

**Национальная научная лаборатория им. А.И.Алиханяна
(Ереванский Физический Институт)**

Лазарева Элеонора Генриховна

ДИССЕРТАЦИЯ

**Свойства и специфические параметры новых модификаций мониторов
вибрирующей струны для исследования различных пучков**

На соискание ученой степени кандидата технических наук

по специальности 01.04.20

«Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника»

Научный руководитель: д-р физ.–мат. наук

Сурен Гургенович Арутюнян

Ереван-2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	7
Глава 1. Обзор диагностики профилей пучков в ускорительной физике и введение в метод вибрирующей струны	14
§1. Обзор методов диагностики профилей пучков в ускорителях. Сравнение характеристик, описание особенностей и анализ параметров	14
• <i>Методы измерения размеров и профилей пучков на основе проволочных сканеров</i>	15
• <i>Лазерные пучки в качестве проволочки</i>	18
• <i>Сеточный вторично-эмиссионный монитор (secondary emission monitor – SEM)</i>	19
• <i>Разрушающие, экранные методы: Люминофорные и сцинтилляционные экран</i>	21
• <i>Ионизационные датчики</i>	22
• <i>Методы измерения размеров и профилей пучков на основе синхротронного излучения</i>	23
• <i>Переходное излучение</i>	25
§2. Датчики вибрирующей струны, их модификации и применение	27
• <i>Конфигурации и специфические особенности мониторов вибрирующей струны</i>	29
§3. Опыты по диагностике пучков с помощью мониторов вибрирующей струны	31

• <i>Электронные пучки</i>	31
• <i>Протонные пучки</i>	31
• <i>Ионные пучки</i>	32
• <i>Диагностика фотонных пучков: Лазерные пучки</i>	32
• <i>Рентгеновское(ондуляторное) излучение</i>	32
• <i>Синхротронное излучение</i>	33
Глава 2. Измерения профилей пучков с помощью вибрирующих струн, тепловой метод	34
§1. Общее описание теплового метода измерения профилей пучков с помощью вибрирующих струн	34
• <i>Алгоритм вычисления времени отклика и частотного сдвига МВС, обусловленного нагреванием струны</i>	34
§2. Общее описание монитора вибрирующей струны и схема автогенерации колебаний струны	40
• <i>Монитор вибрирующей струны (МВС)</i>	40
• <i>Параметры МВС</i>	42
§3. Прецизионная вневакуумная система мониторинга протонного пучка на основе вибрирующей струны	43
• <i>Эксперимент на протонном пучке</i>	43
• <i>Профилирование пучка с помощью датчика вибрирующей струны</i>	46
§4 Эффекты скорости сканирования при измерениях профиля лазерного пучка вибрирующей струной	49
• <i>Методика вычисления частоты колебаний струны</i>	49

•Измерение профиля лазерного пучка при разных скоростях	53
§5. Томографический метод восстановления двумерного профиля пучка	58
•Многострунный датчик с функцией вращения вокруг оси пучка	58
•Метод обратного проецирования	59
•Струна как средство проецирования	61
•МВС-арфа	61
Глава 3. Измерения профилей пучков с помощью вибрирующих струн, резонансный метод	65
§1. Вибрирующая струна как резонансная мишень	65
•Описание принципа применения вибрирующей струны в качестве резонансной мишени	65
•Первый эксперимент с применением вибрирующей струны в качестве мишени	66
§2. Резонансный метод профилирования пучка с помощью вибрирующей струны	69
•Математический алгоритм устранения фона	69
•Резонансная мишень – сканер вибрирующей струны	72
§3. Описание эксперимента РМ–СВС	74
•Front–End электроника	75
•Установка измерения фотодиода (предварительные эксперименты)	77
•Результаты сканирования и их математическая обработка	79
•Резонансное извлечение рассеяния на вибрирующей струне	83

• <i>Основные особенности резонансного метода</i>	84
§4. Возможности применения резонансного метода в томографии	85
• <i>Программное обеспечение томографии на основе метода фильтрованных обратных проекций (ФОП)</i>	86
• <i>Алгоритм реконструкции</i>	87
• <i>Алгоритм вращения</i>	89
• <i>Численное моделирование</i>	91
• <i>Описание эксперимента</i>	92
Глава 4. Методика РМ-МВС для измерения тонких пучков	95
§1. Вибрирующая струна для измерения профиля тонких пучков	95
• <i>Методика эксперимента</i>	95
§2. Предварительные эксперименты	98
• <i>Проверка стабильности работы используемых приборов</i>	98
• <i>Быстродействие измерительной системы</i>	99
§3. Вибрирующая струна в качестве естественного сканера	102
• <i>Основной эксперимент</i>	102
• <i>Обработка экспериментальных результатов и восстановление профиля</i>	103
Глава 5. Нейтронные мониторы вибрирующей струны	108
§1. Измерение нейтронных пучков с помощью вибрирующих композитных струн	108
• <i>Нейтронные детекторы</i>	108

•Газовые детекторы	109
•Сцинтилляционные детекторы	109
•Полупроводниковые детекторы	110
•Нейтронные детекторы на базе композитных вибрирующих струн	110
§ 2. Нейтронные мониторы вибрирующей струны с композитными струнами для профилирования пучков	112
•Реакция захвата нейтронов Gd и депонирование энергии нейтронов в струне	113
•Композитная струна со слоем Gd , частотная и температурная зависимости	116
•Время отклика Gd –НМВС	119
•Нейтронные мониторы средних и малых размеров	120
•Нанесение Gd на основную струну	121
•Деградация гадолиния	122
•Нейтронные мониторы вибрирующей струны резонансного типа-РМ-НМВС	122
•Гамма-детектор для РМ–НМВС	123
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	124
ЛИТЕРАТУРА	128
ПРИЛОЖЕНИЯ	139

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы

В связи с развитием ускорительной физики и техники, внедрением новых ускорительных технологий для фундаментальных научных исследований и прикладных целей растет потребность в качественной диагностике параметров пучков ускорителей. Качественное диагностическое оборудование необходимо с момента проектирования, первичного запуска, исследования предельных возможностей ускорителей заряженных частиц, и на протяжении всего режима их эксплуатации и модернизации. Настройки требуемого режима пучков заряженных частиц и управление параметрами пучков значительно зависят от систем и приборов, определяющих эти параметры. Большинство современных ускорителей имеют круглосуточный режим работы и требуется непрерывный контроль параметров пучка.

Таким образом к устройствам измерения параметров пучка частиц – датчикам, детекторам, мониторам – предъявляются все возрастающие требования. Соответственно разрабатываются новые методы диагностики параметров пучков и усовершенствуются имеющиеся. Особое место в таких разработках занимают приборы для неразрушающей диагностики, позволяющие проводить измерения исследуемого пучка без возмущений, либо с минимальными возмущениями.

Разработанные в Ереванском физическом институте (группа ускорительной диагностики) датчики/мониторы/сканеры/резонаторы на базе вибрирующей струны расширяют диапазон использования обычных проволочных сканеров, являются универсальными, поскольку используют тепловой метод регистрации частиц, способны работать как вне вакуумной камеры, так и внутри нее и могут использоваться для профилирования различных пучков заряженных частиц, а также для мониторинга пучков нейтронов и фотонов широкого энергетического спектра. В последнее время здесь же предложен дополнительный метод,

основанный на использовании вибрирующей струны в качестве резонансной мишени. Данный метод существенно ускоряет процесс снятия одномерного профиля пучка и открывает возможности восстановления двумерного профиля пучка с использованием томографических методов. Разработанные датчики уже опробованы в многочисленных ускорителях, подготавливаются новые проекты их использования. Датчики можно отнести к слабозмущающей измеряемый пучок диагностике.

Цель данной работы

Настоящая работа посвящена исследованию диагностики поперечного сечения пучков при помощи датчиков/мониторов/сканеров/резонаторов на основе вибрирующей струны, в частности, измерению одномерных профилей различных пучков данными устройствами, восстановлению двумерных профилей по полученным результатам. Особое внимание уделено свойствам и специфическим параметрам новых модификаций мониторов вибрирующей струны для исследования различных пучков. Универсальность примененных решений позволяет их использовать как для пучков заряженных частиц (электроны, протоны, ионы), так и для фотонных пучков. На базе развиваемых методов предложено оригинальное решение по измерению пространственных характеристик нейтронных пучков. Использование вибрирующей струны в качестве сканера представилась возможность измерения тонких пучков.

Основные задачи работы

1. Исследование специфических параметров мониторов вибрирующей струны, таких как:

- зависимость начальной частоты монитора от первоначального натяжения струны, материала, размеров датчика; динамический диапазон, разрешение и точность монитора;
- зависимость частоты монитора от депонируемой мощности, с учетом всех возможных механизмов теплоотвода;
- количество потерь энергии пучка, трансформируемое в тепло и нагревающее материал струны, в зависимости от типа и энергии частиц пучка;

- время отклика монитора.

2. Исследование двух разных методов сканирования пучков и измерения профиля:

- теплового метода, измеряющего сдвиг частоты, обусловленный нагревом струны;
- резонансного метода, существенно сокращающего время измерений.

3. Исследование влияния инерционности измерительных систем, электромагнитных помех и нестабильности используемых приборов, на процесс измерения профиля пучка.

4. Усовершенствование механической конструкции датчиков (повышение качества магнитной системы, механизмов крепления струны).

5. Возможности использования различных модификаций мониторов вибрирующей струны в зависимости от размеров измеряемого пучка, его энергии и типа измеряемых частиц:

- использование самой вибрирующей струны в качестве сканера (в случае тонких пучков);
- сканирование области гало (в случае профилирования высокоэнергетических пучков):
- сканирование всего пучка (в случае слабых, низкоэнергетических пучков).

6. Разработка мониторов с композитными вибрирующими струнами, в том числе с гадолиниевым покрытием струны, для измерения мониторами вибрирующей струны нейтронных пучков.

Научная новизна

Новизна мониторов вибрирующей струны, в сравнении с традиционными проволочными сканерами, заключается в использовании вибрирующей струны в совокупности со специально разработанными электронными платами и

програмным обеспечением с целью получения информации о распределении частиц.

Разработанные два метода использования вибрирующей струны взаимодополняют друг друга. Первый основан на тепловой зависимости натяжения/частоты колебания струны, второй на возможности выделения резонансного с частотой колебания струны сигнала в измеряемых вторичных/рассеянных частиц. Эти методы дают широкий диапазон выбора методов сканирования в зависимости от вида детектируемых частиц, параметров пучков, а также от условий проведения эксперимента.

В настоящей диссертации:

Впервые исследована зависимость процесса профилирования от скорости сканирования, обоснованы рекомендации по выбору предельных скоростей сканирования, предложен алгоритм корректировки реконструируемого профиля пучка по двум сканированиям в противоположных направлениях. Предложенная методика определяет также степень достоверности динамических измерений датчика.

Впервые метод использования вибрирующей струны применен для измерения профиля протонного пучка ускорителя Корейского многоцелевого ускорительного комплекса КОМАС.

Впервые предложен алгоритм синхронных измерений вторичных частиц на вибрирующей струне с предельными положениями струны в процессе ее колебаний с инверсией знака дифференциального сигнала. Метод позволил отсекать фоновую составляющую от сигнала, генерируемого непосредственно пучком. Интегрирование дифференциального сигнала такого типа убирает также быстрые компоненты фона (на уровне периода колебаний струны). Метод позволил существенно сократить время сканирования пучка. Метод экспериментально опробован на фотонных пучках.

Ускоренный процесс профилирования на базе резонансного метода диагностики с помощью вибрирующей струны позволило впервые применить

томографические методы восстановления двумерного профиля. Был применен, в частности, метод обратных фильтрованных проекций, который позволил произвести томографическое восстановление двумерного профиля пучка по набору одномерных профилей, соответствующих разным углам сканирования. Впервые такой алгоритм был разработан и применен для восстановления сложного профиля лазерного пучка.

Впервые разработана методика профилирования тонких пучков, в которых вибрирующая струна является естественным сканером. Тестовый эксперимент проведен на сфокусированном лазерном пучке. Разработан математический алгоритм восстановления профиля пучка с учетом запаздывания измерительной системы.

Впервые предложено использование композитных вибрирующих струн с активным слоем из изотопа гадолиний 157. Показано, что датчики на базе таких струн могут служить мониторами нейтронных пучков с поперечным сечением со сложным профилем. Предложены две модификации таких мониторов: на базе теплового метода – зависимости частоты колебаний от измеряемого потока нейтронов – и резонансного типа, в которых композитная вибрирующая струна служит резонансной мишенью.

Практическая ценность

Практическая ценность проведенных работ обусловлена тем, что изученные в диссертационной работе свойства и специфические параметры новых модификаций мониторов вибрирующей струны позволяют расширить область применения МВС как с точки зрения номенклатуры (например, возможность измерения нейтронных пучков) и размеров пучков (например, возможность измерения тонких пучков), так и с точки зрения качества проводимых измерений (зависимость от скорости сканирования для тепловые модификации МВС) и ускорения процесса измерения (резонансные модификации МВС). Особый интерес представляет переход от измерения одномерных профилей пучка к сложным двумерным профилям, который в работе обоснован теоретически (метод фильтрованных обратных проекций) и экспериментально

осуществлен на лазерном пучке. Предполагается, что восстановление сложных двумерных профилей будет представлять большой интерес также для пучков заряженных частиц (например, протонных пучков большого сечения в исследованиях различных объектов) и нейтронных пучков. Весьма интересным представляется предложение использования вибрирующих струн в качестве естественного сканера. Метод успешно отработан на лазерных пучках и составлен план усовершенствования измерительной части установки и использования метода для измерения пучков заряженных частиц. Эти результаты могут иметь применение в международных ускорительных центрах, например, КОМАС (Корея), APS ANL, HINS (США) и.т. д.

Положения, выносимые на защиту

- Результаты измерений профиля протонного пучка ускорителя Корейского многоцелевого ускорительного комплекса (КОМАС) с помощью МВС тепловым методом.
- Зависимость процесса профилирования пучка от скорости сканирования. Методика корректировки профиля пучка по двум сканированиям в противоположных направлениях.
- Алгоритм синхронных с фазой колебаний струны измерений с инверсией знака дифференциального сигнала (резонансный метод вибрирующей струны). Протестировано на лазерном пучке.
- Томографическая реконструкция профиля пучка на базе фильтрованных обратных проекций (ФОП). Реконструкция двумерного профиля по набору одномерных проекций при разных углах. Протестировано на лазерном пучке со сложной структурой с использованием резонансного метода вибрирующей струны.
- Методика профилирования тонких пучков на базе вибрирующей струны, алгоритм учета запаздывания измерительной системы. Протестировано на лазерном пучке.

- Предложение об использовании в датчиках вибрирующей струны композитных струн с гадолиниевым покрытием для диагностики нейтронных пучков.

Апробация работы и публикации

Результаты диссертационной работы докладывались на семинарах ЕрФИ, Candle, а также на следующих международных конференциях по ускорительной и лазерной физике:

- Particle Accel. Conf. IPAC2016 (Busan, Korea, 2016)
- Proc. of 25th Annual Int. Laser Phys. Workshop (Yerevan, July 11-15, 2016)

Всего по теме диссертации опубликовано 7 работ, в следующих журналах:

- Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A
- Review of Scientific Instruments
- Известия НАН Армении, Физика
- Journal of Physics: Conference Series

а также в трудах международных конференций.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 5-и глав, заключения, списка литературы и приложения. Общий объем диссертации 141 страницы, включая 63 рисунка и 5 таблиц. Список цитируемой литературы включает 128 наименований.

Глава 1. Обзор диагностики профилей пучков в ускорительной физике и введение в метод вибрирующей струны

§1. Обзор методов диагностики профилей пучков в ускорителях. Сравнение характеристик, описание особенностей и анализ параметров

Одним из важных параметров пучка является распределение частиц в его конкретном сечении. Данная информация позволяет контролировать положение пучка в вакуумной камере, подготавливать пучок для решения специфических задач, требующих наложения определенных условий на параметры поперечного сечения. В данной диссертации мы ограничимся описанием этих методов измерения.

Методы диагностики профиля пучка основаны, в частности, на измерении электромагнитных полей, создаваемых заряженными частицами. Используется взаимодействие пучка с элементами, зондирующими исследуемый пучок. В качестве таких элементов можно выделить саму вакуумную камеру ускорителя, внешние пучки или мощные лазерные пучки [1]. Традиционно используются проволочные сканеры, основанные на измерении вторичных потоков частиц/излучения, образованных в результате взаимодействия пучка с материалом проволоки. Широкое применение в диагностике имеют также синхротронное излучение, переходное излучение и дифракционное излучение. Преимуществом таких датчиков является возможность достаточно быстрого измерения двумерных профилей пучка. Перечисленные датчики/детекторы/мониторы различаются физическим принципом действия, степенью сложности конструкции, способом обработки данных, быстродействием, помехоустойчивостью, шириной динамического диапазона [2, 3].

Цель измерения поперечного профиля пучка состоит в том, чтобы определить поперечную форму пучка на расстоянии \approx до $3\sigma - 4\sigma$ от центра пучка (σ – параметр среднеквадратического отклонения в распределении пучка, предполагающегося гауссовым). Далее начинается т.н. область гало, которая

также часто представляет интерес для диагностики. Поэтому для грубого измерения только профиля пучка иногда достаточно динамического диапазона от 10^3 до 10^4 . Дополнительные ограничения связаны с требованием измерения профиля при разных токах пучка. Поэтому для адаптации, например, к выходному каналу монитору профиля необходимы дополнительные настройки. Требуемое пространственное разрешение зависит от размера пучка. К примеру, типичные размеры адронных пучков находятся в миллиметровом диапазоне, так что в большинстве случаев достаточно разрешение 100 мкм.

Основная мотивация измерений профиля пучка заключается в понимании динамики пучка в ускорителе и, в сочетании с этим, минимизации потерь пучка вдоль ускорителя. Есть много причин, приводящих, например, к раздутию сердцевины пучка, такие как объемный заряд, рассеяние, рассогласование, резонансы и т. д., которые можно наблюдать с помощью мониторов профиля. В цепочке последовательных ускорителей мониторы профиля незаменимы для измерения эволюции эмиттанса на каждом шаге цепочки [4].

Методы измерения размеров и профилей пучков на основе проволочных сканеров

Проволочные сканеры используются во многих ускорителях в качестве стандартного устройства для измерения профиля пучка. Тонкая проволочка сканирует пучок, образуя сигнал, пропорциональный количеству частиц, взаимодействующих с проволочкой, в зависимости от ее положения. Пример такого сканирования приведен на рис. 1.1.

При взаимодействии пучка с материалом проволочки создается поток фотонов тормозного излучения и рассеянных электронов, интенсивность которых пропорциональна величине пучка, падающего на проволочку [5].

Оптические линейки могут определять положение проволочки с разрешением примерно от 1 до 2 мкм, но только при скорости ≤ 1 мс⁻¹. Для измерения высокоинтенсивных и ярких пучков в циклических ускорителях часто требуются более высокие скорости сканирования (например, 5 мс⁻¹ [6] и до 20 мс⁻¹ [7, 8]). Такие требования обусловлены двумя основными причинами:

- уменьшение тепловой нагрузки проволоочки при взаимодействии с пучком (тепловая нагрузка обратно пропорциональна скорости [9]),
- уменьшение разбухания эмиттанса пучка (особенно для циклических ускорителей) из-за взаимодействия проволоочки, поскольку разбухание эмиттанса также обратно пропорционально скорости проволоочки [10].

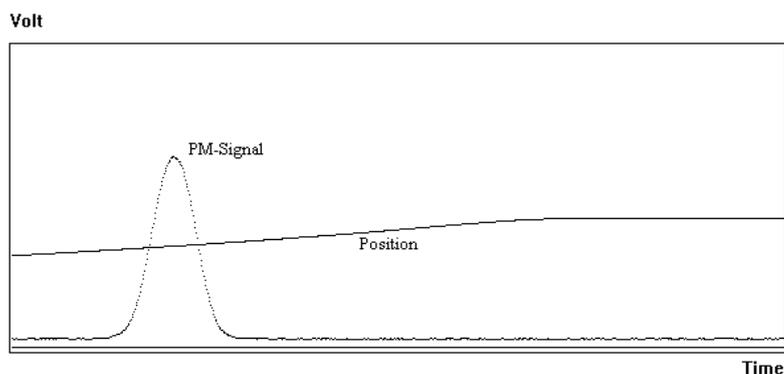


Рис. 1.1. Сигнал от сцинтилляционного счетчика, измеряющего количество вторичных частиц и измеренное потенциометром положение проволоочки в зависимости от времени сканирования. Профиль реального пучка является результатом построения сигнала в зависимости от положения проволоочки [4].

Высокая скорость иногда обеспечивается круговым перемещением проволоочки, что уменьшает разрешение положения и, следовательно, разрешение профиля от 10 до 100 мкм. В настоящее время изучаются новые методы для быстрых сканеров с высоким разрешением [11].

Для приготовления проволоочек предпочтительнее использовать легкие материалы с целью уменьшения влияния на эмиттанс и минимизации энергетических потерь в проволочке. С другой стороны, использование материалов с высокой температурой плавления является предпочтительным с точки зрения продления срока службы проволоочки. По этой причине тонкая (от 7 до 20 мкм) углеродная проволочка часто является хорошим выбором, так как обладает высокой температурой плавления ($\approx 3500^{\circ}\text{C}$) и отличной механической стабильностью.

Сигнал от взаимодействия пучок–проволочка может быть обнаружен двумя различными способами:

- обнаружением частиц рассеянного пучка вне вакуумной камеры. При энергиях выше пороговой (для данной частицы), частицы пучка в основном взаимодействуют с проволочкой посредством многократных рассеяний и ядерных взаимодействий. Пучок и вторичные частицы с большими углами рассеяния попадают в вакуумную камеру и создают поток, который детектируется с помощью, например, сцинтилляционных счетчиков. Сигнал может зависеть от положения проволочки, особенно при использовании асимметричных положений детектора при больших размерах пучка [12]. Быстрый сцинтилляционный счетчик способен разрешать одиночные сгустки в цуге [13],

- током вторичной электронной эмиссии, создаваемым пучками частиц. Этот метод часто используется для измерения пучков с низкой энергией, где рассеянные частицы не проходят через стенку вакуумной трубы. В этом низкоэнергетическом режиме частицы пучка тормозятся в проволочке, так что сигнал является композицией этого заряда (в случае H^- : протон и электроны) и коэффициента вторичной эмиссии. Поэтому в зависимости от энергии пучка и типа частиц может даже изменяться полярность тока [14, 15]. При использовании нескольких проволочек на одном сканере близко расположенные проволочки могут облучаться вторичными электронами, образованными рассеянием от соседних проволочек. Если температура проволочки превышает термоэмиссионный порог, то в измеряемый ток вторичной эмиссии электронов начинают давать вклад тепловые электроны. Поэтому для метода вторичной эмиссии электронов допустимый диапазон температур ограничен именно этим порогом.

На рис. 1.2. изображен пример измерения профиля пучка тремя проволочками для оценки горизонтального и вертикального сечения, а также поворот пучка относительно начала координат, так как с помощью одной проволочки возможно измерить пучок по одной поперечной координате [2, 16].

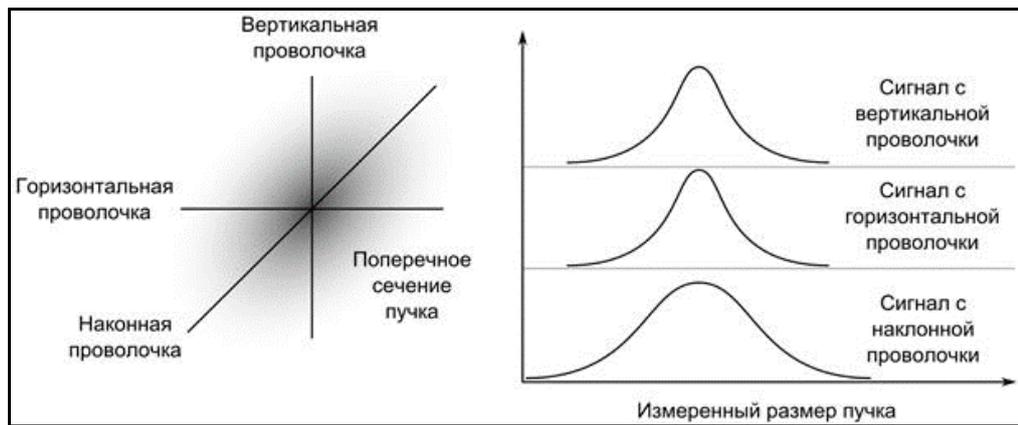


Рис. 1.2. Измерение профиля пучка тремя проволочками с возможностью поворота пучка.

Отметим некоторые технические трудности, возникающие на практике при применении проволочных сканеров.

Во-первых, детектор фотонов/частиц регистрирует также фон, не связанный с рассеянием измеряемого пучка на проволочке. Во-вторых, при измерении пучков, размер которых меньше диаметра проволочки, требуется точный учёт ее диаметра, так как зависимость количества фотонов/частиц от положения проволочки определяется размерами пучка и проволочки [3, 5]. Хотя лучшее разрешение достигается с меньшим диаметром проволочки, но из-за требований к прочности материала проволочки и теплоотвода от сканера диаметр проволочек нельзя уменьшить ниже определенного предела. Следует отметить, что это утверждение относится к случаю, когда сканирующая струна сильно перегрета и основной теплоотвод определяется излучением с поверхности струны и термоэлектронной эмиссией. Например, диаметр вольфрамовой проволочки в сканере ускорителя КЕК ATF составляет ≈ 10 мкм. Такой размер проволочки накладывает некоторое ограничение на пространственное разрешение сканера [17, 18].

Несмотря на многочисленные трудности, проволочные сканеры являются инструментом измерения для большинства ускорителей.

Лазерные пучки в качестве проволочки

В современных линейных коллайдерах плотности пучков существенно превышают значения, достаточные для плавления и испарения любого материала за один пролет пучка. В таких условиях становится невозможным использование обычных проволочных сканеров. А также необходимость в измерении пучков, размерами порядка единиц микрометров привело к использованию «лазерных проволочек». Идея заключается в замене проволочки в обычном проволочном сканере (wire scanner) на острогофокусированный лазерный луч (laser wire). Метод основан на обратном комптоновском рассеянии, в результате чего образуются фотоны высоких энергий, которые регистрируются. Зависимостью выхода фотонов от относительного положения электронного и лазерного пучка определяется размер пучка.

Монитор на основе лазерной проволочки позволяет измерять пучки размерами имеет лучшее разрешение, чем обычный проволочный монитор. Не происходит разрушение проволочки. К основным недостатками таких мониторов относятся сложность настройки лазерной системы и необходимость синхронизации во времени лазерного и электронного пучков, а также высокая стоимость лазерной системы. [2, 3, 19, 20, 21].

Сеточный вторично-эмиссионный монитор (secondary emission monitor – SEM)

Конструкция таких мониторов представляет собой сетку из проволочек (электродов), расположенных на пути пучка заряженных частиц, и высоковольтного электрода для отвода вторичных электронов. Пучок, проходящий через монитор, эммитирует вторичные электроны из проволочек, что делает их положительно заряженными. Заряд проволочки пропорционален интенсивности пучка в области этой проволочки. Поперечный профиль пучка можно восстановить измерением заряда на каждой проволочке [22, 23]. Например вторично-эмиссионный монитор e+e⁻ - коллайдера ВЭПП-2000 (Институт Ядерной Физики СО РАН) представляет собой набор тонких вольфрамовых проволочек, расположенных сеткой с поворотом на 45° поперек плоскости пучка. Диаметр проволочки составляет 28 мкм, с шагом в 1 мм.

Проволочки подключены к входам интегрирующих усилителей. Усиленный сигнал оцифровывается многоканальным 14-разрядным АЦП [24].

На рис. 1.3 приведены схема SEM и измеренные при двух различных энергиях профили пучка.

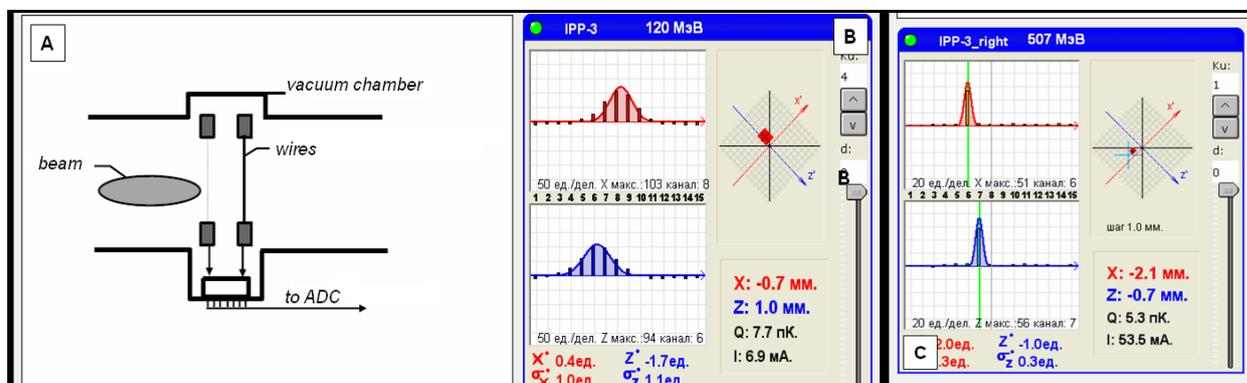


Рис. 1.3. А) схема SEM; В) профиль пучка при энергии 120 МэВ; С) профиль пучка с энергией 507 МэВ [22].

Время разряда проволочки составляет около 10 мс из-за емкости соединительного кабеля (200 пФ/м). Это позволяет сдвинуть стартовое время SEM примерно на несколько миллисекунд, чтобы избежать влияния пульсирующих систем на сигнал от проволочек.

Датчики вторичной эмиссии имеют хорошую защиту от влияния пульса и низкий уровень шумовых сигналов, но точность измерений резко уменьшается, если размер пучка сравним с шагом проволочек монитора [22, 25]. Для вторично-эмиссионных мониторов отношение числа вторичных электронов к числу частиц в пучке составляет несколько процентов. Типичная прозрачность SEM, используемая, например, на ВЭПП-2000, около 2-4% в зависимости от размера пучка. Прозрачность достигается за счет существенного снижения чувствительности. Диаметр проволочек и расстояние между ними подбираются исходя из требований к прозрачности. Низкую чувствительность датчиков возможно компенсировать высокой разрешающей способностью измерительной системы (подробнее см напр. [21, 26]).

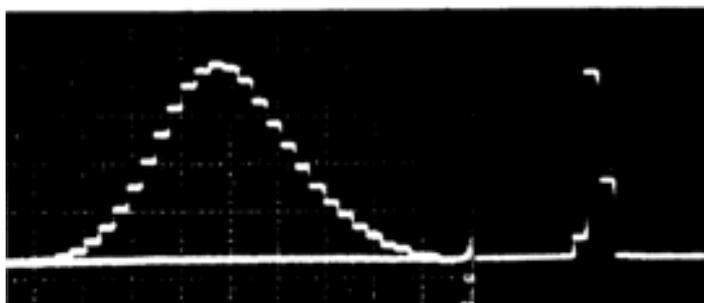


Рис. 1.4. Пример осциллограммы сигнала сеточного вторично-эмиссионного монитора [23].

Разрушающие, экранные методы: Люминофорные и сцинтилляционные экраны

Простым и эффективным средством измерения и визуализации поперечных размеров пучка являются люминофорные экраны. Экран изготавливается посредством напыления люминофора на тонкую металлическую фольгу. Сцинтилляционные экраны покрываются монокристаллами. Принцип действия экранных методов основан на использовании ионизации, создаваемой заряженными частицами для генерации оптических фотонов. Частицы пучка, проходя через экран, вызывают его свечение в оптическом диапазоне. Пятно, высвечиваемое на экране, регистрируется CCD-камерой. На экран наносится координатная сетка. С учетом, для конкретного эксперимента, зависимости размера пятна на экране от значения тока пучка, при помощи координатной сетки можно определить размеры пучка.

Основные требования, предъявляемые к люминофорам – это большой световыход, радиационная стойкость и высокое пространственное разрешение.

Основными плюсами экранных методов диагностики профилей пучка являются их относительная простота и возможность визуализации пучка.

К недостаткам экранных методов следует отнести непрозрачность для пучка. Интенсивная эксплуатация люминофорных экранов для диагностики пучков, особенно протонных и ионных, приводит к довольно быстрому повреждению экранов из-за импульсных тепловых и электрических нагрузок. Экранные методы являются возмущающими для пучка, при изготовлении системы учитывается возможность дистанционного управления экраном [4, 17, 21].

Ионизационные датчики

Остаточные атомы или молекулы газа всегда присутствуют в вакуумной системе каждого ускорителя. Принцип действия ионизационных датчиков основан на ионизации остаточного газа частицами пучка в вакуумной камере, в результате чего образуются электроны первичной ионизации. На стенках вакуумной камеры расположена сетка сигнальных электродов, собирающая, образованные электроны. Для усиления сигнала используют микроканальные пластины (МКП), усиливающие ток первичной ионизации, что заметно влияет на чувствительность датчиков. После МКП сигнал может быть собран с помощью люминофорного экрана. Экран просматривается CCD-видеокамерой, которая в большинстве случаев обеспечивает достаточное разрешение и чувствительность (см. рис.1.5). Однако для обеспечения хорошего разрешения важно иметь тщательно разработанную оптику. Внутреннее усиление сигнала может быть достигнуто также использованием газовой струи (например, газообразного гелия), повышающей количество вторичных электронов, а следовательно и чувствительность датчика.

