w_1)^2}{\Delta w_1^2}\right) + W_2 \exp\left(-\frac{(w - w_2)^2}{\Delta w_2^2}\right) \right\}, \quad (2.17)$$

где α_1 , $\Delta\alpha_1$, w_1 , w_2 , Δw_1 и Δw_2 – параметры оптимизации. Правая часть уравнения (2.17) представляет собой линейную комбинацию гауссовых функций для как для угла, так и для энергии. Параметры Δw_1 и Δw_2 отвечают за ширину энергетического спектра, а параметр $\Delta\alpha_1$ за ширину углового спектра.

На рисунке 2.16 представлены экспериментальные данные засветок первого сцинтилляторного экрана (а и с) и второго (b и d) для двух различных пучков электронов со средними энергиями 270 МэВ (a,b) и 190 МэВ (c,d). Электроны отклоняются магнитным полем вправо. Поперечные сечения засветки сцинтилляторных экранов представлены на рисунке 2.17 (a-d). Точками показаны значения, полученные в эксперименте, а сплошной кривой – поперечные сечения рассчитанных численно спектров с оптимизированными параметрами. Данные спектры показаны на рисунке 2.17 (e, f).

Хорошее совпадение экспериментальных и расчётных данных наблюдается на обоих экранах для первого электронного пучка (рисунок 2.17 (a и b)) и на первом экране для второго пучка (рисунок 2.17 (c)). Численно рассчитанный спектр на втором экране для второго электронного пучка уже, чем экспериментальный (b и d). Разница в ширине экспериментального и теоретического спектров соответствует уширению углового спектра за счёт рассеяния в толще первого сцинтилляторного экрана.

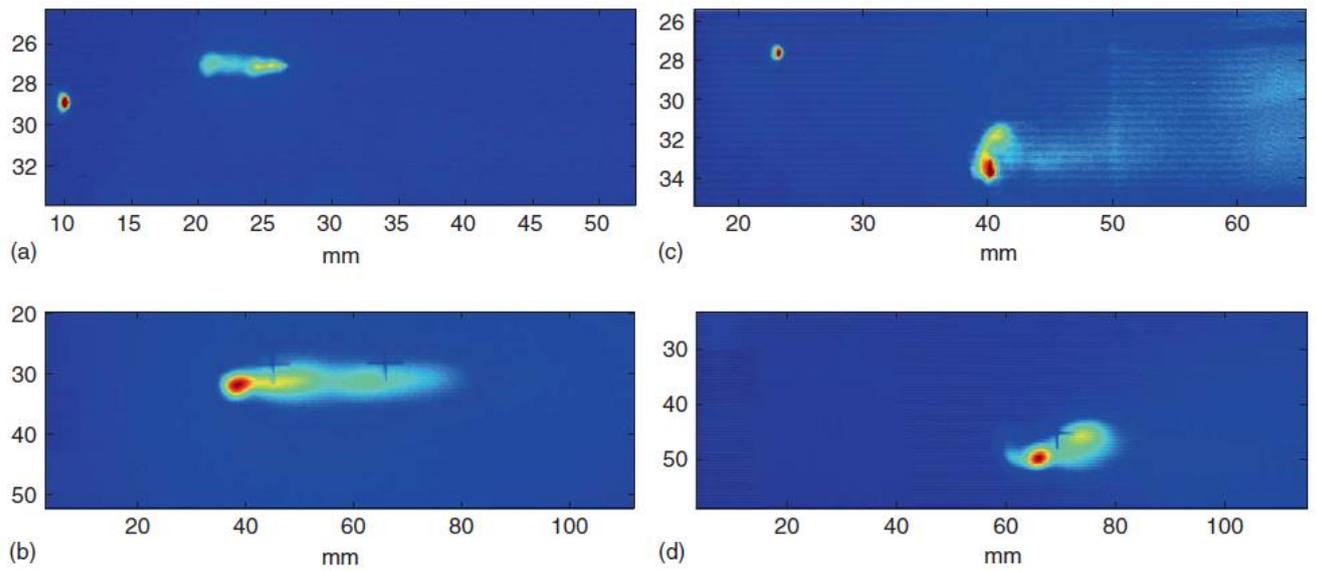


Рисунок 2.16. экспериментальные данные засветок первого сцинтилляторного экрана (а и с) и второго (b и d) для двух различных пучков электронов (a,b и c,d).

Электроны отклоняются магнитным полем вправо.

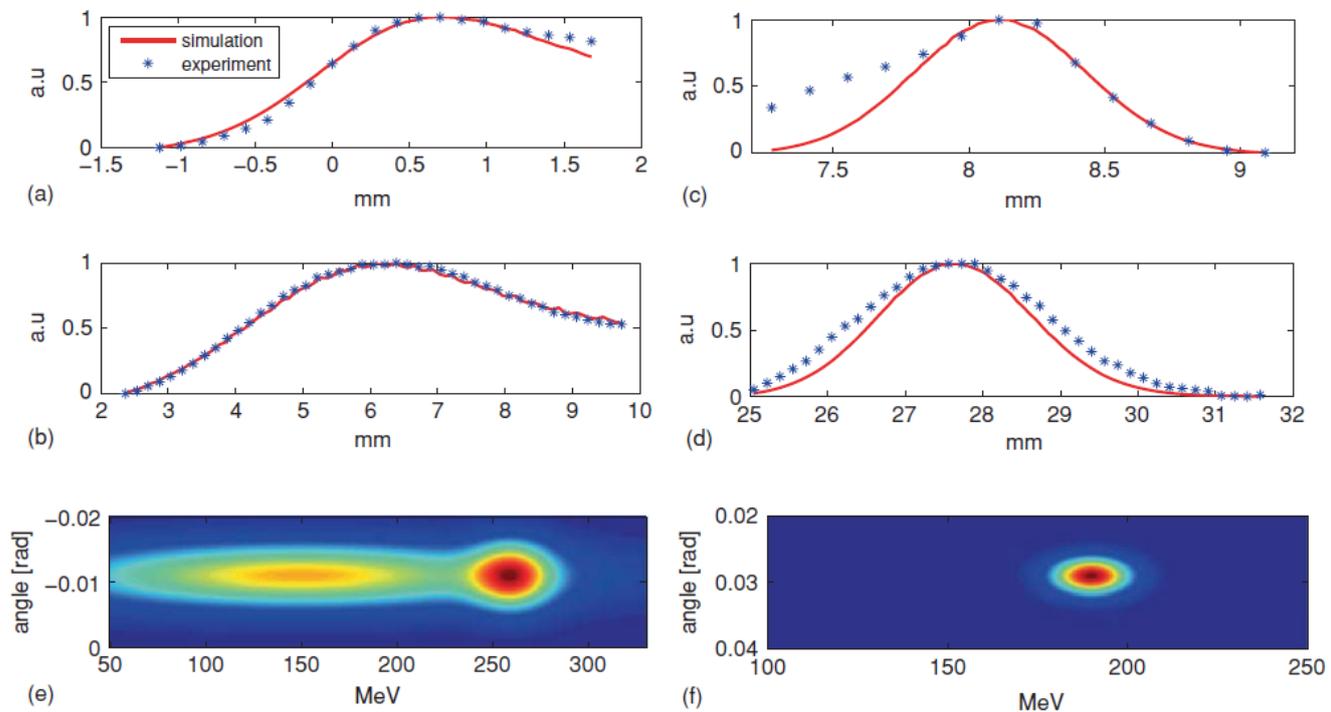


Рисунок 2.17. Поперечные сечения засветки сцинтилляторных экранов (a-d) и численно рассчитанные спектры с оптимизированными параметрами (e,f).

Оценки погрешности измерения ширины углового и энергетического спектров были сделаны следующим образом. Параметры численно моделируемого спектра варьировались таким образом, чтобы найти минимальное заметное отклонение модельных от экспериментально полученных картин засветки сцинтилляторных экранов. Такой подход даёт значение погрешности ± 20 МэВ для средней энергии и ± 10 МэВ для ширины энергетического спектра пучка ускоренных электронов с энергией 270 МэВ и шириной спектра 30 МэВ.

Пучки ускоренных электронов наблюдались только при концентрациях плазмы, удовлетворяющих соотношению $P/P_c > 2$, где $P_c = 17(N_c/N_e)^{1/2}$ ГВт, $N_c \approx 1.3 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ – критическая концентрация плазмы, ниже которой плазма является прозрачной для распространяющегося лазерного импульса, а P_c – критическая мощность, при которой происходит релятивистское самоканалирование. Это хорошо согласуется с пороговым характером возникновения ускоренных электронных пучков, наблюдавшимся в работе [42]. Однако, явных зависимостей между параметрами пучков ускоренных электронов и значениями a_0 при $P/P_c > 2$ найдено не было. При выстрелах в плазму низкой концентрации ($P/P_c < 2$) ускорения электронов не происходило.

При концентрациях плазмы, соответствующих превышению порогового значения $P/P_c = 2$, появлялись узкие пучки ускоренных электронов с угловым размером 5-10 мрад и энергиями 80-270 МэВ. Угол вылета пучка электронов из области взаимодействия менялся от выстрела к выстрелу, но всегда находился в пределах угла фокусировки. Заряд электронного пучка в отдельных экспериментах достигал 300 пКл. Типичное изображение узкого пучка электронов на втором сцинтилляторном экране спектрометра представлено на рисунке 2.18 (а).

В соответствии со статьёй [36] плазменная волна возбуждается наиболее эффективно, когда лазерный импульс короче длины плазменной волны $\lambda_p = 2\pi c a_0^{1/2} / \omega_p$ и полностью укладывается в первую половину плазменной волны $L = \lambda_p / 2$. В наших экспериментах протяжённость лазерного импульса в пространстве составляла $L = c \cdot 60 \text{ [фс]} \sim 20 \text{ мкм}$, и данное требование выполнялось при концентрации плазмы $N_e = 1.5 \times 10^{18}$ для $f/15$ и $N_e = 5 \times 10^{18}$ для $f/6$. Наиболее высокоэнергетичные пучки электронов наблюдались в окрестности этих значений концентрации.

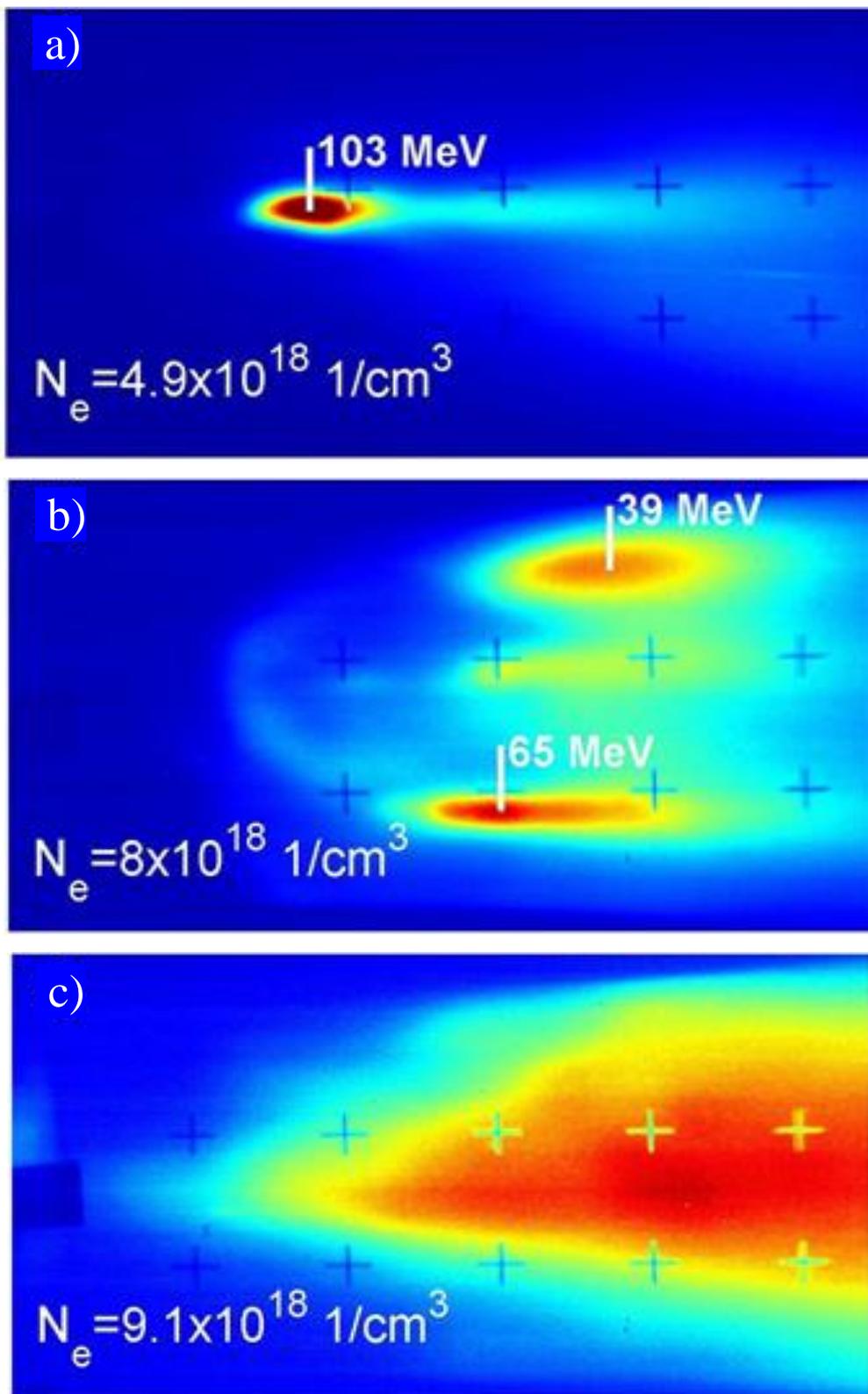


Рисунок 2.18. Электронные пучки различных типов со второго сцинтиллятора:
широкий пучок (а), кластеризованный (b), узкий (с).

При концентрации плазмы, соответствующей заметному превышению порога, оптический импульс разделялся на малые фракции из-за самомодуляции [125]. По отдельности каждая из этих фракций могла способствовать возникновению самостоятельного пучка электронов, и в результате пучок электронов имел кластеризованный вид. Типичный случай кластеризации пучка представлен на рисунке 2.18 (b). Энергии кластеров, как правило, ниже, а угловые размеры больше по сравнению с одиночными пучками.

В случае детектирования кластеризованных пучков также демонстрируется преимущество созданного нами двухэкранного спектрометра. В случае топологического соответствия кластеров на первом и втором сцинтилляторных экранах, несложно восстановить угловой и энергетический спектр каждого кластера.

При дальнейшем увеличении концентрации плазмы кластеров становилось больше, и они начинали перекрываться, в итоге получались пучки с большими угловым и энергетическим спектрами (рисунок 2.18 (c)). Максимальная энергия таких пучков достигала сотен МэВ, но из-за очень широкого углового спектра точность измерения энергетических спектров была крайне невысока.

Качественную картину, описанную выше, можно проследить на графиках зависимостей углового размера и средней энергии кластера от концентрации плазмы для сопла 10 мм и $f/15$, представленных на рисунке 2.19 (a,b). Прослеживается тенденция к увеличению энергии пучка электронов и сужению его угловых размеров по мере снижения концентрации плазмы.

Увеличение энергии пучка ускоренных электронов при снижении концентрации плазмы хорошо согласуется с феноменологической теорией ускорения в баббл-режиме [126]. В соответствии с данной работой максимальная энергия пучка электронов W_{max} для конкретных значений концентрации плазмы N_e и векторного потенциала a_0 может быть вычислена по формуле $W_{max} \approx (2/3)mc^2(N_e/N_c)a_0$, где mc^2 – энергия покоя электрона. Сплошной линией на рисунке 2.19 (a) показана теоретическая зависимость максимальной энергии W_{max} от концентрации плазмы N_e . Экспериментальные данные хорошо согласуются с данной зависимостью. Соотношение размеров пучков электронов и их энергий представлено на рисунке 2.20. Независимо от остроты фокусировки наиболее высокоэнергетичные кластеры электронов имеют меньшие угловые размеры.

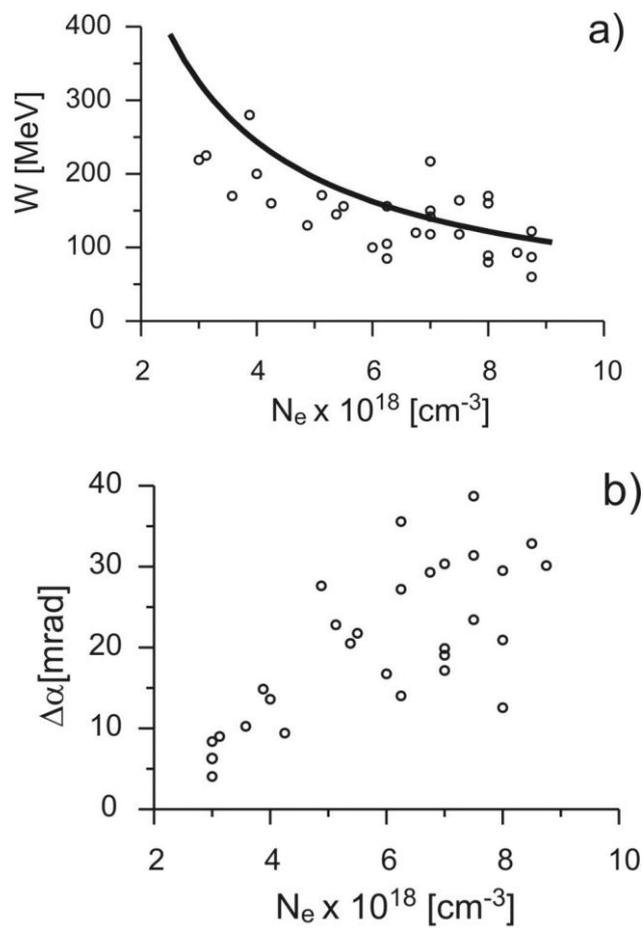


Рисунок 2.19. Экспериментальная и теоретическая зависимости энергии электронов от концентрации плазмы (а), зависимость углового размера от концентрации (б).

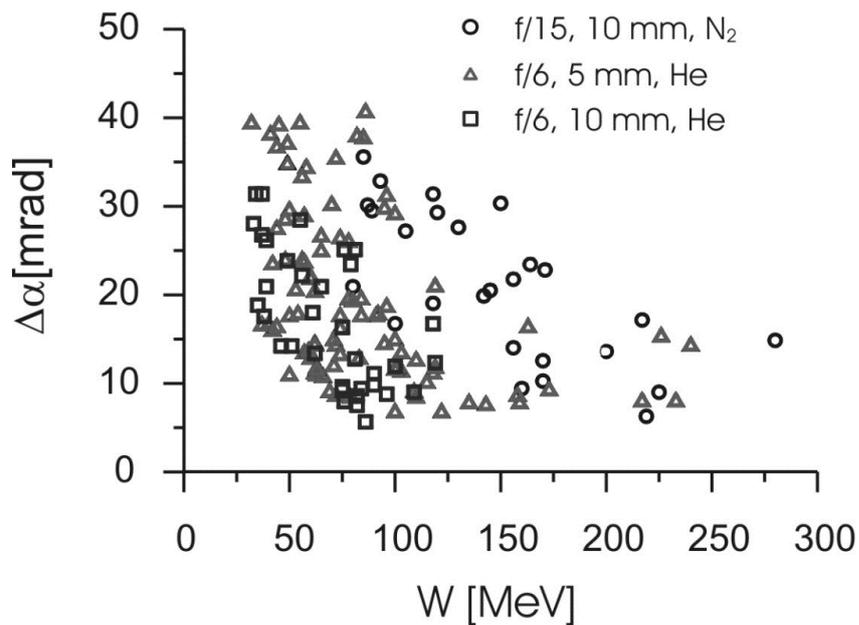


Рисунок 2.20. Зависимость угловых размеров пучков электронов от их энергии для сопла 10 мм и $f/15$ (круги), 10 мм и $f/6$ (треугольники), 5 мм и $f/6$ (квадраты).

2.4. Заключение к главе

На базе PEARL создан лабораторный стенд для экспериментов по ускорению электронов в поле кильватерной волны.

Произведены интерференционные измерения профилей концентрации струй газов гелия и азота, создаваемых сверхзвуковыми коническими соплами с внутренними диаметрами 2 мм, 5 мм и 10 мм в диапазоне давлений на вход сопла от 5 до 100 бар. Для калибровки газовых мишеней низкой плотности разработан интерференционный метод измерения концентрации газа на основе лазера с двумя продольными модами. Метод обладает чувствительностью измерения фазы 10 мрад, что соответствует концентрации атомов гелия $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в струе с толщиной 1 мм. Также были восстановлены профили концентрации плазменного канала в экспериментах по лазерному ускорению электронов.

Методом диагностики, основанном на наблюдении второй гармоники нелинейного томсоновского рассеяния горячих электронов лазерной плазмы, получены картины рассеяния, подтверждающие факт самоканалирования импульса вследствие релятивистской самофокусировки.

Создан оригинальный двухэкранный магнитный спектрометр для измерения угловых и энергетических параметров квазимоноэнергетичных электронных пучков, позволивший измерить пучок электронов со средней энергией $270 \text{ МэВ} \pm 20 \text{ МэВ}$ и шириной энергетического спектра $30 \text{ МэВ} \pm 10 \text{ МэВ}$. Произведены оценки рассеяния электронов в толще первого сцинтилляторного экрана спектрометра, а также предложен способ повышения точности позиционирования экранов при помощи оптического репера.

Проведена серия экспериментов по ускорению электронов в поле кильватерной волны. В разных выстрелах были получены электронные пучки с энергией до 270 МэВ, угловой расходимостью 6 мрад и зарядом до 300 пКл. Также в ходе экспериментов была обнаружена зависимость углового распределения ускоренных кильватерной волной электронных пучков от отношения мощности лазерного импульса P и пороговой мощности самофокусировки P_c , показан пороговый характер данной зависимости, и представлено её качественное описание: узкий, кластеризованный или широкий пучок.

ГЛАВА 3. Ускорение протонов в режиме TNSA

3.1. Подготовка мишенной камеры для экспериментов с твердотельными мишенями

Для проведения серии экспериментов по лазерному ускорению протонов в режиме TNSA была создана вакуумная мишенная камера МК2, представленная на рисунке 3.1.

Данная камера отличалась от представленной в предыдущей главе камеры МК1 увеличенными размерами (диаметр 1.4 м и высота 1 м) для использования крупногабаритной транспортной оптики, увеличенным количеством фланцев для возможности присоединения к камере самостоятельных диагностических модулей, а также для облегчения транспортировки в камеру зондирующего лазерного излучения, которое использовалось для оптической настройки мишеней и реализации обратной связи адаптивной системы коррекции волнового фронта.

Дополнительной особенностью МК2 являлось наличие в ней двухъярусного оптического стола, что позволяло размещать элементы экспериментальной схемы в двух уровнях. Оптические столы и мишенная камера закреплялись на отдельных механически развязанных посредством сильфонного соединения стойках, что делало оптические столы и закреплённое на них оборудование нечувствительными к смещениям мишенной камеры, неизбежно возникающим при откачке вакуума до необходимого давления (10^{-5} Торр).

В ходе экспериментов мощный лазерный импульс на центральной длине волны 910 нм с энергией до 10 Дж, длительностью ~ 60 фс и диаметром ~ 100 мм поступал из оптического компрессора в мишенную камеру по оптическому вакуумному тракту. В камере излучение отражалось плоским зеркалом на внеосевое параболическое зеркало с $f/4.2$ и фокусировалось в центр мишенной камеры на переднюю поверхность металлической фольги, являющуюся одной из ячеек матричной мишени, размещённой на многокоординатной моторизованной системе позиционирования. Фольга находилась под углом 45° к оптической оси (р-поляризация), что позволило избежать обратных отражений и снизить количество

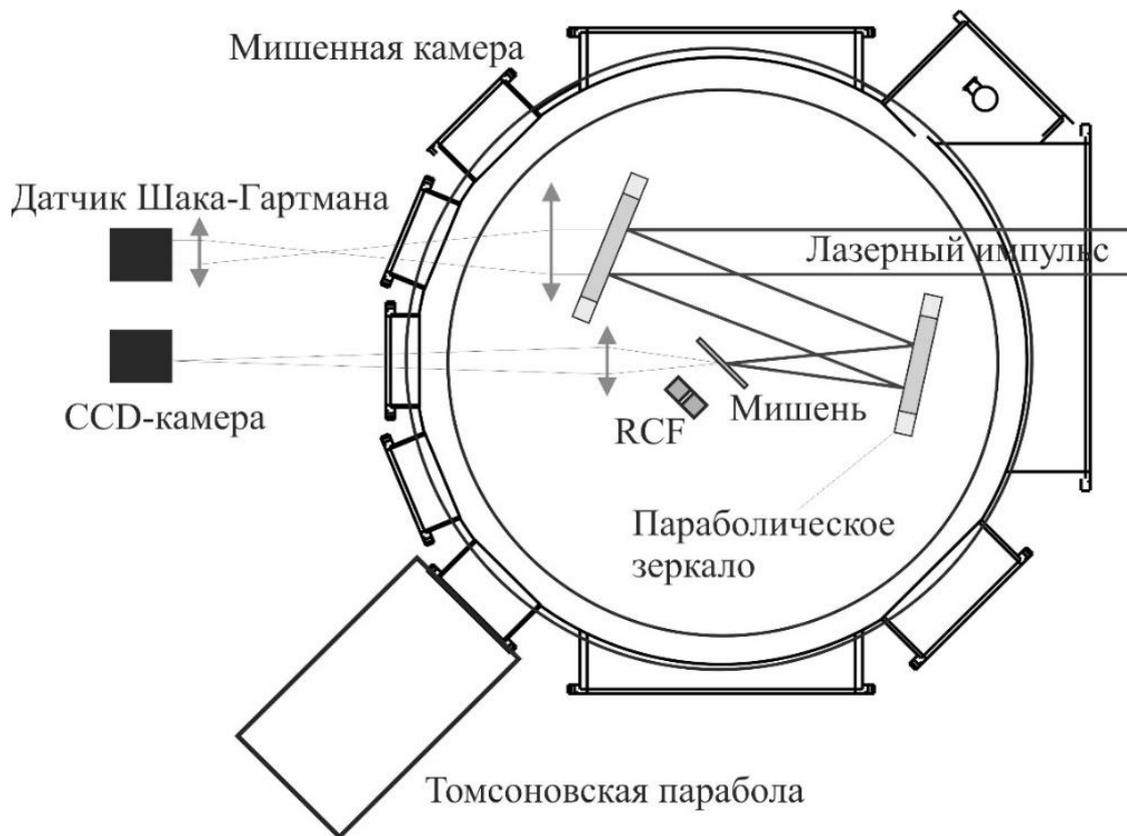


Рисунок 3.1. Мишенная камера МК2 для экспериментов по лазерному ускорению протонов и ионов.

материала мишени, достигающего параболическое зеркало в каждом выстреле. Использовались алюминиевые фольги толщинами от 0.2 мкм до 10 мкм.

В мишенной камере МК2 также размещалась дублетная линза, с помощью которой через вмонтированное во фланец камеры стеклянное окно, осуществлялся перенос оптического изображения из плоскости фокусировки излучения на матрицу CCD-камеры. Данная линза использовалась для заведения мишени в область максимальной интенсивности оптического поля.

Для диагностики параметров протонов, а также лёгких положительно заряженных ионов, ускоряемых за счёт лазер-плазменного взаимодействия, применялись томсоновская парабола и стек радиохромных пленок.

3.2. Система позиционирования твердотельных мишеней

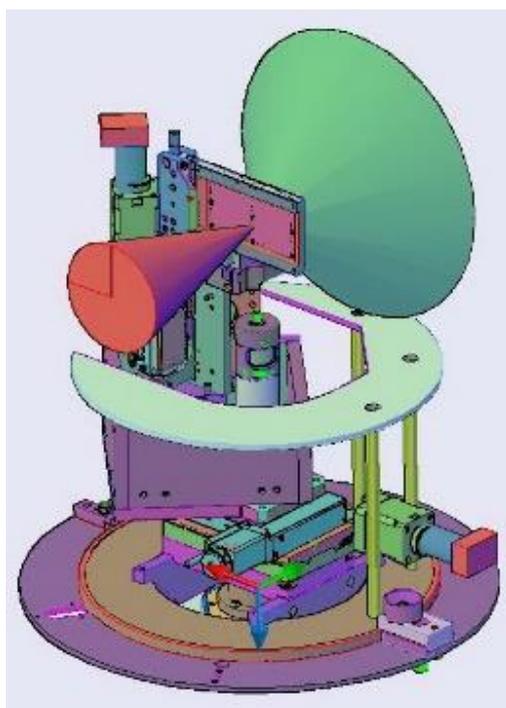
Система вакуумной откачки мишенной камеры МК2 способна обеспечить необходимое давление 10^{-5} Торр не ранее чем через два часа, в то время как скорострельность лазерного комплекса в несколько раз выше (1 выстрел в 20 минут). Для возможности замены сильно разрушающейся при выстреле твердотельной мишени без девакуумизации мишенной камеры, нами была разработана многокоординатная моторизованная система позиционирования с использованием многоячеечной «матричной» мишени (рисунок 3.2 (а)).

Каждая отдельная мишень представляла собой небольшой прямоугольный кусок алюминиевой фольги размерами в несколько миллиметров и толщиной от нескольких сотен нанометров до десяти микрон. Мишени наклеивались на металлическую пластинку (матрицу) с периодически расположенными отверстиями, так чтобы в каждом отверстии находилось по одной мишени.

Матрица закреплялась на системе позиционирования, состоящей из трёх линейных моторизованных подвижек, двух ручных угловых координат для регулировки плоскости матричной мишени, а также вращающейся подложки. Линейные подвижки были изготовлены фирмой STANDA и обеспечивали точность позиционирования 1 мкм. Две угловые координаты позволяли выставлять плоскость мишени в диапазоне 12° , обеспечивая при этом точность настройки не хуже $20''$. Вращающаяся подложка позволяла поворачивать весь блок позиционирования на 360° вокруг вертикальной оси с шагом в 22.5° . Диапазон перемещения линейных подвижек позволял производить смену ячейки с мишенью, которая находилась в перетяжке лазерного импульса, без вскрытия мишенной камеры.

Для того, чтобы обеспечить максимальную интенсивность лазерного излучения на поверхности твердотельной мишени, было необходимо с высокой точностью позиционировать мишень в плоскости фокусировки лазерного импульса. Нами была разработана методика, позволяющая позиционировать мишень с точностью не хуже 5 мкм (для использованного в эксперименте пучка и качества оптического излучения). Суть методики заключалась в следующем. Система позиционирования позволяла поступательно перемещать мишень, расположенную под углом 45° к лазерной оси, в горизонтальной плоскости.