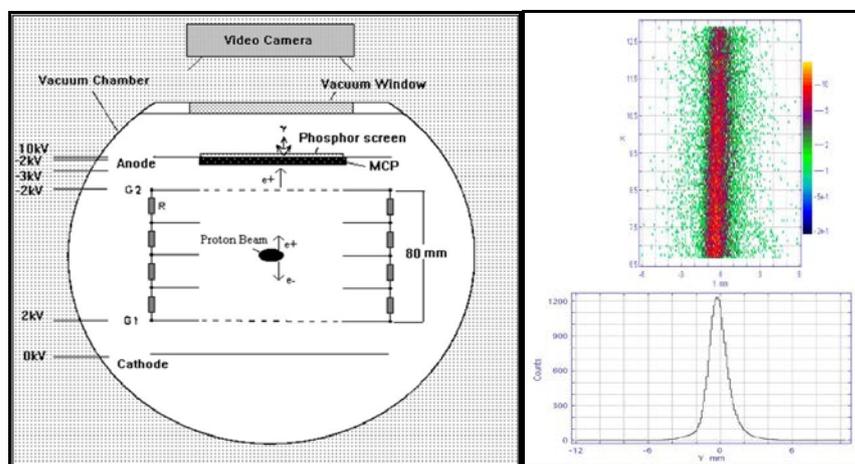
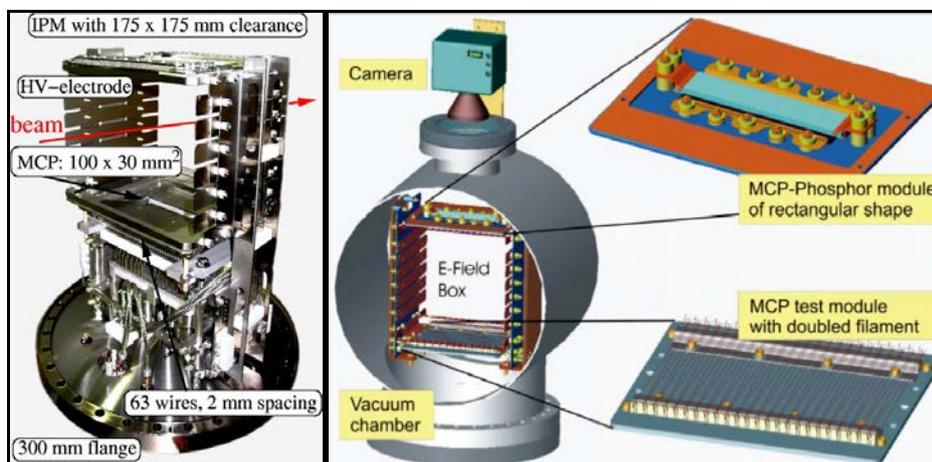


Рис. 1.5. Схема ионизационного датчика с МКП и люминофорным экраном на плоскости (y, z) (слева), изображение пучка на экране люминофора (верхняя часть) и его проекция на плоскость (y) пучка (нижняя часть) (справа) [4].

Ионизационные датчики практически прозрачны для пучка. Но прозрачность достигается за счет уменьшения чувствительности. Пространственное разрешение ионизационных датчиков ограничено шагом сетки электродов и

может достигать 0.1 мм. Временное разрешение можно улучшить (~ 10 нс) используя широкополосные усилители [3, 4, 21, 27, 28].

На рис. 1.6 изображен ионизационный датчик ускорительного комплекса GSI (Gesellschaft fuer Schwerionenforschung) (Германия).



(a)

(b)

Рис. 1.6 Фотография (a) и схематическое изображение (b) ионизационного датчика GSI [27].

Методы измерения размеров и профилей пучков на основе синхротронного излучения

Свойства СИ имеют широкое применение в диагностке профилей пучков. Диагностику на основе СИ называют невозмущающей. Опишем лишь некоторые из методов измерения профилей пучков, основанные на разных свойствах СИ.

Видимое СИ широко распространено для диагностики электронного пучка в накопительных кольцах. Хорошая пространственная когерентность СИ позволяет для диагностики пучка использовать методы интерферометрии (SRI), основанные на видимом СИ., Был разработан, например, интерферометр для измерения поперечного профиля электронного пучка размером 10 мкм на установке КЕК Photon Factory (Япония) [21, 29]. Схема интерферометра и

пример распределения, полученного на синхротроне ALBA (Испания), изображены на рис. 1.7 [30].

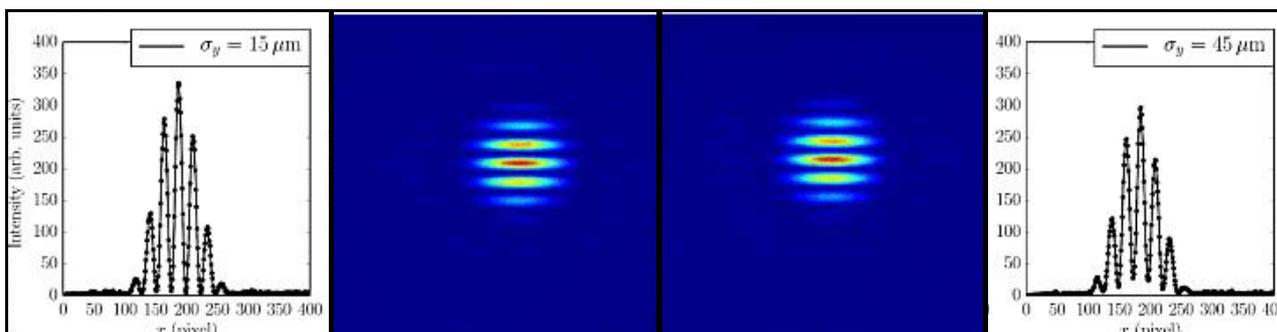


Рис. 1.7. Пример интерферограмм СИ, полученных на синхротроне ALBA [30].

Наблюдается интерференционная картина при прохождении СИ через систему из двух щелей, которая далее фокусируется линзой и отображается на детекторе. Высокое разрешение интерферометра позволяет измерять пучки микронного размера [31]. Изменение интерференционной картины дает информацию о размере пучка.

Интересным представляется также использование интерферометрии для томографических методов реконструкции профиля пучка [30].

Одним из простых способов измерения пучка является визуализация СИ. Объединением системы интерферометрии и визуализации, например, был измерен эмиттанс и энергетический разброс пучка в накопительном кольце HLS (Китай) [32]. Такой метод имеет ограничения по разрешению, вызываемые дифракционным пределом и криволинейной траекторией [33].

На практике широко используется также способ измерения размера пучка на основе вертикальной (π) или горизонтальной (σ) компоненты поляризации СИ.

На рис. 1.8 приведен пример измеренного распределения интенсивности σ -поляризованного СИ.

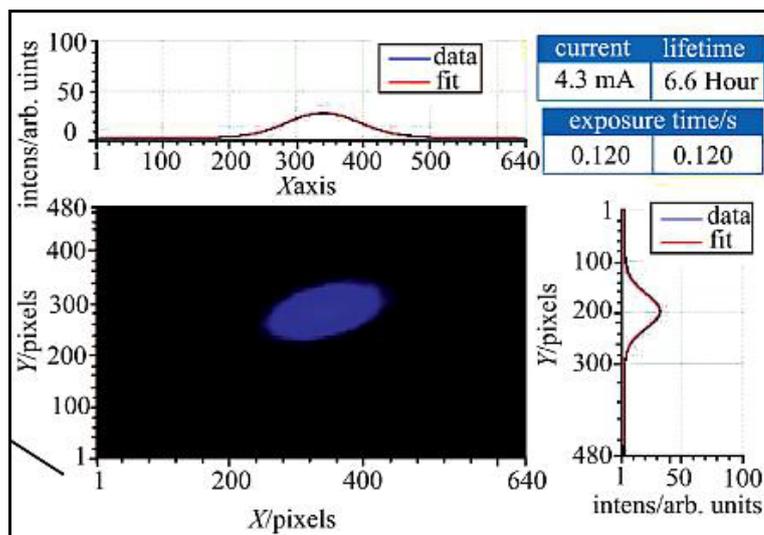


Рис. 1.8. Пример измерения плотности распределения на основе σ – поляризованного СИ [32].

Все типы мониторов на основе СИ, с использованием разных методов профилирования пучков, объединяет то, что конечная информация о профиле пучка получается при помощи телекамер (для визуального наблюдения) и CCD-или стрик-камер (для измерения размеров пучков). Такие устройства широко применимы, имеют хорошую чувствительность, высокое разрешение. Некоторые ограничения на применение таких мониторов накладывают условия обеспечения в вакуумной камере ускорителя участка с окном для вывода излучения [21].

Переходное излучение

Требования к повышению светимости в коллайдерах и уменьшению, в связи с этим, размеров измеряемых пучков делает мониторы для диагностики поперечного профиля пучка на основе переходного излучения в видимом диапазоне широко распространенными из-за своей простоты. Пространственное разрешение мониторов на основе переходного излучения ограничено, в основном, только дифракционным пределом. Принцип работы монитора заключается в визуализации светящегося пятна на поверхности мишени с помощью оптической схемы.

На рис. 1.9 изображена схема монитора на переходном излучении [34].

Пучок заряженных частиц пересекает мишень (тонкую металлическую фольгу) генерируя излучение на входе в фольгу – обратное излучение (backward emission), направленное под углом зеркального отражения относительно поверхности мишени, и на выходе из фольги «forward emission» (прямое излучение).

Конкретное угловое распределение (максимум углового распределения переходного излучения приходится на угол γ^{-1}) означает, что при проектировании оптической системы необходимо учитывать, чтобы эффект сужения не влиял на процесс измерения. Другим важным аспектом является использование тонкой фольги, чтобы возмущение на самом пучке было минимальным [34].

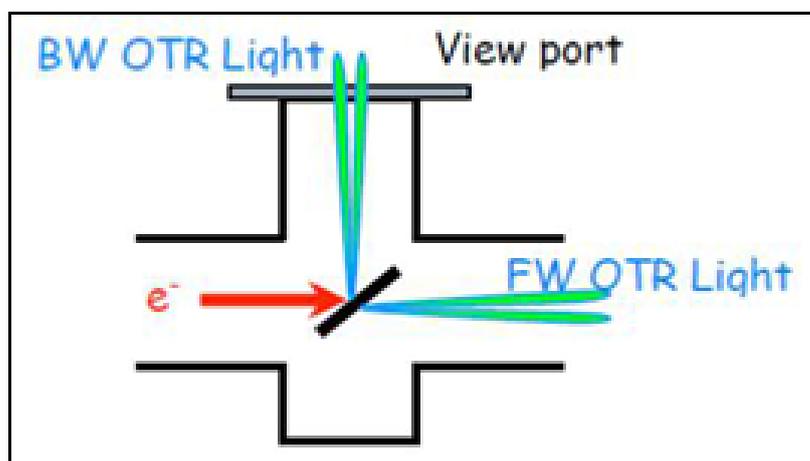


Рис. 1.9. Схема генерации прямого (FW) и обратного (BW) переходного излучения

Диагностика поперечных профилей электронных пучков с помощью переходного излучения в оптическом диапазоне ограничена в основном дифракционным пределом. (подробнее см., например, в [2, 30]).

Приведен краткий обзор по диагностике профилей пучков в ускорительной практике. В обзоре изложены далеко не все методы по профилированию пучков, вкратце приведены принципы действия и методы оперирования мониторами, описанными выше. Также кратко описаны и основные преимущества и недостатки существующих методов.

В настоящей диссертации предлагается использование датчиков/мониторов/сканеров/резонаторов на базе вибрирующей струны и разные по принципу методы измерений и алгоритмы обработки данных. Предложенные устройства разработаны и сконструированы именно в лаборатории Ереванского физического института и о них подробно пойдет речь во всех последующих главах.

§2. Датчики вибрирующей струны, их модификации и применение

Датчики, используемые для измерения поперечных сечений пучков, различаются принципом действия, степенью сложности конструкции и стоимостью, способом передачи и обработки данных, способностью работы в разных условиях, т.е. помехоустойчивостью, шириной динамического диапазона, требованиями к дополнительной инфраструктуре (специальные окна, фланцы, в некоторых случаях диэлектрические врезки в вакуумную камеру и др.).

В 1999 г в ЕрФИ. впервые для диагностики пучков ускорителей было предложено использование вибрирующих струн [35], на базе которых был изготовлен ряд датчиков/мониторов/сканеров/резонаторов вибрирующей струны, предназначенных прежде всего для измерения поперечного профиля различных пучков ускорителей, а также фотонных пучков разных энергий. Принцип действия датчиков основан на сильной зависимости частоты собственных колебаний струны от натяжения струны, а, следовательно, от температуры струны. В свою очередь температура струны определяется количеством частиц пучка, падающих на струну в данном ее положении.

Датчик вибрирующей струны в комплекте с измерительными электронными схемами, соединительными проводами и системой передачи и обработки информации. назван монитором вибрирующей струны (МВС). Основной задачей применения МВС является профилирование пучков заряженных частиц, а также нейтронов и фотонов. Были разработаны датчики с закрепленной с двух концов вибрирующей струной/струнами, в которых изменение натяжения происходит вследствие температурных изменений

струны и проявляется в изменении частоты колебаний струны. Это может быть вызвано, в частности, прохождением пучков заряженных частиц/излучения через материал струны и служить мерой потока частиц, рассеивающихся на струне.

В случае, если размеры пучка больше амплитуды колебаний струны, струна во время колебаний замечает небольшую область от всего пучка и возникает необходимость сканировать пучок с целью его профилирования. В этих случаях МВС вместе с различными системами передвижения был назван сканером вибрирующей струны (СВС). В случаях профилирования тонких пучков (размеры пучка меньше области, замечаемой струной в процессе колебаний), сама вибрирующая струна может быть использована в качестве сканера. О профилировании тонких пучков с помощью МВС будет подробно изложено в гл. 4.

Аналогом МВС фактически являются широко используемые в ускорительной технике проволочные сканеры. Основное преимущество МВС является их достаточно простая конструкция, высокая помехоустойчивость (информация формируется в виде синусоидального сигнала частоты, с возможностью его передачи на большие расстояния с применением не аналоговых методов измерения), а также широкий динамический диапазон. К недостаткам МВС можно отнести недостаточное быстродействие, так как в основу положен тепловой принцип измерений, требующий термализации струны. Этот процесс зависит от параметров материала струны и геометрических размеров датчика и может происходить в интервале от нескольких секунд до долей секунд.

Отметим, что группой Ереванского физического института вибрирующие струны были использованы также для разработок датчиков натяжения, в которых измеряемое усилие с помощью специальных механических связей передавалось непосредственно на один из концов струны. Такая конструкция была использована для создания прецизионных датчиков натяжения, которые использовались для измерения магнитных свойств материалов, в частности,

свойств высокотемпературной сверхпроводящей керамики, измерений градиентов магнитного поля и термогравиметрии и криогравиметрии [36].

За изобретение, конструирование и успешное испытание диагностической системы «Сканер вибрирующей струны» в 2008 г. С. Г. Арутюняну была присвоена престижная Международная премия «Faraday cup» («Кубок Фарадея») [37].

Конфигурации и специфические особенности мониторов вибрирующей струны

Опишем модификации мониторов на базе вибрирующей струны, которые в течение многих лет были успешно протестированы на различных ускорителях, а также в экспериментах с лазерными пучками.

Мониторы вибрирующей струны применимы в различных конфигурациях:

1. Однострунные мониторы/сканеры средних геометрических размеров с генерацией второй гармоники колебаний: магнитные полюса датчика для возбуждения второй гармоники располагаются по краям струны, освобождая апертуру для пучка, составляющую примерно половину длины струны. Типичное применение таких мониторов – сканирующие устройства измерения профилей пучков.

2. Двухструнные мониторы положения пучка: мониторы с двумя струнами, разнесенными на расстояние в несколько мм позволяют дифференциальным методом контролировать смещение пучка между струнами. Метод дифференцирования сигналов двух струн может использоваться также для нормировки мониторов с учетом влияния температуры окружающей среды и присутствия других фонов помимо непосредственного воздействия измеряемого пучка (одна из струн экспонируется пучком, вторая струна защищена от воздействия пучка специальным экраном и служит реперным сигналом). В работе [38] представлен тип двухструнного монитора с апертурой, увеличенной на 8 мм. Эта модификация имеет меньшее время отклика и может использоваться как в вакууме, так и в воздухе.

3. Многострунные мониторы: использование нескольких струн дает возможность одновременного измерения профиля пучка без процедуры сканирования, что позволяет существенно уменьшить время измерения. Пятиструнный монитор такого типа был, например, использован для измерения профиля пучка синхротронного излучения на ускорителе APS ANL (измерения производились в воздухе) [39]. Так как синхротронное излучение сосредоточено в плоскости орбиты пучка, то измерялся только вертикальный профиль пучка (изменение плотности пучка в зависимости от вертикальной координаты).

4. Мониторы с большой апертурой: такие датчики представляют интерес для профилирования протонных пучков больших размеров (до 80 мм). Разработаны два типа таких мониторов:

- непосредственного действия пучка на вибрирующую струну: в электронную схему добавлена специальная схема ударного электрического возбуждения процесса автогенерации колебаний,

- коромысельного типа с двумя механически связанными струнами: невибрирующей струны–мишени повышенной длины и вибрирующей струны, измеряющей изменение натяжения струны–мишени, экспонирующейся пучком. Измерение температуры/натяжения струны-мишени осуществлялось с помощью специальной коромысельной связки между двумя струнами. Апертура таких мониторов может достигать 80 мм.

5. Новый двухструнный монитор вибрирующей струны (Д–МВС) с двумя струнами, разнесенными экраном. Монитор разрабатывается для совместного европейско-японского проекта IFMIF, конкретно для ускорителя LIPAc (Linear IFMIF Prototype Accelerator) [40].

Специфическая особенность здесь – беспрецедентно большой ток ускорителя (порядка 125 мА среднего тока пучка), что диктует необходимость прецизионного измерения потока потерянных частиц и области гало пучка.

В Ереванском физическом институте (группа ускорительной диагностики) был разработан монитор, в котором вибрирующая струна была использована в

качестве резонансной мишени (PM-MBC). Метод является модификацией традиционных струнных датчиков, в которых в качестве сигнала, определяющего количество рассеянных на струне частицах измеряемого пучка, используется поток вторичных частиц/излучения, образующихся в процессе рассеяния. Для измерения именно этого потока на фоне других типов частиц и излучения требуются сложные селективные датчики. В работе [41] был предложен и реализован тип мониторов, в которых мишенью служит вибрирующая струна. Использован тот факт, что струна в процесс колебаний занимает различные положения в пространстве. Разность измерений в крайних позициях в процессе колебаний дают информацию о градиенте плотности потока измеряемого пучка в случае, если таковой присутствует на расстояниях порядка амплитуды колебаний струны. Дифференциальный принцип измерения, отсекающий сопутствующий однородный фон, позволяет использовать самые простые неселективные датчики вторичных частиц/излучения. Метод позволяет производить быстрые измерения профиля пучка с учетом того, что типичные частоты мониторов лежат в пределах 1–10 кГц, т.е. на измерение в одном положении требуется соответственно 1–0.1 мс. Подробнее этот метод изложен в гл. 3.

§3. Опыты по диагностике пучков с помощью мониторов вибрирующей струны

Электронные пучки

Первые эксперименты по сканированию пучков заряженных частиц были проведены на электронном пучке инжектора синхротрона ЕрФИ. с энергией 50 МэВ и средним током около 10 нА после коллимации [42]. Для измерения профиля электронного пучка использовался также монитор с большой апертурой, образованной струной–мишенью длиной 50 мм [43].

Протонные пучки

Серия экспериментов по использованию MBC была проведена на ускорителе PETRA в DESY. Уникальные характеристики MBC позволили измерить

область гало протонного пучка со средним током около 15 мА и энергией 15 ГэВ [44, 45].

Монитор с расширенной апертурой 60 мм при общей длине струны 120 мм был установлен на транспортной линии между линейным ускорителем и 3 ГэВ–ным синхротроном комплекса J-PARC. Была подтверждена способность монитора к диагностике гало пучка. В качестве положительной характеристики была отмечена нечувствительность датчика по отношению к вторичным электронам [46]. МВС с расширенной апертурой планируется использовать для изучения области гало протонного пучка проекта Project-X Injector Experiment (PXIE, Fermilab), который представляет собой программу, нацеленную на разработку мультимегаваттного сверхпроводящего протонного ускорителя. МВС был протестирован на установке Fermilab High Intensity Neutrino Source (HINS) с протонным пучком 50 кэВ [47, 48].

Ионные пучки

МВС был испытан на пучке ионов железа с энергией 20 кэВ и током 16 пА установки энерго–масс–анализатор ЭМАЛ–2. Было зарегистрировано смещение частоты на уровне 0.15 Гц [49].

Диагностика фотонных пучков: Лазерные пучки

Обычно лазерные пучки, как самые доступные для экспериментов, использовались в процессе разработки и калибровки мониторов вибрирующей струны всех типов. Как правило используются обычные полупроводниковые лазеры мощностью от нескольких единиц до нескольких сот мВт.

Метод резонансной мишени (РМ–МВС) пока опробован только на пучке полупроводникового лазера. В качестве детекторов отраженного излучения использовались быстрые фотодиоды [41]. Область профилирования лазерных пучков, однако, может иметь самостоятельный интерес [50].

Рентгеновское (ондуляторное) излучение

Несмотря на то, что это излучение депонирует в струне только малую часть своей энергии, тем не менее из-за большой чувствительности мониторов

вибрирующей струны этой энергии хватило для прогрева вибрирующей струны на уровне разрешения смещения частоты. На APS ANL (Advanced Photon Source of Argon National Laboratory) были проведены эксперименты по измерению профиля рентгеновского излучения от ондулятора с энергетическим диапазоном излучения 6.5–19.5 кэВ и размерами несфокусированного пучка 3×1.5мм. Важным в задаче было выделение излучения только от этого устройства с отсечением фона более мягких фотонов, образующихся в результате излучения электронного пучка на рассеяных полях фокусирующих и отклоняющих магнитов. Такое отсечение производилось пластинкой–фильтром из бериллия. В итоге после фильтра оставалось только рентгеновское излучение ондулятора, которое и измерялось МВС [51].

Синхротронное излучение

На синхротроне APS ANL был проведен эксперимент по измерению параметров электронного пучка по СИ. Важно, что такое измерение проводилось вне вакуумной камеры за фланцем–заглушкой из меди одного из неиспользуемых каналов СИ. В основном, излучение мощностью около 99.1 Вт с пиком вблизи 10 кэВ поглощалось в медном фланце толщиной 6 мм и за фланец выходили только жесткие фотоны с энергией свыше 100 кэВ (хвост спектра СИ) с мощностью 420 мВт. На струне поглощалось около 1.1 мВт мощности, трансформируемой в тепло. Электронный пучок синхротрона, посредством магнитной оптики ускорителя, сканировался по углу в пределах 300 мкрад с шагом 2.4 мкрад. В итоге, установленный за фланцем неподвижный пятиструнный монитор вибрирующей струны предоставил пять профилей СИ, отображающих профиль электронного пучка [39].

Глава 2. Измерения профилей пучков с помощью вибрирующих струн, тепловой метод

§1. Общее описание теплового метода измерения профилей пучков с помощью вибрирующих струн

Алгоритм вычисления времени отклика и частотного сдвига, обусловленного нагреванием струны

Принцип измерения профиля пучков с помощью вибрирующих струн тепловым методом следующий: при падении пучка на первоначально натянутую струну, последняя нагревается частицами пучка, что приводит к уменьшению ее натяжения. В случае если струна вибрирует на своей собственной частоте, такое изменение натяжения влияет на величину частоты. Получается частотный сдвиг, который может быть измерен. Точные измерения частоты (см. прил. 1) позволяют в итоге получить информацию о потоке частиц на струну [45]. Диапазон используемых частот – от 1 до 10 кГц. Отметим, что сравнительная медленность процессов передачи тепла ограничивает скоростные характеристики данного метода сканирования, однако, высокая чувствительность делает его перспективным для исследования гало пучков и сканирования слабых пучков.

Нагрев струны является динамическим процессом, зависящим от условий эксперимента (струна может быть помещена в воздухе, в другой атмосфере или в вакууме), материала струны, механизма теплопередачи от измеряемого пучка к струне и т. д.

Важным параметром измерения профиля является время отклика, которое зависит от характеристик МВС [52] и атмосферы.

Приведем общее описание принципа работы монитора вибрирующей струны.

В результате взаимодействия пучка со струной некоторая часть энергии пучка передается струне, нагревая ее. Повышение температуры струны относительно начальной можно рассчитать с помощью уравнения баланса между

депонированной в струну мощностью и теплоотводом через все возможные тепловые механизмы: проводимость вдоль струны между зажимами, потери на конвекцию в атмосферу окружающей среды (в случае, если она присутствует) и потери за счет излучения в окружающее пространство. Предполагается, что помимо воздействия пучка, нет никаких других источников тепла и что результирующий профиль температуры имеет треугольный вид. Точные расчеты уравнения теплопроводности [49] показывают, что данное приближение близко к истине. Уравнение баланса записывается в виде

$$W_{\text{beam}} = W_{\lambda} + W_{\text{rad}} + W_{\text{conv}}. \quad (2.1)$$

Каждое из слагаемых в уравнении баланса представляет собой теплоотвод по одному из механизмов: теплопроводности, излучения и конвекции (подробнее см. в §3).

Для треугольного профиля температуры, близкого к реальному распределению, отвод поглощенной мощности в струне посредством процесса теплопроводности описывается формулой

$$W_{\lambda} = 4(T - T_0) \frac{\lambda S}{L}, \quad (2.2)$$

где T – максимальная температура струны, T_0 – температура окружающей среды, λ – коэффициент теплопроводности материала струны, S и L – поперечное сечение и длина струны, соответственно.

Энергия, требуемая для поднятия температуры струны на среднее значение $(T - T_0) / 2$ вычисляется по формуле

$$E = \frac{T - T_0}{2} c \rho L S, \quad (2.3)$$

где c – удельная теплоемкость и ρ – плотность материала струны. Предполагается, что в процессе нагрева сток тепла остается постоянным и время τ_{λ} , затраченное на передачу струне энергии E вычисляется по формуле

$$\tau_{\lambda} = \frac{c\rho L^2}{8\lambda}. \quad (2.4)$$

Для мощности излучения, в случае, если тепловой сток вызван только процессом теплового излучения, используется следующая формула:

$$W_{\text{RAD}} = \varepsilon\sigma_{\text{ST}_B} T_{\text{MEAN}}^4 \pi dL - \varepsilon\sigma_{\text{ST}_B} T_0^4 \pi dL \approx 2\varepsilon\sigma_{\text{ST}_B} T_0^3 (T - T_0) \pi dL, \quad (2.5)$$

где d – диаметр струны, πdL – площадь поверхности струны, $T_{\text{MEAN}} \approx (T + T_0) / 2$ – средняя абсолютная температура струны. Предполагается, что излучательная способность струны ε одинакова для излучения и поглощения. Соответствующее время отклика находится по формуле

$$\tau_{\text{RAD}} = \frac{c\rho d}{16\varepsilon\sigma_{\text{ST}_B} T_0^3}. \quad (2.6)$$

Аналогичные вычисления могут быть выполнены для конвекционного теплового стока

$$W_{\text{CONV}} = \frac{T - T_0}{2} \alpha_{\text{CONV}} \pi dL, \quad (2.7)$$

где α_{CONV} – коэффициент конвективных потерь. Соответствующее время отклика составляет

$$\tau_{\text{CONV}} = \frac{c\rho d}{4\alpha_{\text{CONV}}}. \quad (2.8)$$

Окончательное время отклика τ , с учетом всех механизмов стока, находится по формуле

$$1/\tau = 1/\tau_{\lambda} + 1/\tau_{\text{RAD}} + 1/\tau_{\text{CONV}}. \quad (2.9)$$

В результате имеем

$$\tau = \frac{c\rho}{8(\lambda/L^2 + 2\varepsilon\sigma_{\text{ST}_B} T_0^3/d + \alpha_{\text{CONV}}/2d)}. \quad (2.10)$$

Для МВС со струной из нержавеющей стали диаметром 0.1 мм и длиной 40 мм коэффициент конвективных потерь составляет 20 Вт/(м²×К), что дает для $\tau \sim 3.9$ с ($\tau_{\lambda} \approx 48.5$, $\tau_{\text{RAD}} \approx 24.7$ и $\tau_{\text{CONV}} \approx 4.9$ с).

Для определения параметра τ_{CONV} использовалось уравнение конвекции для цилиндра, движущегося со скоростью v в воздухе [53]

$$\alpha_{\text{CONV}} = 4.13 \frac{v^{0.8}}{d^{0.2}}. \quad (2.11)$$

Например, для струны с длиной $L = 80$ мм и частотой колебаний около 2000 Гц на первой гармонике v составляет около 0.3 м/с (амплитуда колебаний составляет около двух диаметров струны) и соответственно $\alpha_{\text{CONV}} \approx 17$ Вт/(м²К). Отсюда следует, что при комнатной температуре теплоотвод конвекцией воздухом всегда доминирует по сравнению с радиационным теплоотводом.

Для среднего перегрева струны $\Delta T = (T - T_0) / 2$ можно найти соотношение между ΔT и W_{beam} (мощность потерь частиц пучка в струне):

$$\Delta T = \frac{W_{\text{beam}}}{8\lambda S / L + 4\epsilon\sigma_{\text{ST-B}} T_0^3 \pi d L + \eta \alpha_{\text{conv}} \pi d L}. \quad (2.12)$$

Для определения параметра W_{beam} , следует рассчитать, сколько энергии в веществе струны теряет одна частица пучка. При прохождении через вещество заряженные частицы взаимодействуют с присутствующими в материале электронами и ядрами посредством электромагнитного взаимодействия (ионизационные потери). Кроме этого, протоны также могут испытывать ядерные взаимодействия. Присутствуют также процессы излучения электронами/протонами.

Ниже мы сосредоточимся на расчетах для протонов, поскольку в рамках коллаборации с UNIST предполагалось использование МВС для измерения профиля протонного пучка установки КОМАС (описание самого эксперимента см. далее в §3). По причине большой массы протона последние два эффекта пренебрежимо малы по сравнению с ионизационными потерями в диапазоне

энергий протонов меньше 5000 ГэВ [54]. Уравнение для конкретных ионизационных потерь dE/dx частицы с массой $M \gg m_e$ (m_e – масса электрона) и скоростью v известно как формула Бете–Блоха [55] и является основным выражением, которое используется для расчета потерь энергии:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 W_{\max}}{\Phi^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{z} \right], \quad (2.13)$$

где $2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.1535$ МэВ см²/моль, $N_A = 6.022 \times 10^{23}$ моль⁻¹ – число Авогадро, $r_e = 2.817 \times 10^{-13}$ см – классический радиус электрона, ρ – плотность поглощаемого материала в г/см³, Z – атомный номер поглощаемого материала, z – заряд падающей частицы в единицах заряда электрона, A – атомный вес поглощающего материала в г/моль, Φ – средний потенциал ионизации в эВ, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = v/c$, c – скорость света, δ – поправка, учитывающая эффект плотности среды, C – поправка на эффект связи электронов на К- и L-оболочках, W_{\max} – максимальная передача энергии при одном столкновении. Максимальная передача энергии, в случае массы протона $m_p \gg m_e$, равна $W_{\max} \approx 2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2$ (см., например, [55, 56]). Для электронов и позитронов формула Бете–Блоха отличается от выражения (2.13).

В таб. 2.1 приведены некоторые типичные значения ионизационных потерь для протона в вольфраме ($Z = 74$, $A = 183.84$ г/моль и $\rho = 19.3$ г/см³) без поправок и в двух диапазонах энергии протонов. Для получения среднего значения ионизационного потенциала атомов поглощающего вещества используется значение $I = 727$ эВ для W_{\max} , следующее из прямых экспериментальных данных [57], вместо полуэмпирической формулы, представленной в [55].

Таб. 2.1. Ионизационные потери dE_p/dx для протона в вольфраме (E_p – кинетическая энергия протона).

E_p , МэВ	dE_p/dx , МэВ/см	E_p , МэВ	dE_p/dx , МэВ/см
10	384.63	1000	23.87

11	359.92	2000	22.63
12	338.57	3000	23.04
13	319.92	4000	23.66
14	303.46	5000	24.29
15	288.83	6000	24.88
16	275.73	7000	25.43
17	263.91	8000	25.92
18	253.20	9000	26.37
19	243.44	10000	26.79
20	234.50	-	-
21	226.29	-	-
22	218.71	-	-
23	211.70	-	-
24	205.18	-	-
25	199.11	-	-

Для одного протона потери δ_p в струне в первом приближении можно представить как

$$\delta_p = \left(\frac{dE_p}{dx} \right) \times (\pi d/4). \quad (2.14)$$

Некоторое количество потерь энергии протона трансформируется в тепло и нагревает материал струны. Доля преобразования потерь в тепло зависит от энергии протона, параметров материала струны и ее геометрии. В работе [58] было проведено моделирование с целью вычисления преобразующейся в тепло доли потерь энергии протонов (фактически ионизационных потерь). Объектом исследования была выбрана углеродная струна для сканера [59]. Авторы работы [58] оценили, что для протона с энергией 100 МэВ, проходящего сквозь углеродную струну диаметром 30 мкм, ионизационные потери ≈ 35.5 кэВ полностью нагревают струну и только 0.67 кэВ покидает струну посредством ядерного взаимодействия. Таким образом, предполагается, что $\epsilon_{\text{heat}} \approx 1$ (в предыдущих публикациях, см., например, [44], использовалось меньшее значение $\epsilon_{\text{heat}} \approx 0.3$).

В итоге находится уравнение, определяющее сдвиг частоты колебаний струны в зависимости от тока пучка протонов I_p , падающего на струну

$$\frac{\Delta F}{F_0} = -\frac{E}{2\sigma_0} \frac{\alpha \varepsilon_{\text{heat}} (\delta_p I_p / e)}{\left[8\lambda S / L + 4\varepsilon \sigma_{\text{ST-B}} T_0^3 \pi d L + \eta \alpha_{\text{conv}} \pi d L \right]}, \quad (2.15)$$

где $F_0 = (1/L) \sqrt{\sigma_0 / \rho}$ – начальная частота струны, вибрирующей на второй гармонике (см. прил. 1). Здесь σ_0 – начальное натяжение струны, ρ – плотность материала струны, α – коэффициент теплового расширения материала струны и E – модуль упругости материала струны.