При помощи CCD-камеры (рисунок 3.2 (b)) производилось измерение распределения ближней зоны лазерного излучения. При перемещении мишени вдоль оси x , изображение на камере перекрывалось краем мишени, причем топология перекрытия ближней зоны зависела от положения плоскости перемещения мишени относительно перетяжки. Если плоскость перемещения мишени находилась в сходящемся лазерном пучке (до перетяжки), то ближняя зона лазерного излучения начинала перекрываться со стороны противоположной положению мишени. Если плоскость перемещения находилась в расходящемся пучке (за перетяжкой), то ближняя зона перекрывалась со стороны мишени. При совпадении плоскости перемещения с плоскостью фокусировки асимметрия ближней зоны пропадала даже для случая частично перекрытия излучения. Эксперименты показали, что при включенной системе коррекции волнового фронта (при этом перетяжка становилась меньше как поперек, так и вдоль лазерной оси) отсутствие видимой асимметрии в ближней зоне излучения, частично перекрытого краем мишени, гарантировало положение мишени в области с максимальной интенсивностью с точностью до 5 мкм, что заметно превосходит релеевскую длину излучения. После установки края мишени в плоскость пятна фокусировки, мишень дополнительно сдвигалась в положение, отстоящее от перетяжки на 50 мкм вдоль своей поверхности, в котором и осуществлялся выстрел.



a

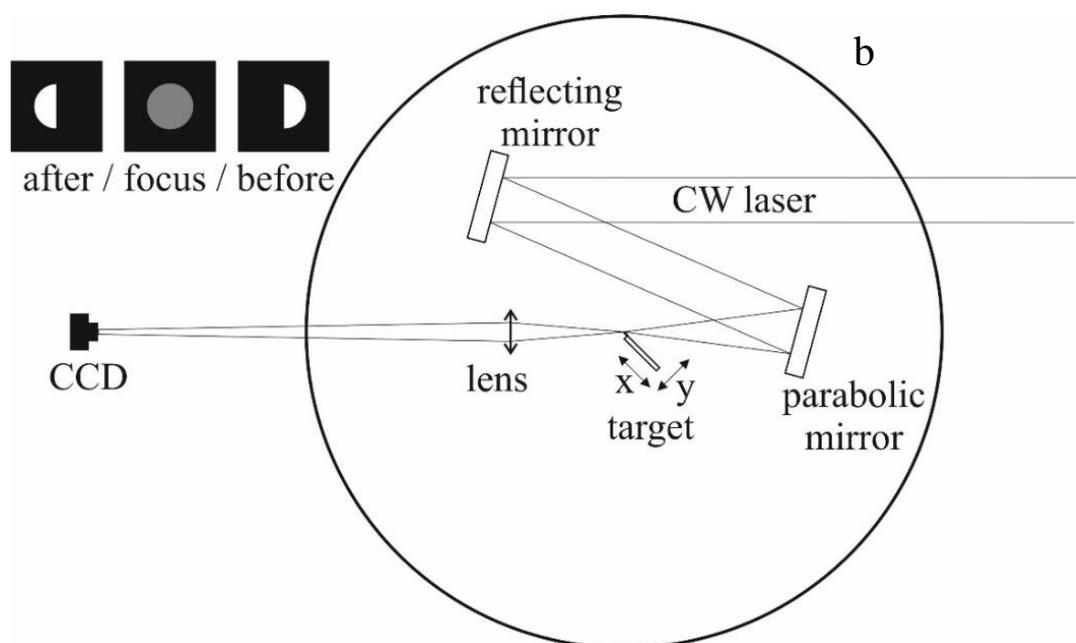


Рисунок 3.2. Многокоординатная система позиционирования мишени (a);
схема методики наведения мишени на фокус излучения (b).

3.3. Измерение угловых и энергетических спектров ускоренных протонов

3.3.1. Томсоновская парабола

Для регистрации энергетических спектров протонов и лёгких ионов была изготовлена томсоновская парабола [127-130]. Подобные спектрометры традиционно используются для измерения энергий заряженных частиц, однако, как правило, для каждого конкретного лабораторного стенда необходимо разрабатывать спектрометр с учётом его (стенда) особенностей. Для экспериментов на PEARL требовалось, чтобы спектрометр располагался в отдельном вакуумном модуле, присоединенном к одному из фланцев мишенной камеры. Модуль со спектрометром и мишенная камера отделялись друг от друга вакуумным затвором, который открывался во время выстрела и закрывался, когда было необходимо девакуумизировать модуль со спектрометром для извлечения IP-пластинки, используемой в качестве детектора [131-133]. Поскольку модуль с томсоновской параболой имеет существенно меньший объём, чем мишенная камера, его откачка до необходимого давления 10^{-5} Торр происходила за несколько минут. Такая конструкция в совокупности с моторизованной системой позиционирования матричной мишени позволяла производить выстрелы со скоростью работы лазерного комплекса в случае отсутствия других диагностических элементов, например, стека радиохромных плёнок, для получения данных с которого требовалась девакуумизация всего объема мишенной камеры.

Принципиальная схема томсоновской параболы представлена на рисунке 3.3. Спектрометр состоит из входной диафрагмы, формирующей узкий пучок заряженных частиц, вылетающих из области взаимодействия с достаточно широким угловым спектром, источников сонаправленных магнитного и электрического полей, перпендикулярных направлению распространения выделенного пучка, а также регистрирующего частицы детектора. Влетающие в диафрагму частицы отклоняются в области действия полей, причём отклонения в электрическом и магнитном полях взаимно перпендикулярны, и тем меньше, чем большую скорость имеет частица. По известным геометрии спектрометра и конфигурации отклоняющих полей, рассчитываются траектории частиц. Частицы с разной

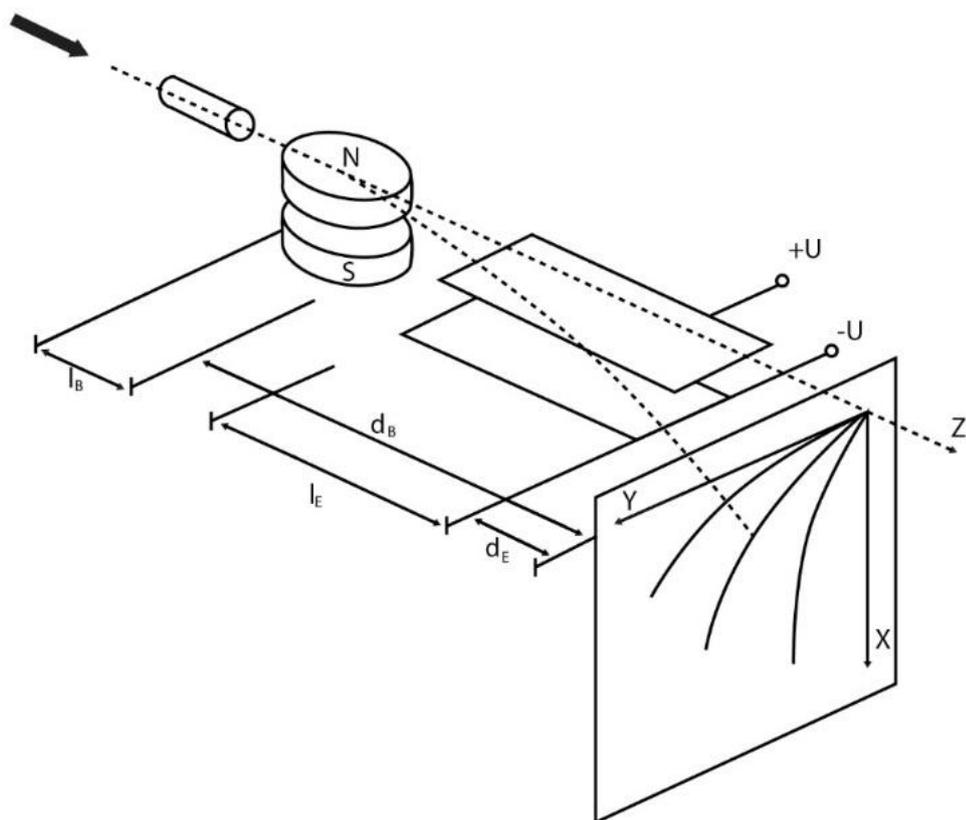


Рисунок 3.3. Принципиальная схема томсоновской параболы.

кинетической энергией, но одинаковым заряд-массовым соотношением изображают параболу в плоскости перпендикулярной направлению движения. Частицы разных сортов (протоны и разные типы лёгких ионов) лежат на разных параболических кривых. Таким образом, с помощью томсоновской параболы можно за один выстрел определить сорта ускоряемых частиц, а также рассчитать их энергетические спектры.

Уравнение для параболической кривой на детекторе имеет следующий вид:

$$y^2 = \frac{qB^2\alpha}{mE\beta}x$$

$$\alpha = l_B^2(d_B + \frac{1}{2}l_B)^2$$

$$\beta = l_E(d_E + \frac{1}{2}l_E), \quad (3.1)$$

где m , q , E и B – масса протона (иона), заряд, электрическое и магнитное поля, l_E и l_B – длины, на которых частица взаимодействует с электрическим и магнитным полями, d_B – расстояние от конца магнитного поля до регистрирующего экрана и d_E – расстояние от конца электрического поля до регистрирующего экрана. Координаты x и y описывают отклонение протона (иона) от прямолинейной траектории в плоскости перпендикулярной направлению распространения в результате взаимодействия с магнитным и электрическим полями.

В томсоновской параболе на МК2 размеры и форма магнитов и отклоняющих пластин конденсатора были подобраны таким образом, чтобы частицы пролетали максимальное расстояние через область взаимодействия с полями. Напряжённость электрического поля между пластинами конденсатора составляла 8.75 кВ/см, причём поле было хорошо однородным. Максимальное значение магнитного поля достигало 0.4 Тл, однако из-за малых размеров используемых в спектрометре магнитов было достаточно неоднородным. Расстояние от источника ускоренных протонов до входной диафрагмы диаметром 0.3 мм составляло 80 см.

После каждого выстрела детектор IP-пластинка сканировалась при помощи специального IP-сканера модели Durr HD-CR 35. Энергетические спектры протонов и ионов, а также их сорта с различными заряд-массовыми соотношениями,

восстанавливались посредством компьютерной обработки скана детектора IP-пластинки, путём сопоставления экспериментальных данных с численной моделью.

Отсутствие абсолютной калибровки сканера позволяло получать только качественные распределения протонных спектров, однако это не препятствовало вычислению максимальных энергий протонов и определению сортов ионов.

3.3.2. Радиохромные пленки

Для измерения энергий ускоренных частиц в экспериментах на PEARL также применялась диагностика при помощи стека последовательно расположенных дозиметрических радиохромных пленок (RCF) [51-54] модели EBТ3. Число пленок в стеке в различных выстрелах варьировалось от 10 до 20. Также для экономии пленок и отсечки протонов с низкими энергиями в некоторых выстрелах использовались алюминиевые фильтры, располагавшиеся на входе в стек, а также между пленками стека.

Диагностика основана на процессе радиационной полимеризации активного слоя плёнок под действием ионизирующего излучения, проявляющемся в их затемнении. Каждая радиохромная пленка представляет собой сэндвич субмиллиметровой толщины, состоящий из тонкого слоя активного компонента толщиной в несколько десятков микрон, заключённого между защитными слоями оптически прозрачного пластика. Активный компонент состоит из кристаллов чувствительного к радиации мономера. При воздействии ионизирующего излучения запускается процесс радиационной полимеризации, в результате которого производится полимер-краситель. Количество полимера-красителя и, соответственно, глубина изменения цвета пропорциональны величине поглощённой дозы радиации в объёме активного слоя пленки, что позволяет рассчитывать энергетические спектры и пространственные распределения ускоренных частиц. Радиохромные пленки способны регистрировать пучки заряженных частиц, а также альфа-частицы, нейтроны, рентгеновские и гамма лучи.

По мере прохождения через пленку ускоренные протоны затормаживаются за счет взаимодействия с молекулами, отдавая свою энергию на возбуждение атомов,

колебания молекул, а также на вторичную ионизацию. Каждый протон теряет свою энергию по мере прохождения через пленку неравномерно. Функция зависимости высвобождаемой энергии протона в активной части пленки от его исходной энергии называется кривой Брэгга и имеет характерный ярко выраженный максимум (пик Брэгга) [77]. Кривая Брэгга отражает динамику взаимодействия частицы с веществом. Основные потери энергии связаны с ионизацией заряженной частицей атомов вещества, сквозь которые она проходит. Сечение ионизации растёт с уменьшением энергии, подавляющую часть которой частица теряет перед моментом остановки, чем и обусловлено наличие пика. Таким образом, основной вклад в затемнение отдельных пленок дают протоны в узком диапазоне энергий.

Для расчета энергетических спектров лазерно-ускоренных протонов по стекам затемненных радиохромных пленок, полученных в экспериментах, необходимо знать связь оптической плотности затемнения пленки с высвобождаемой на ней интегральной дозой радиации. Такие калибровки, как правило, осуществляются протонами с известными энергетическими спектрами, получаемыми на традиционных ускорителях. Калибровочная кривая для пленок ЕВТЗ, использовавшаяся в наших расчетах, представлена на рисунке 3.4. Также при помощи SRIM кода [134] была рассчитана динамика потери энергии протонами с известными начальными энергиями по мере их распространения в пластике, из которого состояли защитные слои ЕВТЗ, и в алюминии, из которого были изготовлены фильтры.

Алгоритм расчета энергий протонных сгустков по полученным экспериментальным данным был следующим. В стеке выбиралась последняя плёнка, на которой было заметно оптическое затемнение, вызванное протонами самых высоких энергий. Затемнение, после чего рассчитывается количество и энергетический спектр этих протонов. Вклад дозы радиации протонов, дошедших до последней пленки, в затемнение предыдущей пленки стека, обусловленное преимущественно протонами более низких энергий, вычитался. Процедура повторялась последовательно для каждой пленки с вычитанием вклада более высокоэнергетичных протонов, вызывавших затемнение последующих пленок.

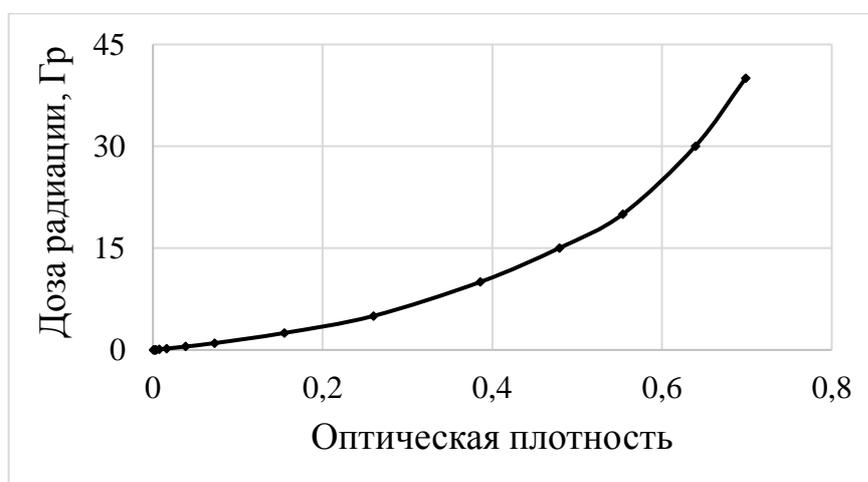


Рисунок 3.4. Калибровочная кривая зависимости высаженной дозы радиации от оптического затемнения радиоохромной плёнки ЕВТЗ.

В результате энергетический спектр протонов определялся в виде набора дельта-функций, соответствующих брэгговским пикам. С учётом действительного спектра протонов, производилась интерполяция по методу наименьших квадратов, что позволило восстановить двумерное распределение протонов, а соответственно их угловой и энергетический спектры.

Для возможности одновременного использования стека радиохромных пленок и томсоновской параболы для определения энергий ускоренных частиц, в каждом стеке проделывалось отверстие диаметром около 3 мм. В геометрии эксперимента в мишенной камере МК2 стек радиохромных пленок размещался на расстоянии около 4 см от задней поверхности мишени по нормали к направлению распространения пучка ускоренных протонов таким образом, чтобы протоны максимальных энергий проходили сквозь отверстие в стеке.

3.4. Обсуждение экспериментов по ускорению протонов

В ходе экспериментов было проведено исследование зависимости максимальной энергии ускоряемых протонов от энергии лазерного импульса для разных толщин используемых мишеней. Была проведена серия выстрелов по алюминиевым фольгам толщиной 10, 5, 3, 0.8, 0.5 и 0.2 мкм (также два выстрела по фольгам из титана 5 мкм). Рисунок 3.5 демонстрирует общую статистику экспериментальных данных, полученных обоими способами диагностики (RCF и томсоновская парабола). В двух выстрелах по фольгам толщиной 0.8 мкм наблюдались протоны с энергиями выше 40 МэВ (рисунок 3.6). Наибольшая энергия ускоренных протонов в наших экспериментах составила 43.3 МэВ при энергии лазерного импульса ~ 8 Дж, что является мировым рекордом для TNSA режима при энергии лазерного излучения порядка 10 Дж. Работа с близкими значениями энергий протонов, ускоренных в режиме TNSA, и близкими параметрами лазера была проделана в 2012 году группой японских исследователей [75], однако их энергии составили 40 МэВ и в лазерной системе применялись специальные меры для повышения контраста лазерного импульса [135,136].