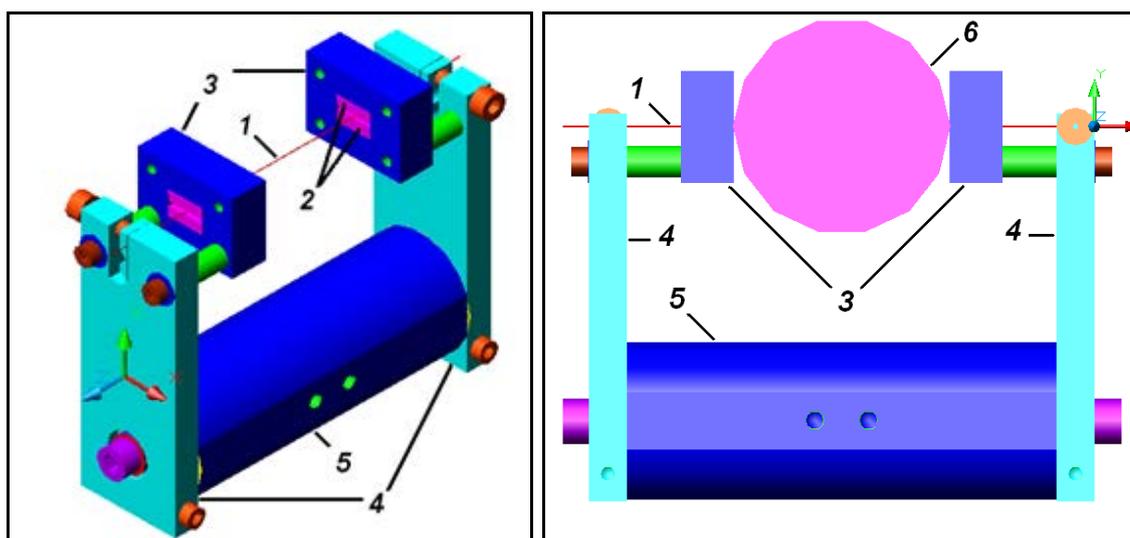
Например, для $E = 15$ МэВ и диаметра вольфрамовой проволоки $d = 100$ мкм получается $\delta_p = 2.27$ МэВ. Для протонного пучка с гауссовым профилем (с шириной пучка 15 мм) и средним током пучка $I_{\text{total}} = 100$ нА, падающим на помещенную в центре тока пучка струну: $I_p = 2.175 \times 10^{-10}$ А (длина струны $L = 80$ мм). При коэффициентах конверсии потерь в тепло $\varepsilon_{\text{heat}} = 0.9$ и конвекции воздуха $\alpha_{\text{conv}} = 17$ Вт/(м²К) повышение температуры струны ΔT составляет 0.8 К и депонированная в струне мощность – ≈ 0.44 мВт (диапазон датчика с используемыми параметрами составляет $1.5 \times 10^{-6} - 0.15$ Вт). При начальной частоте примерно 2000 Гц частотный сдвиг составляет ≈ 2.9 Гц.

§2. Общее описание монитора вибрирующей струны и схема автогенерации колебаний струны

Монитор вибрирующей струны

Основной вид монитора вибрирующей струны (МВС) представлен на рис. 2.1. Чувствительным элементом МВС служит струна (1), натянута между двумя зажимами (4). Материал струны – прошедшая специальную термическую обработку нержавеющей сталь, бериллиевая бронза, вольфрам. Могут быть использованы другие материалы с хорошими механическими свойствами. Начальное натяжение струны определяет частоту ее колебаний. Струна проходит через два участка магнитного поля, образованных парой постоянных магнитов (2) (обычно – это сплавы SmCo или NdFeB) с полюсами из мягкого железа (3). Такая система закреплена на жесткой металлической основе (5). Так как струна работает в режиме вынужденных деформаций, нужно, чтобы

жесткость механической основы была бы значительно выше жесткости струны. Зазор между магнитами составляет около 1 мм и колебания струны происходят в плоскости зазора. Если магнитное поле в зазорах направлено в одном и том же направлении в системе генерируются колебания первой гармоники. В случае противоположных направлений магнитного поля, генерируется вторая гармоника колебаний. Возбуждение колебаний струны из проводящего материала производится с помощью механического напряжения струны, возникающего вследствие взаимодействия переменного тока через струну с постоянным магнитным полем. Т.е. применяется метод автогенерации колебаний. Хорошо изготовленный датчик вибрирующей струны имеет добротность до 10^4 . Датчики с такой добротностью обладают стабильными колебаниями. Дополнительная стабилизация амплитуды колебаний обеспечивается специальной обратной связью на базе нелинейного элемента. Вибрирующая струна подключена к цепи положительной обратной связи электронной схемы, которая выбирает резонансную частоту, при которой частота переменного тока равна собственной частоте струны. Схема состоит из операционных усилителей, усиливающих колебания на собственной частоте. В электронной схеме предусмотрена также схема стабилизации амплитуды колебаний струны (подробнее см., напр., [41, 73]).



(a)

(b)

Рис. 2.1. (а) Общий вид датчика: (1) – вибрирующая струна, (2) – магниты, (3) – магнитные полюса, (4) – зажимы, (5) – основание. (б) Апертура датчика – круг (б), помещенный между магнитными полюсами.

Параметры МВС

Основным параметром МВС является текущая частота струны. Начальная частота МВС зависит от первоначального натяжения струны, материала, размеров датчика и лежит в пределах 1–10 кГц. Типичный диапазон выходного сигнала – смещения частоты – составляет менее 0.005 (нижний предел) и выше 1000 Гц (верхний предел), т.е. динамический диапазон – около 10^6 . Разрешение МВС – несколько единиц на 0.001 Гц, точность измерения – лучше 0.01 Гц. В зависимости от материала струны, ее геометрических размеров такая точность соответствует точности измерения смещения температуры струны менее 1 мК.

Равновесная температура вибрирующей струны, в результате взаимодействия с пучком, зависит от параметров самого датчика, а также от передачи тепла от частиц пучка материалу струны. Условия, в которых происходят колебания струны (вибрирующая струна может быть размещена как в вакууме, так и в газовой атмосфере) также оказывают влияние на процесс теплоотвода, и, следовательно, могут влиять на равновесную температуру струны. Таким образом точность датчика и его диапазон зависят от конкретных параметров пучка частиц: тип частиц, энергия частиц, материал струны, геометрия струны. В любом случае относительный динамический диапазон датчика по отношению к пучку частиц соответствует приведенному выше динамическому диапазону по температуре/частоте (т.е. около 10^6).

Абсолютные измерения потока частиц пучка требуют точного определения всех этих параметров. Можно использовать нормировку полного тока пучка любым другим известным методом.

Другим важным параметром МВС является апертура датчика, т.е. размер доступный для измерения пучка.

Для определения всех этих параметров МВС разработана специальная программа «VWM choice», подробное описание которой приведено в прил. 1.

§3. Прецизионная вневакуумная система мониторинга протонного пучка на основе вибрирующей струны

Эксперимент на протонном пучке

Тестирование монитора вибрирующей струны на базе теплового метода было проведено на измерении поперечного профиля протонного пучка Корейского многоцелевого ускорительного комплекса (КОМАС) [60] (см. рис. 2.2).



Рис. 2.2. Фотография Корейского многоцелевого ускорительного комплекса (КОМАС).

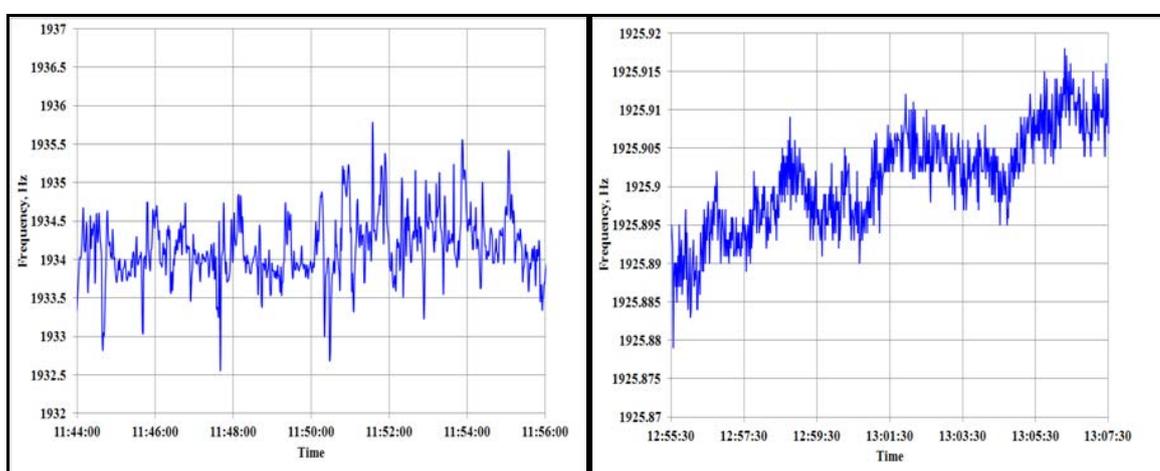
Для измерения профиля пучка протонов был использован датчик вибрирующей струны с большой апертурой [48].

Эксперименты проводились в условиях очень низких токов пучка (до 100 нА). Профиль пучка был измерен при количестве частиц в одном цуге $\approx 10^{11}$ и частоте повторения цугов 0.1 Гц с использованием нескольких положений сканирования.

Измерения проводились в воздухе на расстоянии ≈ 1 м от выходного фланца вакуумной камеры, где энергия пучка составляла 14.5 МэВ. Представим подробный анализ потерь протонов в материале с учетом максимальной передачи энергии в одном столкновении (формула Бете–Блоха). Расчеты сделаны специальной программой, (см. прил. 1) и проведены для вольфрамовой

струны в диапазоне энергий 10–10000 МэВ. Анализ с использованием экспериментальных результатов сдвигов частоты позволяет корректировать значения коэффициентов конвекции и теплопередачи частиц пучка.

Использованный в данном эксперименте датчик может работать в вакууме или в воздухе. В вакууме уровень стабильности частоты сигнала лучше, чем 0.01 Гц. В случае, когда датчик используется в воздухе, из-за конвекции флуктуации частоты колебаний становятся больше. Проблема особенно существенна для струн с большими длинами. На рис. 2.3 приведены сигналы датчика без защиты от конвекции (рис. 2.3a) и с коробкой, защищающей датчик от конвекции (рис. 2.3b).



(a)

(b)

Рис. 2.3. Частотный сигнал (a) – без и (b) – с защитой от конвекции.

Стандартная ошибка линейной регрессии экспериментальных точек на рис. 2.3a составляет 0.4 Гц, а экспериментальных точек на рис. 2.3b только 0.0038 Гц, т.е. воздействие коробки, защищающей от конвекции, очень существенное.

Для контроля профиля пучка протонов в воздухе используются радиохромные дозиметрические пленки GAFCHROMIC H-V2 [61]. Такого рода пленки обычно используются для количественного измерения поглощенной дозы фотонов высокой энергии, а также для дозиметрии широкого спектра других источников излучения (электронов, протонов, фотонов [62], а также альфа-частиц [63]).

Пленка является самопроявляющейся, т. е. не требует химикатов и оборудования для ее проявки. Динамический диапазон доз от 10 до 1000 Гр, практически энергонезависим, энергетическое разрешение составляет около 100 кэВ в диапазоне нескольких МэВ. Пленка имеет высокое пространственное разрешение (<5 мкм) и состоит из активного слоя, содержащего активный компонент, маркерный краситель, стабилизаторы и другие компоненты, определяющие отклик пленки. Степень окрашивания материала зависит от энергии, поглощаемой продуцирующими цвет элементами (хромофорами) [63].

Радиоцветная пленка имеет хорошие интегральные характеристики: разница откликов при суммарной дозе около 10 Гр с темпами облучения 3.4 Гр/мин и 0.034 Гр/мин составляет менее 5% от полного сигнала [61]. После экспонирования, как правило, пленки сканируются на специальном сканере, а затем оцифровываются с помощью специальной программы обработки изображений. На рис. 2.4 представлены результаты использования радиоцветной пленки в нашем эксперименте перед датчиком.

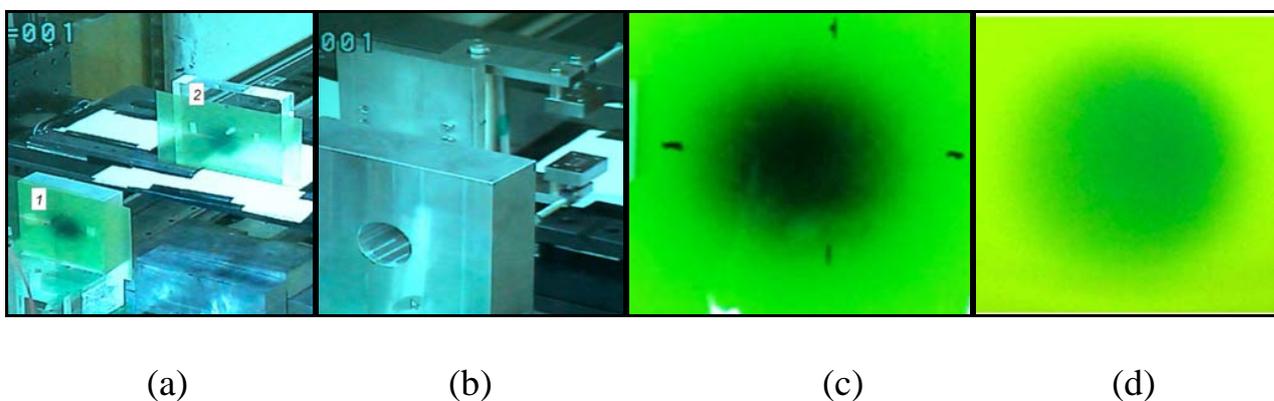


Рис. 2.4. Профилирование протонного пучка посредством пленки GAFCHROMIC: (a) – алюминиевый коллиматор (1) толщиной 20 мм и диаметром отверстия 30 мм и оргстекло (2) покрыты радиоцветной пленкой, (b) – алюминиевый коллиматор толщиной 20 мм и диаметром отверстия 30 мм без пленки в увеличенном масштабе, (c) – профиль пучка на пленке, установленной на коллиматоре и (d) – профиль пучка на пленке, установленной на блоке из оргстекла.

Недостатком этого метода является то, что пленка, начиная с некоторого количества прошедших частиц, чернеет, перестает реагировать на дальнейшее прохождение частиц пучка и требует замены. В качестве дополнения к профилированию посредством радиохромной пленки предложено использовать датчик вибрирующей струны с повышенной чувствительностью и точностью. Этот выбор, кроме того, обоснован тем, что в условиях эксперимента необходимо было измерить очень низкий ток пучка (только 10^{11} протонов в цуге вместо намеченного номинального значения количества протонов в цуге 1.25×10^{14}).

Профилирование пучка с помощью датчика вибрирующей струны

В [64] датчик вибрирующей струны был установлен на 3D-столе вывода пучка (см. рис. 2.4). Положение датчика было выбрано на расстоянии 1 м от выходного фланца вакуумной камеры из-за рассеяния в воздухе. Исходная энергия протонов 20 МэВ в этой позиции уменьшалась до 14.5 МэВ.

Для того, чтобы предотвратить магнитную систему от протонов за пределами апертуры струны до датчика вибрирующей струны, был установлен алюминиевый коллиматор с диаметром отверстия 30 мм. Коллиматор и датчик представлены на рис. 2.4б.

Затем датчик покрывался коробкой, защищающей его от конвекционных помех. Диафрагма коллиматора и отверстие в коробке были покрыты пленкой GAFCHROMIC для позиционирования коллиматора и датчика по линии пучка.

Один цуг протонного пучка имел длительность ≈ 100 мкс, в данном эксперименте частота следования цугов была ограничена величиной 1 Гц. Соответствующая задержка между цугами составляла 1 с и больше. Это время следует сравнить со временем отклика датчика, которое определяется тремя различными процессами теплоотвода (проводимостью через струну, излучением и конвекцией с поверхности струны). При $L = 80$ мм, $d = 100$ мкм, $\varepsilon = 0.3$, $\alpha_{\text{conv}} = 17$ Вт/(м²К) время отклика датчика составляет около 2.6 с [65]. В первых экспериментах с частотой повторения 1 Гц частотный отклик датчика не разделял друг от друга последовательные цуги. В итоге наблюдалась

перекрывающаяся структура таких цугов. Для разделения цугов была выставлена задержка между цугами 10 с (частота следования 0.1 Гц).

Результирующий эксперимент был проведен по следующей схеме: 5 цугов с частотой повторения 0.1 Гц в фиксированном положении датчика, затем задержка в 1 мин, в течение которой датчик сдвигался в поперечном направлении на 4 мм. Диапазон позиций, где наблюдался уверенный сигнал с датчика, составлял от + 2 до - 46 мм (всего 13 позиций). На рис. 2.5a представлен результат сгруппированных тринадцати измерений в различных положениях датчика, а на рис. 2.5b – 5 измерений цугов из серии, соответствующих положению - 18 мм.

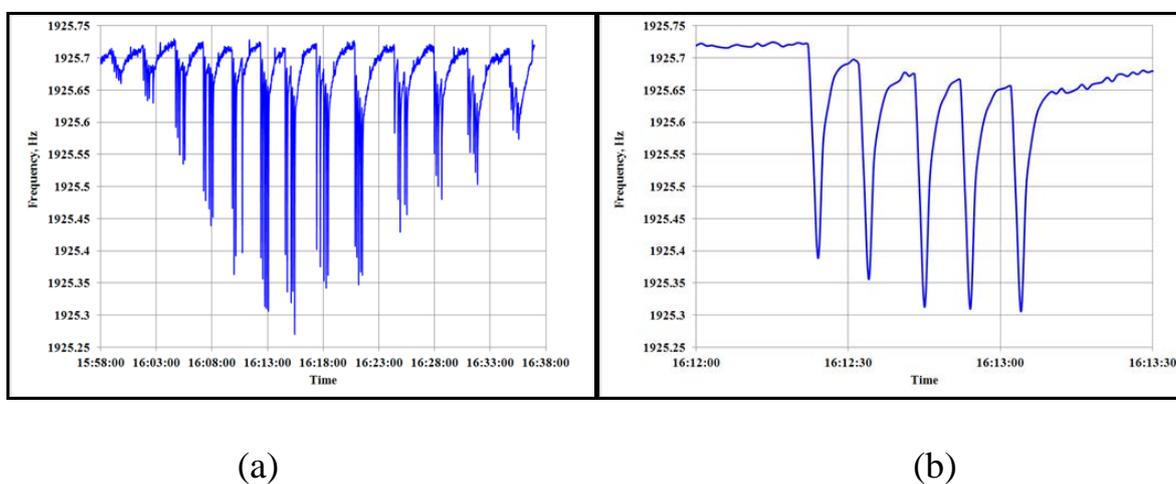


Рис. 2.5(a). Сводная информация по эксперименту полного сканирования. Видно, что только для позиций 2, - 18 и - 30 мм цуги пучка имеют регулярную временную структуру. Серия измерений позиций - 14 мм и - 38 мм содержит только четыре цуга вместо пяти. (b). Регулярная временная структура отклика датчика вибрирующей струны 5 цугов в положении - 18 мм.

Как видно из рис. 2.5a, наблюдается существенная разница между измерениями цугов в одной серии, соответствующими фиксированной позиции датчика вибрирующей струны. Это может быть объяснено либо разницей числа частиц в цуге, либо поперечными сдвигами цугов. Для решения этого вопроса желательно использование датчиков с несколькими вибрирующими струнами. В дальнейшем предполагалось, что поперечные смещения цугов отсутствуют, и

по сериям измерений в фиксированном положении датчика вычислялось среднее от величин падения частоты после прохождения цуга.

Из рис. 2.5b видно резкое падение частоты при падении цуга на струну и последующее возвращение частоты на исходное значение после короткого по времени воздействия цуга. Такое поведение типично для процессов нагрева и дальнейшего охлаждения струны. Так как процесс охлаждения прерывается падением на струну последующего цуга, наблюдается небольшой наклон точек, в которых происходит прерывание процесса охлаждения. В качестве численного значения воздействия цуга на частоту струны вычисляется падение частоты от начала до минимального значения. Набор таких значений для различных положений дает представление об усредненном профиле пучка в течение времени эксперимента (см. рис. 2.6).

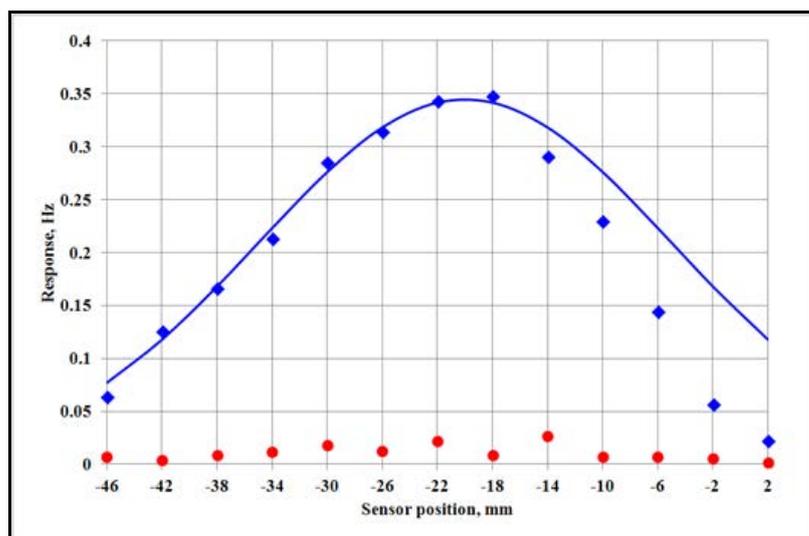


Рис. 2.6. Профиль пучка, восстановленный с помощью процедуры измерения падения частоты от каждого цуга. Ромбики – средние значения серии измерений в фиксированных положениях датчика вибрирующей струны, кружочки соответствуют среднеквадратичным отклонениям по серии, жирная кривая – фитирование экспериментальных точек гауссовой кривой.

В серии измерений, соответствующих положению -34 мм, одна экспериментальная точка в вычислениях не учитывалась. Серии, соответствующие положениям -14 и -18 мм, содержали только 4 цуга. Фитирование экспериментальных точек произведено с помощью гауссовой

кривой $g(x) = G \exp(-(x - x_0)^2 / 2\sigma^2)$ со следующими значениями параметров: $\sigma = 15$ мм, $x_0 = -20$ мм, $G = 0.345$ Гц (x – поперечная координата).

Соответствующее падение частоты ≈ 0.5 Гц было достаточным для анализа структуры отдельного цуга. Анализ показал существенную разницу между последовательными цугами. Средний профиль пучка протонов был восстановлен по серии измерений в фиксированных положениях пучка. Благодаря большому динамическому диапазону вибрирующей струны (максимальный сдвиг частоты до 1000 Гц) измерения протонов могут быть проведены при существенно больших значениях интенсивности пучка. Для номинальных значений тока установки КОМАС (например, 0.6 мА), МВС может быть использован для измерения области гало пучка.

§4 Эффекты скорости сканировании при измерениях профиля лазерного пучка вибрирующей струной

Методика вычисления частоты колебаний струны

Тепловой принцип действия МВС накладывает ограничения на быстродействие монитора. Важно при этом представлять границы используемых скоростей сканирования и степень достоверности получаемых результатов. Для этого были проведены измерения профиля тестового пучка при различных скоростях сканирования, произведены предварительные оценки для вычисления времен отклика МВС, соответствующие тепловым потерям вдоль струны, радиационным и конвективным потерям. Эти оценки, однако, не определяют меру различия между профилем пучка и частотным откликом МВС для заданной скорости сканирования. Для оценки меры достоверности частотного отклика МВС используется сравнение прямого и обратного сканирования пучка при разных скоростях. Полученные результаты были использованы для визуализации теплового запаздывания частотного отклика МВС.

Сканирование любого пучка с помощью МВС требует набора частотных измерений в фиксированных положениях струны. Электронная плата МВС для каждой струны состоит из двух основных блоков: генератора колебаний струны

(StrinGen) и блока измерения частоты. Плата основана на микроконтроллерах серии PIC18F25××. Передача данных на компьютер осуществляется через интерфейсы RS232 или USB. Измерение частоты колебаний струны F во временном интервале g выполняется путем подсчета периодов N_q высокочастотного точного кварцевого генератора в течение полных N_f периодов колебаний струны, которые приблизительно покрывают временной интервал g (рис. 2.7). Периоды колебаний струны фиксируются за счет использования прецизионного механизма пересечения нуля. Из равенства $\frac{N_f}{F} = \frac{N_q}{F_q} \approx g$ находится уравнение для значения частоты вибрирующей струны

$$F = F_q \frac{N_f}{N_q}.$$

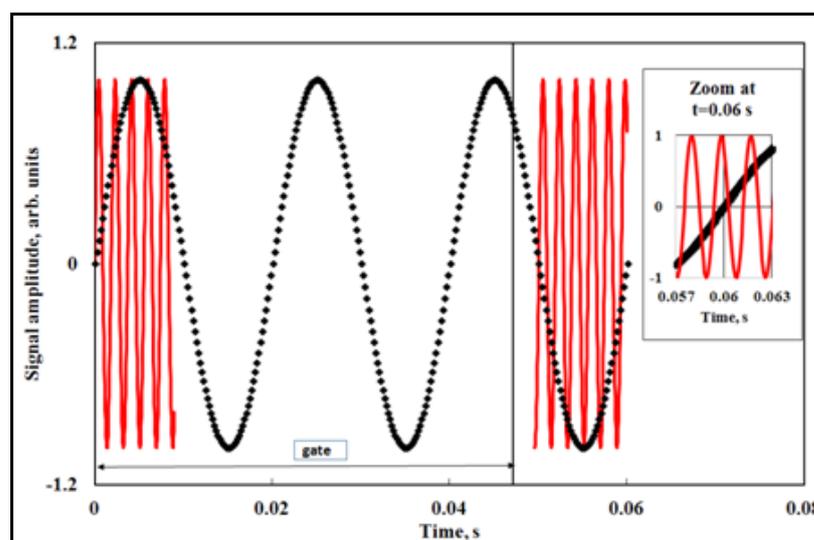


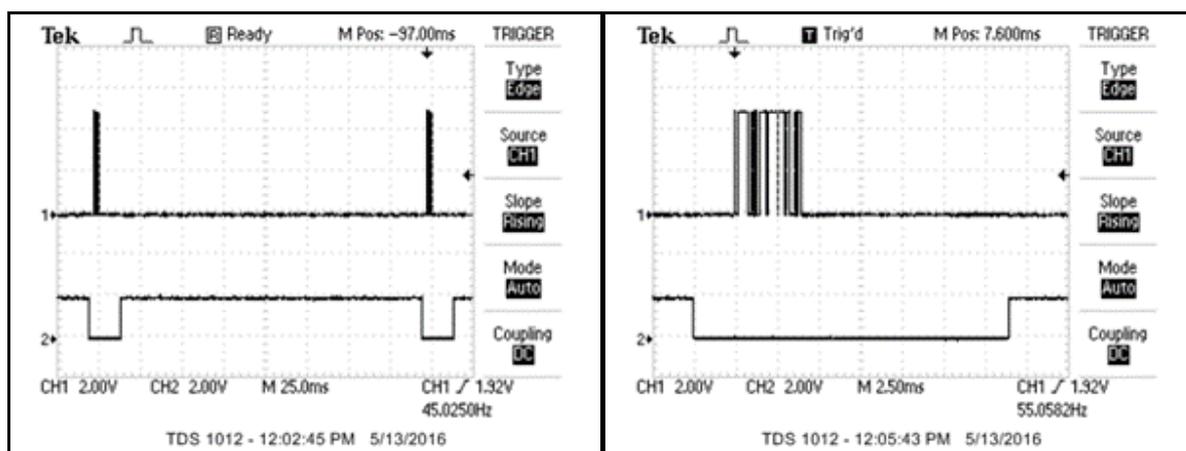
Рис. 2.7. Принцип измерения частоты колебаний струны: сплошная линия – высокочастотная кварцевая составляющая, ромбики – частотный сигнал струны, вертикальная черная линия – предварительно установленные временные ворота g . На вставке показано увеличение около $t = 0.06$ с.

В конце временного интервала пересечение высокой частоты может происходить на любой фазе (см. вставку на рис. 2.7), поэтому количество периодов кварца может меняться на одну цифру. Соответствующая точность метода представлена следующим уравнением

$$\frac{\Delta F}{F} \approx \frac{1}{N_q} \approx \frac{1}{gF_q}. \quad (2.16)$$

Поэтому относительная точность измерений при выборке 1 с и частоте кварцевого генератора 1 МГц около 10^{-6} .

При быстром сканировании мы должны учитывать более подробную информацию о частотном измерении и механических процессах движения. Микроконтроллер PIC18F2xx обеспечивает процесс измерения, и результат отправляется на РС в виде 4 байт в формате с плавающей запятой. При получении этой информации компьютерное время сохраняется в файле данных. Фактически, это время не соответствует реальному времени измерения, которое должно быть отнесено к средней точке ворот. Временные диаграммы этих процессов описаны на рис. 2.8 ($t_f = t_{f_PC} - 6.5ms - g / 2$).



(a)

(b)

Рис. 2.8. (a) – временная диаграмма формата ворот g (нижняя строка), после которой следует передача данных на РС (верхняя строка). Здесь $g = 180$ мс и зазор 20 мс между началом нового процесса измерения устанавливается для передачи данных на РС (поэтому время цикла составляет 200 мс), (b) – процесс масштабируется вокруг точки передачи данных, задержка между воротами после конца края и пакета данных на РС составляет около 6.5 мс.

Для интерфейса RS232 использовалась скорость передачи данных 9600 Бод, что соответствует ~ 1 мс для передачи 1 байта (включая стартовые и стоповые биты). Передача частотных данных сопровождается запросом положения шагового двигателя (см. рис. 2.9). Сразу же после отправки запроса время РС записывается в файл данных и практически соответствует реальному времени позиции, которое будет получено несколькими мс позже. Эти две колонки (и положения шагового двигателя) используются для вычисления в линейном приближении положения двигателя при времени измерения частоты. Измерение профиля пучка представлено в виде пары частоты струны и положения шагового двигателя.

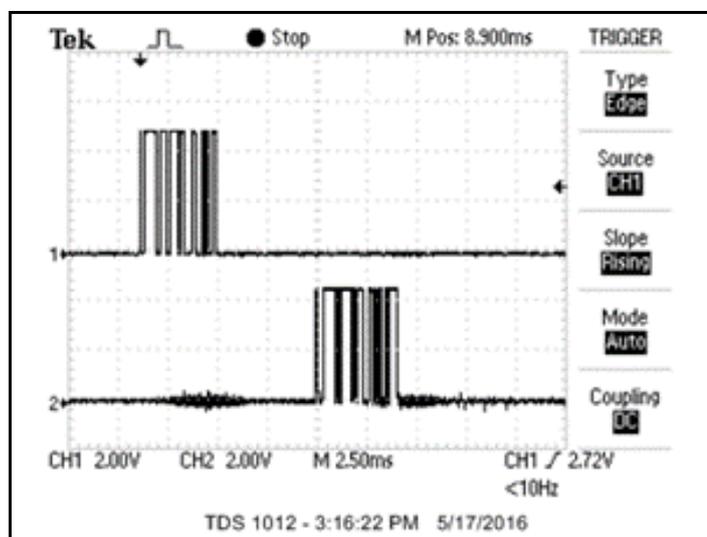


Рис. 2.9. Верхняя строка – частота приема 4 байта от блока StrinGen, нижняя строка – запрос положения шагового двигателя после сигнала частоты. Сразу же после отправки запроса соответствующее время РС записывается в файл данных.

Измерение профиля лазерного пучка при разных скоростях

В процессе эксперимента осуществлялось измерение поперечного профиля лазерного пучка путем измерения частоты струны в разных положениях относительно пучка. Профиль лазерного пучка исследовался с помощью МВС при разных скоростях сканирования.

Далее приведены экспериментальные данные профилирования лазерного пучка, когда скорость сканирования менялась.

На рис. 2.10 скорость сканирования 0.0166 мм/с (10 шагов/с). Первичные результаты прямого и обратного сканирований представлены на рис. 2.10а. Зазор между кривыми обусловлен тепловой инерцией процесса нагрева струны и холостым ходом при изменении направления движения столика. На рис. 2.10б представлены сдвинутые друг к другу графики прямого и обратного сканирований. Значение обоих сдвигов составил 0.017 мм (10 шагов). После этой операции два графика практически совпадают и представляют истинный профиль лазерного пучка. Точность восстановления профиля может быть определена как разница между двумя кривыми на рис. 2.10б. Падение частоты, вызванное нагревом струны составило 68 Гц, полная ширина на полувысоте (FWHM) прямого сканирования – 334.7 шага (0.556 мм), время сканирования – 33.5 с.

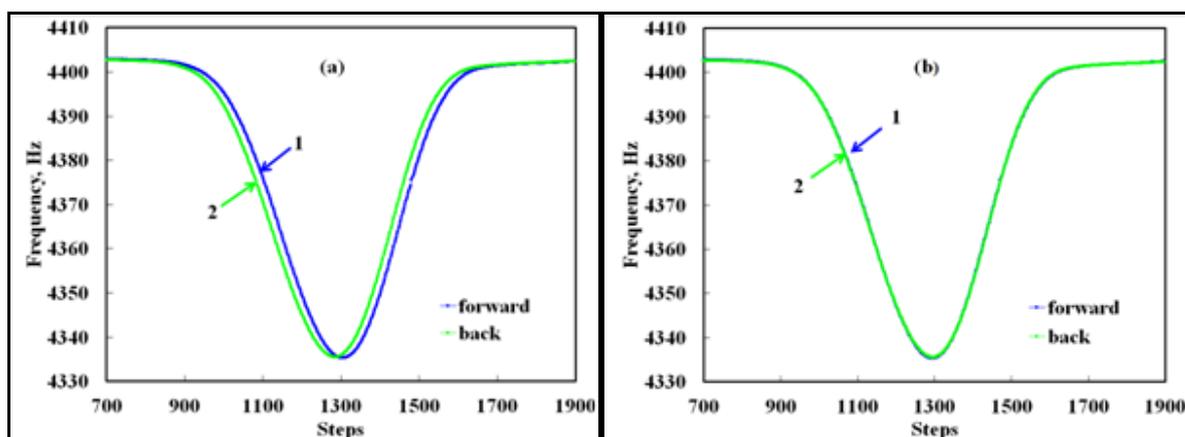


Рис. 2.10. Сканирование с минимальной скоростью 10 шагов/с (0.0166 мм/с): (а) – первичные данные, (б) – графики сканирования сдвинуты друг к другу на 10 шагов. Кривые 1 и 2 – прямое и обратное сканирование.

Практически ту же картину мы наблюдали для скорости сканирования 0.03332 мм/с (20 шагов/с). Для совмещения первичных сканирований использовались сдвиги 0.023 мм (14 шагов) для каждого сканирования. Падение частоты составило 63 Гц, что меньше, чем в предыдущем случае, FWHM прямого сканирования – 332.8 (0.553 мм), время сканирования – 16.6 с.

Сканирование со скоростью 0.0830 мм/с (50 шагов/с) представлено на рис. 2.11. Падение частоты составило 60 Гц. Для перекрытия обратного сканирования с

прямым мы использовали сдвиги 0.056 мм (34 шага) навстречу друг к другу (рис. 2.11(b)).

Центры профилей примерно совпадают, но небольшая разница возникает на «хвостах» профилей, что объясняется разницей процессов нагрева на входе струны в пучок и процессом охлаждения на выходе струны из пучка. FWHM прямого сканирования – 340.6 шага (0.566 мм), время сканирования – 6.8 с.

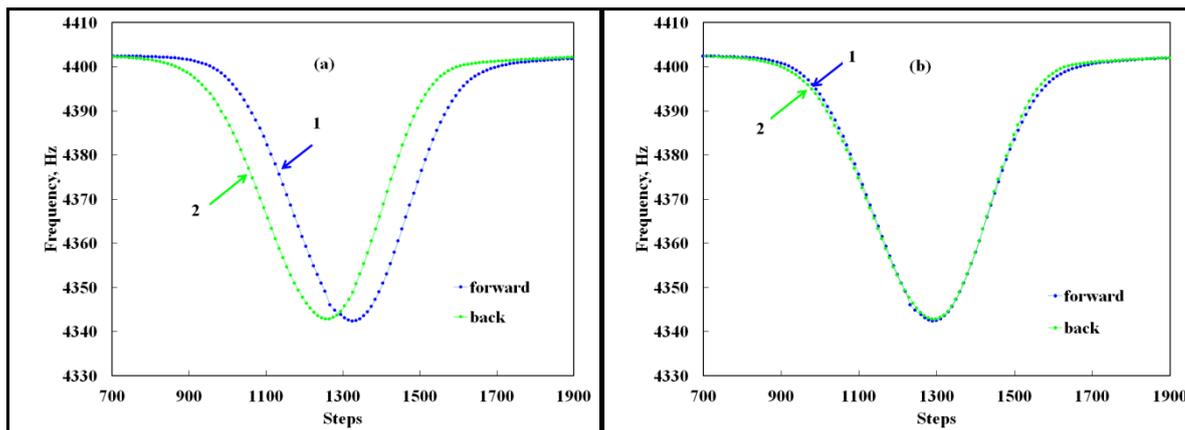


Рис. 2.11. Сканирование со скоростью 50 шагов/с (0.0830 мм/с): (a) – первичные данные, (b) – графики сканирования сдвинуты друг к другу на 34 шага. Кривые 1 и 2 – прямое и обратное сканирование.

При скорости сканирования 0.1661 мм/с (100 шагов/с) падение частоты составило 51 Гц (см. рис.2.12). Разница между графиками сканирования после взаимных сдвигов на 0.086 мм (52 шага), показывает значительный эффект тепловой инерции. FWHM прямого сканирования – 362.2 шага (0.602 мм), время сканирования – 3.6 с (рис. 2.12b).

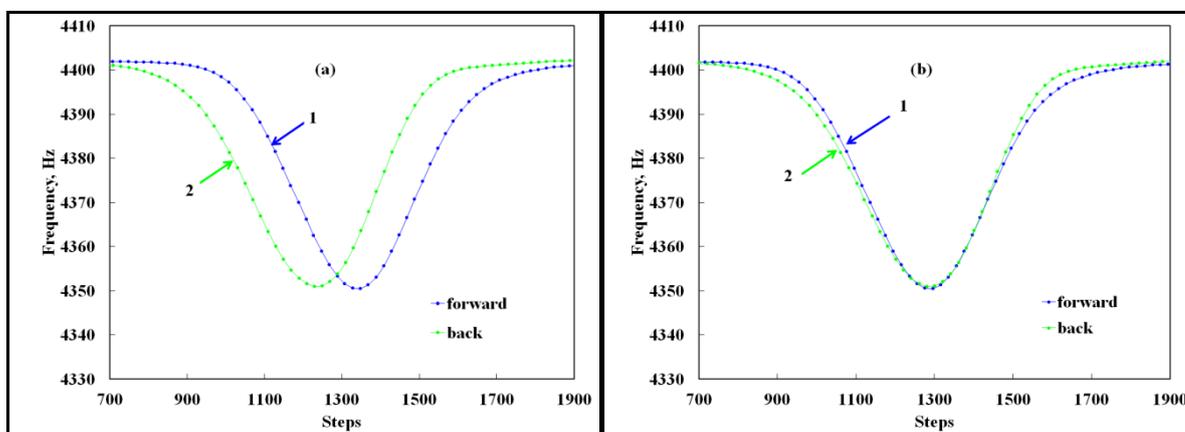


Рис.2.12. Сканирование со скоростью 100 шагов/с (0.1661 мм/с). (a) – первичные данные, (b) – графики сканирования сдвинуты друг к другу на 52 шага. Кривые 1 и 2 – прямое и обратное сканирование.

Был произведен вариант сканирования со скоростью 0.2491 мм/с (150 шагов/с) с падением частоты 50 Гц. Параметр сдвига графиков составил 0.123 мм (74 шага), FWHM прямого сканирования – 398.3 шага (0.622 мм), соответствующее время – 2.6 с.

Максимальная скорость сканирования в этом эксперименте составляла 0.3322 мм/с (200 шагов/с) с падением частоты 45 Гц (см. рис. 2.13). Соответствующие сдвинутые профили (на 0.14 мм или 84 шагов) совпадают только вблизи центральной части, а хвостовые части представляются существенно разными. FWHM прямого сканирования – 430.2 шага (0.715 мм), соответствующее время – 2.1 с.

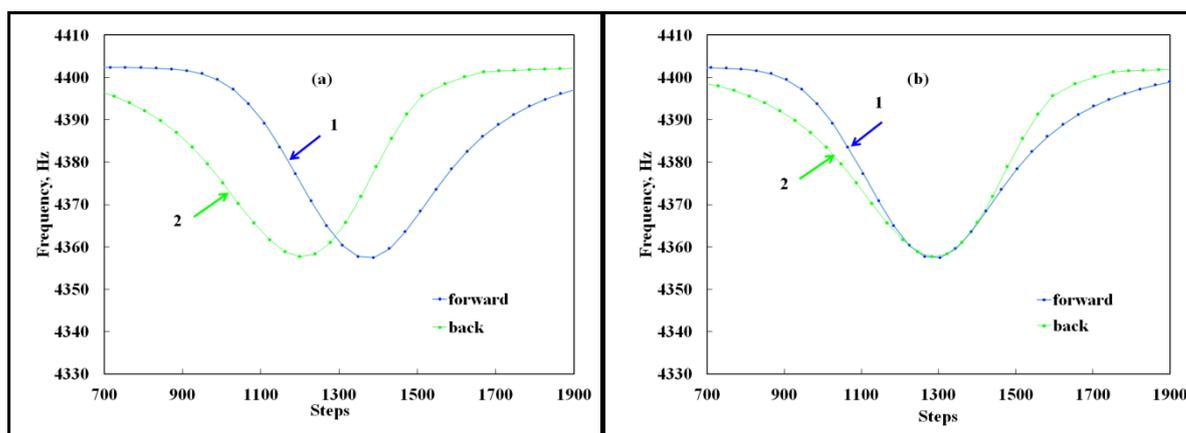


Рис. 2.13. Сканирование с максимальной скоростью 200 шагов/с (0.3322 мм/с): (a) – первичные данные, (b) – графики сканирования сдвинуты друг к другу на 84 шага. Кривые 1 и 2 – прямое и обратное сканирование.

Как видно из результатов экспериментов при увеличении скорости сканирования уменьшается количество экспериментальных точек на графиках и искажение кривых относительно симметричного профиля лазерного пучка растет. Оценка времени отклика МВС в 3.9 с дает качественное описание экспериментальных измерений. Действительно, для скоростей сканирования 0.0166, 0.0332 и 0.0830 мм/с (время сканирования 33.5, 16.6 и 6.8 с) результаты

прямого и обратного сканирования практически совпадают. При скорости 0.1661 мм/с (время сканирования 3.6 с) наблюдается заметное расхождение между результатами прямого и обратного сканирования, которое при скорости 0.2491 и 0.3322 мм/с становится значительным. Полученные результаты наводят на мысль об использовании для оценки меры соответствия измерений МВС реальному профилю пучка сравнение частотных откликов МВС при прямом и обратном сканировании. Для такого сравнения использовался простой алгоритм, основанный на вычислении суммы абсолютных расстояний между значениями частотных откликов МВС, нормированных на количество экспериментальных точек.

В таб. 2.2 представлены результаты такой процедуры, произведенной для всех использованных скоростей сканирования.

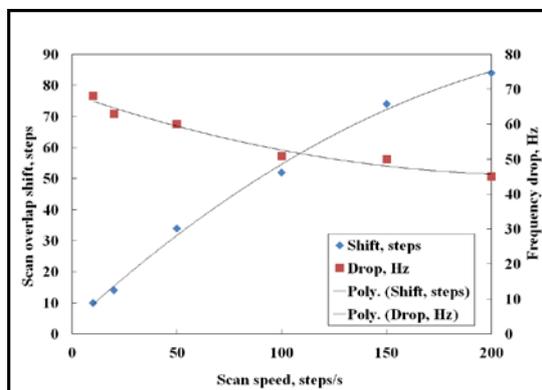
Таб. 2.2. Сравнительные характеристики прямого и обратного сканирования пучка при разных скоростях

Скорость скан. - ния, мм/с	FWHM, мм	Время скан. - ование по FWHM, с	Кол. - во точек	Падение частоты, Гц	Расхождени е скан. - ний, Гц,	Точность изм - ния профиля, %
0.0166	0.556	33.5	987	68	0.11	0.16
0.0332	0.553	16.6	492	63	0.20	0.32
0.0830	0.566	6.8	194	60	0.42	0.70
0.1661	0.602	3.6	97	51	1.03	2.01
0.2491	0.622	2.6	63	50	2.45	4.89
0.3322	0.715	2.1	48	45	3.22	7.15

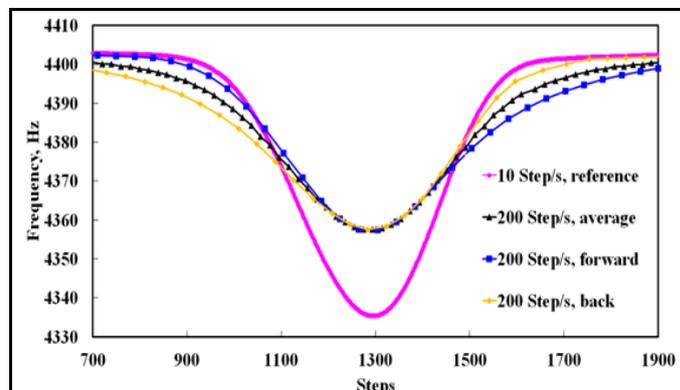
На рис. 2.14а представлены совокупные данные о сдвигах и частотах для всех сканирований.

Использование прямого и обратного сканирования также дает возможность производить коррекцию частотных откликов МВС с целью приближения к реальному профилю пучка. Коррекция произведена усреднением профилей

прямого и обратного сканирования. На рис. 2.14b представлен процесс такого усреднения для наибольшей скорости сканирования 0.3322 мм/с. Для сравнения приведен также профиль пучка по результатам медленного сканирования, принятым опорным.



(a)



(b)

Рис. 2.14. (a). Совокупные данные о сдвигах и частотах для всех сканирований, (b) график усреднения (треугольники) прямого (квадраты) и обратного (ромбики) сканирований для скорости 200 шагов/с. FWHM для этого графика составляет 0.711 мм (428.1 шага). Сплошной линией представлен опорный профиль, зарегистрированный при скорости 10 шагов/с (FWHM – 0.715 мм).

Поскольку в основе метода вибрирующей струны лежит тепловое воздействие пучка на струну при измерениях наблюдается различное поведение монитора при нагреве и охлаждении струны, обусловленное тепловой инерцией данных процессов. Для выделения этой разницы использовалось сочетание прямого и обратного сканирований. Такой метод позволяет оценить точность соответствия частотного сигнала монитора реальному профилю пучка даже при больших скоростях сканирования (быстрота сканирования определяется сравнением времени сканирования с характерным временем отклика монитора). Разница между прямым и обратным сканированием определяет точность сканирования при данной скорости. Результаты использованы для коррекции теплового запаздывания частотного отклика МВС.

Приведенные результаты представляют интерес при использовании МВС в широком диапазоне применений (заряженные частицы, излучение), поскольку позволяют по прямому и обратному сканированию при той же скорости определять точность сканирования и производить коррекцию профиля пучка.

§5. Томографический метод восстановления двумерного профиля пучка

Многострунный датчик с функцией вращения вокруг оси пучка

В работе [66] было предложено использовать вращающийся вокруг оси пучка массив вибрирующих струн для измерений сложных профилей частиц пучка.

Струнный сканер в каждом положении струны обеспечивает интегральную информацию о плотности пучка вдоль нее. В случае сканирования двумерная плотность поперечного сечения пучка проектируется как одномерная. Если распределение пучка имеет известную форму, например, является гауссовым с двумя стандартными отклонениями в ортогональных направлениях, только двух измерений проекций достаточно, чтобы восстановить профиль поперечного сечения. В более сложном случае, требуется гораздо больше измерений и специальных математических методов. С математической точки зрения проблема полностью такая же, которую решает компьютерная томография. Восстановление сигнала в этом случае может быть очень похоже на методы, широко используемые в томографии (см., например, [67]), где использован алгоритм фильтрованной обратной проекции (ФОП), который широко используется практически во всех приложениях прямой томографии.

Метод обратного проецирования

Следуя [67], рассмотрим двумерную область с неравномерным распределением $\mu(x, y)$ и возможностью при помощи некоторой системы обнаружения для построения проекций $p(\xi, \Theta)$ этого распределения вдоль любой оси с углом ϑ относительно оси x :

$$p(\xi, \vartheta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(x, y) \delta(\xi - x \cos \vartheta - y \sin \vartheta) dx dy. \quad (2.17)$$

Обратное проецирование для заданного угла ϑ является математической операцией, которая равномерно распределяет эту проекцию по полосе $\xi = x \cos \vartheta + y \sin \vartheta = const$ в площадь распространения:

$$b(x, y, \vartheta) = p(x \cos \vartheta - y \sin \vartheta, \vartheta). \quad (2.18)$$

Интегрирование по ϑ дает распределение $g(x, y)$, которое приблизительно представляет начальное распределение $\mu(x, y)$.

$$g(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} b(x, y, \vartheta) d\vartheta. \quad (2.19)$$

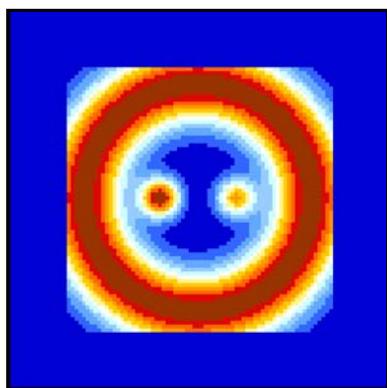
Процесс проецирования проиллюстрирован на примере следующего распределения в дискретном пространстве 70×70 :

$$\mu(x, y) = 10 \exp\left(-\frac{(x-10)^2 + y^2}{25}\right) + 7 \exp\left(-\frac{(x-10)^2 + y^2}{25}\right) + 10 \exp\left(-\frac{(\sqrt{x^2 + y^2} - 30)^2}{100}\right). \quad (2.20)$$

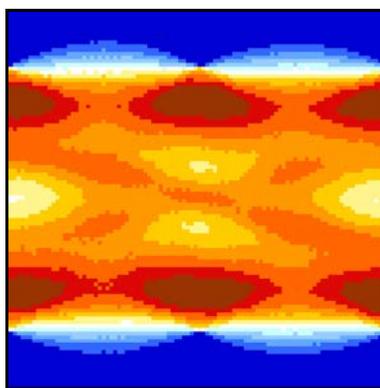
Вид этого распределения представлен на рис. 2.16а.

Квадрат 70×70 помещается в большую рабочую зону 100×100 для возможности вращения распределения в рабочей зоне.

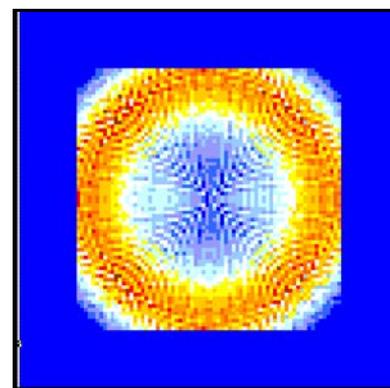
Проекция этого распределения в вертикальном направлении, согласно (2.17), представлена на рис. 2.16б. Простой алгоритм реконструкции (2.18, 2.19) дает результат, представленный на рис. 2.16с



(a)



(b)



(c)

Рис. 2.16: (a) Тестовое распределение измеряемого пучка, (b) – проекция от (a), (c) – прямая реконструкция обратной проекции.

Из точной математической теории, (см., например, [68]), следует, что для точной реконструкции проекция должна быть предварительно «отфильтрована» (метод свертки).[69]):

$$f(\xi, \vartheta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} p(\xi_0, \vartheta) h_1(\xi - \xi_0) d\xi_0, \quad (2.21)$$

$$h_1(\xi) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |\chi| \exp(i\chi\xi) d\chi. \quad (2.22)$$

Использование $f(\xi, \vartheta)$ вместо $p(\xi, \vartheta)$ в (2.18) и (2.19) восстанавливает начальное распределение $\mu(x, y)$. Аналогичная коррекционная функция, с некоторыми приближениями [70], может быть полностью выведена не в частотной, а в пространственной области.

Концепция разработанной для реконструкции изображений коррекция в первом приближении приводит к добавлению вклада соседних струн выбранной полосы в обратный проекционный алгоритм с отрицательным весовым коэффициентом около -0.5 (результат представлен на рис. 2.17).

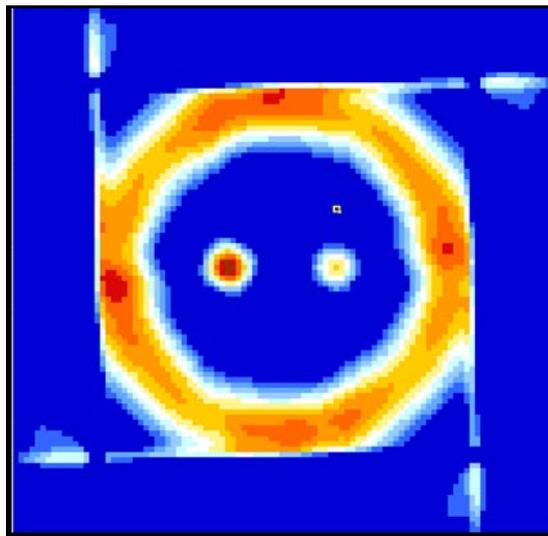


Рис. 2.17. Распределение (2.20), реконструированное функцией коррекции.

Струна как средство проецирования

В качестве инструмента 2D профилирования пучка было предложено использовать массив вибрирующих струн. Каждая струна в определенном положении накапливает энергию проникающих в нее частиц пучка, что приводит к увеличению температуры струны. Нагрев струны, в свою очередь, приводит к изменению частоты собственных колебаний струны, которые можно измерить очень точно (см., например, [39]). В отличие от широко используемых проволочных сканеров информация о каждой струне сосредоточена в генерируемом частотном сигнале струны, что позволяет использовать много струн одновременно.

МВС-арфа

Следуя J. Vergoz, в [66] конструкция с массивом вибрирующих струн была названа VWM–Harpichord (МВС–арфа). Основное преимущество конструкции МВС–арфа – это возможность вращения сетки струн вокруг оси пучка, а также возможность удаления массива струн из апертуры пучка в случае необходимости. В названии присутствует слово «арфа», так как все струны вибрируют на разных частотах.

В случае диаметра пучка до 50 мм предлагалось использовать 10–струнный массив длиной 80 мм. Пространство между полюсами магнитов, открытыми для пучка ≈ 50 мм. Размер рамки МВС – арфа ≈ 125 мм \times 125 мм. Чтобы избежать трудностей с вакуумом в камере было предложено вращать МВС – арфа с помощью подшипника с сквозным отверстием диаметром ≈ 100 мм. Неподвижная опора внутреннего кольца подшипника должна быть установлена на перпендикулярной к оси пучка передней стенке специальной вакуумной камеры. Вращающееся наружное кольцо подшипника должно нести опорный фланец МВС – арфа с наружными зубцами. Специальное зубчатое колесо малого диаметра должно выполнить вращение этого опорного фланца. Это зубчатое колесо должно проходить через боковую стенку вакуумной камеры, через высоковакуумный ввод. Описанная конструкция представлена на рис. 2.18а.

Наклон МВС – арфа относительно плоскости фланца предлагалось сделать путем поворота оси наклона монитора на выступах (см. рис. 2.18а). Коробка передач передает вращение валу, чтобы начальный угол погружался в специальный паз (см. рис. 2.18b).

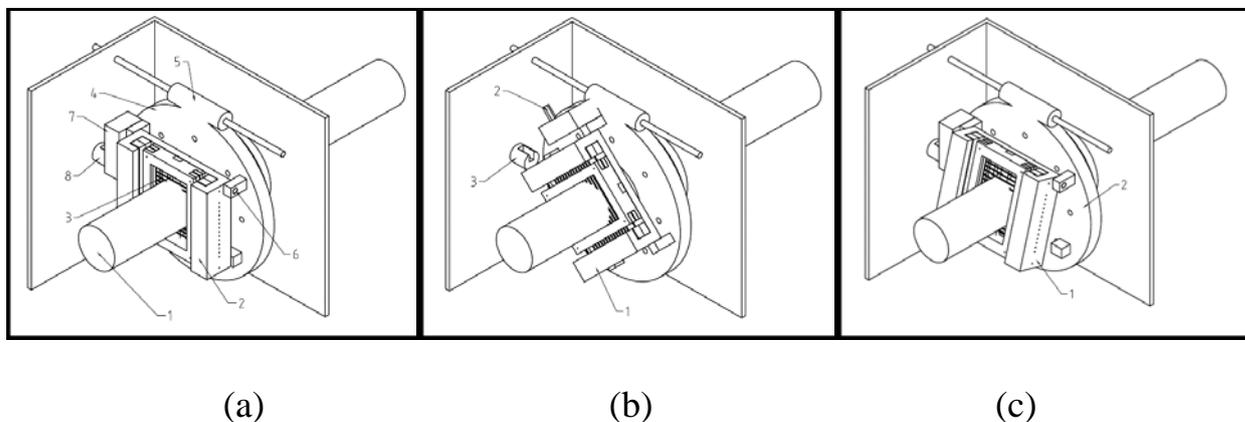


Рис. 2.18. (а) (1) – измеряемый пучок, (2) – рамка монитора, (3) – вибрирующие струны, (4) – опорный фланец с зубчатым механизмом на ободу, (5) – нагрузочная шестерня с валом вращения, (6) – опоры осевой оси, (7) – коробка передач, переводящая направление оси вращения к валу (8). (b) Монитор с осью наклона (1) оканчивается валом (2), который в исходном угловом положении погружается в паз вала (3), что осуществляет вращение вне вакуумной камеры. (с) Вращение монитора (1) можно выполнить при любом угле наклона относительно плоскости фланца (2).

Таким образом, для вращения и наклона МВС–арфа в стартовом положении ожидаются только два хода вращательного движения. Вращение может выполняться с любым углом наклона (см. рис. 2.18с). При угле наклона 90° МВС–арфа полностью удаляется из апертуры пучка. Предполагаемые размеры вакуумной камеры – 240×240 мм (передняя стенка) $\times 200$ мм.

Существует два основных критерия для выбора параметров МВС – арфа: количество струн и их длина. Длина струны должна быть примерно вдвое больше, чем поперечный размер пучка. Этим размером определяется время отклика монитора. Для вольфрамовых струн эти параметры составляют около 10 с [48] и определяют одно и то же время измерения для одной проекции

пучка. Во избежание тепловых помех между струнами, расстояние между ними должно быть порядка нескольких мм. Таким образом, для апертуры 50 мм количество струн может быть 10. Сто позиций вращения заполняют угол π .

В работе [71] описывается измерение поперечного двумерного профиля высокоточного протонного пучка в линейном ускорителе в Университете Цинхуа путем томографического преобразования с использованием вращающегося многострунного сканера с принципом действия подобным сеточным вторично – эмиссионным мониторам. Эксперимент проводился при энергии пучка 3 МэВ, пиковом токе до 32 мА, частоте повторения 20 Гц и ширине импульса пучка 50 мкс. Поперечное распределение плотности реконструируется с использованием метода алгебраической реконструкции (МАР), с использованием профилей пучка, измеренных при разных углах поворота. Профиль пучка восстанавливается по результатам измерений с 19 параллельными углеродными струнами, установленными на одной плате монитора струнного сканера (МСС). На рис. 2.19 изображены фотографии (с возможность вращения в вакуумной камере) и схема МСС.

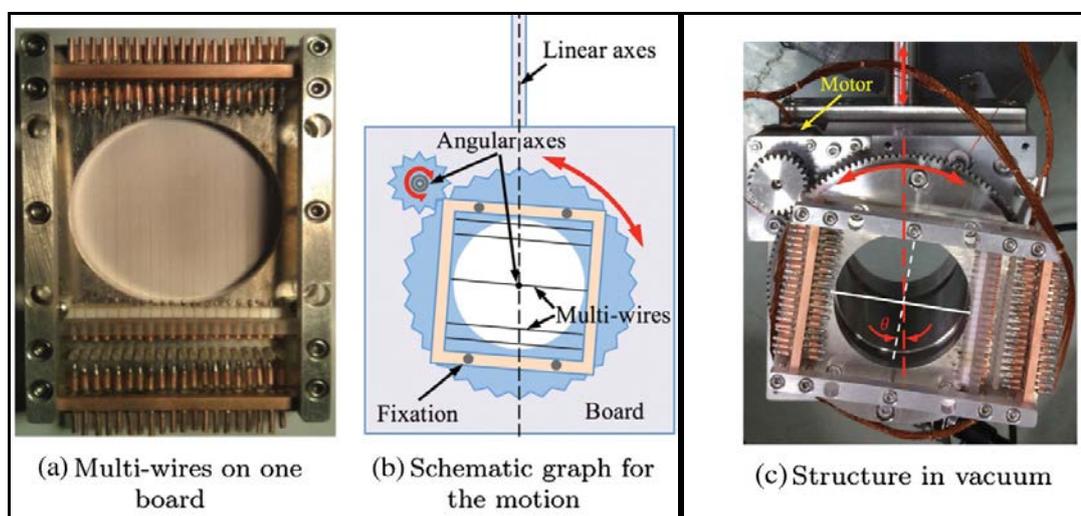


Рис.2.19. Механическая конструкция МСС: (а) – фотография МСС, (б) – схема МСС, (с) – на фотографии изображена динамика вращения МСС в вакуумной камере [71].

Как можно заметить конструкция МСС практически совпадает с описанной выше конструкцией МВС–арфа, разработанной в [66].

Глава 3. Измерения профилей пучков с помощью вибрирующих струн, резонансный метод

§1. Вибрирующая струна как резонансная мишень

Описание принципа применения вибрирующей струны в качестве резонансной мишени

Как и любой другой метод в диагностике пучков измерение профиля пучка с помощью вибрирующих струн имеет положительные и отрицательные стороны. К последним относится сравнительно малое быстродействие, обусловленное тепловым принципом действия. Достижение теплового баланса в каждой позиции струны увеличивает время измерения профиля пучка до многих секунд [48]. В работе [41] было предложено снова вернуться к концепции струны–мишени, однако, использовать в качестве мишени вибрирующую струну. Основная идея метода заключается в измерении сигнала вторичных частиц, поступающего от рассеяния пучка на вибрирующей струне, синхронно (резонансно) с измерением частоты колебаний струны. Фактически предложенный метод дает возможность извлечь сигнал от рассеяния пучка на струне в присутствии значительного фона. Это извлечение может быть выполнено различными путями, например, использованием lock-in усилителей [72] (в терминологии на русском языке – синхронные усилители). Такие усилители способны извлекать полезный сигнал с известной частотой из среды с высоким уровнем шумовых сигналов. В зависимости от динамического диапазона инструмента могут быть надежно обнаружены сигналы до миллиона раз меньшие, чем шумовые компоненты. Другим способом может служить применение быстрых преобразователей Фурье с последующим анализом разложения.

В [41] была использована простая идея сравнения выходного сигнала на двух противоположных предельных положениях вибрирующей струны в процессе ее колебаний. Очевидно, что при этом измерения должны осуществляться за времена, много меньшие, чем период колебаний струны. На рис. 3.1

представлена основная концепция. Струна возбуждена на первой гармонике собственных колебаний в плоскости, ортогональной оси пучка (плоскость рис. 3.1).

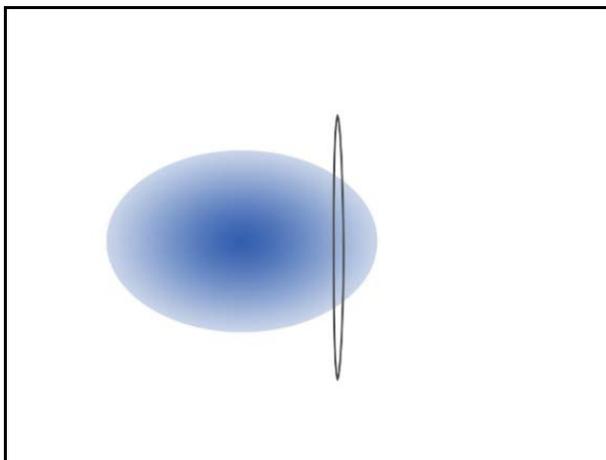


Рис. 3.1. Пучок представлен эллипсом с цветом, градуированным соответственно плотности пучка. Показаны два крайних положения струны в процессе ее колебаний. В крайнем левом положении больше вторичных/отраженных частиц проникает в струну, чем в крайнем правом, что формирует сигнал с частотой колебаний струны в используемом детекторе.

Происхождение колебаний струны в принципе может быть различным: Это могут быть либо колебания на собственной частоте струны, генерируемой специальной схемой автогенерации, либо вынужденные колебания струны на частоте внешнего генератора. В любом случае важно, чтобы амплитуда механических колебаний была стабильной, чтобы сделать перемещение струны в пространстве предельно точно определенным, а частоту колебаний – известной с достаточной точностью. В случае использования собственных колебаний струны измерение частоты, реагирующей на температуру струны, дает дополнительную информацию о профиле пучка.

Первый эксперимент с применением вибрирующей струны в качестве мишени

В [41] первый эксперимент с использованием вибрирующей струны в качестве мишени был произведен для пучка полупроводникового лазера. В качестве детектора сигнала отраженных от струны фотонов использовались быстрые

фотодиоды. Разработанная в [41] электроника позволяла производить одно измерение с фотодиода в течение ≈ 10 мкс, при частоте колебаний струны ≈ 1 кГц. Такая схема измерений позволяла производить около 60–70 измерений в течение полупериода колебаний вибрирующей струны. Понятно, что в предлагаемом методе желательно возбуждение первой гармоники колебаний, которое оставляло бы при этом свободной среднюю часть струны в качестве апертуры пучка.

В случае генерации первой гармоники предпочтительным является размещение магнита в средней части струны. Для освобождения средней части струны магнит был разделен на две части, которые были разнесены к концам струны. Условия возбуждения колебаний при этом несколько ухудшались, но колебания достаточного качества были получены. Для генерации колебаний струны была использована электронная схема, разработанная для МВС, обеспечивающая точные измерения частоты и сбора данных и передачи на компьютер через порт RS232 [51]. Блок измерения фотонов был основан на использовании быстрых фотодиодов VBPW34S со спектральным диапазоном 430–1100 нм и временем нарастания/спада 100 нс. Сигнал от фотодиода усиливался усилителем INA127, а затем передавался на достаточно быстрый аналого–цифровой преобразователь MCP3301 с частотой выборки 100 ksps. Для контроля измерения аналоговых сигналов использовался микроконтроллер PIC18F252 с кварцевым генератором 4 МГц и 16 МГц FOSC (Frequency of the OSCillator). Связь с компьютерным портом RS232 осуществлялась через преобразователь RS232/RS422, с возможностью одновременного использования несколько микроконтроллеров. Синусоидальный сигнал выходного тока генерации со струны после усиления подавался на компаратор для получения сигнала запуска измерений с переднего и заднего фронтов. Очевидно, что эти фронты не совпадали с крайними положениями струны в процессе ее колебаний. Для этого были введены два параметра задержки (от переднего и заднего фронтов), подбираемые экспериментально. Мерой подборки служила разность между двумя последовательными измерениями с фотодиода. На рис. 3.2 приведен сигнал в случае отсутствия колебаний струны.

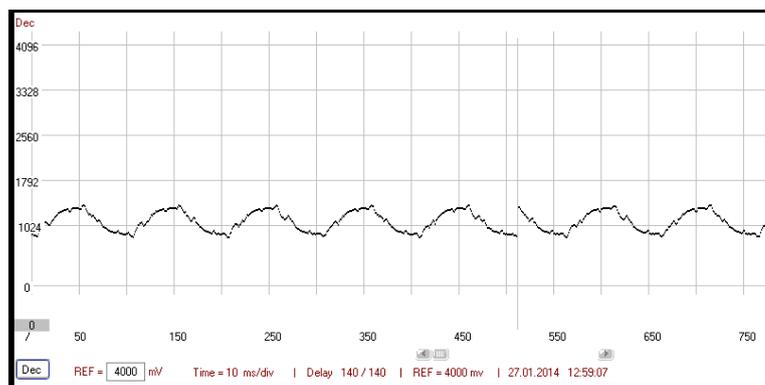


Рис. 3.2. Осциллограмма сигнала с фотодиода в случае отсутствия колебаний струны. Эксперимент проводился при внутреннем освещении 50 Гц, эта частота явно просматривается на графике.

Искомый эффект образования резонансного сигнала, когда струна начинала колебаться заключается в расщеплении сигнала (см. рис. 3.3).