На рисунке 3.7 (а) представлен энергетический протонный спектр рекордного выстрела. Непрерывная линия соответствует гауссовой аппроксимации для модели адиабатического расширения плазмы при температуре протонов 3.5 МэВ [137]. На рисунке 3.7 (b) приведен угловой спектр пучка. Рисунок 3.7 (c) демонстрирует количественные характеристики данного протонного пучка: полная энергия и количество частиц, обладающих энергией больше отложенной по оси x энергии протонов E_p .

Диагностика энергетических спектров при помощи стека радиохромных пленок позволяла достоверно измерять максимальные значения ускоряемых протонов. Для определения типов ускоренных частиц по заряд-массовому отношению использовалась томсоновская парабола. На рисунке 3.8 приведена типичная картина экспериментальных данных, получаемая при сканировании IP-пластинки детектора спектрометра. Помимо яркого протонного трека в выстрелах наблюдались следы ускоренных ионов углерода ($C^{1+} - C^{6+}$) и кислорода (O^{1+} и O^{6+}).

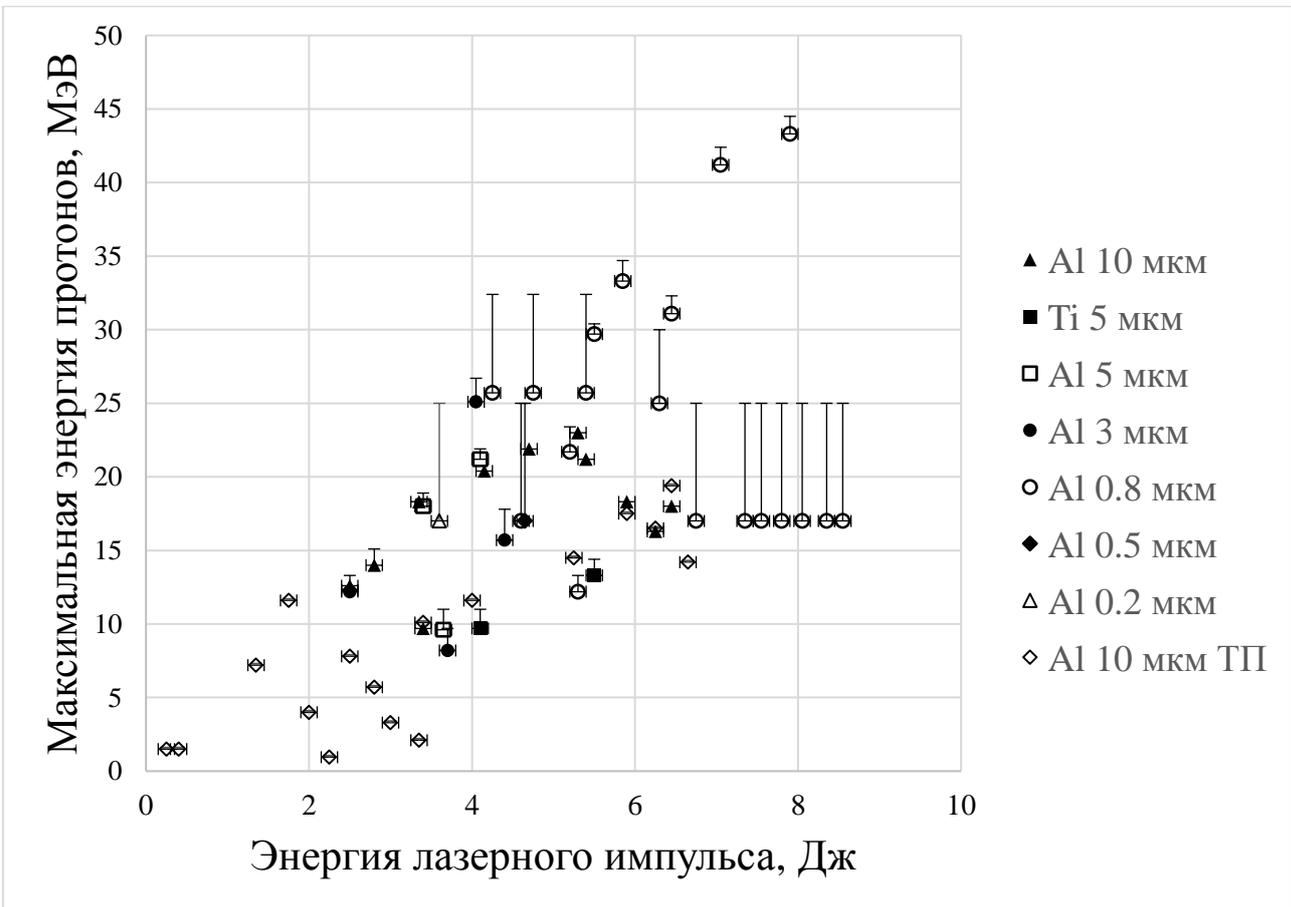


Рисунок 3.5. График зависимости максимальной энергии ускоренных протонов от энергии лазерного импульса.

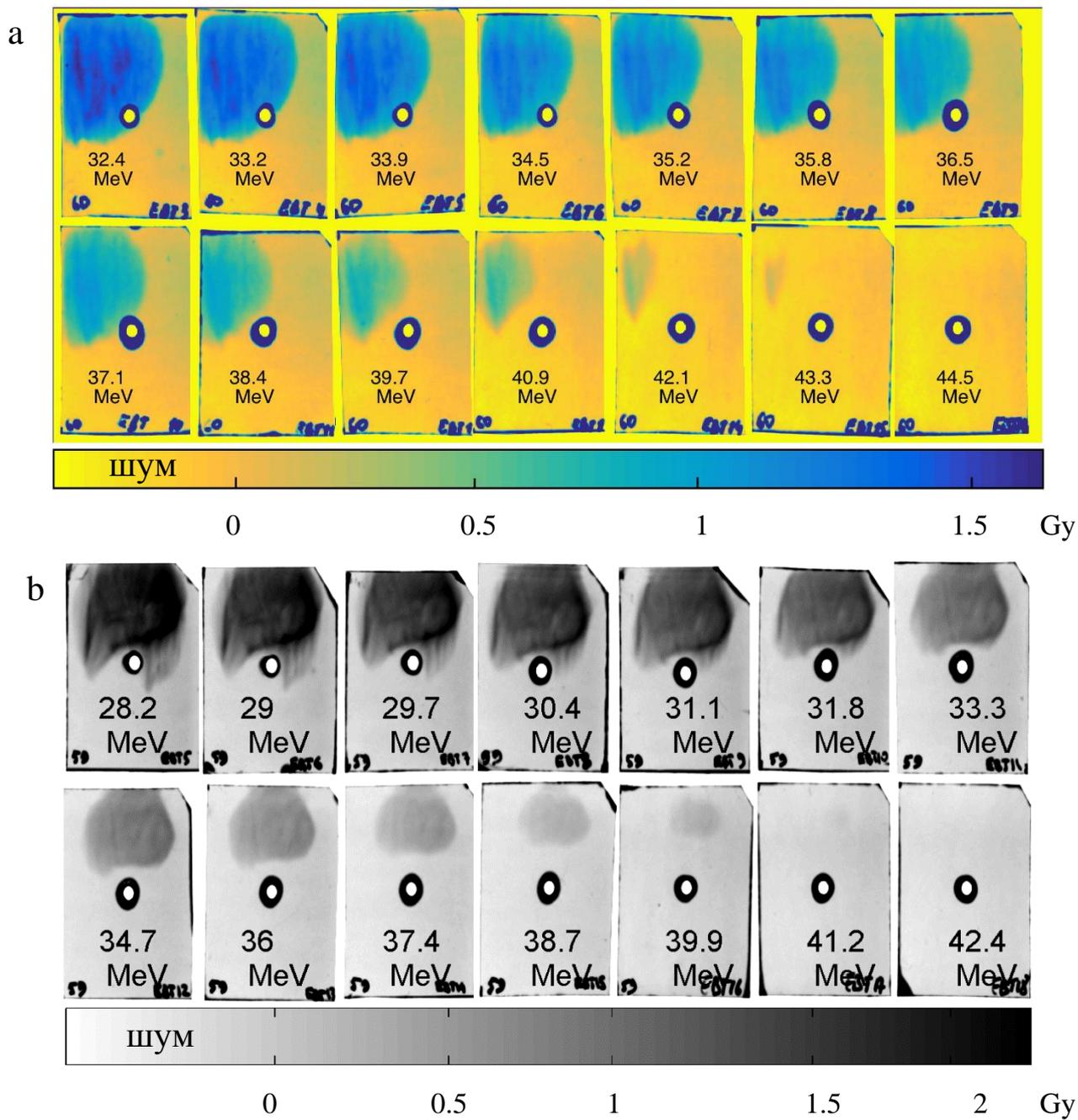


Рисунок 3.6. Сканы стеков радиоохромных пленок с рекордными энергиями ускоренных протонов 43.3 МэВ (a) и 41.2 МэВ (b)

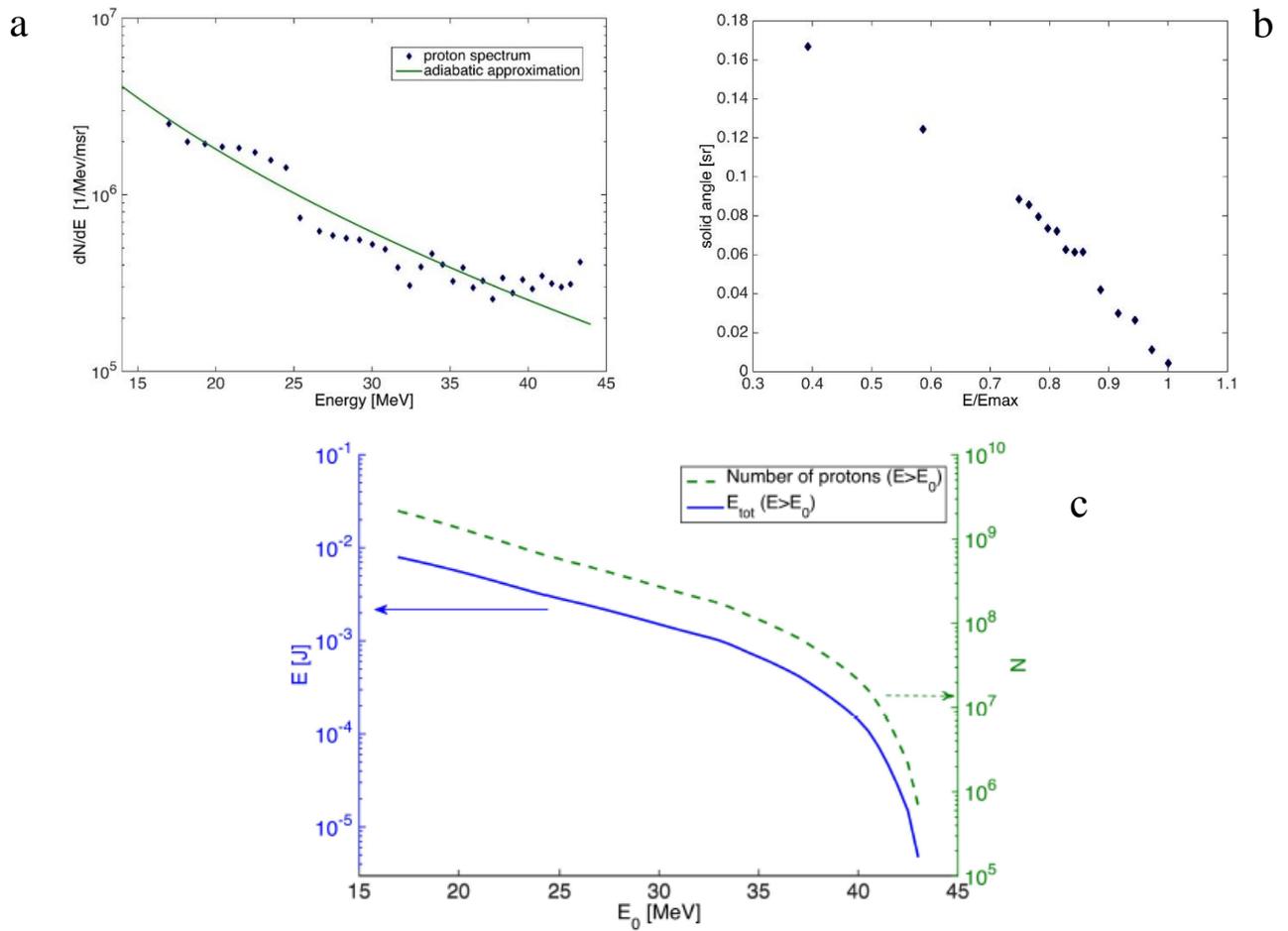


Рисунок 3.7. Энергетический спектр пучка с максимальной энергией 43.3 МэВ (а); его угловой спектр (b); полная энергия протонов $> E_p$ (синяя линия), полное число протонов $> E_p$ (зелёная линия) (с).

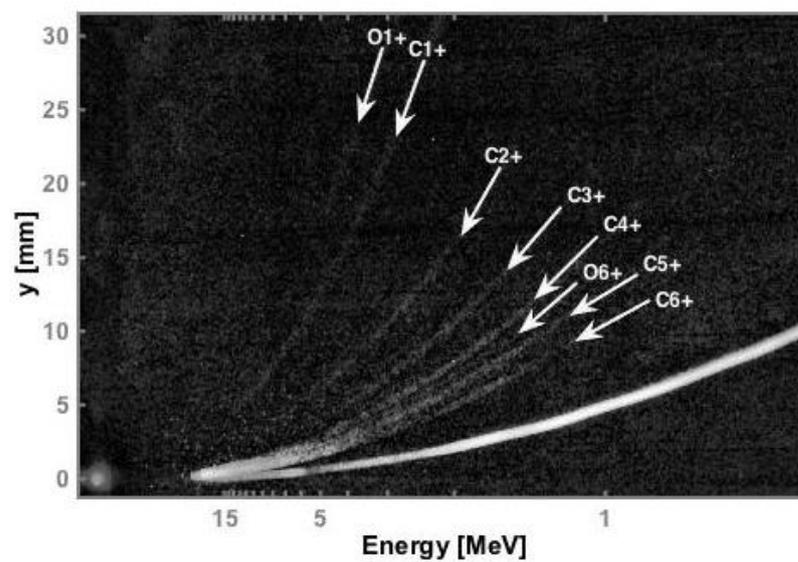


Рисунок 3.8. Скан IP-пластинки – детектора томсоновской параболы. Видны треки ускоренных ионов углерода ($C^{1+} - C^{6+}$) и кислорода (O^{1+} и O^{6+}).

Чтобы определить максимальные энергии протонов томсоновской параболой, необходимо точно попадать самыми быстрыми частицами во входное отверстие спектрометра, удалённое от источника на 80 см, что при подготовке мишени к выстрелу крайне сложно проконтролировать.

На рисунке 3.9 представлены графики зависимости энергий ускоренных протонов, измеряемых двумя способами (x – RCF, Δ - ТП), от энергии лазерного импульса. В большинстве выстрелов максимальные энергии частиц, измеренные двумя способами, достаточно хорошо совпадают, однако для некоторых выстрелов значения энергий, измеренных RCF-стеком существенно превосходят измеренные томсоновской параболой. Это могло быть связано с искривлением мишеней и, следовательно, с неточностью их позиционирования, за счёт чего протоны самых высоких энергий летели с большим отклонением и не попадали в отверстие стека радиохромных пленок, а входной диафрагмы томсоновской параболы достигали протоны низших энергий.

На рисунке 3.10 представлены энергетические спектры протонов для выстрела, в котором самые быстрые протоны хорошо попали в отверстие стека и попали во входную диафрагму томсоновской параболы. Спектрометр позволял определить только качественный вид энергетического спектра протонных пучков, а по затемнению пленок определялось абсолютное значение энергий, но только в конкретных точках и по заданному направлению, которое могло не совпадать с направлением центра пучка. Для сопоставления спектров была подобрана амплитудная константа. На рисунке 3.10 виден небольшой наклон спектральных кривых друг относительно друга, объясняемый тем, что выбранное направление распространения протонов в стеке имеет некоторый угол относительно направления распространения самых быстрых протонов, прошедших сквозь отверстие.