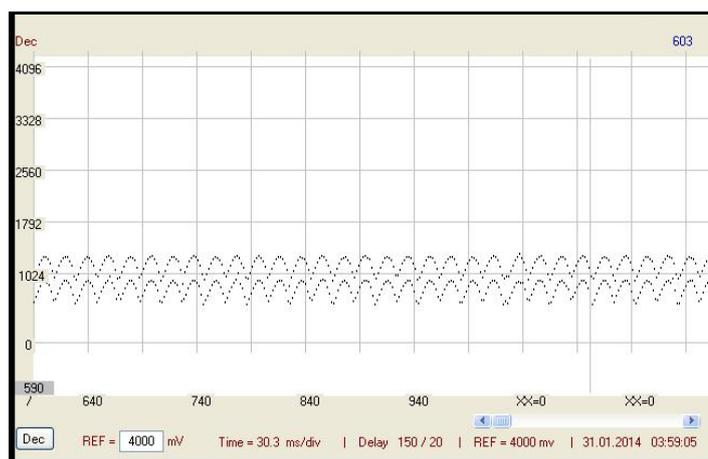
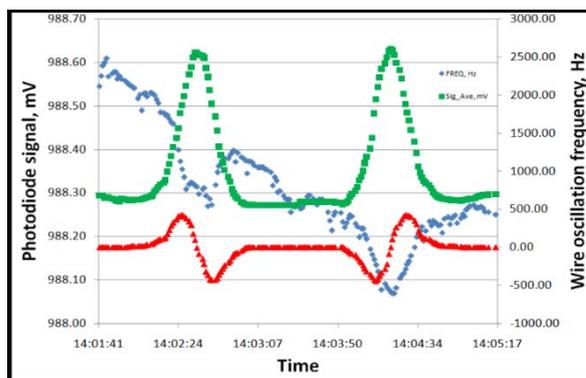


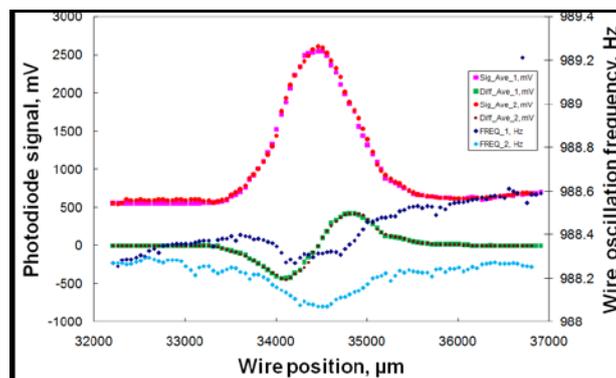
Рис 3.3: Осциллограмма сигнала с фотодиода в случае колебаний струны. Типичное расщепление сигнала с фотодиода показывает крайние положения струны в процессе колебаний, соответствующие более высокой (верхняя линия) и более низкой (нижняя линия) плотностям лазерного пучка (см. также рис.3.1).

В данном эксперименте не ставилась цель быстрого сканирования пучка и для демонстрации возможности измерения профиля МВС медленно, вручную перемещался поперек измеряемого лазерного пучка.

Длина полного скаирования составляла по 5 мм назад и вперед. Результат представлен на рис. 3.4.



(a)



(b)

Рис. 3.4. (а). Прямое и обратное сканирование РМ–МВС. Красная линия – дифференциальный сигнал от фотодиода при крайних положениях струны во время колебаний, зеленая линия – усредненный сигнал 1000 измерений фотодиода в крайних положениях струны, синяя линия – измерения частоты колебаний вибрирующей струны, также зависящей от числа отраженных от струны фотонов. (б). Сканирование лазерного пучка в зависимости от положения вибрирующей струны. Красная и маджента линии – усредненный абсолютный сигнал от фотодиода (вперед и назад), зеленая и коричневая линии – дифференциальный сигнал от фотодиода (вперед и назад), синяя и голубая линии – частотный сигнал (вперед и назад).

Полученные результаты показали, что предложенный новый метод использования вибрирующей струны как мишени, представляющий собой интересное усовершенствование традиционной технологии проволочных сканеров и одновременно мониторов вибрирующей струны, может предоставить интересные результаты с применением достаточно простых инструментов.

§2. Резонансный метод профилирования пучка с помощью вибрирующей струны

Математический алгоритм устранения фона

С учетом результатов [41] была усовершенствована электронная схема измерений фотодиода, а также подготовлена механическая конструкция с

возможностью быстрого сканирования. Эксперимент с такими условиями был произведен на пучке полупроводникового лазера [73]. С целью образования динамического сигнала, определяющего плотность сканируемого пучка, был разработан новый математический алгоритм, состоящий в формировании дифференциального сигнала от пары последовательных измерений измерений на полупериодах частоты вибрирующей струны с инверсией знака дифференциального сигнала на каждом полупериоде. Это соответствует тому, что сигнал в крайнем правом положении струны всегда вычитался из сигнала с крайнего левого положения струны (см. рис. 3.1). Более подробно процесс приведен на рис. 3.5. Основной принцип метода резонансной мишени основан на измерении рассеянных/отраженных частиц/фотонов в крайних положениях струны в процессе колебаний.

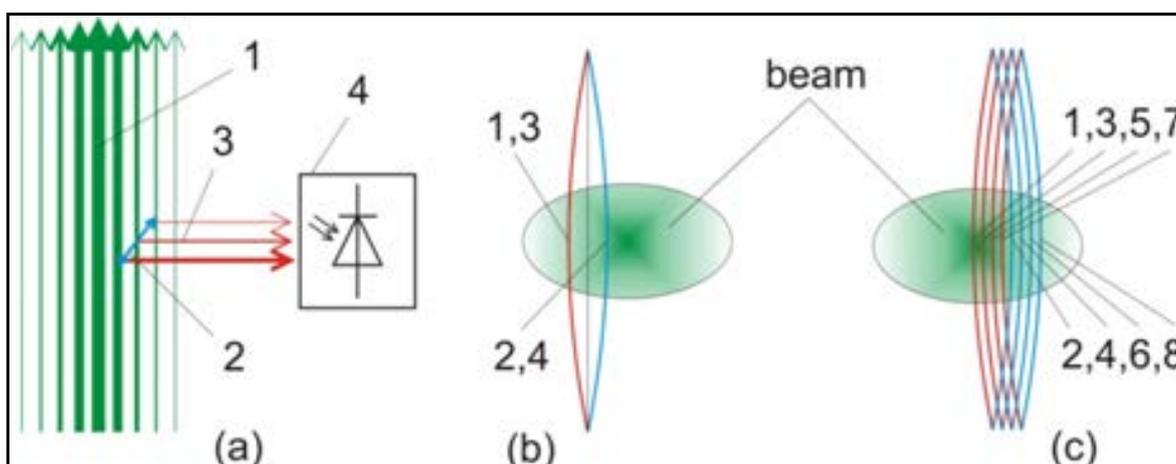


Рис. 3.5. (а). Неоднородный поток пучка представлен вертикальными линиями различной толщины (1), вибрирующая струна растянута перпендикулярно плоскости рисунка, а центр струны перемещается по сегменту (2), (3) – рассеянные/отраженные частицы/фотоны регистрируются фотодиодом (4) в такт с частотой колебаний струны. (b) Плоскость неподвижной вибрирующей струны, (1), (3) положения струны при «левых», измерениях и (2), (4) – при «правых». Пучок представлен эллипсом с неравномерным распределением. (с) – Плоскость подвижной вибрирующей струны – (1), (3), (5), (7) - положения струны при «левых», измерениях, (2), (4), (6), (8) – при «правых». Каждый шаг подачи струны за один период меньше амплитуды колебаний.

Последовательное вычитание измерений фотонов, отраженных от противоположных положений колебаний вибрирующей струны (см. рис. 3.1), устраняет уровень высокого фонового шума, падающего на фотодиод во время измерений фотонов, а также сводит к минимуму шум в измерительных цепях. Разность измеряемых сигналов в положениях 1 и 2 пропорциональна разнице в интенсивности пучка. Смещением вибрирующей струны в новые положения, оценивается градиент профиля пучка. Сдвиг между последовательными левыми крайними положениями струны при движении датчика (1 и 3 на рис. 3.5с), пропорционален скорости сканирования. Как правило, скорость сканирования значительно медленнее, скорости струны в процессе колебаний, поэтому предложена следующая формула для оценки профиля градиента в случае медленного сканирования пучка:

$$g_i = k_1 * \begin{cases} [S_{i+1} - S_i], i = 1, 3, 5, \dots \\ -[S_{i+1} - S_i], i = 2, 4, 6, \dots \end{cases}, \quad (3.1)$$

где S_i – набор измерений сигнала с фотодиода с последовательных полупериодов колебаний вибрирующей струны. Нечетный/четный индексы i соответствуют измерению в максимально левом/правом положениях струны (см. рис. 3.5b). Изменение знака для четных и нечетных величин градиента g_i позволяет учитывать только пространственные градиенты, соответствующие рассеянию пучка фотонов на вибрирующей струне и полностью исключает фоновую компоненту, в том числе и временные вариации фона. Предложено уточнение формулы (3.1) в случае, если датчик движется с небольшой скоростью сканирования (см. рис. 3.5с).

$$g_i = k_2 * \begin{cases} [S_{i+1} - S_i] / [a + V\tau / 2], i = 1, 3, 5, \dots \\ -[S_{i+1} - S_i] / [a - V\tau / 2], i = 2, 4, 6, \dots \end{cases}, \quad (3.2)$$

где a – амплитуда колебаний, V – скорость сканирования, τ – период колебаний струны (Принимается, что $a / \tau \geq V$), Коэффициенты k_1 и k_2 обеспечивают связь измерений фотодиода с абсолютными потоками фотонов.

Общее число измерений в процессе сканирования пучка размером A находится из выражения

$$N = 2FA/V, \quad (3.3)$$

где $F = 1/\tau$ – частота колебаний струны.

Чтобы оценить максимальную скорость сканирования, мы предполагаем, что для надежного измерения профиля пучка должно быть сделано около 100 измерений. В этом случае находим максимальную скорость

$$V_{MAX} = FA / 50 \quad (3.4)$$

и минимальное время сканирования, не зависящее от размера пучка

$$t_s = 50 / F. \quad (3.5)$$

В таб. 3.1 представлены типичные значения определенных выше параметров, для двух типов МВС. Заметим, что скорость сканирования более короткой струны может быть увеличена в два раза. При использовании более короткой струны скорость сканирования удваивается, поскольку частота собственных колебаний более короткой струны удваивается (при условии, что механические амплитуды колебаний остаются приблизительно одинаковыми).

Таб. 3.1. Типичные значения для двух разных моделей РМ–СВС.

L , mm	F , Hz	a , mm	$2a/F$, mm/s	A , mm	V_{MAX} , mm/s	t_s , ms	N
40	2500	0.15	750	3	150	20	100
80	1250	0.30	750	3	75	40	100

Здесь L – длина струны, $2a/F$ – средняя скорость колебаний струны. Диаметр струны в обоих случаях 0.1мм.

Резонансная мишень – сканер вибрирующей струны

Разработанный для данного эксперимента струнный сканер, назван сканер вибрирующей струны – резонансная мишень (РМ–СВС) Основная идея метода заключается в измерении отраженного сигнала, поступающего от рассеяния фотонного пучка на вибрирующую струну, синхронно, то есть в такт с измерением частоты колебаний струны. В связи с высокой частотой колебаний струны (несколько кГц), время, необходимое для каждой позиции сканирования измерения должно быть менее 1 мс, что составляет лишь несколько десятков мс для общего времени сканирования. Дифференциальный сигнал производится с помощью двух последовательных измерений фотонов, отраженных от противоположных позиций колебаний вибрирующей струны. Эта процедура исключает высокий уровень фонового шума, попадающего на фотодиод в процессе измерений фотонов, а также сводит к минимуму шум в схемах измерения. Предложенный способ также применим для сканирования пучков других типов, например, нейтронов (см [74]), протонов, электронов и ионов.

Чтобы применить концепцию резонансной мишени мы изменили датчики вибрирующей струны, разработанные для измерений профиля слаботочного пучка [37, 45]. Эти датчики специально разработаны для измерений гало пучка. Принцип их действия основан на точном измерении температуры перегрева струны. Этот перегрев вызывает рассеяние частиц пучка на струне, поэтому, чтобы достичь теплового баланса во время сканирования позиций скорость измерения должна быть непременно замедлена.

Колебания струны генерируются в результате взаимодействия переменного тока через струну с постоянным магнитным полем [48]. Специальная цепь обратной связи выбирает резонансную частоту, при которой частота переменного тока равна собственной частоте струны. Стабилизация механического колебательного процесса обеспечивается точным контролем этого тока. Обычно амплитуда колебаний струны от пика до пика в несколько раз больше диаметра струны. Это означает, что во время колебаний, струна замечает конечную площадь в пространстве и фактически может быть рассмотрена, как движущаяся мишень.

Для того, чтобы определить максимальное отклонение положения струны от центра во время быстрого сканирования, мы измеряем сигналы синхронно с частотой колебаний струны. Необходимый стробоскопический сигнал обеспечивается путем преобразования синусоидального сигнала автогенераторной схемы в прямоугольный сигнал через схему компаратора.

§3. Описание эксперимента РМ–СВС

В качестве резонансной мишени мы используем вибрирующую струну датчика со следующими параметрами: длина струны L – 80 мм, апертура монитора A – 40 мм, материал струны – нержавеющая сталь, диаметр струны – 0.1 мм. Типичное значение напряженности магнитного поля в зазоре между магнитами 0.7–0.8 Тл. Это экспериментально установлено. Подробное описание типичного датчика дано в гл. 2, §2.

Как отмечалось, МВС, может работать в вакууме или в воздухе. В вакууме стабильность частоты сигнала лучше и составляет $\approx 0,005$ Гц. Во время работы МВС в воздухе, стабильность колебаний несколько ухудшается из-за конвекции, тем не менее, кратковременная стабильность частоты достаточна для использования струны МВС в качестве резонансной мишени и в воздухе. Типичные значения частоты измерения составляют около 1–2 кГц.

Для сканирования профиля лазерного пучка с помощью РМ–СВС использовалась простая маятниковая система. МВС смонтирован на стержневом маятнике, что позволяет подавать монитор точно в одной плоскости и исключает все другие виды качения (например, вращение МВС вдоль маятника).

Фотография экспериментальной установки изображена на рис. 3.6.

Длина маятника – 890 мм (от оси вращения до центра струны), а начальная амплитуда колебаний маятника настраивалась и ограничивалась стопорным винтом. Из-за трения на оси вращения колебания маятника затухали, совершая 14–16 полных колебаний за один цикл измерения.

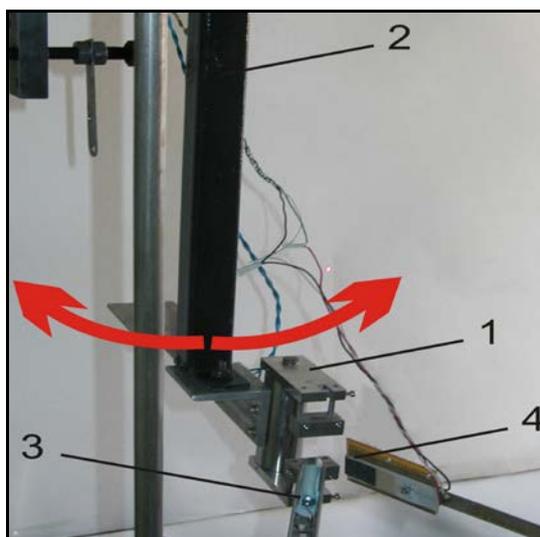


Рис. 3.6. Основной вид РМ–МВС (1), закрепленного на маятнике (2), (3) – лазер, (4) – схема фотодиода. Стрелками представлено движение маятника с РМ–МВС. Лазер и фотодиод остаются фиксированными.

В эксперименте использован красный полупроводниковый лазер (LED Lenser V9) с длиной волны 650 нм с непрерывным импульсом. Диаметр пучка ~ 3 мм на расстоянии 14 мм (положение вибрирующей струны) и практически одинаковый на расстоянии 1 м. Мощность лазера менее 1 мВт, так что световой поток на вибрирующей струне составлял около 14 мВт/см^2 , а пространственный градиент светового потока составлял порядка $47 \text{ мВт/см}^2/\text{см}$. Когда вибрирующая струна расположена в центре пятна лазерного пучка, соответствующий перегрев струны, измеренный экспериментально через сдвиг частоты монитора, составлял около 4 мК. Конечно, можно также использовать другие типы лазера (например, импульсный или непрерывный He–Ne-лазер и т.д.). Единственное ограничение состоит в том, что, перегрев струны не должен превышать нескольких сотен $^{\circ}\text{C}$, и спектральный диапазон фотодиода должен соответствовать длине волны лазера.

Front–End электроника

В качестве детектора отраженных фотонов был использован высокочувствительный силиконовый PIN–фотодиод VBPW34S (излучаемая-чувствительная область 7.5 мм^2 , диапазон спектральной полосы 430–1100 нм и

время нарастания/спада сигнала 100 нс). Усиленный сигнал от фотодиода подавался на 13–разрядный аналого-цифровой преобразователь (АЦП) MCP3301. Длительность и моменты измерения АЦП устанавливалась микроконтроллером (PIC18F252). Чтобы увеличить скорость передачи измерений на РС и сделать измерения доступными в режиме онлайн, для интерфейса RS232 была выбрана скорость 115200 Бод.

Для измерений фотодиода, синхронизированных с колебаниями струны, усиленный синусоидальный сигнал со струны преобразовывался в меандр с помощью компаратора и использовался в качестве стробоскопического сигнала для фотодиода (см. рис. 3.7b). В качестве запускающего сигнала использовались попеременно нарастающий и спадающий фронты стробоскопического сигнала с некоторыми задержками по времени. Задержки подбирались экспериментально для измерения рассеяния в положениях максимального отклонения струны в процессе колебаний.

Характерные осциллограммы сигналов вибрирующей струны представлены на рис. 3.7(a) (канал 2 – сигнал непосредственно со струны, канал 1 – усиленный сигнал). Сигнал канала 2 находится в диапазоне 20 мВ и содержит много высокочастотных помех, возникающих из-за электромагнитной интерференции. Емкостные сопротивления в блоке усиления фильтруют эти помехи и преобразуют сигнал в диапазоне нескольких вольт.

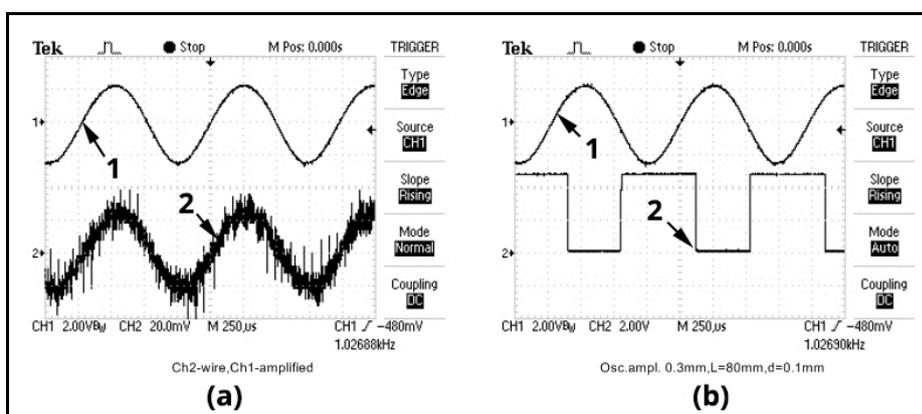


Рис. 3.7. (a). Осциллограммы сигналов вибрирующей струны: канал 2 – сигнал с амплитудой ≈ 10 мВ, измеренный непосредственно со струны, канал 1 –

усиленный сигнал. (b) Стробоскопический сигнал (нижняя квадратная волна), генерируемый усиленным током через струну (верхняя синусоидальная кривая). Сигнал в (b) пропускается через схему задержки, а затем преобразуется в квадратный сигнал с помощью формирователя импульсов. Стрелки указывают номера каналов.

Установка измерения фотодиода (предварительные эксперименты)

Перед сканированием лазерного пучка установка для измерения фотодиода испытывалась в различных условиях окружающего освещения. Основным выводом этих измерений состоял в том, что фон измерений лазерного пучка содержит компоненту 50 Гц, главным образом, из-за окружающего электрического освещения, а также электрические помехи промышленного питания. Чтобы найти фазы максимальных отклонений струны от устойчивого положения во время колебаний, развертка сигнала фотодиода осуществлялась путем изменения временной задержки от фронтов нарастающего/спадающего стробоскопического сигнала. В этих измерениях вибрирующая струна располагалась в пятне лазерного луча, где градиент профиля лазерного луча был достаточно высоким. Сигнал фотодиода в течение периода колебаний (около 1000 мкс) приведен на рис. 3.8 как функция времени задержки от нарастающего фронта. Анализируя этот рисунок, можно видеть, что максимальный сигнал, который соответствует сигналу от крайнего левого положения струны (позиции 1 и 3 на рис. 3.5b), получается при $delay_1 = 170$ мкс. Крайнее правое положение струны соответствует времени задержки 740 мкс. Учитывая, что ширина импульса в стробоскопическом сигнале (см. рис. 3.7b) составляла 580 мкс, эта временная задержка соответствует параметру $delay_2 = 160$ мкс от спадающего фронта. Развертка сигнала действительно определяет профиль пучка в фиксированном положении вибрирующей струны. Отметим, что такие измерения могут дать информацию о профилях тонких пучков (когда размеры пучка имеют порядок амплитуды колебаний вибрирующей струны). Подробно о профилировании тонких пучков см. гл. 4.

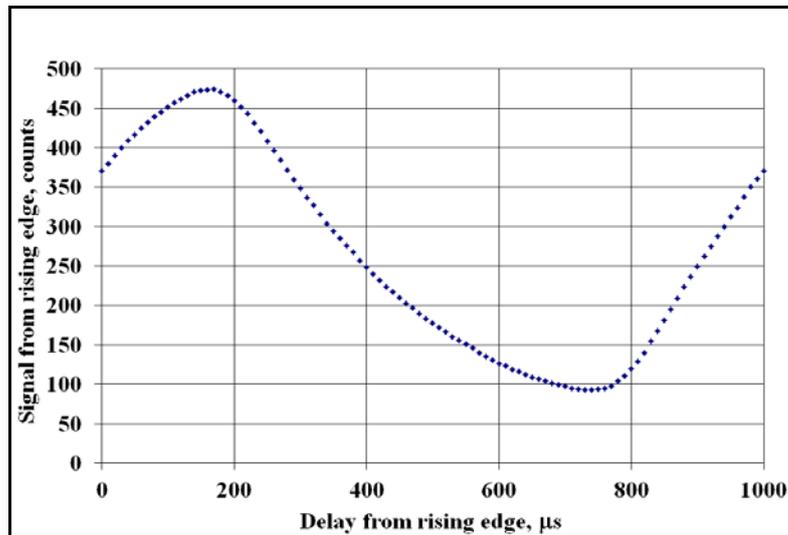


Рис. 3.8. Сканирование сигналов фотодиода в соответствии с задержкой по времени от нарастающего фронта стробоскопического сигнала. Вибрирующая струна помещалась в фиксированном положении пятна лазерного пучка с конечным градиентом интенсивности.

Для сравнения измерений при использовании стробоскопического сигнала, генерируемого на вибрирующей струне, и при использовании внешнего генератора был проведен следующий эксперимент: струна помещалась под лазерным пучком в фиксированном положении с фиксированным градиентом поперечной плотности пучка. Собственная частота вибрирующей струны составляла 1047.6 Гц. На рис. 3.9 измерения фотодиода запускались, однако, не сигналом с вибрирующей струны, а внешним генератором с частотой, приблизительно равной частоте вибрирующей струны (с разностью частот менее 0.2 Гц). В этом случае последовательные измерения фотодиода были разделены временным интервалом, приблизительно равным полупериоду колебания вибрирующей струны. Однако, эти времена измерения не точно соответствовали максимальным отклонениям струны от центрального положения во время механических колебаний и в течение времени смещались. В результате наблюдались типичные эффекты биения, где дифференциальный сигнал (разница между двумя последовательными измерениями) менял знак с периодичностью около нескольких секунд (нижняя маджента линия на рис. 3.9а). Как видно, структура первичного сигнала от фотодиода содержит

высокие уровни шумов 50 Гц. Однако эта структура исключалась в дифференциальном сигнале (см. вставку на рис. 3.9а). В случае измерений, синхронизированных самой вибрирующей струной, как в основном, так и в дифференциальном сигналах эффекты биений исчезали (см. рис. 3.9б). Сравнивая рис. 3.9а и 3.9б, можно отметить, что локальные структуры (то есть высокие уровни вклада компоненты 50 Гц), сформированные в основных сигналах, весьма схожи как для измерений, синхронизированных внешним генератором, так и самой вибрирующей струной.

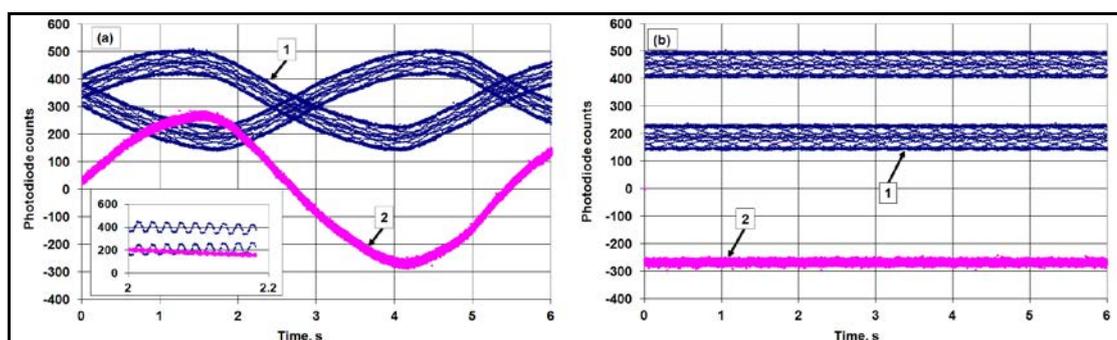


Рис. 3.9. (1) – Основной (синяя кривая) и (2) дифференциальный – (маджента кривая) сигналы отражений лазерного пучка от вибрирующей струны в случаях, когда измерения были синхронизированы внешним генератором (а) и самой вибрирующей струной (б).

Результаты сканирования и их математическая обработка

Основные результаты измерений в процессе колебания маятника представлены на рис. 3.10 (7 полных колебаний маятника и 14 полных сканирований лазерного пучка). Синусообразная широкая кривая (верхняя темно-синяя на рис. 3.10) представляет собой измерения фотонов, возникающих от отражений лазерного пучка различными частями РМ-СВС (а не от вибрирующей струны). Отражения от вибрирующей струны рассматриваются как характерные отблески с разной шириной, вызванные замедлением маятникового процесса. Как видно из рис. 3.10 (нижняя маджента кривая) дифференциальный сигнал, полученный по выше описанному методу, точно отбирает события, генерируемые только тогда, когда вибрирующая струна пересекает лазерный пучок.

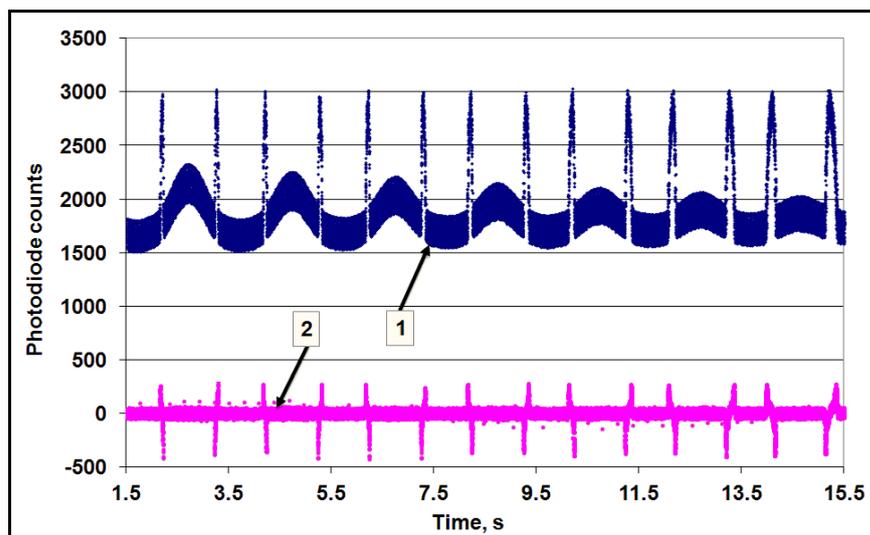


Рис. 3.10. Измерения сигнала фотодиода (1) – верхняя темно–синяя кривая) и соответствующего дифференциального сигнала (2) – нижняя маджента кривая), полученных серией сканирований с РМ–СВС в течение одного набора экспериментов (в диапазоне 1.5–15.5 с).

Из-за замедления движения колебаний маятника временные ширины сканирований вибрирующей струны увеличиваются во время затухания колебаний (самая короткая при первом сканировании пучка имеет длительность 70 мс).

Чтобы проиллюстрировать временную зависимость измерений основных сигналов фотодиода и соответствующих дифференциальных сигналов, четырнадцать сканирований рис. 3.10 собраны вместе на рис. 3.11 и 3.12 (нечетные сканирования – (слева направо) основных и дифференциальных сигналов – на рис. 3.11а и 3.12а и четные – (справа на лево) – на рис. 3.11б и 3.12б).

Для восстановления профиля лазерного пучка нужно проинтегрировать дифференциальный сигнал по пространственной координате. Анализируя график дифференциального сигнала, можно обнаружить моменты, когда вибрирующая струна входит в лазерный пучок и выходит из него. Эти временные метки могут служить в качестве опорных точек для восстановления пространственных координат.

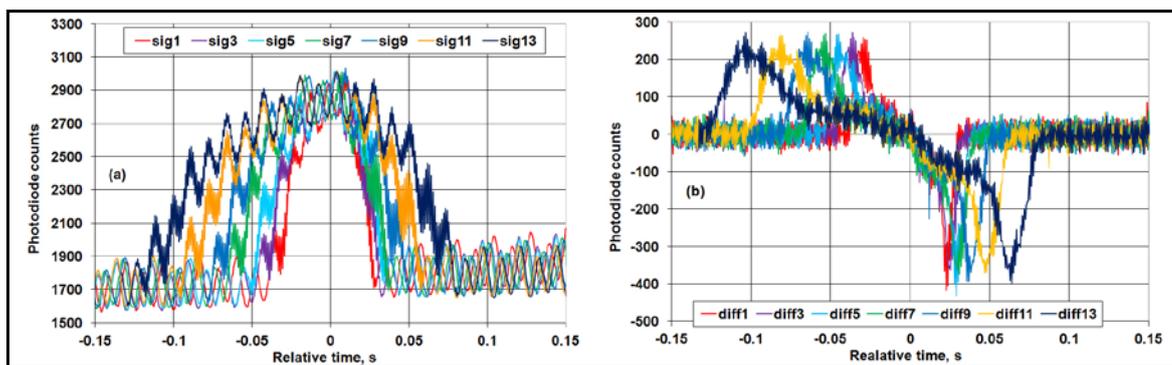


Рис. 3.11. Главный (а) и дифференциальный сигналы (b) для нечетных сканирований (слева направо).

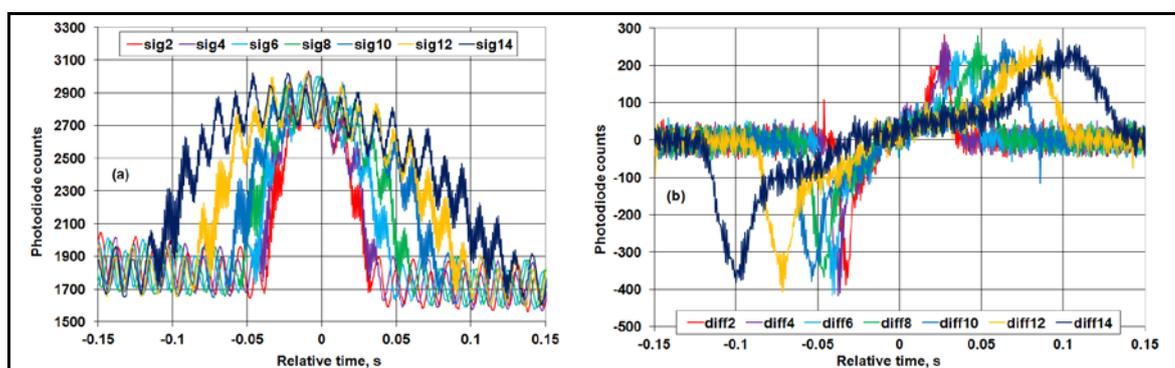


Рис. 3.12. Главный (а) и дифференциальный сигналы (b) для четных сканирований (справа налево)

Предполагая движение струны внутри лазерного пучка однородным, можно восстановить профиль лазерного пучка. Для 14-го сканирования профиль пучка, изображен на рис. 3.13 (кривая (а)).

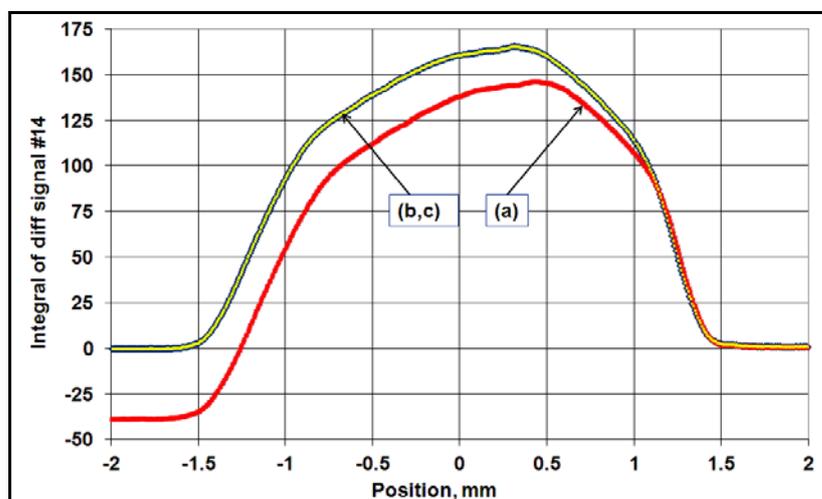


Рис. 3.13. Восстановление профиля лазерного пучка с помощью 14-го сканирования: (а) – с использованием приближения равномерного движения – красная линия, (b) – с включением поправок ускоренного движения – синяя широкая линия, (с) – желтая узкая линия показывает, что члены высшего порядка практически в ускорении не влияют на конечный результат.

Как видно из рис. 3.13а, нужно учитывать тот факт, что реальное движение струны внутри пучка имеет ускорение. Чтобы учесть этот эффект в для координаты $x(t)$ вибрирующей струны использовалась следующая формула:

$$x(t) = (A/2 - (A + c(t_2 - t_1)^2)(t - t_1) / (t_2 - t_1) + c(t - t_1)^2), \quad (3.6)$$

которая обеспечивала необходимые граничные условия: $x(t_1) = A/2$ ($t_1=15.109$ с – время входа струны в пучок) и $x(t_2) = -A/2$ ($t_2=15.360$ с – время выхода струны из пучка). Считалось, что 14-е сканирование (в предположении) выполнялось справа налево. Здесь A – размер пучка, определенный в уравнении (3.3). Параметр c учитывает ускоренное движение и определяется процедурой подгонки, которая устраняет смещение на уровнях хвоста. Для сканирования профиля, показанного на рис. 3.13, это приводит к $c = 8.3$ мм/с². Скорректированный согласно уравнению (3.6) профиль показан на рис. 3.13 кривой (b).

После применения тех же процедур коррекции ко всем сканированиям были восстановлены профили лазерного пучка, представленные на рис. 3.14.

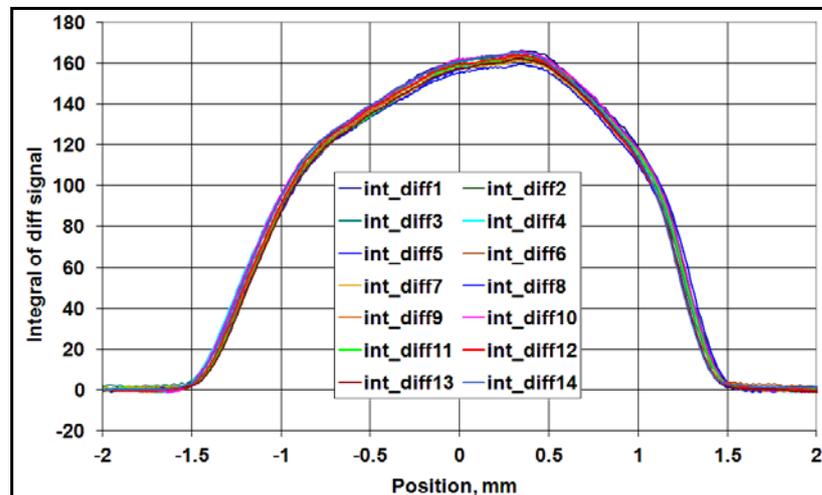


Рис. 2.14 Восстановление профиля лазерного пучка, используя результаты всех 14-и сканирований с применением приближения равномерного ускорения.

Резонансное извлечение рассеяния на вибрирующей струне

Ниже представлен результат сканирования лазерного пучка в специальном расположении позиций лазера и фотодиода, в котором фотодиод регистрирует два очень похожих пика различного происхождения – один вызван отражениями от вибрирующей струны, а другой от держателя монитора. Лазер и фотодиод расположены под углом около 45° и примерно на таком же расстоянии 14 мм относительно плоскости раскачки маятника. Левый пик рис. 3.15а соответствует сигналу отражений от вибрирующей струны, а правый – отражениям от механических частей конструкции датчика.

Как можно видеть из рис. 3.15а дифференциальный сигнал захватывает только первый пик (отражения от вибрирующей струны) и полностью отфильтровывает второй пик (отражения от механической части), что позволяет нам легко восстановить профиль лазерного пучка (рис. 3.15b).

Можно видеть, что характерные чередующиеся знаки в дифференциальных сигналах (на 7.44 с и 7.52 с на рис. 3.15а и 2.2 мм и 5.1 мм на рис. 3.15b), обусловлены высокими временными градиентами потока фотонов, падающего на фотодиод. Однако, согласно нашему алгоритму измерения (два противоположных знака в уравнении (3.1)), вклады противоположных знаков в интеграле компенсируют друг от друга, что в конечном итоге приводит к профилю только лазерного пучка (рис. 2.15b).

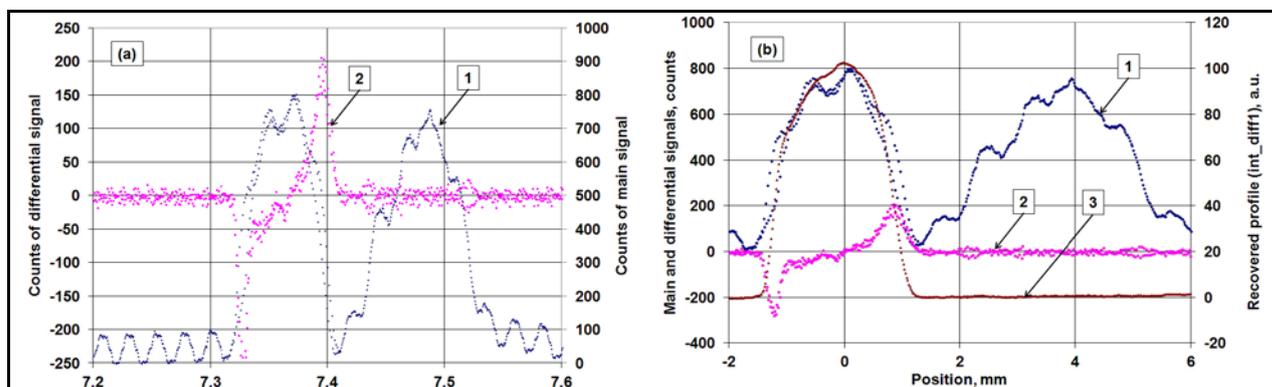


Рисунок 3.15. (а) Фотодиод измеряет отражения от вибрирующей струны и других механических частей конструкции датчика (1) – синяя кривая. Только первый тип сигнала фотодиода вносит вклад в дифференциальный сигнал (2) – маджента кривая. (б) Лазерный пучок 1D-профилирования, выполненный методом РМ, разделяет отражения фотона на вибрирующей струне от отражений на держателе монитора и от фона 50 Гц: (1) – измерения АЦП с помощью быстрых фотодиодов синхронно с колебаниями струны, левый пик возникает из отражений от струны, в то время как правый – отражения от держателя монитора; (2) – дифференциальный сигнал полупериода измерений струны, (3) – восстановленный профиль, обусловленный только лазерным пучком. Все сканирование от – 2 до 6 мм продолжалось около 600 мс.

Основные особенности резонансного метода

Основным преимуществом предложенного РМ–МВС является значительное уменьшение времени сканирования по сравнению с предыдущими моделями МВС, в которых сигнал профиля пучка восстанавливался на базе точных измерений смещения частоты колебаний, вызванных изменениями равновесной температуры струны. Например, протонный пучок 10 мА с энергией 10 кэВ размером около 2 мм перегревает неподвижную вибрирующую струну примерно до 2200 К [75], что не позволяет использовать предыдущий тип мониторов вибрирующей струны для профилирования такого пучка. С другой стороны, для РМ–СВС со временем сканирования около 50 мс, перегрев вольфрамовой струны относительно комнатной температуры в первом приближении оценивается только 37°C. В этом случае объектом измерения должны быть вторичные частицы/фотоны, генерируемые в результате рассеяния протонного пучка. Чтобы предотвратить повреждение фотодиода, можно пытаться использовать люминофорные или сцинтилляторные прослойки. Также можно использовать традиционное сочетание быстрых сцинтилляторов с фотоумножителем. Таким образом РМ–СВС можно использовать даже при сильном радиационном фоне. Уменьшение времени сканирования очень полезно для использования датчика с набором

вращающихся вибрирующих струн для томографии [66] (ниже это предложение будет подробно описано).

В этом типе сканера применяется дифференциальный принцип измерений. Метод может эффективно удалять все виды нежелательных фонов из основного сигнала, генерируемого при рассеянии частиц/излучения на вибрирующей струне. Благодаря этой процедуре, для измерения рассеяния пучка можно использовать гораздо более простые детекторы и применять для разных пучков, Для фотонных пучков можно использовать быстрые фотодиоды, для заряженных частиц – сцинтилляторы с фотоумножителями (см., например, [76, 77]), а для нейтронов – струны, покрытые слоем гадолиния [74] и т. д. Отметим, что для профилирования пучка частиц также могут быть использованы специальные типы фотодиодов (например, детекторы на алмазной основе) [78]. С таким же успехом может быть изучена идея обнаружения видимого света, излучаемого, при нагреве вибрирующей струны сильным током (см., например, [79]).

Интересно отметить, что два принципа (медленное измерение сдвига частоты вибрирующей струны, вызванное перегревом, и быстрое измерение дифференциального сигнала рассеяния пучка на вибрирующей струне) могут быть объединены в один блок с различными шкалами скорости сканирования: медленный – в области гало и быстрый – в середине пучка. Метод резонансной мишени может применяться для МВС в фиксированном положении в качестве сканера тонкого пучка. В этом случае измерения должны выполняться путем охвата времени задержки от стробоскопического сигнала, генерируемого вибрирующей струной (см., например, рис. 3.8). Этот метод может быть полезен для тонких рентгеновских лучей (размеры 30–100 мкм [80]), низкоэнергетических электронных пучков для различных применений [81], синхротронного излучения [91] и диагностики малых размеров ускорительных пучков для высокоэнергетических машин [83, 84].

§4. Возможности применения резонансного метода в томографии

Методом резонансной мишени, описанным выше, был восстановлен 2D профиль пучка с помощью алгоритма фильтрованных обратных проекции (ФОП), который также может быть применен для протонных, рентгеновских, гамма и нейтронных пучков, и представлять интерес для томографии.

В данном эксперименте было сокращено время одного сканирования по сравнению с [73].

Программное обеспечение томографии на основе метода фильтрованных обратных проекций (ФОП)

Цель томографии – восстановление распределения 2D-объекта по множеству его одномерных проекций (линейных интегралов вдоль конечного числа линий известных направлений). Из многих математических методов такой реконструкции (с использованием преобразований Родона [85] или преобразований Фурье) мы выбрали метод фильтрованных обратных проекций (ФОП), подробно описанный в [86, 67, 87] и предложенный в [66] для восстановления сложного профиля протонного пучка с использованием МВС (метод подробно описан в гл. 2). Использование вибрирующей струны в качестве резонансной мишени позволяет существенно ускорить выполнение одномерного сканирования и решить задачу томографии практически. Ниже приводится алгоритм восстановления профиля на базе метода ФОП.

Предположим, что струна пересекает исследуемый объект в т. н. области реконструкции и работает по следующей схеме: направление струны остается неизменным (предполагается, что оно горизонтально), в то время как исследуемый объект вращается. В дискретном пространстве задается квадрат области восстановления N_{scr}, N_{scr} . Координата x представлена первым индексом массивов этого пространства, координата y – вторым. Массив исходного профиля пучка при угле поворота $\varphi = 0$ обозначается $Beam(N_{scr}, N_{scr})$, массив проекций пучка вдоль оси x – $Pro_y(N_{scr}, N_{scr})$ (первый индекс – угол φ проекции, второй – координата y). Массив реконструированного профиля пучка обозначается $RezBeam(N_{scr}, N_{scr})$.

Алгоритм реконструкции

Равномерное распределение интенсивность проекции среди всех пикселей вдоль пучка (в предположении, что интенсивность объекта равномерна) приводит к концепции обратной проекции.

На рис. 3.16 представлены процесс и схема обратного проецирования.

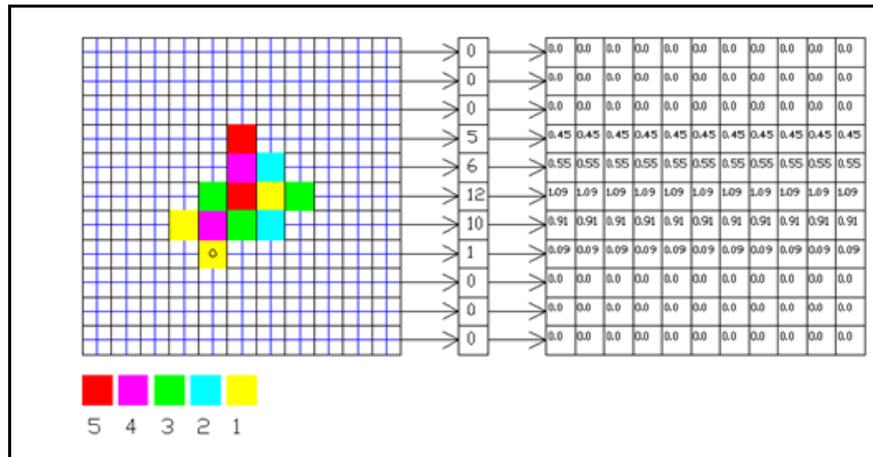


Рис. 3.16. Реконструкция вклада одной проекции (обратная проекция), соответствующая $\varphi = 0$ и $N_{scr} = 10$. Слева – моделированный пучок в области дискретной реконструкции, средний столбец – проекция для угла $\varphi = 0$, справа – равномерно распределенное значение проекции вдоль соответствующих горизонтальных рядов.

Причиной выбранной геометрии является восстановление профиля пучка при $\varphi = 0$. Процедура восстановления следующая: для заданного угла $\varphi > 0$ строится обратная проекция, затем поворачивается обратно на угол $-\varphi$ и накапливается в массив реконструкции. С этой целью вводится два вспомогательных массива: для восстановления обратного проецирования при углах $\varphi > 0$ и для обратного проецирования массива, повернутого назад на угол $-\varphi$.

Весь алгоритм обратного проецирования может быть представлен следующим образом:

$$Rec_{\varphi}(i_x, i_y) = Pro_y(i_{-\varphi}, i_y) / N_{scr} \text{ for } i_x = 0..N_{scr}, i_y = 0..N_{scr}, (3.7)$$

$$\text{Rec_0}(N_{scr}, N_{scr}) = \text{Rotate}(\text{Rec_}\varphi(N_{scr}, N_{scr}), -\varphi), \quad (3.8)$$

$$\text{RezBeam}(N_{scr}, N_{scr}) \Rightarrow \text{RezBeam}(N_{scr}, N_{scr}) + \text{Rec_0}(N_{scr}, N_{scr}), \quad (3.9)$$

где процедура $\text{Rotate}(\text{Array}(N_{scr}, N_{scr}), \varphi)$ возвращает повернутый от массива $\text{Array}(N_{scr}, N_{scr})$ массив $\text{RotArray}(N_{scr}, N_{scr})$. Алгоритм повторяется для каждого проекционного угла $\varphi = \Delta\varphi * i_\varphi$, где $\Delta\varphi = 2\pi / N_\varphi$, $i_\varphi = 0 \dots N_\varphi$.

Однако этот алгоритм не является математически точным и приводит к размытости восстановленного профиля. Двойное преобразование Фурье обеспечивает прямое решение для томографической реконструкции, но оно представляет некоторые проблемы в фактической реализации [86] (например, ошибка, возникающая на одном образце в пространстве Фурье, влияет на внешний вид всего изображения). Альтернативной реализацией метода Фурье является так называемый алгоритм фильтрованного обратного проецирования (ФОП). В процессе реконструкции ФОП каждая проекция сначала свертывается с определенной и подходящей функцией фильтрации [88]. Соответствующая функция свертки, называется ядром свертки, или фильтром, или функцией преобразования [89]. Следуя подходу [90], основанному на алгоритме функции преобразования [70, 91, 92], где конкретная ячейка в столбце проекций распространяется в области восстановления не только на соответствующую строку, но также, с некоторым весовым коэффициентом, и в соседних строках, получим

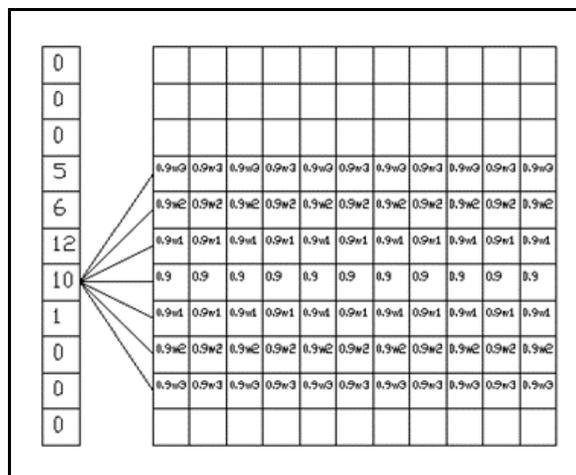


Рис. 3.17. Обратное проецирование с фильтрацией по трем строкам из определенной ячейки проекционного столбца с весами w_1, w_2, w_3 . Согласно [92], выбирается оптимальный набор весовых коэффициентов: $w_1 = -0.5232, w_2 = 0.1016, w_3 = -0.0531$ и процедура повторяется для всех ячеек. Представленная проекция соответствует $\varphi = 0$ тестового пучка по рис. 3.16.

Весь метод ФОП переписывается в форме:

$$\text{Rec}_\varphi(i_x, i_y) = \text{Pro}_y(i_\varphi, i_y) / N_{scr} \text{ for } i_x = 0..N_{scr}, i_y = 0..N_{scr}, \quad (3.10)$$

$$\text{Rec}_0(N_{scr}, N_{scr}) = \text{Rotate}(\text{Rec}_\varphi(N_{scr}, N_{scr}), -\varphi), \quad (3.11)$$

$$\text{Rez_Beam}(i_x, i_y) \Rightarrow \text{Rez_Beam}(i_x, i_y) + \text{Rec}_0(i_x, i_y), \quad (3.12)$$

$$\text{Rez_Beam}(i_x, i_y) \Rightarrow \text{Rez_Beam}(i_x, i_y) + w_1 \text{Rec}_0(i_x, i_y \pm 1), \quad (3.13)$$

$$\text{Rez_Beam}(i_x, i_y) \Rightarrow \text{Rez_Beam}(i_x, i_y) + w_2 \text{Rec}_0(i_x, i_y \pm 2), \quad (3.14)$$

$$\text{Rez_Beam}(i_x, i_y) \Rightarrow \text{Rez_Beam}(i_x, i_y) + w_3 \text{Rec}_0(i_x, i_y \pm 3). \quad (3.15)$$

Для $i_x = 0..N_{scr}, i_y = 0..N_{scr}$ (вне пространства индексы игнорируются). Как и в случае (3.7–3.9), процедура должна повторяться для каждого угла проецирования $\varphi = \Delta\varphi * i_\varphi$, где $i_\varphi = 0..N_\varphi$. Метод очень подобен обратному проецированию, за исключением уравнения (3.9), которое преобразуется в набор уравнений (3.12–3.15).

Алгоритм вращения

В численной реализации метода ФОП, как видим, важную роль играет процедура вращения (функция *Rotate* в (3.11)). Обычно вращение описывается матрицей поворота

$$\begin{pmatrix} x^* \\ y^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}, \quad (3.16)$$

где x, y – координаты пикселя перед вращением на угол φ , а x^*, y^* – после поворота. Однако при дискретном вращении существует проблема «сглаживания» – вращающийся рисунок пикселя не совпадает с дискретным пространством. В [66] использовался алгоритм вращения дискретных объектов, предложенный в [90]. После поворота каждый пиксель вращающегося шаблона поворачивался в соответствии с центром пикселя назад на глобальный угол поворота, чтобы согласовать направление пикселя с главной системой координат области восстановления. Обычно центр пикселя не лежит на цифровой пространственной сетке. Для создания системы дискретных пикселей каждое пересечение повторно повернутого пикселя вращающегося рисунка с сеткой распространяется на соответствующий пиксель области реконструкции. Однако, этот алгоритм приводит к размыванию реконструированного представления.

В [93] был применен другой алгоритм, сохраняющий каждое значение вращающегося пикселя – вращение тремя сдвигами. Математически это означает использование трех матрицы сдвига вместо матрицы поворота (3.16) y – сдвиг на $-tg(\varphi/2)$, x – сдвиг на $\sin \varphi$ и $-y$ сдвиг на $-tg(\varphi/2)$ [88, 89]:

$$\begin{pmatrix} x^* \\ y^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -tg(\varphi/2) & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \sin \varphi \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -tg(\varphi/2) & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}. \quad (3.17)$$

Процесс такого вращения на 27° показан на рис. 3.18.

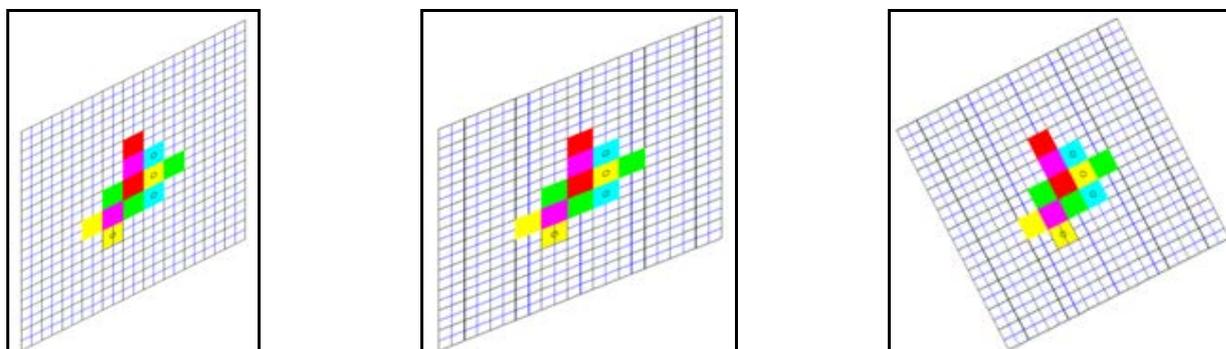


Рис. 3.18. Вращение тремя сдвигами (для отображения алгоритма использованы инструменты Paint Image / Stretch / Skew).

Вертикальные сдвиги требуют большего, чем N_{scr} дискретного пространства в вертикальном направлении. Если углы поворота ограничены $\pi/2$, размер вертикального пространства (временное значение, только для процедуры вращения) может быть выбран как $2N_{scr}$. Это связано с тем, что при работе с углами $>\pi/2$ нужно трансформировать их в зеркальные изображения и в итоге получить углы $<\pi/2$. Сдвиги вдоль оси y (первая и третья матрицы) содержат $tg(\Theta/2)$, расходящиеся при $\Theta = \pi$. Чтобы избежать больших значений $tg(\varphi/2)$, должны быть углы поворота, ограниченные в диапазоне $|\pi| < \pi/2$. Формально процедура проецирования дает тот же результат для зеркального отображения вдоль оси, перпендикулярной оси проекции. Это позволяет использовать зеркально отображенные объекты, если вращение осуществляется углами большими, чем $\pi/2$. Таким образом, поворот объекта на угол $\pi/2 < \varphi < \pi$ по проекции дает тот же результат, что и вращение одного и того же объекта, отображенного вдоль оси x и повернутого на угол $0 < \pi - \varphi < \pi/2$.

Численное моделирование

На основе (3.10–3.15) разработана специальная цифровая программа, оперирующая как модельными пучками, так и экспериментальными данными. Для оперирования углами до 2π , вводится алгоритм с зеркальным отображением и вращением посредством сдвигов. Разработаны специальные инструменты для профилирования пробных пучков. Пример двумерного профиля модельного пучка представлен на рис. 3.19.

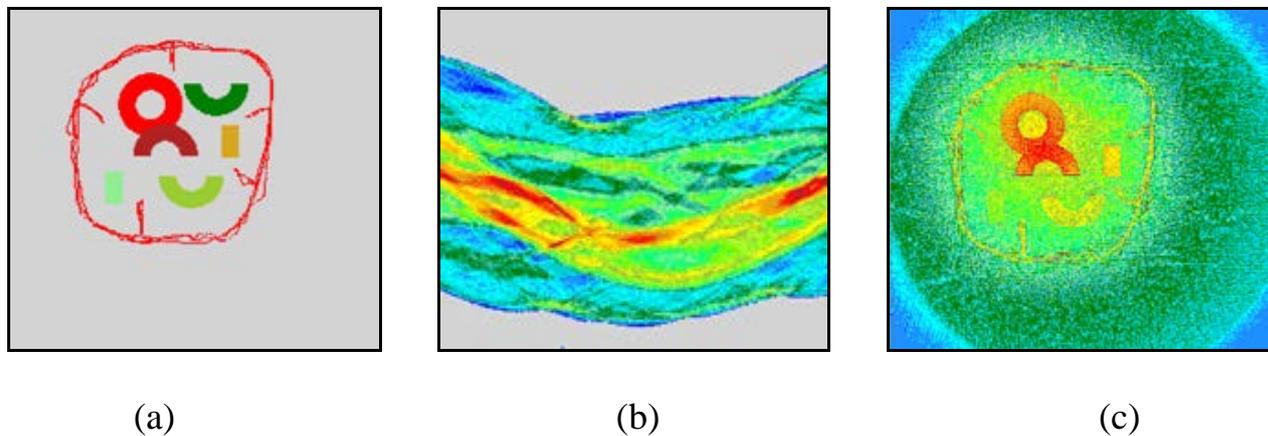


Рис. 3.19. (а) – Профиль тестового пучка, созданный графическими программными инструментами, (b) – соответствующее этой модели множество проекций, (c) – картина восстановленного профиля

Описание эксперимента

Целью эксперимента является восстановление сложного 2D-профиля лазерного пучка. В качестве механизма сканирования используется МВС, установленный на валу, вращающемся с равномерной угловой скоростью. Вибрирующая струна направлена перпендикулярно к плоскости вращения. Радиус траектории струны составляет 91.5 мм, частота вращения ≈ 0.166 Гц, поэтому скорость сканирования составляет ≈ 95.4 мм/с (это намного больше, чем скорость ≈ 12 мм/с, использованная в эксперименте [73]). Только малая часть от траектории вибрирующей струны проникает в лазерный пучок, поэтому процесс измерения начинается с сигнала от оптопрерывателя, реагирующего на отверстие диска, соединенного с вращающимся валом. Схема и фотография эксперимента представлены на рис. 3.20.

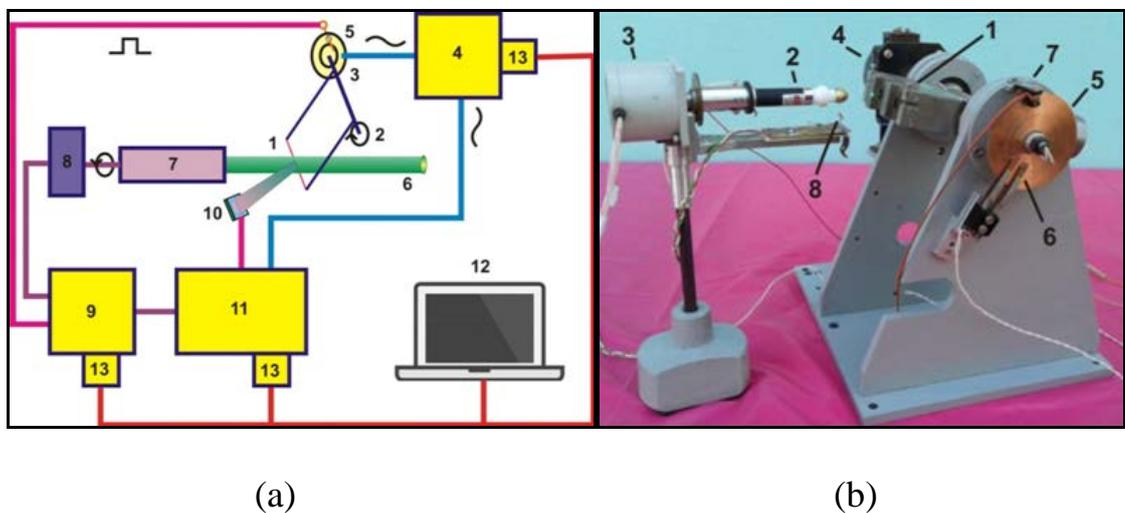


Рис. 3.20. Схема и фотография эксперимента. (а) Вибрирующая струна (1) вращается с равномерной угловой скоростью на валу с осью (2), диск (3) с двумя комплектами контактов обеспечивает электрическое соединение с электроникой автогенерации (4), оптопрерыватель реагирует на отверстие (5) контактного диска и генерирует цикл измерения до погружения струны в лазерный пучок (6). Лазер (7) установлен на оси шагового двигателя (8),

который делает определенное количество шагов после окончания цикла измерения (электронный блок (9)). Быстрый фотодиод (10) собирает лазерные фотоны, отраженные от струны, и измерения выполняются с помощью электронного блока на базе АЦП (11). Измерения проводятся в короткие промежутки времени синхронно с колебаниями струны (два измерения за период). Результаты измерений отраженных фотонов, частоты вибрирующей струны и шаги шагового двигателя, вращающего лазер, передаются, визуализируются и хранятся в компьютере (12), (13) – интерфейс RS232. (b). (1) – МВС, (2) – лазер, установленный на вращающемся вале шагового двигателя (3), (4) – двигатель постоянного тока с фиксированной угловой скоростью вращает МВС, 5 – контактный диск, (6), (7) – оптопрерыватель, 8 – быстрый фотодиод с Front–End электроникой.

Во время одного эксперимента было сделано 200 проекций в диапазоне $0 \sim \pi$. Некоторые проекционные данные изображены на рис. 3.21.

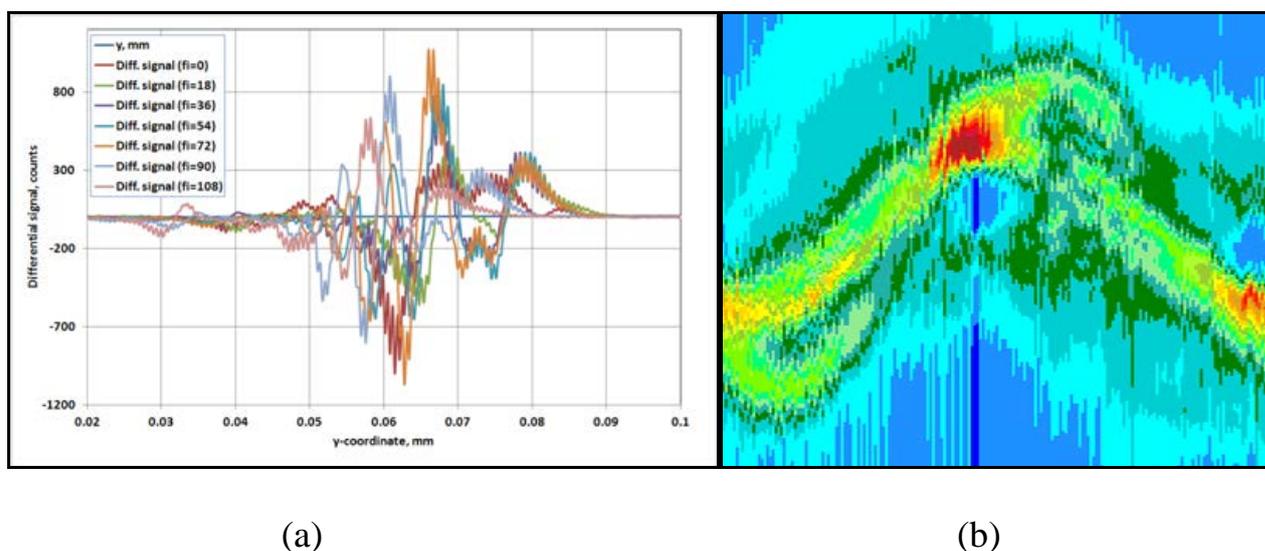


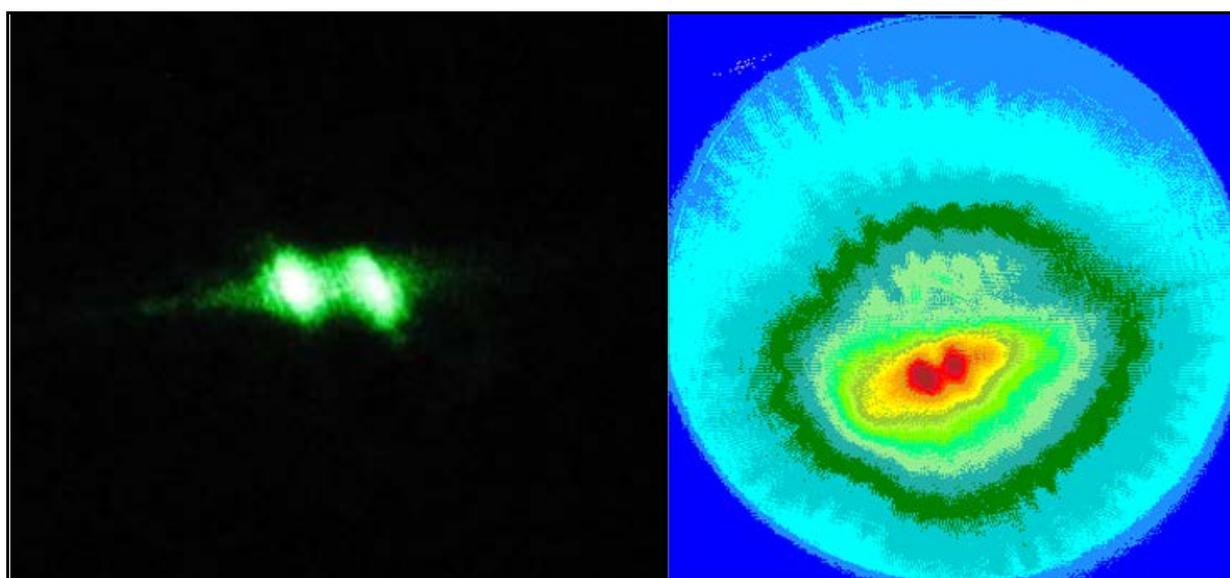
Рис. 3.21. (a) Графики некоторых проекционных данных. Из исходных сигналов фотодиода (в диапазоне 0–4096) рассчитаны дифференциальные сигналы каждой пары точек измерения, (b) – набор проекций, полученных из эксперимента в том же формате, что и на рисунке 3.19б.

Для каждого сканирования требуется 120 мс. 1D-профили для каждого угла поворота получается путем интегрирования соответствующего дифференциального сигнала по координате y .

Параметры лазера, используемого в эксперименте: максимальная выходная мощность <200 мВт, длина волны 532 нм. Использовалась насадка с провололочкой вдоль диаметра для обеспечения неравномерного распределения

Основной вид поперечного сечения лазерного пучка представлен на рис. 3.22.

Фотография сделана цифровой CCD – камерой в ручном режиме после отражения пучка с одной поверхности оптического оранжевого фильтра, который поглощает все переходные части лазерного излучения (поток лазерного пучка был уменьшен, что позволяло отрегулировать диапазон CCD – камеры ниже порога насыщения).



(a)

(b)

Рис. 3.22 (a) Основной вид поперечного сечения лазерного пучка, (b) – окончательная реконструкция 2D-профиля лазерного луча, сделанная с помощью уравнений (3.10–3.15) с экспериментальным данным, представленным на рисунке 3.21b.

Глава 4. Методика РМ-МВС для измерения тонких пучков

§1. Вибрирующая струна для измерения профиля тонких пучков

Методика эксперимента

Задача измерения и управления размерами малого пучка (значительно меньше, чем мм) актуальна в линейных ускорителях (ЛУ), в том числе основных ЛУ линейных коллайдеров и линиях передачи пучков [84]. Для обеспечения наибольшей светимости необходимо добиться максимальной плотности пучков в месте их встречи (IP–точках). Поэтому одной из главных задач при проектировании коллайдеров является фокусировка пучков в месте их встречи в пятно порядка нескольких микрометров в диаметре [94]. С учетом достижений в разработке новых методов фокусировки пучков (мультиповоротные ахроматические ячейки магнитной структуры, поворотные магниты с продольным градиентом [95]) появилась возможность проектирования источников излучения четвертого поколения синхротронного типа, конкурирующих с проектами лазеров на свободных электронах [96]. Предполагается оперирование пучками с размерами в несколько микрометров. Высокое качество электронных сгустков, в том числе малые поперечные размеры пучков (<100 мкм) требуются для дифракционных экспериментов с временным разрешением. В качестве примера такой установки приведем REGAE (The Relativistic Electron Gun for Atomic Exploration) [97, 98]. Получение, а, следовательно, и измерение пучков с малыми эмиттансами и малыми поперечными размерами с помощью диагностических средств с большим динамическим диапазоном актуально.