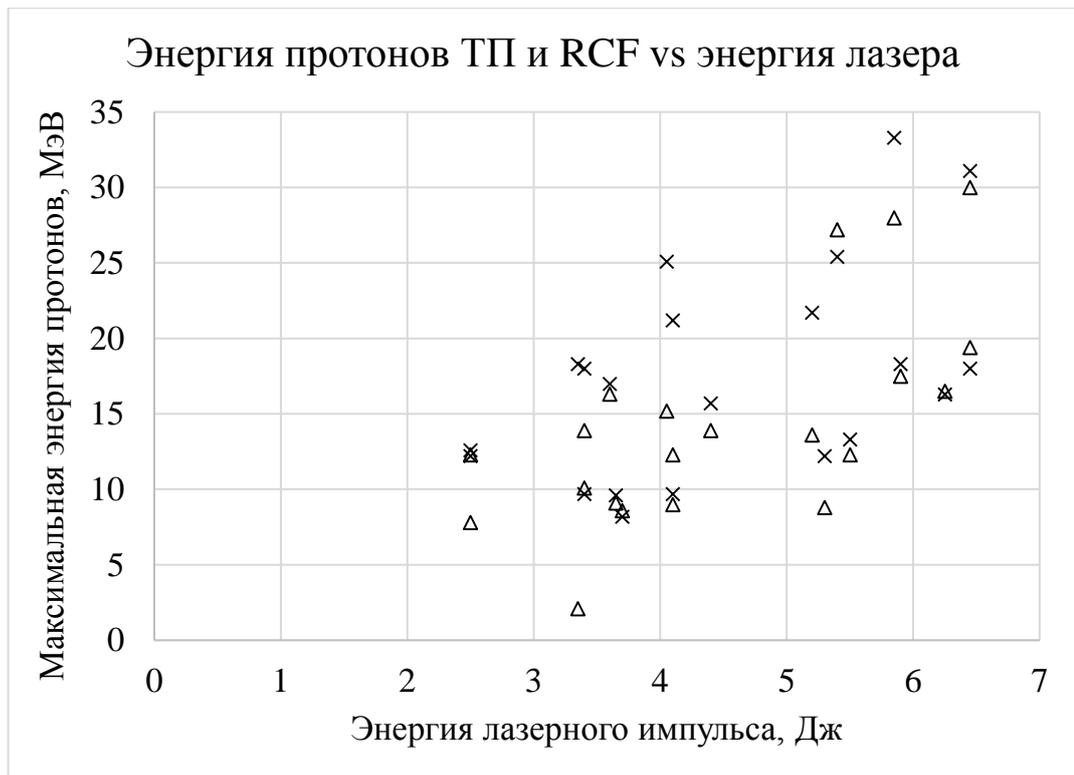


Рисунок 3.9. Зависимость энергии ускоренных протонов, измеренной радиохромными пленками (кресты) и томсоновской параболой (треугольники), от энергии лазерного импульса.

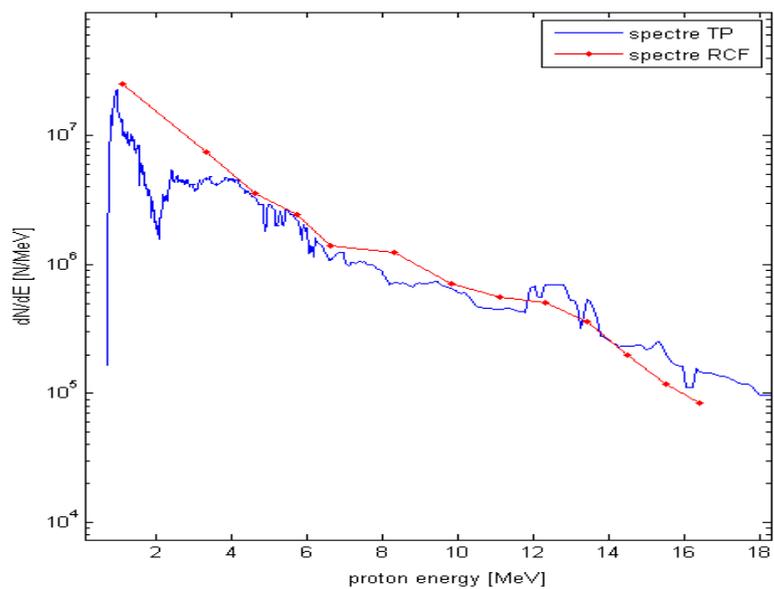


Рисунок 3.10. Энергетические спектры протонных сгустков (синяя кривая – ТП, красная ломаная с точками – RCF).

3.5. Воздействие лазерно-ускоренных протонов на биообъекты

Схема экспериментального стенда

Для пилотных экспериментов по воздействию пучком ускоренных протонов на биообъекты стенд лазерного ускорения МК2 был дополнен модулем для помещения живых объектов и оборудованием для обеспечения жизнедеятельности живых клеточных культур. Принципиальная схема стенда представлена рисунке 3.11.

В эксперименте использовались мишени толщиной 10 мкм, из-за большей стабильности углового распределения и меньшей чувствительности режима ускорения к таким параметрам лазерного излучения как длительность и контраст.

Типичная картина доз и соответствующий энергетический спектр протонов представлены на рисунке 3.12 (a,b). Нулевой уровень на рисунке 3.12 (a) выбран по уровню фона на пластинках, соответствующих высокой энергии протонов, темная область вокруг отверстия не имеет отношения к дозе на пластинках.

Сквозь отверстие в стекле диаметром 3.5 мм пучок протонов, после прохода через постоянный магнит, направлялся на подложку с клеточной культурой. Для оценки параметров протонного пучка, прошедшего через отверстие, использовалась доза, полученная пленками в области прилегающей к отверстию, при этом, для дальнейших расчетов угловое распределение внутри отверстия предполагалось однородным. Это допустимо, потому что характерный угловой размер протонного пучка в наших экспериментах для энергий менее 20 МэВ обычно существенно превышал размер отверстия в пленках.

Характер воздействия ускоренных протонов на среду в первую очередь зависит от ее плотности, поэтому дозы, полученные радиохромными пленками, изготовленными из пластика, близки к дозам, которые получают живые ткани, помещенные в аналогичные условия. Видно, что в результате единственного выстрела биоткани могут получить дозы в десятки и сотни Грэй, что значительно превышает дозы, необходимые для терапевтических целей [138]. Однако, это доза получена в результате воздействия протонами с разными энергиями, а значит воздействие не является локальным. Тогда как для медицинских приложений

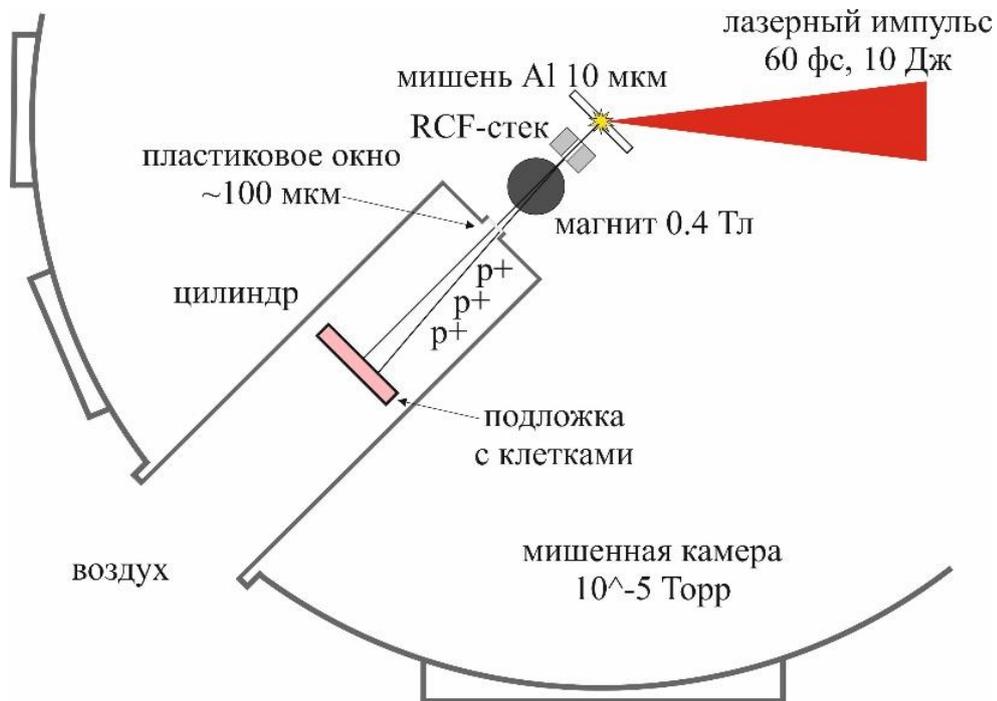


Рисунок 3.11. Принципиальная схема эксперимента по воздействию лазерно-ускоренными протонами на биологические объекты.

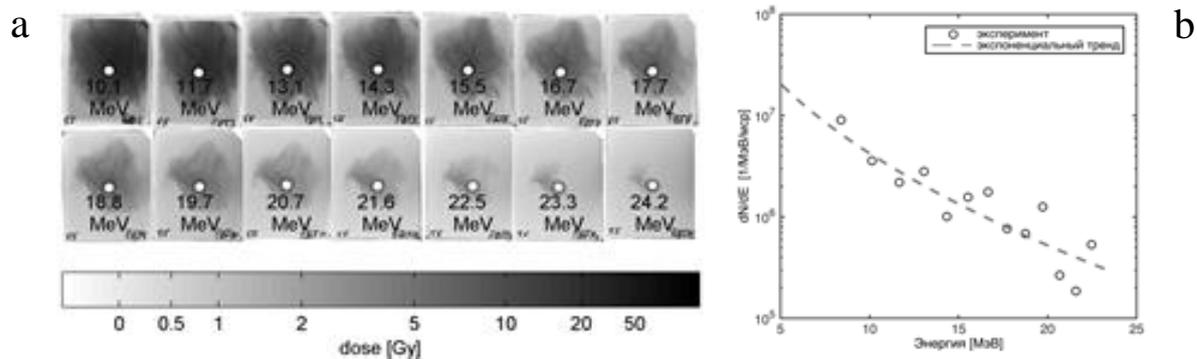


Рисунок 3.12. Типичные дозы радиации (а) и соответствующий энергетический спектр протонов (б) для энергии лазерного импульса 5 Дж и мишени 10 мкм.

принципиальна моноэнергетичность воздействующих протонов, обеспечивающая локальность воздействия, поэтому необходимо проводить энергетическую сепарацию. Наиболее простым способом сепарации является магнитная сепарация, основанная на пропускании протонов через область с постоянным магнитным полем, что и было реализовано в эксперименте. Негативным фактором использования такой сепарации является существенное снижение дозы, получаемой объектом исследования, что тоже учитывалось.

Для ускорения протонов за счет лазерно-плазменного взаимодействия, эксперимент необходимо проводить при давлении не выше 10^{-3} Торр, что не совместимо с выживаемостью клеточной культуры. Поэтому протонный пучок вводился в специально созданный модуль, приспособленный для обеспечения жизнедеятельности живых культур, находящихся при атмосферном давлении. Вывод протонного пучка из мишенной камеры осуществлялся через окно диаметром 15 мм, закрытое пластиковой плёнкой толщиной ~ 100 мкм. Неизбежное небольшое снижение энергии протонов (0.2 МэВ для протонов с энергией 20 МэВ) при прохождении окна учитывалось. Окно было установлено в металлическом цилиндре длиной 0.5 м, расположенном на одном из фланцев мишенной камеры, как показано на рисунке 3.11. Это давало возможности размещать подложку с клеточной культурой на минимальном расстоянии 0.3 м от источника протонов.

Энергетическая сепарация протонов осуществлялась при помощи системы из постоянных магнитов диаметром 6 см и полем 0.4 Тл (с перспективой увеличения до 2.5 Тл), которая также позволяла дифференцировать протонное воздействие и воздействия рентгеновского излучения. Для контроля доз, полученных клеточной культурой, с лицевой и тыльной сторон подложки с клеточной культурой располагались радиохромные пленки и IP-пластинка. В данной геометрии дозы в районе расположения планшета достигали десятков Грэй, однако со слабо выраженной сепарацией по энергии протонов.

В качестве объекта исследования использовалась клеточная культура HeLa Kyoto – рак шейки матки человека [139]. Данный объект является распространенной моделью для биологических исследований благодаря активному росту, неограниченному количеству пассажей и простоте содержания данного типа клеток в лабораторных условиях.

Клетки культивировались в среде ДМЕМ, содержащей глутамин, 10 % сыворотки и антибиотики, в атмосфере с 5 % CO₂ и при температуре 37° С. Плотность посева на одну лунку 96-луночного планшета составляет около трёх тысяч. Через сутки после посева клеточная культура облучалась протонным пучком. Непосредственно перед моментом выстрела питательная среда удалялась из лунок, и подложка помещалась в биомодуль вертикально, поскольку протонный пучок выходил из мишени в горизонтальной плоскости. После облучения в лунки вносилась свежая питательная среда, и планшет помещался в CO₂-инкубатор на 24 часа. Все манипуляции проводились с соблюдением правил асептики. На следующие сутки после выстрела проводился МТТ-тест для оценки доли выживших в ходе эксперимента клеток [140]. В качестве контрольных использовались лунки, не подвергшиеся облучению.

Данная процедура аналогична широко используемой для медицинских исследований, однако потребовала поддержания в физической лаборатории соответствующего уровня чистоты и дезинфекции, а также установки оборудования для работы с клеточной культурой.

Расчет дозы, полученной клетками

Информация об энергетическом спектре ускоренных протонов, полученная из интерпретации потемнения радиохромных пленок вокруг отверстия, легла в основу расчета дозы, полученной испытуемыми клетками. В предположении однородности углового распределения для протонов, прошедших сквозь отверстие, рассчитывались их траектории и доза, полученная клетками, при этом учитывались потери при прохождении пленочного окна и неоднородность магнитного поля.

На рисунке 3.13 представлены расчетные дозы, полученные монослоем клеток, расположенном в биомодуле, для полученного на лазере PEARL экспериментального протонного спектра с максимальной энергией 43.3 МэВ.

Хорошо видно, что в модуле реализованы условия, позволяющие посредством лазерных протонов сообщать исследуемым клеткам существенные дозы, причем при

помощи магнитного поля можно отделять воздействие протонов от воздействия сопутствующих электронов и рентгеновского излучения.

Возможность воздействия на глубоколежащие ткани продемонстрирована на рисунке 3.14, на котором рассмотрено расположение толстой биологической ткани на расстоянии 30 см и 60 см для магнитной системы 2.5 Тл и 1.8 Тл соответственно. Видно, что в топологии с одним магнитом, использовавшейся в наших экспериментах, увеличение расстояния приводит к улучшению сепарации по глубинам воздействия (при сохранении глубины воздействия), однако, ценой снижения дозы. В это же время, для того чтобы обеспечивать разделение рентгена и частиц, приходится варьировать магнитное поле, которое необходимо увеличивать при приближении к источнику.

Обсуждение результатов и возможные пути усовершенствования

Дозы, измеренные непосредственно в месте нахождения биокультуры, а также расчеты на основании RCF-спектрометра, показали, что установка позволяет за единственный выстрел сообщить испытуемым биообъектам дозу, достаточную для поражения.

С другой стороны, расчеты показали, что энергетическая сепарация, а соответственно и обеспечение локальности воздействия при помощи единственного магнита малоэффективна, так как она приводит к драматическому снижению дозы. Например, как видно из рисунка 3.14 (б), для терапии биологической ткани на глубине 1 см при помощи имеющегося источника протонов, необходима аккумуляция воздействия за сотни выстрелов.

В то же время, использованная топология позволяет эффективно отделять протоны от рентгеновского излучения, что достаточно для проведения экспериментов на одиночном слое клеток или срезе.