Измерение профиля тонких пучков на примере сфокусированного лазерного пучка (размер пятна в фокусе ~ 0.1 мм) в [99] было осуществлено на базе установки резонансного метода, описанного в гл.3, §2. В данном случае поперечные размеры пучка сравнимы с амплитудой колебаний струны, поэтому сканирование осуществляется движением струны в процессе ее колебаний без

перемещения датчика. Фактически струна представляется естественным сканером и на каждом полупериоде частоты колебаний происходит полное сканирование пучка. Стабилизация колебаний в этом случае особо важна для абсолютной привязки измеряемого профиля. Скорость сканирования определяется амплитудой и частотой колебаний струны и может достигать величин порядка нескольких м/с.

Следует отметить, что из-за неидеальности магнитного поля датчика реальные колебания струны происходят не в одной плоскости, причем, собственные колебания частоты в направлении, поперечном к данной плоскости, не совпадают. Фактически струна совершает сложные колебания, определяющиеся наложением двух частот, соответствующих двум поперечным степеням свободы колебаний струны. Поэтому измерение движения вибрирующей струны «на лету» полезно также для изучения ее реальной траектории, в частности, для проверки качества МВС, в которых выходным сигналом струны является изменение ее частоты.

Предполагается, что для профилирования тонких пучков заряженных частиц разработанным методом будут измеряться фотоны или другие вторичные частицы, возникающие при рассеянии пучка на струне.

В эксперименте [99] используется электроника, подробно описанная в гл.3, §1.

На рис. 4.1 и 4.2 представлены схема и геометрическое расположение узлов эксперимента с соответствующими фотографиями. МВС расположен таким образом, чтобы сфокусированный короткофокусной линзой лазерный пучок попадал в центр струны. В эксперименте использовался непрерывный полупроводниковый лазер (Laser Pointer JD – 850) с длиной волны 532 нм и мощностью 100 мВт лазер прикрыт коллиматором для уменьшения мощности. МВС и быстрый фотодиод, измеряющий отраженные от струны фотоны, расположены на поворотном столике с микровинтом. Вибрирующая струна датчика ортогональна плоскости столика. Вращение поворотного столика приводило к перемещению вибрирующей струны в пятне сфокусированного

лазерного пучка и в результате менялся угол между направлением фотодиода и оптической осью системы.

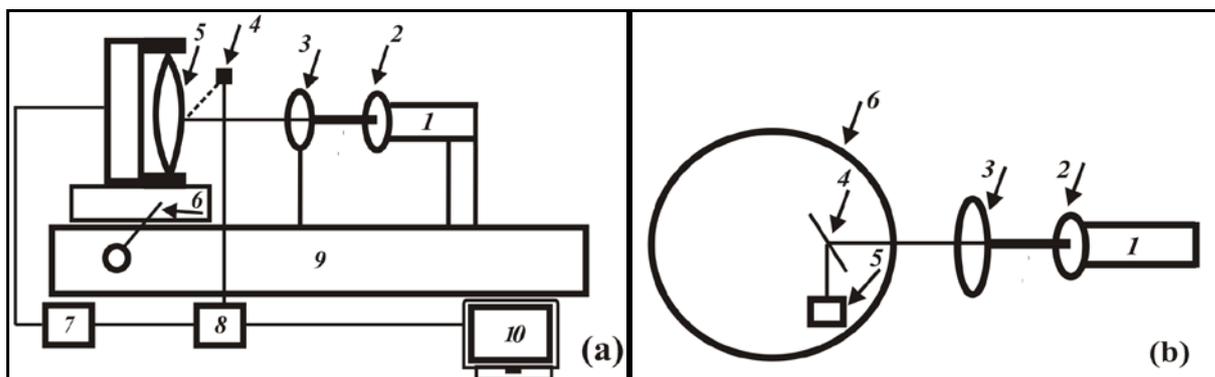


Рис. 4.1. (а) Схема эксперимента: 1 – лазер, 2 – коллиматор, 3 – короткофокусная линза, 4 – быстрый фотодиод, 5 – вибрирующая струна, 6 – поворотный столик с микровинтом, 7 – система генерации колебаний струны, 8 – система измерения фотонов, попадающих на фотодиод, 9 – рельс, 10 – компьютер. (б) Геометрическое расположение узлов эксперимента: 1 – лазер, 2 – коллиматор, 3 – короткофокусная линза, 4 – струна, 5 – фотодиод, 6 – плоскость поворотного столика.

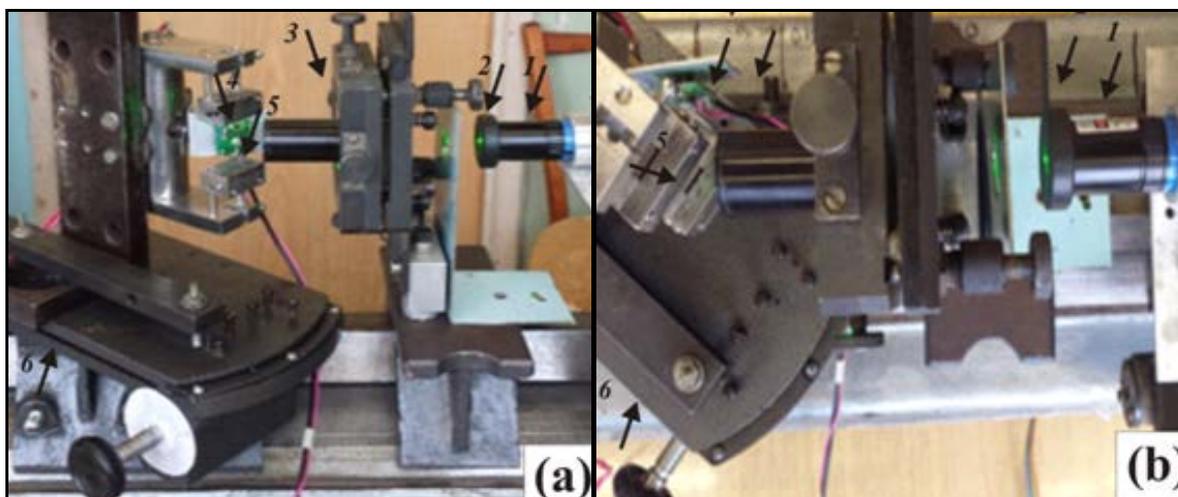


Рис. 4.2. (а) Схема эксперимента: (а) 1 – лазер, 2 – коллиматор, 3 – короткофокусная линза, 4 – быстрый фотодиод, 5 – вибрирующая струна, 6 – поворотный столик с микровинтом. (б) Геометрическое расположение узлов эксперимента: 1 – лазер, 2 – коллиматор, 3 – короткофокусная линза, 4 – струна, 5 – фотодиод, 6 – плоскость поворотного столика.

Процесс измерения синхронизируется с частотой колебаний струны или с внутренним генератором частоты измерительной системы и запускается положительным или отрицательным фронтами частотного сигнала. В случае использования сигнала с вибрирующей струны форма сигнала трансформировалась из синусоидальной в прямоугольную (strob сигнал) специальным конвертором. После старта процесса производилось N_m измерений (т.н. пачка измерений). Число N_m могло задаваться в пределах от 1 до 254 (короткие пачки) либо 255×32 (длинная пачка). После окончания данной пачки измерений (короткой или длинной) процесс повторялся с новым фронтом частотного сигнала. Количество пачек задается отдельным параметром и определяется емкостью памяти измерительного канала. Время одного измерения фотодиодом составляло 12.45 мкс. Фактически пачки измерений представляют сотни профилирований пучка, которые могут использоваться для нахождения усредненных величин (в случае стабильных пучков), либо для определения динамики профиля пучка с характерным временем порядка периода колебаний струны (для нестабильных пучков).

§2. Предварительные эксперименты

Проверка стабильности работы используемых приборов

До проведения основных исследований, был осуществлен ряд экспериментов для выявления эффектов, которые могут дать вклад в процесс измерения профиля пучка.

Как отмечалось, вибрирующую струну предполагалось использовать как естественный сканер. Важно при этом, чтобы колебания струны были по возможности стабильными, в том числе в случае падения на струну лазерного излучения. С этой целью предварительно был проведен эксперимент по проверке стабильности частоты используемого в эксперименте ДВС, облучаемого сфокусированным лазерным излучением с различной мощностью.

На рис. 4.3 представлена зависимость частоты ДВС от выходной мощности лазера, регулируемой изменением напряжения блока питания лазера в диапазоне 2.53–2.68 В.

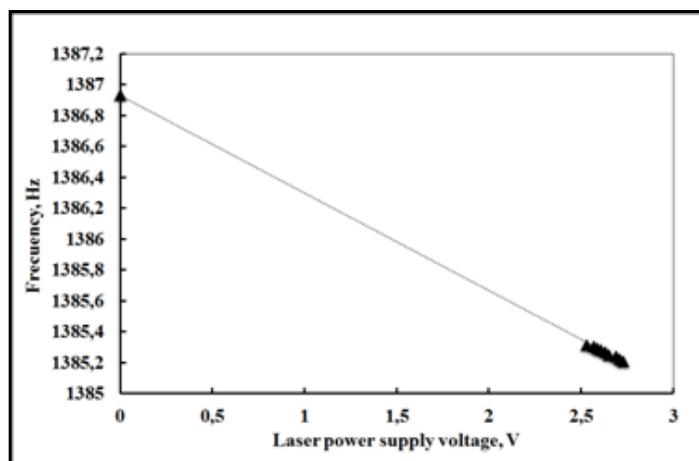


Рис. 4.3. Зависимость частоты ДВС от напряжения блока питания лазера. Эксперимент и линейная интерполяция (пунктирная линия).

При попадании на струну фотонов струна нагревается, что приводит к уменьшению ее натяжения и падению частоты. Эксперимент показал, что стабильность частоты оставалась на уровне 0.01 Гц как без облучения струны лазером, так и при облучении струны лазером с различной мощностью. Формула (п. 1.1) (см. прил. 1) позволяет оценить, что 0.1 мВт мощности лазера, преобразованной в нагрев струны, приводит к падению частоты на 1.5 Гц [64].

Быстродействие измерительной системы

Измерения по проверке сигнала измерительной системы проводились моделированием сигнала от фотодиода эквивалентной сборкой делителя из резисторов при двух вариантах питания измерительной системы: сетевом и аккумуляторном. Результаты измерения (см. рис. 4.4) показали наличие в сигнале шумов с частотой 50 Гц при питании схемы от сети, а также по каналу передачи информации.

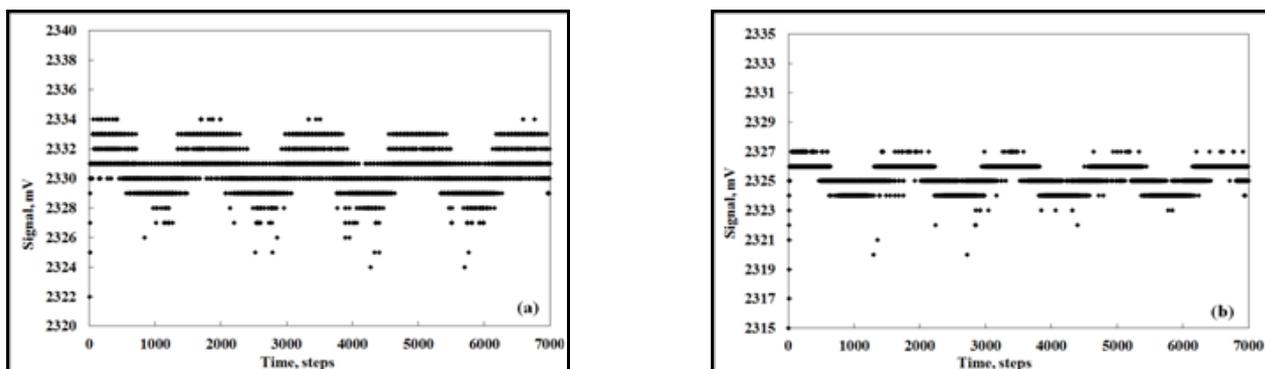


Рис. 4.4. Фотодиод моделируется эквивалентным источником: (а) – измерительная схема подсоединена к блоку питания от сети, (б) – питание измерительной схемы аккумуляторное. Характерная частота шумов фотодиода составляет 50 Гц.

На рис. 4.5 представлено измерение стабильного источника излучения – солнечного освещения фотодиодом при двух вариантах питания измерительной схемы: сетевом и аккумуляторном.

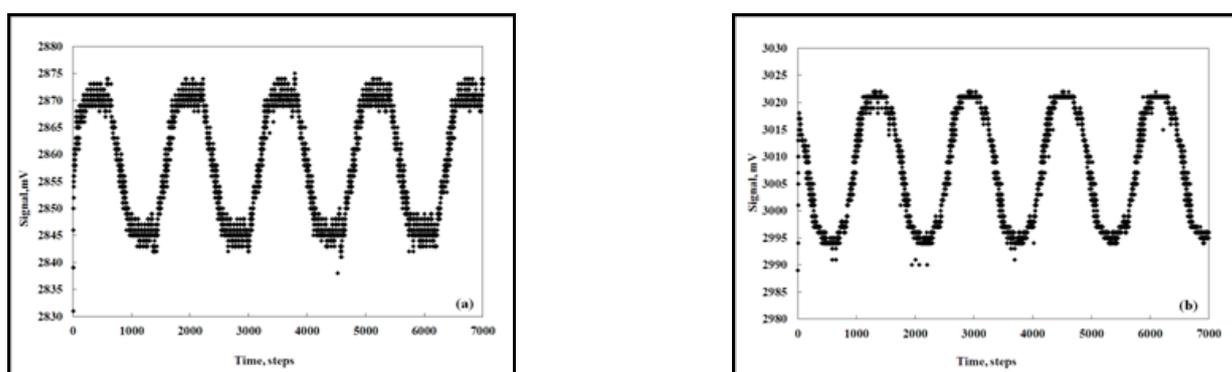


Рис. 4.5. Измерение стабильного источника излучения (солнечного света) фотодиодом: (а) – сетевой блок питания, (б) – аккумулятор.

Как видно эффект шумов с частотой 50 Гц усилился из-за дополнительных проводов от электронной платы к фотодиоду.

Следующий предварительный эксперимент был проведен с целью проверки стабильности лазера путем измерения фотонов, отраженных от невибрирующей струны. Результат эксперимента, который показывает нестабильность лазера, представлен на рис. 4.6. В сигнале на фоне шумов с частотой 50 Гц обнаружались колебания измерений лазерного пучка с частотой ~ 480 Гц.

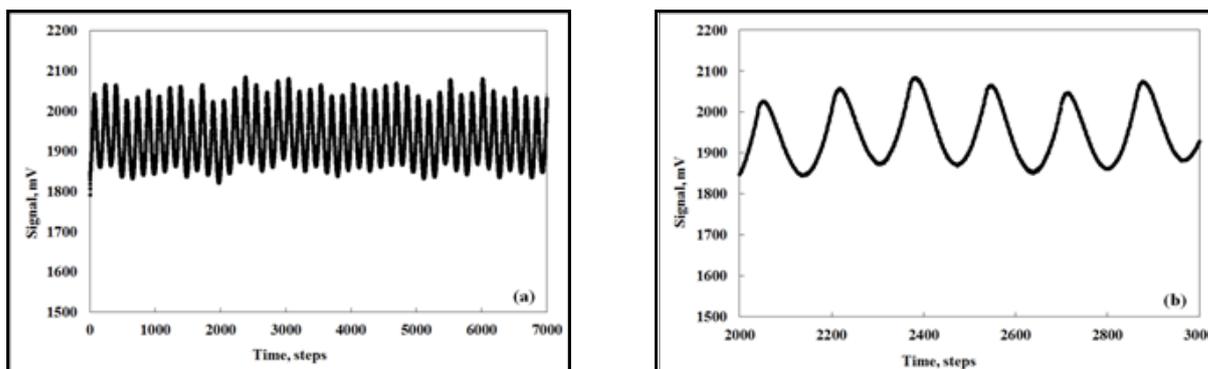


Рис. 4.6. (а) Зависимость интенсивности лазерного пучка от времени, (б) – фрагмент в увеличенном масштабе.

Важную роль в предлагаемом методе измерения играет быстродействие измерительной системы. Для определения этого параметра был задействован алгоритм измерения коротких пачек сигнала с $N_m = 254$. Постоянный сигнал с фотодиода моделировался эквивалентной сборкой делителя из резисторов и аккумуляторным питанием измерительной системы. На рис. 4.7 представлена зависимость сигнала измерительной системы от времени в режиме коротких пачек.

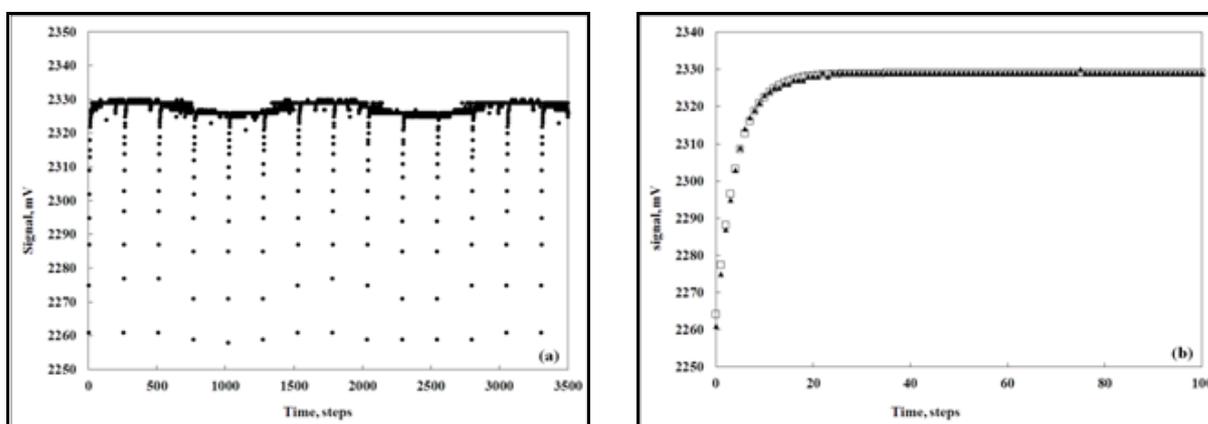


Рис. 4.7. Зависимость сигнала измерительной системы от времени: (а) – общий вид сигнала, содержащий несколько пачек измерений, (б) – фрагмент в увеличенном масштабе: треугольники – экспериментальная кривая, полые квадраты – интерполяция.

Из рисунка видно, что каждая пачка измерений, после паузы в несколько сот микросекунд, начинается с нарастания сигнала, характеризующего

быстродействие измерительной системы. Интерполяция измерений производилась функцией вида

$$g(t) = g_0(1 - \exp(-(t - t_0) / \tau)), \quad (4.1)$$

где $g_0 = 2329$ мВ – значение функции при выходе на установившийся режим и $t_0 = -15.5$ – постоянная времени измерительной системы в безразмерных единицах номеров измерений. Параметр $\tau = 4.33$, что соответствует выходу измерительной системы на 60% устанавливающегося значения за 55 мкс.

§3. Вибрирующая струна в качестве естественного сканера

Основной эксперимент

На рис. 4.8 показаны зависимости сигналов с фотодиода для двух положений РМ–МВС – в позиции 8 и 32. Номера позиций струны отсчитаны от условного нулевого значения, соответствующего положению струны за пределами пучка. По 1 каналу измерительной системы измерялись показания фотодиода, по второму каналу – усиленный сигнал частоты колебаний вибрирующей струны. Кроме того, проводились измерения отраженных фотонов от неподвижной струны в том же положении РМ–МВС.

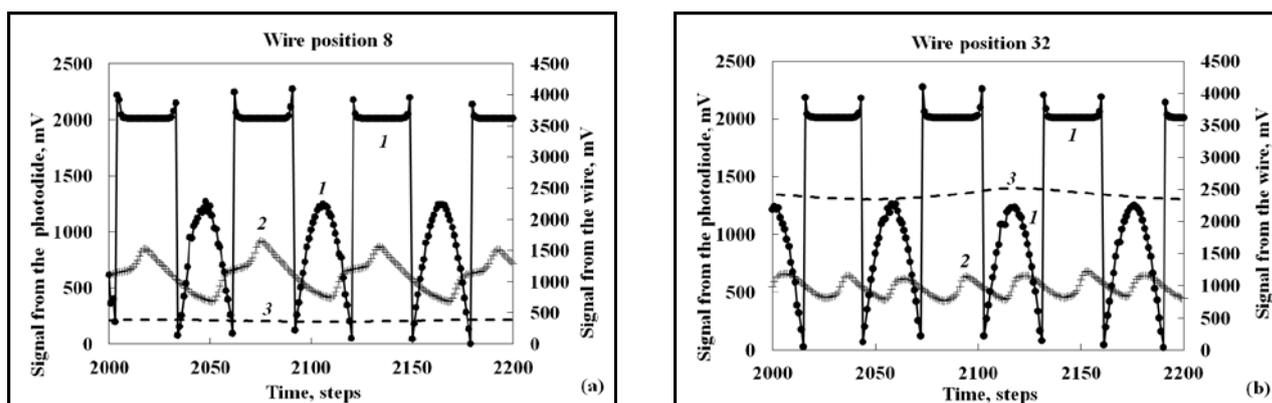


Рис. 4.8. Зависимости от времени электрического сигнала с вибрирующей струны (1), с фотодиода от вибрирующей (2) и невибрирующей (3) струны в двух положениях РМ–МВС – в позициях (а) 8 и (б) 32.

Как видно из рис. 4.8а частота сигнала с фотодиода совпадает с частотой колебаний струны. На положительном фронте сигнала видно появление характерного плеча, указывающего на попадание центра измеряемого пучка в область заметания вибрирующей струны. Как будет показано ниже образование плеча только на одном склоне сигнала связано с ограниченным быстродействием системы измерений.

При приближении центра измеряемого пучка к центру области заметания вибрирующей струны наблюдается характерное удвоение частоты. Окончательная симметризация пиков двойной частоты (рис. 4.8b) показывает, что центр измеряемого пучка практически совпадает с равновесным положением вибрирующей струны (подробнее см. ниже).

Обработка экспериментальных результатов и восстановление профиля

Предварительные эксперименты (см. §2) показали, что алгоритм восстановления профиля по экспериментальным результатам измерения отраженных от вибрирующей струны фотонов должен учитывать ограниченное быстродействие измерительной схемы. Такой алгоритм опишем на примере модельного профиля пучка, сосредоточенного на отрезке $[-2, 2]$ по оси x :

$$N(x) = \begin{cases} 100 \times (x + 2)(x_p + 2), & -2 < x < x_p \\ 100 \times (2 - x) / (2 - x_p), & x_p < x < 2 \end{cases} \quad (4.1)$$

где параметр x_p – определяет положение максимума распределения фотонов в пучке. Асимметричность модельного профиля введена как для описания возможной асимметрии профиля измеряемого пучка, так и для описания искажения профиля в процессе измерения, обусловленного зависимостью количества отраженных фотонов от геометрии расположения фотодиода по отношению к пучку в процессе колебания струны. Все величины здесь и далее для простоты приняты безразмерными.

Движение центра вибрирующей струны описывается синусоидальной функцией с амплитудой 0.5:

$$x(t) = x_c - 0.5 \times \cos(2\pi t / P), \quad (4.2)$$

где x_c – положение центра вибрирующей струны и P – период колебаний струны.

Количество фотонов, падающие на струну в определенном положении и достигающие фотодиода, описывается функцией

$$f(t) = N(x(t)). \quad (4.3)$$

Приняв, что измерительная схема является датчиком первого порядка [100] (по причине отсутствия в структуре свето – и фотодиодов колеблющихся частей), измеряемая величина определяется из уравнения

$$\tau \frac{dg(t)}{dt} + g(t) = f(t), \quad (4.4)$$

где τ – характерный параметр отклика измерительной системы. Значения функции $g(t)$ являются экспериментальными результатами измерений. Отметим, что для периодического процесса $f(t)$ функция $g(t)$ через время $\sim \tau$ выходит на колебательный режим с той же частотой, но со сдвигом по фазе и искажением формы сигнала. Параметр τ называется постоянной времени датчика и является мерой инерционности измерительной системы [100].

Для восстановления измеряемого профиля следует по измерительной системе восстановить функцию процесса $f(t)$ и по ней, с учетом уравнения движения струны, восстановить искомый профиль.

Описанный численный процесс моделировался следующими соотношениями:

$$g^{i+1} = g^i + (f^{i+1} - g^i) / \tau, \quad (4.5)$$

$$f_{\text{rec}}^{i+1} = g^{i+1} + \tau(g^{i+1} - g^i).$$

На рис. 4.9а и 4.10а приведены результаты моделирования для параметров: $x_p = 100$, $x_c = 0.1$ и 0.5 , $\tau = 7$, где $g(t)$ – отклик измерительной системы, $f(t)$ – исходная функция процесса, и $f_{\text{rec}}(t)$ – функция процесса, реконструированная по функции $g(t)$.

Результат восстановления модельного профиля по реконструированной функции процесса $f_{\text{rec}}(t)$ представлен на рис. 4.9b и 4.10b.

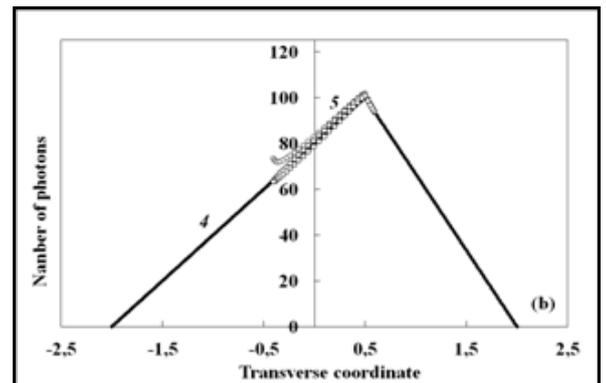
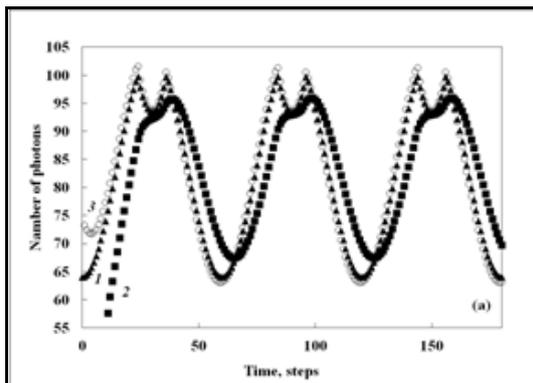


Рис. 4.9. (а) Зависимость количества фотонов от времени: 1 – исходная функция процесса $f(t)$, 2 – отклик измерительной системы $g(t)$, и 3 – реконструированная по функции $g(t)$ функция процесса $f_{\text{rec}}(t)$. (б) Зависимость количества фотонов от координаты: 4 – модельный профиль, 5 – профиль, восстановленный по реконструированной функции процесса $f_{\text{rec}}(t)$ при положении центра вибрирующей струны $x_c = 0.1$.

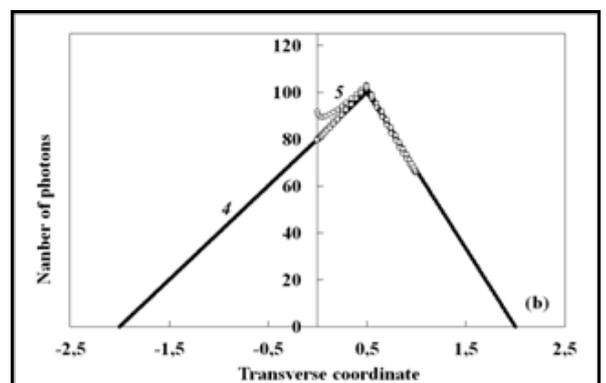
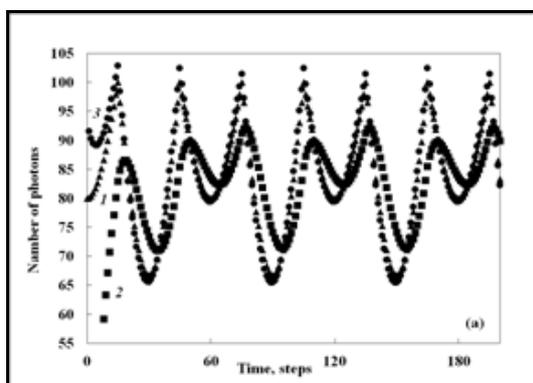


Рис. 4.10. (а) Зависимость количества фотонов от времени: 1 – исходная функция процесса, 2 – отклик измерительной системы, и 3 –

реконструированная по функции $g(t)$ функция процесса $f_{\text{rec}}(t)$. (b) Зависимость количества фотонов от координаты: 4 – модельный профиль, 5 – профиль, восстановленный по реконструированной функции процесса $f_{\text{rec}}(t)$ при положении центра вибрирующей струны $x_c = 0.5$.

Как видно из рис. 4.9a и 4.10a функция $g(t)$ выходит на периодический режим с некоторым запаздыванием (порядка одного периода колебаний струны). Характерный «хвостик» (рис. 4.9b и 4.10b), не соприкасающийся с модельным профилем, определяется именно этим начальным процессом измерений.

В качестве примера восстановления профиля по измеренным данным фотодиода приведем эту процедуру для позиции РМ-МВС, равной 32 (рис. 4.8b), когда центр сфокусированного пятна лазерного излучения попадает в центр пучности колебаний струны. В сигнале фотодиода при этом появляется двойная частота колебаний вибрирующей струны, указывающая, что при каждом полупериоде колебаний происходит сканирование пучка, проходящее через его центр.

На рис. 4.11a представлены экспериментальные данные с фотодиода, положение центра вибрирующей струны в процессе ее колебаний и реконструированная по измеренным значениям функция процесса, то есть рассеяние лазерного излучения на струне. По полученным результатам восстановлен усредненный профиль пучка по 1000 точкам измерений с шагом 12.45 мкс, изображенный на рис. 4.11b.

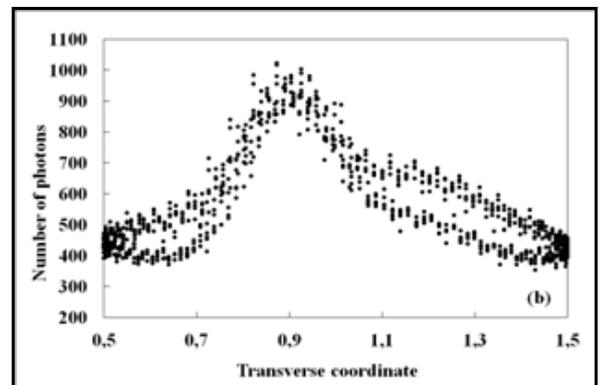
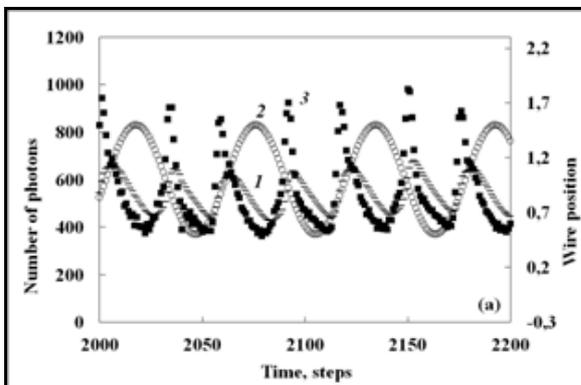


Рис. 4.11. (а) Зависимость количества фотонов от времени: 1 – сигнал с фотодиода, 2 – положение центра струны в процессе ее колебаний, 3 – рассеяние лазерного излучения на струне. (б) Зависимость количества фотонов от координаты – профиль сфокусированного лазерного пучка.

В восстановленном по экспериментальным данным профиле присутствуют неточности, обусловленные шумами с частотой 50 Гц, а также нестабильностью лазерного излучения.

Для усовершенствования метода предполагается улучшить измерительную систему для исключения воздействия помех, уменьшить инерционность измерительной системы и использовать более быстрые фотодиоды. Это даст возможность измерять профиль пучка практически за один период колебаний вибрирующей струны и наблюдать динамику изменения профиля с временем разрешения мс и меньше.

Метод можно использовать также для изучения поперечных колебаний струны с учетом двух поперечных степеней свободы.

На базе предлагаемого метода, с учетом наработок на лазерных пучках, проектируется разработка диагностических инструментов для ускорителей с ультратонкими пучками.

Глава 5. Нейтронные мониторы вибрирующей струны

§1. Измерение нейтронных пучков с помощью вибрирующих композитных струн

Нейтроны в качестве зондов для исследования разнообразных свойств широкого спектра материалов используются во многих исследовательских центрах в мире. Нейтроны превосходны для исследования материалов на молекулярном уровне в разнообразных областях, от медицины и двигателей до пластиков и белков. Поскольку нейтроны рассеиваются атомными ядрами, они предоставляют информацию о структуре и динамике атомов и молекул в широком диапазоне длин и временных масштабов. Из-за наличия магнитного момента, нейтроны могут также использоваться для изучения магнитных структур и динамики материалов [101]. Нейтроны нашли важное применение в медицине при лечении рака [102]. Существует несколько центров, специализирующихся на нейтронной терапии [103], где нейтроны в частности генерируются из циклотронов с низкой энергией. Управление пространственным распределением пучка и его интенсивностью в этом поле использования жизненно важно. Нейтронное рассеяние дает подробную информацию о структуре и динамике материалов на атомном уровне, т.е. где расположены атомы и как они движутся. Нейтроны, используемые в экспериментах по рассеянию, имеют длины волн, близкие к атомным расстояниям, что позволяет изучать структуры материалов путем дифракции на масштабах длин от атомных размеров до макромолекулярных. В то же время, нейтроны имеют энергии, подобные тем, что имеют атомные процессы, такие как молекулярные переходы, вращения, и колебания кристаллической решетки. Хорошее введение в теорию, методы и применения рассеяния нейтронов дано в учебных материалах 13-й Оксфордской школы по рассеянию нейтронов [104]. Соответственно существует потребность в устройствах, способных измерять/детектировать интенсивность и плотность нейтронного пучка в реальном времени.