Проделанный эксперимент не является пионерским в мире. В качестве примера можно привести работу [81], в которой представлен аналогичный комплекс по утилизации лазерных протонов, основанной на частотной лазерной системе с энергией импульса ~ 2 Дж. Отличие в нашем случае заключалось в использовании

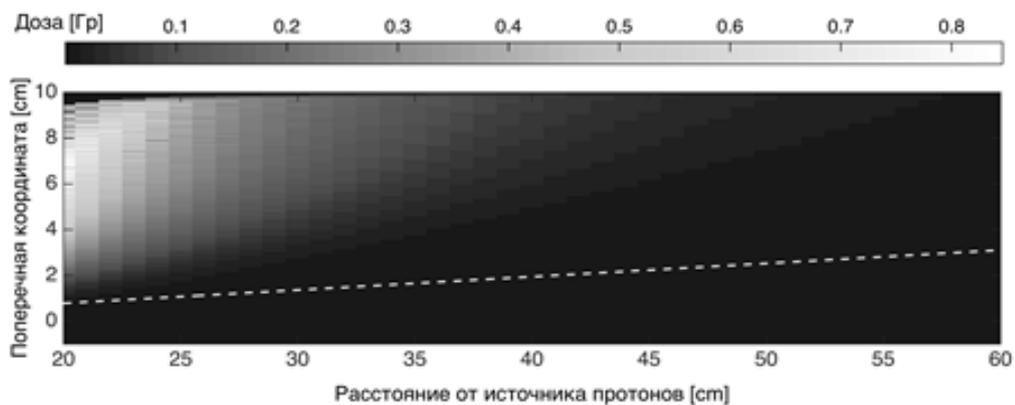


Рисунок 3.13. Доза, получаемая за один выстрел монослоем клеток при использовании магнита 2.5 Тл. Пунктирной линией обозначена область, находящаяся в «прямой видимости» для рентгеновского излучения.

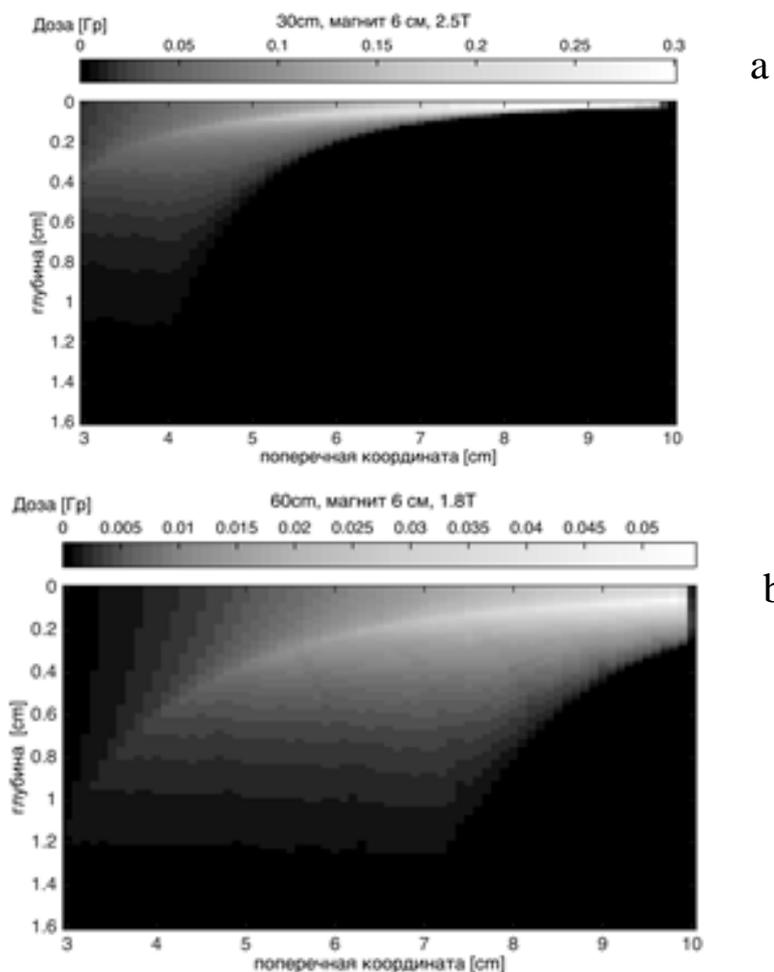


Рисунок 3.14. Доза, полученная биотканью в зависимости от глубины залегания и поперечной координаты в биомодуле: 30 см и 2.5 Тл (а); 60 см и 1.8 Тл (б).

более мощной лазерной системы, что потенциально позволяет накапливать необходимую дозу за меньшее число (единицы) выстрелов.

Очевидным усовершенствованием системы будет использование в дальнейшем методов магнитной оптики для дополнительной фокусировки пучка при сохранении эффективности сепарации. Возможно использование селектора типа «шикана» [141], или более сложной системы из постоянных магнитов [142].

Фокусирующие поля также могут создаваться в результате лазерно-плазменного взаимодействия. Наиболее перспективными в смысле фокусировки и энергетической сепарации TNSA протонного пучка являются тороидальные магнитные поля, возникающие при взаимодействии наносекундного лазерного импульса с твердотельной мишенью [143], а также радиальные электрические поля, инициированные облучением полого микроцилиндра [144]. Такие схемы позволяют дополнительно повысить дозу за счет компактности энергетического сепаратора, позволяющего располагать объект исследования ближе к исходно сильно расходящемуся TNSA протонному пучку. Платой за компактность будет существенно усложнение постановки эксперимента.

3.6. Заключение к главе

На базе PEARL создан лабораторный стенд для экспериментов по лазерному ускорению протонов в режиме TNSA.

Создана вакуумная многокоординатная система позиционирования твердотельных мишеней, а также разработана итерационная методика заведения мишени в пятно перетяжки излучения с точностью, достигающей 5 мкм.

Создана томсоновская парабола для измерения энергетических спектров и сортов положительно заряженных ускоренных частиц. Спектрометр изготовлен в виде отдельного вакуумного модуля, присоединяемого к фланцу мишенной камеры.

Разработана необходимая для конкретных условий эксперимента реализация способа диагностики угловых и энергетических спектров ускоренных протонов посредством набора радиохромных пленок, собранных в стек, разработан алгоритм восстановления параметров протонов по радиационному затемнению пленок.

Проведена серия экспериментов по ускорению протонов в режиме TNSA. Получены протонные сгустки с энергиями до 43.3 МэВ. На детекторе томсоновской параболы также наблюдались следы ускоренных ионов углерода (C^{1+} - C^{6+}) и ионов кислорода (O^{1+} и O^{6+}).

Создан экспериментальный биостенд, состоящий из лазерного источника протонов на базе PEARL и биомодуля для помещения испытуемых биокультур с пленочным интерфейсом вакуум-воздух. Проведены пилотные эксперименты по воздействию лазерно-ускоренных протонов на живые клетки HeLa Kyoto, в ходе которых было продемонстрировано, что за один выстрел исследуемые культуры могут получать интегральные значения радиационных доз не менее 10 Грей, однако магнитная селекция протонов по энергии драматически снижает дозу воздействия, что приводит к необходимости аккумулировать воздействие за десятки и сотни выстрелов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении приводятся основные результаты диссертационной работы.

1. Обнаружен эффект генерации второго гигантского импульса наносекундного импульсно-периодического Nd:YLF лазера с модуляцией добротности. На основе данного эффекта предложен метод селекции продольных мод, позволяющий повысить стабильность параметров лазерного импульса от выстрела к выстрелу.
2. Теоретически и экспериментально показано, что значительное укорочение пространственного фильтра с 9.1 м до 1.9 м в импульсном лазере накачки на неодимовом стекле (длительность импульса 1 нс, энергия импульса 300 Дж) приводит к незначительному (менее чем на 1%) снижению коэффициента преобразования во вторую гармонику.
3. На основе лазера с двумя продольными модами разработан интерференционный метод измерения концентрации газа с чувствительностью измерения фазы 10 мрад, что соответствует концентрации атомов гелия $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в струе с толщиной 1 мм.
4. Использование одноимпульсного двухэкранного магнитного спектрометра позволило зафиксировать электронный пучок с энергией $270 \text{ МэВ} \pm 20 \text{ МэВ}$ и шириной спектра $30 \text{ МэВ} \pm 10 \text{ МэВ}$, ускоренный кильватерной волной, возникающей при фокусировке лазерного импульса с центральной длиной волны 910 нм, длительностью 60 фс и энергией $\sim 10 \text{ Дж}$ в струю азота.
5. Экспериментально продемонстрирована зависимость углового распределения ускоренных кильватерной волной электронных пучков от отношения мощности лазерного импульса P и пороговой мощности самофокусировки P_c , показан пороговый характер данной зависимости, а также представлено её качественное описание: узкий, кластеризованный или широкий пучок.
6. При помощи диагностики радиохромными пленками, собранными в стек, были зарегистрированы протонные пучки с энергией более 43.3 МэВ, ускоренные в режиме TNSA при фокусировке лазерного импульса с центральной длиной волны 910 нм, длительностью 60 фс и энергией $\sim 10 \text{ Дж}$ на алюминиевую мишень толщиной 0.8 мкм. Достигнутое значение энергии ускоренных протонов является мировым рекордом для режима TNSA при энергии лазерного импульса до 10 Дж.

7. Проведено лабораторное исследование воздействия лазерно-ускоренных протонов на биологические объекты. Экспериментально продемонстрировано, что за один выстрел исследуемые культуры могут получать интегральные значения радиационных доз не менее 10 Грей, однако магнитная селекция протонов по энергии приводит к уменьшению дозы в десятки раз.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jeong, T.M. Femtosecond petawatt laser / Jeong T.M. and J. Lee // *Annalen der Physik.* – 2014. – V. 526. – P. 157-172.
2. Danson, C. Petawatt class lasers worldwide / C. Danson, D. Hillier, N. Hopps and D. Neely // *High Power Laser Science and engineering.* – 2013. – V. 3. – P. 1-14.
3. Hooker, S.M. Developments in laser-driven plasma accelerators / S.M. Hooker // *Nature Photonics.* – 2013. – V. 7. – P. 775-782.
4. Daido, H. Review of laser-driven ion sources and their applications / H. Daido, M. Nishiuchi and A.S. Pirozhkov // *Rep. Prog. Phys.* – 2012. – V. 75. – P. 056401.
5. Maiman, T.H. Stimulated Optical Radiation in Ruby / T.H. Maiman // *Nature.* – 1960 – V. 187. – P. 493-494.
6. Strickland, D. Compression of amplified chirped optical pulses / D. Strickland and G. Mourou // *Optics Communications.* – 1985. – V. 55. – P. 219-221.
7. Pennington, D.M. Petawatt laser system / D.M. Pennington, M.D. Perry, B.C. Stuart et al. // *Proceedings of SPIE.* – 1997. – V. 3047. – P. 490-500.
8. Moulton, P.F. Spectroscopic and laser characteristics of $Ti^{3+}:Al_2O_3$ / P.F. Moulton // *Journal of the Optical Society of America B.* – 1986. – V. 3. – P. 125-133.
9. Aoyama, M. 0.85-PW, 33-fs Ti:sapphire laser / M. Aoyama, K. Yamakawa Y. Akahane et al. // *Optics Letters.* – 2003. V. 28. – P. 1594-1596
10. Piskarskas, A. Phase phenomena in parametric amplifiers and generators of ultrashort light pulses / A. Piskarskas, A. Stabinis and A. Yankauskas // *Advances in Physical Sciences.* – 1986. – V. 29. – P. 869–879.
11. Dubietis, A. Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal / A. Dubietis, G. Jonusauskas, A. Piskarskas // *Optics Communications.* – 1992. – V. 88. – P. 437-440.
12. Yang, X. Multiterawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification / X. Yang, Z. Xu, Y. Leng et al. // *Optics Letters.* – 2002. – V. 27. – P. 1135-1137.
13. Chekhlov, O.V. 35 J broadband femtosecond optical parametric chirped pulse amplification system / O.V. Chekhlov, J.L. Collier, I.N. Ross et al. // *Optics Letters.* – 2006. – V. 31. – P. 3665-3667.

14. Hugonnot, E. Design of PETAL multipetawatt high-energy laser front end based on optical parametric chirped pulse amplification / E. Hugonnot, G. Deschaseaux, O. Hartmann and H. Coic // *Applied Optics*. – 2007. – V. 46. – P. 8181-8187.
15. Ezirkepov, T.Z. Prepulse and amplified spontaneous emission effects on the interaction of a petawatt class laser with thin solid targets / T.Z. Esirkepov, J.K. Koga, A. Sunahara et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. – 2014. – V. 745. – P. 150-163.
16. Lozhkarev, V.V. Compact 0.56 Petawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification in KD*P crystals / V.V. Lozhkarev, G.I. Freidman, V.N. Ginzburg et al. // *Laser Physics Letters*. – 2007. – V. 4. – P. 421-427.
17. Shaykin, A.A. A novel technique for longitudinal mode selection in Q-switched lasers / A.A. Shaykin, K.F. Burdonov and E.A. Khazanov // *Laser Physics Letters*. – 2015. – V. 12. – P. 125001.
18. Бурдонов, К.Ф. Короткие пространственные фильтры со сферическими линзами для мощных импульсных лазеров / К.Ф. Бурдонов, А.А. Соловьёв, А.С. Егоров и др. // *Квантовая электроника*. – 2013. – Т. 43. – С. 1082-1087.
19. Шайкин, А.А. Стержневой лазерный усилитель на неодимовом стекле диаметром 150 мм / А.А. Шайкин, А.П. Фокин, А.А. Соловьев и др. // *Квантовая электроника*. – 2014. – Т. 44. – С. 426-430.
20. Tajima, T. Laser Electron Accelerator / T. Tajima and J.M. Dawson // *Physical Review Letters*. – 1979. – V. 43. – P. 267-270.
21. Gorbunov, L.M. Quasistatic magnetic field generated by a short laser pulse in an underdense plasma / L.M. Gorbunov, P. Mora and T.M. Antonsen // *Physics of Plasmas*. – 1997. – V. 4. – P. 4358-4368.
22. Andreev, N.E. Structure of the wake field in plasma channels / N.E. Andreev, L.M. Gorbunov and V.I. Kirsanov // *Physics of Plasmas*. – 1997. – V. 4. – P. 1145-1153.
23. Горбунов, Л.М. Возбуждение плазменной волны пакетом электромагнитного излучения / Л.М. Горбунов и В.И. Кирсанов // *ЖЭТФ*. – 1987. – Т. 93. – С. 509-518.
24. Sprangle, P. Laser wakefield acceleration and relativistic optical guiding / P. Sprangle, E. Esarey, A. Ting and G. Joyce // *Applied Physics Letters*. – 1988. – V. 53. – P. 2146-2148.

25. Modena, A. Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves / A. Modena, Z. Najmudin, A.E. Dangor et al. // *Nature*. – 1995. – V. 377. – P. 606-608.
26. Nakajima, K. Observation of ultrahigh gradient electron acceleration by a self-modulated intense short laser pulse / K. Nakajima, D. Fisher, T. Kawakubo et al. // *Physical Review Letters*. – 1995. – V. 74. – P. 4428-4431.
27. Umstadter, D. Nonlinear optics in relativistic plasmas and laser wake field acceleration of electrons / D. Umstadter, S.-Y. Chen, A. Maksimchuk et al. // *Science*. – 1996. – V. 273. – P. 472-475.
28. Ting, A. Plasma wakefield generation and electron acceleration in a self-modulated laser wakefield accelerator experiment / A. Ting, G.D. Tsakiris, A. Pukhov et al. // *Physics of Plasmas*. – 1997. – V. 4. – P. 1889-1899.
29. Gahn, C. Multi-MeV electron beam generation by direct laser acceleration in high-density plasma channels / C. Gahn, et al. // *Physical Review Letters*. – 1999. – V. 83. – P. 4772-4475.
30. Malka, V. Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse / V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre et al. // *Science*. – 2002. – V. 298. – P. 1596-1600.
31. Leemans, W.P. Electron-yield enhancement in a laser-wakefield accelerator driven by asymmetric laser pulses / W.P. Leemans, P. Catravas, E. Esarey et al. // *Physical Review Letters*. – 2002. – V. 89. – P. 174802.
32. Sprangle, P. Nonlinear theory of intense laser-plasma interactions / P. Sprangle, E. Esarey and A. Ting // *Physical Review Letters*. – 1990. – V. 64. – P. 2011-2014.
33. Sprangle, P. Nonlinear interaction of intense laser pulses in plasmas / P. Sprangle, E. Esarey and A. Ting // *Physical Review A*. – 1990. – V. 41. – P. 4463-4469.
34. Esarey, E. Trapping and acceleration in nonlinear plasma waves / E. Esarey and M. Pilloff // *Physics of Plasmas*. – 1995. – V. 2. – P. 1432-1436.
35. Mora, P. Electron cavitation and acceleration in the wake of an ultraintense, self-focused laser pulse / P. Mora and T. M. Antonsen // *Physical Review E*. – 1996. – V. 53. – P. R2068-R2071.
36. Pukhov, A. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime / A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn // *Applied Physics B*. – 2002. – V. 74. – P. 355-361.

37. Lu, W. Nonlinear theory for relativistic plasma wakefields in the blowout regime / W.Lu, C. Huang, M. Zhou et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – V. 96. – P. 165002.
38. Mangles, S. P. D. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions / S.P.D. Mangles, C.D. Murphy, Z. Najmudin et al. // *Nature.* – 2004. – V. 431. – P. 535-538.
39. Geddes, C. G. R. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding / C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tilborg et al. // *Nature.* – 2004. – V. 431. – P. 538-541.
40. Faure, J. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams / J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov et al. // *Nature.* – 2004. – V. 431. – P. 541-544.
41. Kneip, S. Near-GeV acceleration of electrons by a nonlinear plasma wave driven by a self-guided laser pulse / S. Kneip, S.R. Nagel, S.F. Martins et al. // *Physical Review Letters.* – 2009. – V. 103. – P. 035002.
42. Froula, D. H. Measurements of the critical power for self-injection of electrons in a laser wakefield accelerator / D.H. Froula, C.E. Clayton, T. Doppner et al. // *Physical Review Letters.* – 2009. – V. 103. – P. 215006.
43. Leemans, W.P. Multi-GeV electron beams from capillary-discharge-guided subpetawatt laser pulses in the self-trapping regime / W.P. Leemans, A.J. Gonsalves, H.-S. Mao et al. // *Physical Review Letters.* – 2014. – V. 113. – P. 245002.
44. Soloviev, A.A. Fast electron generation using PW-class PEARL facility / A.A. Soloviev, K.F. Burdonov, V.N. Ginzburg et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.* – 2011. – V. 653. – P. 35-41.
45. Soloviev, A.A. Two-screen single-shot electron spectrometer for laser wakefield accelerated electron beams / A.A. Soloviev, M.V. Starodubtsev, K.F. Burdonov et al. // *Review of Scientific Instruments.* – 2011. – V. 82. – P. 043304.
46. Бурдонов, К.Ф. Использование многомодового лазерного источника для интерферометрии сверхмалых фазовых неоднородностей / К.Ф. Бурдонов, А.А. Соловьёв и М.В. Стародубцев // *Письма в ЖТФ.* – 2016. – Т. 42. – С. 77-83.
47. Clark, E.L. Measurements of energetic proton transport through magnetized plasma from intense laser interactions with solids / E.L. Clark, K. Krushelnick, J.R. Davies et al. // *Physical Review Letters.* – 2000. – V. 84 – P. 670-673.

48. Snavely, R.A. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids / R.A. Snavely, M.H. Key, S.P. Hatchett et al. // *Physical Review Letters*. – 2000. – V. 85. – P. 2945-2948.
49. Hatchett, S.P. Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of petawatt laser pulses with solid targets / S.P. Hatchett, C.G. Brown, T.E. Cowan et al. // *Physics of Plasmas*. – 2000. – V. 7. – P. 2076-2082.
50. Danson, C.N. High contrast multi-terawatt pulse generation using chirped pulse amplification on the VULCAN laser facility / C.N. Danson, L.J. Barzanti, Z. Chang et al. // *Optics Communications*. 1993. – V. 103. – P. 392-397.
51. McLaughlin, W.L. Sensitometry of the response of a new radiochromic film dosimeter to gamma radiation and electron beams / W.L. McLaughlin, C. Yun-Dong, C.G. Soares et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*. – 1991. – V. 302. – P. 165-176.
52. Vatnitsky, S.M. Radiochromic film dosimetry for clinical proton beams / S.M. Vatnitsky // *Applied Radiation and Isotopes*. – 1997. – V. 48. – P. 643-651.
53. Niroomand-Rad, A. Radiochromic film dosimetry: recommendations of AAPM radiation therapy committee task group 55 / A. Niroomand-Rad, C.R. Blackwell, B.M. Coursey et al. // *Medical Physics*. – 1998. – V.25. – P. 2093-2115.
54. Nurnberg, F. Radiochromic film imaging spectroscopy of laser-accelerated proton beams / F. Nurnberg, M. Schollmeier, E. Brambrink et al. // *Review of Scientific Instruments*. – 2009. – V. 80. – P. 033301.
55. Silk, E.C.H. Examination of fission fragment tracks with an electron microscope / E.C.H. Silk and R.S. Barnes // *Philosophical Magazine*. – 1959. – V. 4. – P. 970-972.
56. Cartwright, B.G. A nuclear-track-recording polymer of unique sensitivity and resolution / B.G. Cartwright, E.K. Shirk and P.B. Price // *Nuclear Instruments and Methods*. – 1978. – V. 153. – P. 457-460.
57. Perry, M.D. Petawatt laser pulses / M.D. Perry, D. Pennington, B.C. Stuart et al. // *Optics Letters*. – 1999. – V. 24. – P. 160-162.
58. Wilks, S.C. Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions / S.C. Wilks, A.B. Langdon, T.E. Cowan et al. // *Physics of Plasmas*. – 2001. – V. 8. – P. 542-549.

59. Hegelich, B.M. MeV ion jets from short-pulse-laser interaction with thin foils / B.M. Hegelich, S. Karsch, G. Pretzler et al. // *Physical Review Letters*. – 2002. – V. 89. – P. 085002.
60. Allen, M. Direct experimental evidence of back-surface ion acceleration from laser-irradiated gold foils / M. Allen, P.K. Patel, A. Mackinnon et al. // *Physical Review Letters*. – 2004. – V. 93. – P. 265004.
61. Hegelich, B.M. Spectral properties of laser-accelerated mid-Z MeV/u ion beams / B.M. Hegelich, B. Albright, P. Audebert et al. // *Physics of Plasmas*. – 2005. – V. 12. – P. 056314.
62. Hegelich, B.M. Laser acceleration of quasi-monoenergetic MeV ion beams / B.M. Hegelich, B.J. Albright, J. Cobble et al. // *Nature*. 2006. – V. 439. – P. 441-444.
63. Schwoerer, H. Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured targets / H. Schwoerer, S. Pfotenhauer, O. Jackel et al. // *Nature*. 2006. – V. 439. – P. 445-448.
64. Esirkepov, T. Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime / T. Esirkepov, M. Borghesi, S.V. Bulanov et al. // *Physical Review Letters*. – 2004. – V. 92. – P. 175003.
65. Yin, L. Monoenergetic and GeV ion acceleration from the laser breakout afterburner using ultrathin targets / L. Yin, B.J. Albright, B.M. Hegelich et al. // *Physics of Plasmas*. – 2007. – V. 14. – P. 056706.
66. Kim, I.J. Radiation pressure acceleration of protons to 93 MeV with circularly polarized petawatt laser pulses / I.J. Kim, K.H. Pae, I.W. Choi et al. // *Physics of Plasmas*. – 2016. – V. 23. – P. 070701.
67. Henig, A. Radiation-pressure acceleration of ion beams driven by circularly polarized laser pulses / A. Henig, S. Steinke, M. Schnurer et al. // *Physical Review Letters*. – 2009. – V. 103. – P. 245003.
68. Kar, S. Ion acceleration in multispecies targets driven by intense laser radiation pressure / S. Kar, K.F. Kakolee, B. Qiao et al. // *Physical Review Letters*. – 2012. – V. 109. – P. 185006.
69. Wagner, F. Simultaneous observation of angularly separated laser-driven proton beams accelerated via two different mechanisms / F. Wagner, S. Bedacht, V. Bagnoud et al. // *Physics of Plasmas*. – 2015. – V. 22. – P. 063110.

70. Haberberger, D. Collisionless shocks in laser-produced plasma generate monoenergetic high-energy proton beams / D. Haberberger, S. Tochitsky, F. Fiuza et al. // *Nature Physics*. – 2012. – V. 8. – P. 95-99.
71. Sarkisov, G.S. Self-focusing, channel formation, and high-energy ion generation in interaction of an intense short laser pulse with a He jet / G.S. Sarkisov, V.Yu. Bychenkov, V.N. Novikov et al. // *Physical Reviews E*. – 1999. – V. 59. – P. 7042-7054.
72. Macchi, A. Solitary versus shock wave acceleration in laser-plasma interactions / A. Macchi, A.S. Nindrayog and F. Pegoraro // *Physical Review E*. – 2012. – V. 85. – P. 046402.
73. Wagner, F. Maximum proton energy above 85 MeV from the relativistic interaction of laser pulses with micrometer thick CH₂ targets / F. Wagner, O. Deppert, C. Brabetz et al. // *Physical Review Letters*. – 2016. – V. 116. – P. 205002.
74. Soloviev, A.A. Effective laser-driven proton acceleration at PW-class PEARL facility / A.A. Soloviev, K.F. Burdonov, J. Fuchs et al. // *Ultrafast Optics X / Beijing, China*. – 2015. P. 36.
75. Ogura, K. Proton acceleration to 40 MeV using a high intensity, high contrast optical parametric chirped-pulse amplification/Ti:sapphire hybrid laser system / K. Ogura, M. Nishiuchi, A.S. Pirozhkov et al. // *Optics Letters*. – 2012. – V. 37. – P. 2868-2870.
76. Schardt, D. Heavy-ion tumor therapy: Physical and radiobiological benefits / D. Schardt, T. Elsasser and D. Schulz-Ertner // *Reviews of Modern Physics*. – 2010. – V. 82. – P. 383-425.
77. Bragg, W.H. On the α particles of radium, and their loss of range in passing through various atoms and molecules / W. H. Bragg and R. Kleeman // *Philosophical Magazine Series 6*. – 1905. – V. 10. – P. 318-340.
78. <http://www.proton-therapy-today.com/where-to-get-pt/>
79. Jia, S.B. Evaluation of energy deposition and secondary particle production in proton therapy of brain using a slab head phantom / S.B. Jiaa, M.H. Hadizadeha, A.A. Mowlavib and M.E. Loushaba // *Reports of Practical Oncology Radiotherapy*. – 2014. – V. 19. – P. 376-384.

80. Kraft, S. Dose-dependent biological damage of tumour cells by laser-accelerated proton beams / S.D. Kraft, C. Richter, K. Zeil et al. // *New Journal of Physics*. – 2010. – V. 12. – P. 085003.
81. Zeil, K. Dose-controlled irradiation of cancer cells with laser-accelerated proton pulses / K. Zeil, M. Baumann, E. Beyreuther et al. // *Applied Physics B*. – 2013. – V. 110. – P. 437-444.
82. Бурдонов, К.Ф. Экспериментальный стенд для исследования воздействия ускоренных лазером протонов на биообъекты / К.Ф. Бурдонов, А.А. Еремеев, Н.И. Игнатова и др. // *Квантовая электроника*. – 2016. – Т. 46. – С. 283-287.
83. Freidman, G. Parametric amplification of chirped laser pulses at 911 nm and 1250 nm wavelengths / G.I. Freidman, N. Andreev; V. Ginzburg et al. // *Proceedings of Solid State Lasers XI*. – 2002. – V. 4630. P. 135-146.
84. Andreev, N.F. New scheme of a petawatt laser based on nondegenerate parametric amplification of chirped pulses in DKDP crystals / N.F. Andreev, V.I. Bespalov, V.I. Bredikhin et al. // *JETP Letters*. – 2004. – V. 79. – P. 144-147.
85. Freidman, G.I. New stretcher scheme for a parametric amplifier of chirped pulses with frequency conversion / G.I. Freidman and I.V. Yakovlev // *Quantum Electronics*. – 2007. – V. 37. – P. 147-148.
86. Katin, E.V. Synchronization of a femtosecond laser and a Q-switched laser to within 50 ps / E.V. Katin, V.V. Lozhkarev, O.V. Palashov and E.A. Khazanov // *Quantum Electronics*. – 2003. – V. 33. – P. 836-840.
87. Poteomkin, A.K. Compact 300-J/300-GW frequency-doubled neodymium glass laser – part II: description of laser setup / A.K. Poteomkin, E.A. Khazanov, M.A. Martyanov et al. // *IEEE J. Quantum Electronics*. - 2009. – V. 45 – P. 854-863.
88. Martyanov, M.A. Formation of a beam profile at the input to a high-energy laser amplifier / M.A. Martyanov, A.K. Poteomkin, A.A. Shaykin and E.A. Khazanov // *Quantum Electronics*. – 2008. – V. 38. – P. 354-358.
89. Potemkin, A.K. Spatial filters for high-peak-power multistage laser amplifiers / A.K. Potemkin, T.V. Barmashova, A.V. Kirsanov et al. // *Applied Optics*. – 2007. – V. 46. – P. 4423-4430.

90. Yakovlev, I.V. Stretcher-compressor design for OPCPA system with chirp reversal / I.V. Yakovlev, G.I. Freidman, E.V. Katin et al. // Proceedings of SPIE. – 2007. – V. 6614. – P. 661403.
91. Treacy, E. Optical pulse compression with diffraction gratings / E. Treacy // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1969. – V. 5. – P. 454-458.
92. Il'ichev, N.N. Single-frequency stable neodymium glass laser with a longitudinal mode selector based on an LiF:F2-crystal / N.N. Il'ichev, A.A. Malyutin, P.P. Pashinin and S.M. Shpuga // Sov. J. Quantum Electronics. – 1992. – V. 22. – P. 543–546.
93. Carr, I.D. Stabilisation of single-longitudinal mode operation in a Q-switched Nd:YAG laser / I.D. Carr, D.C. Hanna and K.-H. Wong // Optics Communications. – 1985. – V. 55. – P. 179–184.
94. Khazanov, E.A. Single-mode YAG:Nd laser with a stimulated Brillouin scattering mirror and conversion of radiation to the second and fourth harmonics / E.A. Khazanov, N.F. Andreev, O.V. Palashov et al. // Soviet Journal of Quantum Electronics. – 1991. – V. 21. – P. 1045-1051.
95. Hanna, D.C. Stable single-mode operation of a Q-switched laser by a simple resonator length control technique / D.C. Hanna and Y.W.J. Koo // Optics Communications. – 1982. – V. 43. – P. 414-418.
96. Kuizenga, D.J. Short-pulse oscillator development for the Nd:glass laser-fusion systems / D.J. Kuizenga // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1981. – V. 17. – P. 1694-1708.
97. Duvillier, T. Simple numerical control loop for stabilizing Nd:YAG and Nd:YLF single-mode oscillators / T. Duvillier, J. Luce and A. Diard // Optics Communications. – 1986. – V. 59. – P. 127-130.
98. Andreev, N.F. Four-pass YAG:Nd laser amplifier with compensation for aberration and polarization distortions of the wavefront / N.F. Andreev, S.V. Kuznetsov, O.V. Palashov et al. // Sov. J. Quantum Electronics. – 1992. – V. 22. – P. 800-802.
99. Park, Y.K. Stable single-axial-mode operation of an unstable-resonator Nd:YAG oscillator by injection locking / Y.K. Park, G. Giuliani and R.L. Byer // Optics Letters. – 1980. – V. 5. – P. 96-98.

100. Yanovsky, V.P. Compact, single-frequency, high-power Nd:glass laser / V.P. Yanovsky, M.C. Richardson and E.J. Miesak // *IEEE J. Quantum Electronics*. – 1994. – V. 30. – P. 884-886.
101. Zhang, J. Injection seeded single-frequency pulsed Nd:YAG laser resonated by an intracavity phase modulator / J. Zhang, X. Zhu, H. Zang et al. // *Applied Optics*. – 2014. – V. 53. – P. 7241-7245.
102. Dai, T.Y. Single-frequency, Q-switched Ho:YAG laser at room temperature injection-seeded by two F-P etalons-restricted Tm, Ho:YAG laser / T.Y. Dai, Y.L. Ju, B.Q. Yao et al. // *Optics Letters*. – 2012. – V. 37. – P. 1850-1852.
103. Milovskii, N.V. Single-Frequency YAG Laser with a New Type of Mode Selector / N.V. Milovskii, N.A. Markelov and V.A. H'in // *Laser Physics*. – 1993. – V. 3. – P. 821-825.
104. Andreev, N.F. Compact single-frequency YAG:Nd laser immune to misalignment / N.F. Andreev, O.V. Palashov and E.A. Khazanov // *Quantum Electronics*. – 1994. – V. 24. – P. 588-590.
105. Khazanov, E.A. Novel method for the generation of single-frequency radiation in a master oscillator / E.A. Khazanov, O.V. Palashov and N.F. Andreev // *Quantum Electronics*. – 1996. – V. 26. – P. 330-332.
106. Silfvast, W.T. *Laser Fundamentals* / W.T. Silfvast – Cambridge : Cambridge University Press, 2004. – 642 p.
107. Powell, R.C. *Physics of Solid-State Laser Materials* / R.C. Powell – New York : Springer, 1998. – 423 p.
108. Poteomkin, A.K. Compact 300-J/300-GW frequency doubled neodimium glass laser – Part I: limiting power by self-focusing / A.K. Potemkin, E.A. Khazanov, M.A. Martyanov and M.S. Kochetkova // *IEEE J. Quantum Electronics*. – 2009. – V. 45. – P. 336-344.
109. Борн, М. Основы оптики / М. Борн и Э. Вольф – М. : Наука, 1970. – 856 с.
110. Ахманов, С.А. Физическая оптика / С.А. Ахманов и С.Ю. Никитин – 3-е изд. – М. : Изд-во МГУ: Наука, 2004. – 656 с.
111. Murray, J.E. Spatial filter issues / J.E. Murray, K.G. Estabrook, D. Milam et al. // *Proceedings of SPIE*. – 1998. – V. 3047. – P. 207-212.

112. Bikmatov, R.G. Pinhole closure in spatial filters of large-scale ICF laser systems / R.G. Bikmatov, C.D. Boley, I.N. Burdonsky et al. // *Proceedings of SPIE*. – 1999. – V. 3492. – P. 510-523.
113. Poteomkin, A.K. Compact neodymium phosphate glass laser emitting 100-J, 100-GW pulses for pumping a parametric amplifier of chirped pulses / A.K. Potemkin, E.V. Katin, A.V. Kirsanov et al. // *Quantum Electronics*. – 2005. – V. 35. – P. 302-310.
114. Потемкин, А.К. Эффективные широкоапертурные стержневые усилители на неодимовом стекле / А.К. Потемкин, К.А. Журин, А.В. Кирсанов и др. // *Квантовая Электроника*. – 2011. – Т. 41. – С. 487-491
115. Malka, V. Characterization of neutral density profile in a wide range of pressure of cylindrical pulsed gas jets / V. Malka, C. Coulaud, J.P. Geindre et al. // *Reviews of Scientific Instruments*. – 2000. – V. 71. – P. 2329-2333.
116. Semushin, S. High density gas jet nozzle design for laser target production / S. Semushin and V. Malka // *Reviews of Scientific Instruments*. – 2001. – V. 72. – P. 2961-2965.
117. <http://www.optics.tugraz.at/idea/idea.html>
118. Zelenogorsky, V.V. High-precision methods and devices for in situ measurements of thermally induced aberrations in optical elements / V.V. Zelenogorsky, A.A. Solovyov, I.E. Kozhevator et al. // *Applied Optics*. – 2006. – V. 45. – P. 4092-4101.
119. Walker, B. Double ionization in the perturbative and tunneling regimes / B. Walker, E. Mevel, B. Yang et al. // *Physical Review A*. – 1993. – V. 48. – P. R894-R897.
120. Hulin, S. Soft-x-ray laser scheme in a plasma created by optical-field-induced ionization of nitrogen / S. Hulin, T. Auguste, P. D'Oliveira et al. // *Physical Review E*. – 2000. – V. 61. – P. 5693-5700.
121. Blumenfeld, I. Energy doubling of 42 GeV electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator / I. Blumenfeld, C.E. Clayton, F.-J. Decker et al. // *Nature*. – 2007. – V. 445. – P. 741-744.
122. Clayton, C.E. Self-guided laser wakefield acceleration beyond 1 GeV using ionization-induced injection / C.E. Clayton, J.E. Ralph, F. Albert et al. // *Physical Review Letters*. – 2010. – V. 105. – P. 105003.
123. Nakamura, K. Review of particle physics / K. Nakamura // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. – 2010. – V. 37. – P. 075021.

124. Glinec, Y. Absolute calibration for a broad range single shot electron spectrometer / Y. Glinec, J. Faure, A. Guemnie-Tafo et al. // *Review of Scientific Instruments*. – 2006. – V. 77. – P. 103301.
125. Hidding, B. Quasimonoenergetic electron acceleration in the self-modulated laser wakefield regime / B. Hidding, M. Geissler, G. Pretzler et al. // *Physics of Plasmas*. – 2009. – V. 16. – P. 043105.
126. Lu, W. Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime / W. Lu, M. Tzoufras, C. Joshi et al. // *Physical Reviews Special Topics: Accelerated Beams*. – 2007. – V. 10. – P. 061301.
127. Thomson, J.J. Rays of positive electricity / J.J. Thomson // *Philosophical Magazine*. – 1911. – V. 21. – P. 225-249.
128. Olsen, J.N. Ion-expansion energy spectra correlated to laser plasma parameters / J. N. Olsen, G. W. Kuswa and E. D. Jones // *Journal of Applied Physics*. – 1973. – V. 44. – P. 2275-2283.
129. Harres, K. Development and calibration of a Thomson parabola with microchannel plate for the detection of laser-accelerated MeV ions / K. Harres, M. Schollmeier, E. Brambrink et al. // *Review of Scientific Instruments*. – 2008. – V. 79. – P. 093306.
130. Jung, D. Development of a high resolution and high dispersion Thomson parabola / D. Jung, R. Horlein, D. Kiefer et al. // *Review of Scientific Instruments*. – 2011. – V. 82. – P. 013306.
131. Amemiya, Y. Imaging plate illuminates many fields / Y. Amemiya and J. Miyahara // *Nature*. – 1988. – V. 336. – P. 89-90.
132. Mori, M. New detection device for Thomson parabola spectrometer for diagnosis of the laser-plasma ion beam / M. Mori, M. Kando, A.S. Pirozhkov et al. // *Plasma and Fusion Research*. – 2006. – V. 1. – P. 042-042.
133. Mancic, A. Absolute calibration of photostimulable image plate detectors used as (0.5-20 MeV) high-energy proton detectors / A. Mancic, J. Fuchs, P. Antici et al. // *Review of Scientific Instruments*. – 2008. – V. 79. – P. 073301.
134. Biersack, J.P. The stopping and range of ions in solids / J.P. Biersack and J.F. Ziegler // *Ion Implantation Techniques*. – 1982. – V. 10. – P. 122-156.

135. Doumy, G. Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses / G. Doumy, F. Quere, O. Gobert et al. // *Physical Review E*. – 2004. – V. 69. – P. 026402.
136. Kiriyaama, H. High temporal and spatial quality petawatt-class Ti:sapphire chirped-pulse amplification laser system / H. Kiriyaama, M. Mori, Y. Nakai et al. // *Optics Letters*. – 2010. – V. 35. – P. 1497-1499.
137. Mora, P. Thin-foil expansion into a vacuum / P. Mora // *Physical Review E*. – 2005. – V. 72. – P. 056401.
138. Труфанов, Г.Е. Лучевая терапия / Г.Е. Труфанов, М.А. Асатурян, и Г.М. Жаринов – М. : Гэотар-Медиа, 2013. – 208 с.
139. Gey, G.O. Tissue culture studies of the proliferative capacity of cervical carcinoma and normal epithelium / G.O. Gey, W.D. Coffman and M.T. Kubicek // *Cancer Res.* – 1952. – V. 12. – P. 264–265.
140. Аникина, Л.В. Сравнительное определение жизнеспособности клеток с помощью МТТ и ресазурина / Л.В. Аникина, С.А. Пухов, Е.С. Дубровская и др. // *Фундаментальные исследования*. – 2014. – Т. 12. – С. 1423-1427.
141. Chen, S.N. Monochromatic short pulse laser produced ion beam using a compact passive magnetic device / S.N. Chen, M. Gauthier, D.P. Higginson et al. // *Reviews of Scientific Instruments*. – 2014. – V. 85. – P. 043504.
142. Nishiuchi, M. Focusing and spectral enhancement of a repetition-rated, laser-driven, divergent multi-MeV proton beam using permanent quadrupole magnets / M. Nishiuchi, I. Daito, M. Ikegami et al. // *Applied Physics Letters*. 2009. – V. 94. – P. 061107.
143. Albertazzi, B. A compact broadband ion beam focusing device based on laser-driven megagauss thermoelectric magnetic fields / B. Albertazzi, E. d’Humieres, L. Lancia et al. // *Reviews of Scientific Instruments*. – 2015. – V. 86. – P. 043502.
144. Toncian, T. Ultrafast laser-driven microlens to focus and energy-select mega-electron volt protons / T. Toncian, M. Borghesi, J. Fuchs et al. // *Science*. – 2016. – V. 312. – P. 410-413.

СПИСОК РАБОТ ПО ДИССЕРТАЦИИ

- A1. Soloviev, A.A. Two-screen single-shot electron spectrometer for laser wakefield accelerated electron beams / A.A. Soloviev, M.V. Starodubtsev, K.F. Burdonov, I.Yu. Kostyukov, E.N. Nerush, A.A. Shaykin and E.A. Khazanov // Review of Scientific Instruments. – 2011. – V. 82. – P. 043304.
- A2. Soloviev, A.A. Fast electron generation using PW-class PEARL facility / 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.Yu. 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 and E.A. Khazanov // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2011. – V. 653. – P. 35-41.
- A3. Бурдонов, К.Ф. Короткие пространственные фильтры со сферическими линзами для мощных импульсных лазеров / К.Ф. Бурдонов, А.А. Соловьёв, А.С. Егоров, А.А. Шайкин и А.К. Потёмкин // Квантовая электроника. – 2013. – Т. 43. – С. 1082-1087.
- A4. Шайкин, А.А. Стержневой лазерный усилитель на неодимовом стекле диаметром 150 мм / А.А. Шайкин, А.П. Фокин, А.А. Соловьёв, А.А. Кузьмин, И.А. Шайкин, К.Ф. Бурдонов, А.В. Чарухчев и Е.А. Хазанов // Квантовая электроника. – 2014. – Т. 44. – С. 426-430.
- A5. Shaykin, A.A. A novel technique for longitudinal mode selection in Q-switched lasers / A.A. Shaykin, K.F. Burdonov and E.A. Khazanov // Laser Physics Letters. – 2015. – V. 12. – P. 125001.
- A6. Бурдонов, К.Ф. Использование многомодового лазерного источника для интерферометрии сверхмалых фазовых неоднородностей / К.Ф. Бурдонов, А.А. Соловьёв и М.В. Стародубцев // Письма в ЖТФ. – 2016. – Т. 42. – С. 77-83.
- A7. Бурдонов, К.Ф. Экспериментальный стенд для исследования воздействия ускоренных лазером протонов на биообъекты / К.Ф. Бурдонов, А.А. Еремеев, Н.И. Игнатова, Р.Р. Османов, А.Д. Сладков, А.А. Соловьёв, М.В. Стародубцев, В.Н. Гинзбург, А.А. Кузьмин, А.В. Масленникова, Г. Реве, А.М. Сергеев, Ж.

- Фукс, Е.А. Хазанов, С. Чен, А.А. Шайкин, И.А. Шайкин и И.В. Яковлев // Квантовая электроника. – 2016. – Т. 46. – С. 283-287.
- A8. Шайкин, А.А. Лазер на стержнях из неодимового стекла с выходной энергией 500 Дж / А.А. Шайкин, А.А. Кузьмин, И.А. Шайкин, К.Ф. Бурдонов и Е.А. Хазанов // Квантовая электроника. – 2016. – Т. 46. – С. 371-374.
- A9. Burdonov, K.F. Direct plasma diagnostics in electron acceleration experiments at PW-class PEARL facility / K.F. Burdonov and A.A. Soloviev // Topical problems of biophotonics III / Saint-Petersburg – Nizhny Novgorod, Russia. – 2011. P. 275-276.
- A10. Burdonov, K.F. Diagnostics of plasma in LWFA experiments at PEARL facility / K.F. Burdonov and A.A. Soloviev // XVI научная конференция по радиофизике, Нижний Новгород, Россия. – 2012. С. 289-291.
- A11. Burdonov, K.F. Extremely-short spatial filters for laser pump of petawatt-class laser systems / K.F. Burdonov, A.S. Egorov, A.K. Potemkin, A.A. Shaykin and A.A. Soloviev // ICONO/LAT 2013 / Moscow, Russia. – 2013. P. 116.
- A12. Бурдонов, К.Ф. Экспериментальное исследование лазерно-плазменного взаимодействия на петаваттном лазерном комплексе PEARL / К.Ф. Бурдонов и А.А. Соловьев // Форум молодых ученых Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского / Нижний Новгород, Россия. – 2013. С. 115-116.
- A13. Burdonov, K.F. Upgrade of Nd:glass pump laser for petawatt level PEARL facility / K.F. Burdonov, A.P. Fokin, A.A. Shaykin and A.A. Soloviev // Topical problems of nonlinear wave physics 2014 / Nizhny Novgorod – Samara – Nizhny Novgorod, Russia. – 2014. P. 104-105.
- A14. Fokin, A.P. Wide-aperture rod laser amplifier on neodymium glass / A.P. Fokin, A.A. Soloviev, K.F. Burdonov and A.A. Shaykin // Topical problems of nonlinear wave physics 2014 / Nizhny Novgorod – Samara – Nizhny Novgorod, Russia. – 2014. P. 106-107.
- A15. Soloviev, A.A. Effective laser-driven proton acceleration at PW-class PEARL facility / A.A. Soloviev, K.F. Burdonov, J. Fuchs, A.A. Ereemeev, S.A. Pikuz, G. Revet, A.D. Sladkov, V.N. Ginzburg, E.A. Khazanov, A.A. Kuzmin, R.R. Osmanov, I.A. Shaykin, A.A. Shaykin, I.V. Yakovlev and M.V. Starodubtsev // Ultrafast Optics X / Beijing, China. – 2015. P. 36.

- A16. Бурдонов, К.Ф. Эксперименты по ускорению протонов на субпетаваттном лазерном комплексе PEARL / К.Ф. Бурдонов, А.А. Соловьев и М.В. Стародубцев // XVII научная школа «Нелинейные волны - 2016» / Бор, Россия. – 2016. С. 39.
- A17. Коробейникова, А.П. Новый способ получения одномодовой генерации в лазерах с модуляцией добротности / А.П. Коробейникова, К.Ф. Бурдонов, А.А. Шайкин и Е.А. Хазанов // XVII научная школа «Нелинейные волны - 2016» / Бор, Россия. – 2016. С. 78.
- A18. Burdonov, K.F. Post-pulse generation effect in Q-switched lasers / K.F. Burdonov, A.A. Shaykin and E.A. Khazanov // Laser Optics 2016 / Saint-Petersburg, Russia. – 2016. P. 49.
- A19. Burdonov, K.F. Laser-driven proton acceleration experiments at PW-class PEARL facility / K.F. Burdonov, A.A. Ereemeev, J. Fuchs, V.N. Ginzburg, E.A. Khazanov, A.A. Kuzmin, R.R. Osmanov, S.A. Pikuz, G. Revet, A.A. Shaykin, I.A. Shaykin, A.D. Sladkov, A.A. Soloviev, M.V. Starodubtsev and I.V. Yakovlev // Modern Problems of Laser Physics 2016 / Novosibirsk, Russia. – 2016. P. 49-50.