Нейтронные детекторы

Поскольку нейтроны являются нейтральными частицами и не ионизируют вещество напрямую, их измерение методами, оперирующими электромагнитным полем частиц невозможно. Обнаружение нейтронов с помощью магнитного момента также нереально. Поэтому большинство методов обнаружения основаны на измерениях различных продуктов ядерных реакций. Любое взаимодействие нейтрон – ядро оставляет ядро в возбужденное состояние, из которого оно распадается, испуская гамма–лучи. Быстрые гамма лучи испускаются в течение 10^{-13} с и связаны с нейтронами, движущимися в материи. Энергия быстрых гамма–лучей зависит от энергии нейтронов. Ядерные реакции $A(n,x)B$ оставляют продукты реакции в возбужденных уровнях, из которых они распадаются, испуская частицы α , β и т. д. с разными периодами полураспада [105].

Газовые детекторы

Типичная реакция в камере, заполненной гелием 3:



с поперечным сечением $\sigma = 5333(\lambda / 1.8)$ барн (λ – длина волны нейтрона Де Бройля в ангстремах, для нейтрона с энергией 26 мэВ $\lambda = 1.8 \text{ \AA}$). В результате на нейтрон образуется около 25000 ионов и электронов [106]. В режиме ионизации газового детектора, самотек электронов в анод, генерирует импульс заряда и соответствующий сигнал. В пропорциональном режиме прикладывается высокое напряжение, так что столкновения электронов ионизируют атомы газа, создавая еще больше электронов. В этом случае возможен выигрыш до нескольких тысяч.

Сцинтилляционные детекторы

Рабочей средой в таких детекторах являются сцинтилляторы, в которых в результате нейтронной реакции производятся многочисленные фотоны. В сцинтилляторе на базе Li, происходит следующая реакция



с поперечным сечением $\sigma = 940(\lambda / 1.8)$ барн. В результате в сцинтилляторе Li glass (Ce) образуется ≈ 7000 фотонов/н, ≈ 51000 фотонов/н в (LiI (Eu)) и ≈ 160000 фотонов/н в (ZnS (Ag) – LiF) соответственно [106]. Для регистрации фотонов обычно используются фотоумножители.

Полупроводниковые детекторы

Большинство обычных полупроводниковых материалов имеют очень низкие сечения взаимодействия со свободными нейтронами. Например, сечение тепловых нейтронов для встречающегося в природе кремния составляет ~ 2.24 барн, что означает, что тепловой нейтрон должен был пройти среднее расстояние ~ 8.6 см (длина свободного пробега) до того, как произойдет событие рассеяния или захвата [107]. Способ преодоления низкой вероятности взаимодействия нейтронов с обычными полупроводниковыми материалами и повышения эффективности обнаружения заключается во внедрение слоя более активно реагирующего материала. Такие датчики, как правило, используют p–n–переход Si или GaAs или диоды Шоттки для разделения электронно – дырочных пар, образующихся при взаимодействии с продуктами первичной ядерной реакции [108]. ^{10}B и ^6LiF часто используются в качестве материалов переходного слоя из-за их стабильности и больших сечений для тепловых нейтронов.

Нейтронные детекторы на базе композитных вибрирующих струн

Учитывая беспрецедентную чувствительность собственной частоты, зажатой с концов вибрирующей струны к ее температуре и замечательную способность некоторых изотопов гадолиния к захвату нейтронов в [74] предложен нейтронный монитор вибрирующей струны (НМВС) с композитной струной, содержащей слой изотопа гадолиний 157. При проникновении нейтронов в струну часть их энергии передается слою из гадолиния и увеличивает температуру струны. В силу малого диаметра струны этот метод позволяет измерять локальную плотность нейтронного пучка в месте положения струны. Предлагаемый нейтронный монитор обладает широким динамическим диапазоном и может быть использован для профилирования нейтронных

пучков с большим потоком из специализированных источников нейтронов (исследовательские реакторы и источники расщепления) на входе инструментов на основе нейтронов с хорошим пространственным разрешением, зависящим от диаметра струны. Аналогично предложению об использовании вибрирующих струн в качестве резонансной мишени [41] композитная вибрирующая струна с гадолиниевым слоем также может служить резонансной мишенью. Монитор на базе такой струны назван Резонансная мишень – нейтронный монитор вибрирующей струны (РМ–НМВС). Синхронные измерения гамма лучей, возникающих в результате рассеяния нейтронов на атомах слоя гадолиния вибрирующей струны с колебаниями частоты струны обеспечивают быстрый отклик процесса рассеяния. Дифференциальный сигнал в положениях максимальных отклонениях струны в процессе колебаний может обеспечить быструю информацию о градиенте профиля пучка.

РМ–НМВС может использоваться как точный монитор с отличным пространственным разрешением для высокоточных нейтронных пучков специализированных источников нейтронов с мультибанчевой инфраструктурой многочисленных инструментов для исследования материалов. Специализированный многострунный НМВС с возможностью вращения вдоль оси пучка может быть использован для восстановления сложных 2D-профилей нейтронных пучков больших поперечных сечений в нейтронной томографии, получении изображений и радиографии.

§ 2. Нейтронные мониторы вибрирующей струны с композитными струнами для профилирования пучков

Изотоп гадолиния ^{157}Gd имеет самое высокое сечение захвата тепловых нейтронов из всех стабильных изотопов в периодической таблице. Изотопы ^{155}Gd и ^{157}Gd поглощают нейтроны в широком диапазоне энергий: ^{155}Gd имеет 104 резонансных уровня в диапазоне 0.0268–168 эВ, а ^{157}Gd имеет 60 резонансных уровня в диапазоне 0.0314–307 эВ [109]. Таким образом, реакция захвата ^{157}Gd инициирует комплексные переходы в горизонтальной плоскости, которые генерируют быстрое гамма-излучение, вытесняющее внутренний

электрон. Этот электрон, в свою очередь, вызывает внутреннюю электронную эмиссию IC (internal-conversion) и, наконец, электронную эмиссию Оже-Костер-Кронига наряду с мягкими рентгеновскими и фотонными эмиссиями.

Полная информация об сечениях захвата нейтронов для изотопов различных элементов приведена в [110]. Для сравнения отметим, что ^{10}B имеет 3840 барн, ^{16}O – 0.00019 барн, ^{12}C – 0.0035 барн, ^1H – 0.333 барн, а ^{14}N – 1.83 барн сечение захвата нейтронов.

Свойство гадолиния для захвата тепловых нейтронов очень эффективно используется в стержнях управления ядерными реакторами [111] и экранировании ядерных реакторов [112].

Гадолиний также широко используется для промышленной нейтронной радиографии с методом прямой экспозиции с экраном преобразования гадолиния [113]. Типичное расположение представляет собой одну металлическую фольгу из гадолиния толщиной 24.4 мкм. Гадолиний используется в качестве основного компонента в нейтронных детекторах [114]. Здесь Gd служит преобразователем нейтронов в заряженные частицы или фотоны, которые, наконец, измеряются газовыми пропорциональными счетчиками, ионизационными камерами, сцинтилляционными детекторами или полупроводниковыми детекторами. Исключительно высокое поглощение нейтронов гадолинием было предложено для разработки экранов с малым весом путем размещения гадолиния в пластике. Такие экраны, содержащие гадолиний, бор и гафний, могут быть полезны для космических станций [115] и даже в будущих полетах вне Земли как отличные поглотители нейтронов [116]. ^{157}Gd является потенциальным агентом для нейтроно – захватной терапии рака [117,118].

Реакция захвата нейтронов Gd и депонирование энергии нейтронов в струне

Изотопы Gd обладают очень разными сечениями захвата нейтронов σ . В таб. 5.1 приведены значения поперечного сечения для тепловых нейтронов с энергией 0.025 эВ [119].

Таб. 5.1. Сечения захвата для изотопов гадолиния

-	% в натуральном Gd cr	сечение захвата, барн	Сечение захвата, см ²
Gd	100	48890	4.889E-20
¹⁵² Gd	0.2	1100	1.1E-21
¹⁵⁴ Gd	2.2	90	9E-23
¹⁵⁵ Gd	14.7	61000	6.1E-20
¹⁵⁶ Gd	20.6	2	2E-24
¹⁵⁷ Gd	15.68	255000	2.55E-19
¹⁵⁸ Gd	24.9	2.4	2.4E-24
¹⁶⁰ Gd	21.9	0.8	8E-25

Как видно сечение захвата ¹⁵⁷Gd в 65 раз больше, чем сечение захвата тепловых нейтронов для ¹⁰B.

В таб 5.2 представлены сечения захвата натурального Gd и ¹⁵⁷Gd с разными энергиями [120].

Таб. 5.2. Значения сечения захвата для Gd и ¹⁵⁷Gd с при разных энергиях.

длина волны, А ^o	энергия нейтронов, эВ	скорость нейтронов, м/с	сечение захвата (барн) для Gd	сечение захвата (барн) для ¹⁵⁷ Gd
1	0,081894	3955	13 563.56	75 323.47
1.8	0,025276	2197,2	48 149.41	253 778.40
3	0,0090993	1318,3	70 597.77	367 842.60
4	0,0051184	988,76	89 066.84	464 373.40

В первом столбце представлена длина волны нейтрона $l = h / mv$ (h – постоянная Планка, $m = 1.67 \times 10^{-24}$ г – массы нейтрона, v – скорость нейтронов, изображенная в 3-й колонке).

Два наиболее распространенных изотопа Gd и их соответствующие ядерные реакции, вызванные тепловыми нейтронами, описаны в следующих уравнениях:



После поглощения нейтрона ядром ${}^{157}\text{Gd}$, например, происходит несколько изомерных переходов, которые приводят к высвобождению в среднем 3.288 фотонов. Эти фотоны имеют широкий диапазон энергий со средним значением 2.394 МэВ. Из-за большого изменения углового момента низколежащих возбужденных состояний ${}^{158}\text{Gd}^*$ излучается большое количество электронов внутренней конверсии (IC). Атом *Gd* расслабляется до основного состояния, испуская Оже-электроны и характерные рентгеновские лучи (см. [121]).

Длина пробега нейтронов L в гадолинии находится из следующей формулы

$$n\sigma L = 1, \quad (5.5)$$

где n – плотность атомов *Gd*. Используя значение $\rho = 7.9 \text{ г/см}^3$ и атомную массу $A = 157.25 \text{ г/моль}$, находим $n = \frac{\rho \times N_A}{A} = 3.03 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$.

Как следует из таб. 5.1, для тепловых нейтронов (0.025 эВ) можно оценить $L = 6.7 \text{ мкм}$ для природного *Gd* и $L = 1.3 \text{ мкм}$ для чистого ${}^{157}\text{Gd}$. Из этих оценок заключаем, что, покрывая вибрирующую струну только слоем природного *Gd* толщиной 10 мкм, все тепловые нейтроны, пересекающие струну, будут захвачены.

Разработано два типа мониторов: малогабаритные НМВС с вольфрамовой струной диаметром 10 мкм и слоем *Gd* толщиной 2 мкм и средние – с вольфрамовой струной диаметром 100 мкм и слоем *Gd* 10 мкм. Для первого типа предлагается использовать ${}^{157}\text{Gd}$, который позволяет захватывать все тепловые нейтроны, падающие на струну. Для второго типа можно использовать естественный *Gd*.

После захвата тепловых нейтронов *Gd* возбужденный атом *Gd* возвращается в основное состояние, высвобождая энергию связи ($\sim 7937 \text{ кэВ}$ для ${}^{157}\text{Gd}$) в виде

быстрых гамма-лучей, рентгеновских лучей внутреннего перехода, Auger электронов и оже-электронов. Хотя энергия гамма-лучей довольно велика, они вносят лишь небольшую часть своей энергии в тепловое депонирование. С другой стороны, практически вся энергия рентгеновских лучей, электронов внутреннего перехода и Оже – электронов, которые составляют только 1% энергии связи реакции, превращается в тепло [122, 123] (см. также [124]). Поэтому для электронов и рентгеновских вкладов в первом приближении, согласно [124], используется значение 70 кэВ. Важно отметить, что выделение тепла в материале происходит на расстоянии нескольких миллиметров, что делает тепловое депонирование одинаковым как для малых, так и для средних мониторов.

Все компоненты реакции захвата нейтронов взаимодействуют с материалом вокруг захваченного атома и депонируют в нем некоторую энергию. Точный расчет вклада многочисленных вторичных частиц и фотонов – сложная задача. Для вкладов электронов и рентгеновского излучения мы, согласно [124], в первом приближении используем значение 70 кэВ.

Для оценки вклада гамма-излучения с энергией 7.9 МэВ следует учитывать свойства материала струны.

Рассмотрим вольфрамовую струну диаметром $d = 100$ мкм, покрытую слоем природного гадолиния $h = 10$ мкм. Коэффициент поглощения μ для этого материала составляет $8.63 \times 10^{-1} \text{ см}^{-1}$ ($\mu / \rho = 4.47 \times 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$ [125]). Для этих значений мы находим, что только 68.2 кэВ энергии будет преобразовано в тепло в вольфраме толщиной 100 мкм, и для струны толщиной 10 мкм соответствует тепловому депонированию ~ 7 кэВ.

Оба механизма теплового вклада приводят к отложению тепла в вибрирующую струну из вольфрама $\varepsilon_n = 138.2 \text{ кэВ} = 2.21 \times 10^{-14} \text{ Дж}$. для средних размеров НМВС и 77 keV – для малых соответственно.

Композитная струна со слоем Gd, частотная и температурная зависимости

Рассмотрим простейшую однострунную модель НМВС со следующими параметрами: d_w – диаметр основной струны, l_w – длина струны, h – толщина слоя Gd , l_A – апертура монитора (в действительности, некоторые нейтроны могут проникать в струну через части магнитной системы, чем здесь пренебрегается). Общий диаметр вибрирующей струны $d = d_w + 2h$, поперечное сечение основной струны $S_w = \pi d_w^2 / 4$, поперечное сечение Gd – слоя – $S_{Gd} = \pi h(d_w + h)$, объем основной струны – $V_w = S_w l_w$ и объем струны с Gd – слоем – $V_{Gd} = S_{Gd} l_{Gd}$.

Также вводим плотность основной струны ρ_w и плотность материала Gd – слоя ρ_{Gd} , поэтому для средней плотности композитной струны получим

$$\rho = \rho_w \frac{1 + \rho_{Gd} V_{Gd} / \rho_w V_w}{1 + V_{Gd} / V_w}. \quad (5.6)$$

Частота второй гармоники при температуре T_0 определяется по формуле:

$$F_0 = \frac{1}{l_w} \sqrt{\sigma_0 / \rho}, \quad (5.7)$$

где σ_0 – начальное натяжение струны, которое может быть представлено как

$$\sigma_0 = \frac{f_w^0 + f_{Gd}^0}{S_w + S_{Gd}}, \quad (5.8)$$

где f_w^0 и f_{Gd}^0 – соответственно силы натяжения основной струны и струны с Gd – слоем.

Процедура натяжения может быть представлена как растяжение начальной длины l_0 ненапряженной струны до длины l с фиксацией концов струны. Предположим, что эта процедура выполняется при начальной температуре всех частей НМВС, равной T_0 . Согласно закону Гука, имеем

$$f_w = \frac{l - l_0}{l_0} E_w S_w = \frac{\Delta l_0}{l_0} E_w S_w, \quad (5.9)$$

$$f_{Gd} = \frac{l - l_0}{l_0} E_{Gd} S_{Gd} = \frac{\Delta l_0}{l_0} E_{Gd} S_{Gd}, \quad (5.10)$$

где E_w и E_{Gd} – модули упругости материала струны и Gd .

При температуре T (изменение $\Delta T = T - T_0$, в предположении, что T – средняя температура струны) имеем

$$f_w^T = \frac{l - l_0(1 + \alpha_w(T - T_0))}{l_0} E_w S_w = \frac{\Delta l_0 - l_0 \alpha_w \Delta T}{l_0} E_w S_w = f_w^0 - \alpha_w E_w S_w \Delta T, \quad (5.11)$$

$$f_{Gd}^T = \frac{l - l_0(1 + \alpha_{Gd}(T - T_0))}{l_0} E_{Gd} S_{Gd} = \frac{\Delta l_0 - l_0 \alpha_{Gd} \Delta T}{l_0} E_{Gd} S_{Gd} = f_{Gd}^0 - \alpha_{Gd} E_{Gd} S_{Gd} \Delta T,$$

(5.12)

где α_w и α_{Gd} – коэффициенты теплового расширения материала струны и Gd – слоя соответственно. В результате мы можем найти напряжение МВС композитной струны σ^T при средней температуре струны T :

$$\sigma^T = \frac{f_w^T + f_{Gd}^T}{S_w + S_{Gd}} = \frac{f_w^0 + f_{Gd}^0 - (\alpha_w E_w S_w + \alpha_{Gd} E_{Gd} S_{Gd}) \Delta T}{S_w + S_{Gd}} = \sigma_0 \frac{\alpha_w E_w S_w + \alpha_{Gd} E_{Gd} S_{Gd}}{S_w + S_{Gd}} \Delta T.$$

(5.13)

Из (5.7) и (5.13) следует

$$\frac{\Delta F}{F_0} \approx \frac{\Delta \sigma}{2\sigma_0} \approx - \frac{\alpha_w E_w S_w + \alpha_{Gd} E_{Gd} S_{Gd}}{2\sigma_0(S_w + S_{Gd})} \Delta T, \quad (5.14)$$

(игнорируются все геометрические изменения, связанные с изменением температуры, за исключением фактора натяжения струны в (5.7)).

И таким образом:

$$\frac{\Delta F}{\Delta T} \approx - \frac{(\alpha_w E_w S_w + \alpha_{Gd} E_{Gd} S_{Gd})}{2\sigma_0(S_w + S_{Gd})} F_0, \quad (5.15)$$

(сравним с формулой для струны, представленной в [42]: $\frac{\Delta F}{\Delta T} \approx \frac{E \alpha F_0}{2\sigma_0}$).

В случае Gd НМВС перегрев струны возникает в результате захвата нейтронного пучка в струне. Общая мощность нагрева в струне может быть представлена в виде

$$W = I_n \varepsilon_n l_A (d + 2h), \quad (5.16)$$

где I_n – нейтронный поток, ε_n – вклад энергии от одного захваченного нейтрона, $l_A (d + 2h)$ – поперечное сечение апертуры захвата струны.

Предположим, что результат нагревания задан треугольным профилем температуры в струне. Более точные оценки [44] показывают, что треугольная модель температурного профиля является хорошим приближением.

Для треугольного профиля с равновесной температурой струны (максимальная температура $T_M \approx$ температуре окружающей среды T_0) можно вычислить поток мощности посредством процесса теплопроводности в композитной струне:

$$W_\lambda = \frac{8\Delta T}{l_w} (\lambda_w S_w + \lambda_{Gd} S_{Gd}), \quad (5.17)$$

здесь $\Delta T = T_M - T_0 / 2 = T - T_0$ – среднее значение нагрева струны, λ_w и λ_{Gd} – коэффициенты теплопроводности основной струны и с Gd – слоем соответственно.

Тепловой поток, создаваемый процессом теплового излучения находится из выражения

$$W_{RAD} = \varepsilon \sigma_{ST_B} T^4 \pi (d + 2h) l_w - \varepsilon \sigma_{ST_B} T_0^4 \pi (d + 2h) l_w \approx 4\varepsilon \sigma_{ST_B} T_0^3 \Delta T \pi (d + 2h) l_w, \quad (5.18)$$

в предположении, что излучательная способность ε одинакова как для теплового излучения так и депонирования.

В случае, если струна находится в воздухе, имеется также и конвекционный тепловой поток:

$$W_{CONV} = \Delta T \alpha_{CONV} \pi (d + 2h) l_w, \quad (5.19)$$

где α_{CONV} – коэффициент конвекционных потерь.

Балансовая температура струны T определяется тем, что мощность W , депонированная в струне, равна сумме мощностей всех тепловых потоков

$$W = W_\lambda + W_{RAD} + \eta W_{CONV}, \quad (5.20)$$

где $\eta = 1$, если МВС помещен в воздухе и $\eta = 0$ – в вакууме.

Из этого уравнения находим

$$\frac{W}{\Delta T} = 8(\lambda_w S_w + \lambda_{Gd} S_{Gd}) / l_w + 4\varepsilon \sigma_{ST_B} T_0^3 \pi d l_w + \eta \lambda_{CONV} \pi d l_w / 2. \quad (5.21)$$

Уравнение (5.21) в сочетании с уравнениями (5.15) и (5.17) определяет соотношение между сдвигом частоты вибрирующих струн и значением измеренного потока нейтронов:

$$\frac{\Delta F}{I_n} = \frac{(\lambda_W E_W S_W + \lambda_{Gd} E_{Gd} S_{Gd}) F_0 \varepsilon_n l_A (d + 2h)}{2\sigma_0 (S_W + S_{Gd}) [8(\lambda_W S_W + \lambda_{Gd} S_{Gd}) / l_W + 4\varepsilon\sigma_{ST-B} T_0^3 \pi dl_W + \eta\lambda_{CONV} \pi dl_W / 2]} \quad (5.22)$$

Опыт работы с резонаторами вибрирующей струны показывает, что точность измерения физических процессов приводит к сдвигу частоты, порядка 0.01 Гц. Для коэффициента конвекции вводится экспериментально измеренное значение 380 Вт/м²/К [38].

Время отклика Gd – НМВС.

В первом приближении время отклика НМВС можно найти из следующего уравнения

$$W_\tau = l_W (S_W \rho_W c_W + S_{Gd} \rho_{Gd} c_{Gd}) \Delta T, \quad (5.23)$$

где c_W – удельный тепловой коэффициент основной струны, c_{Gd} – удельный тепловой коэффициент струны с Gd – слоем. Уравнение (5.23) – простое соотношение, которое позволяет оценить, сколько времени требуется для повышения температуры струны на сбалансированное значение ΔT . Принимая во внимание уравнение (5.21), находим

$$\tau = \frac{(S_W \rho_W c_W + S_{Gd} \rho_{Gd} c_{Gd})}{8(\lambda_W S_W + \lambda_{Gd} S_{Gd}) / l_W + 4\varepsilon\sigma_{ST-B} T_0^3 \pi dl_W + \eta\lambda_{CONV} \pi dl_W / 2}. \quad (5.24)$$

Для НМВС с параметрами: (диаметр основной струны из вольфрама – 100 мкм, толщина естественного Gd – слоя – 10 мкм, общая длина струны 40 мм и апертура 20 мм), время отклика составляет $\tau = 0.3$ с для НМВС работающего в воздухе, и $\tau = 3$ с – в вакууме.

Нейтронные мониторы средних и малых размеров

Для оценки соответствующей точности температуры (согласно уравнению (5.15)) и потока нейтронов рассмотрим НМВС со следующими параметрами:

диаметр основной струны, изготовленной из вольфрама, – 100 мкм, толщина Gd – слоя – 10 мкм, общая длина струны – 40 мм и апертура – 20 мм. Мониторы с такой шкалой параметров названы НМВС среднего размера. Общий вид монитора изображен на рис. 5.1а.

Частотное разрешение 0.01 Гц соответствует точности в температуре ≈ 1.8 мК. Кроме того, мы обнаруживаем, что точность измерения потока нейтронов составляет около 2×10^{10} н/см²/с, если вибрирующая струна установлена в воздухе, и 10^9 н/см²/с в случае вакуума, соответственно. Увеличение температуры струны может достигать нескольких сотен К (см. [48]), поэтому динамические диапазоны интенсивности детектируемого потока нейтронов составляют около $2 \times 10^{10} - 2 \times 10^{15}$ н/см²/с для воздуха (время отклика согласно (5.23) ≈ 0.3 с) и $\approx 10^9 - 10^{14}$ н/см²/с для вакуума (время отклика ≈ 3 с). Такой тип НМВС можно использовать для профилирования нейтронных пучков с размерами пучка около нескольких десятков мм.

Как видно из формул (5.22) и (5.24), разрешение и время отклика НМВС существенно зависят от длины и диаметра струны. Как уменьшение этих параметров, уровень разрешения и время отклика также могут быть уменьшены. Для вольфрамовой струны диаметром 10 мкм и слоем естественного Gd толщиной 2 мкм струна с общей длиной 5 мм полностью помещается в постоянное магнитное поле. Магнит для датчика данного типа монтируется под струной, поэтому струна всей своей длиной формирует апертуру датчика. Мониторы с такой шкалой параметров названы НМВС малого размера. Общий вид такого монитора редставлен на рис. 5.1б.

В соответствии с частотным разрешением 0.01 Гц температурное разрешение составляет 0.03 мК, а динамические диапазоны интенсивности детектируемого потока нейтронов составляют около $3 \times 10^8 - 3 \times 10^{13}$ н/см²/с для воздуха (время отклика ≈ 1 мс) и около $8 \times 10^7 - 8 \times 10^{12}$ н/см²/с для вакуума (время отклика ≈ 70 мс), соответственно. Такой тип НМВС может использоваться в области ядерной безопасности в качестве переносимого высокоскоростного монитора окружающей среды.

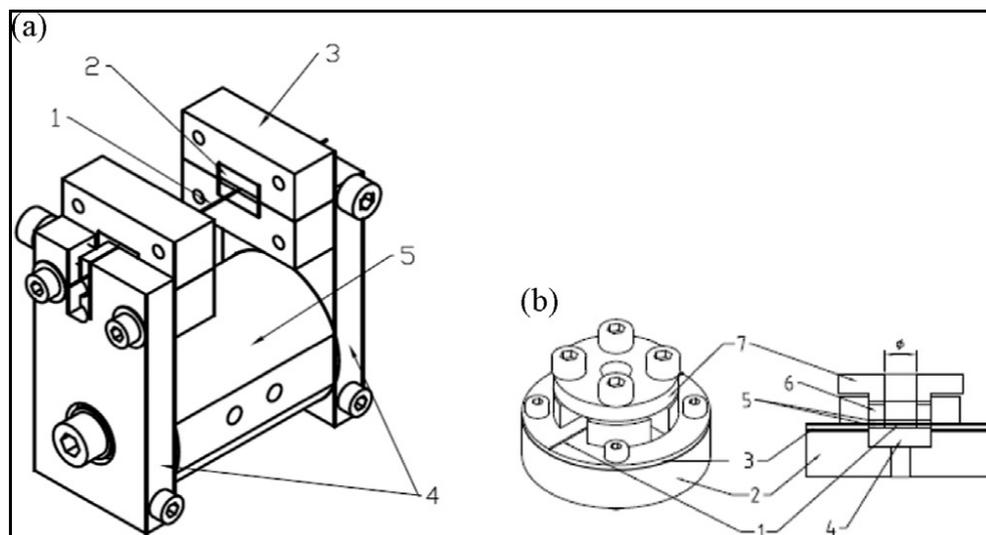


Рис. 5.1. Схематическое изображение (а) – НМВС среднего размера: 1 – вибрирующая струна, 2 – магниты, 3 – магнитные полюса, 4 – клипсы, 5 – основа, (б) – НМВС малого размера: 1 – вибрирующая струна, 2 – поддерживающая опора, 3 – контактная шайба струны, 4 – магнит, 5 – две тонкие шайбы из керамики, шайба с отверстием или без, 6 – эластическая шайба, 7 – зажимная шайба из магнитного материала.

Нанесение Gd на основную струну

Металлический гадолиний доступен на рынке. В качестве чистого металла он устойчив в сухой атмосфере, но при воздействии влажного воздуха образует оксидное покрытие. Он медленно реагирует с водой и растворяется в кислотах. Похоже, что лучшим способом будет использование более механически стабильных материалов, таких как вольфрам, в качестве базовой струны (модуль упругости вольфрама составляет 411 ГПа, по сравнению с 56.2 ГПа для гадолиния, что важно для характеристики хорошего механического резонатора и прочность на растяжение вольфрама равна 1920 МПа и всего лишь 193 МПа у гадолиния). Кроме того, удельное электрическое сопротивление вольфрама значительно ниже (вольфрам – 5.4 мкОм×см, гадолиний – 134 мкОм×см), что облегчает обработку данных частоты колебаний с помощью специального блока электроники (см., например, [126]).

Деграция гадолиния

Каждый захват нейтронов изотопами гадолиния с большими поперечными сечениями (^{155}Gd и ^{157}Gd) превращает их в практически «мертвые» для измерения изотопы (соответственно ^{156}Gd и ^{158}Gd). Число всех атомов Gd в объеме апертуры струны составляет 2×10^{18} для типичных датчиков НМВС средних размеров. Таким образом, время жизни при измерении пучков с интенсивностью в 1000 раз больше разрешимого потока составляет около 60 дней. Для датчиков НМВС малого размера срок службы монитора оценивается более одного года из-за потока с более низким разрешением.

Нейтронные мониторы вибрирующей струны резонансного типа - РМ-НМВС

Для измерений градиентов нейтронного пучка можно использовать резонансный метод вибрирующей струны, описанный выше. Основной частью предлагаемого метода является та же композитная струна. Помимо высококачественных механических колебаний с очень стабильной амплитудой, она также должна обеспечивать достаточное количество вторичных частиц/излучения для измерений. Адекватным выбором является использование композитных струн с Gd – слоем, описанных выше. Быстрые гамма-лучи, возникающие при рассеянии нейтронов на атомах гадолиния, могут быть измерены общими методиками регистрации гамма-лучей. Другой очень важной характеристикой является длина струны. Для реальных пространственных измерений пучка нейтронов апертура НМВС должна быть, по меньшей мере, порядка размеров пучка нейтронной трубки. Обычно она составляет несколько десятков см, поэтому необходимо использовать, по меньшей мере, в два раза более длинные струны, принимая во внимание, что некоторые части вибрирующей струны покрыты постоянными магнитами, необходимыми для генерации колебаний. Максимальная длина, которую мы использовали ранее, составляла 80 мм, поэтому нужно разработать резонаторы вибрирующей струны с большей длиной.

Гамма-детектор для РМ-НМВС

На первом этапе разработки РМ–НМВС предполагалось использовать широко распространенные сцинтилляционные детекторы на основе иодида натрия (NaI). Такие детекторы имеют хорошую скорость отклика (диапазон – нс), длительность измерения – несколько сотен мкс с частотой в несколько кГц является выполнимой задачей. Более простая возможность – использование ультрафиолетовых PIN–фотодиодов, которые также реагируют на гамма–лучи с некоторой чувствительностью (см., например, [127, 128]). Чувствительность РМ–НМВС фактически определяется характеристиками этих детекторов гамма–излучения, предполагается возможность обнаружения даже нейтронных пучков радиоизотопных источников нейтронов, таких как $^{241}\text{Am/Be}$ или ^{252}Cf .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе выполнения диссертационной работы были проведены следующие исследования:

1. Исследован процесс профилирования лазерного пучка при разных скоростях сканирования. Показано, что при увеличении скорости сканирования происходит существенное искажение профиля. Обоснованы рекомендации по выбору предельных скоростей сканирования, предложен алгоритм корректировки реконструируемого профиля пучка по двум сканированиям в противоположных направлениях. Показано, что предложенная методика определяет также степень достоверности динамических измерений датчика. Данное исследование существенно для других применений МВС, в частности, для профилирования пучков заряженных частиц в ускорителях.

2. Тепловой метод использования вибрирующей струны применен для измерения профиля протонного пучка ускорителя Корейского многоцелевого ускорительного комплекса КОМАС. Эксперименты были проведены при слаботочном режиме функционирования ускорителя.

3. Проведены исследования по разработке синхронных измерений вторичных частиц/излучения на вибрирующей струне в предельных положениях струны в процессе ее колебаний. Показано, что алгоритм формирования дифференциального с инверсией знака сигнала позволяет отсекаать фоновую составляющую от сигнала, генерируемого непосредственно пучком. Интегрирование дифференциального сигнала такого типа убирает также быстрые компоненты фона (на уровне периода колебаний струны). Метод позволил существенно сократить время сканирования пучка. Метод опробован экспериментально на фотонных пучках, в настоящее время проводятся эксперименты по сканированию таким методом электронных пучков. Метод представляется очень перспективным для измерения профилей

пучков в ускорителях с учетом существенного увеличения скорости процесса сканирования.

4. Ускоренный процесс профилирования на базе резонансного метода диагностики с помощью вибрирующей струны позволил применить томографические методы восстановления двумерного профиля по набору одномерных профилей, соответствующих различным углам сканирования. Для восстановления двумерного профиля был применен метод обратных фильтрованных проекций. На основании данного алгоритма было разработано программное обеспечение для восстановления сложного двумерного профиля по набору одномерных профилей. Метод был экспериментально опробован на лазерных пучках. Предполагается продолжить исследования применения метода для заряженных частиц. Представляется, что резонансный метод для диагностики вторичных частиц даст возможность использовать низкоэнергетические фотоны с применением быстрых фотодиодов вместо традиционных фотоумножителей, требующих дополнительных сцинтилляторов и блоков высокого напряжения.

В настоящее время ведется обсуждение со специалистами университета Tsinghua, Beijing 100084, China (Laboratory of Particle and Radiation Imaging, Tsinghua University и Laboratory for Advanced Radiation Sources and Application) по применению метода на протонном линейном ускорителе компактного импульсного адронного источника в Tsinghua University.

5. С учетом перспективного направления в ускорительной физике по генерации ультратонких микронных пучков была разработана методика профилирования тонких пучков, в которых вибрирующая струна является естественным сканером. Первые эксперименты проведены на сфокусированных лазерных пучках. Разработан математический алгоритм восстановления профиля пучка с учетом запаздывания измерительной схемы. Сформулированы предложения по усовершенствованию метода, в частности, по сокращению времени измерений.

б. Учитывая высокую чувствительность мониторов вибрирующей струны предложено использование композитных вибрирующих струн с активным слоем из изотопа гадолиний 157. Показано, что датчики на базе таких струн могут служить мониторами нейтронных пучков со сложным профилем поперечного сечения. Предложены две модификации таких мониторов, на базе теплового метода зависимости частоты колебаний от измеряемого потока нейтронов и резонансного типа, в которых композитная вибрирующая струна служит резонансной мишенью. В настоящее время возможность применения данного метода обсуждается с различными ускорительными центрами и производителями диагностического оборудования.

Благодарности

Автор выражает благодарность и глубокую признательность своему научному руководителю, д-ру физ.–мат. наук Арутюняну Сурену Гургеновичу, за постоянную помощь, внимание к работе и за предоставление возможности выполнить эту работу.

Автор выражает благодарность коллективу ННЛ им. А.И. Алиханяна (ЕрФИ) за содействие на всех этапах выполнения диссертации.

Благодарю директора SRI CANLE д-ра физ.–мат. наук проф. Василия Мкртычевича Цаканова и зам. директора канд. физ.–мат. наук Баграта Ашотовича Григоряна за консультации и поддержку в вопросах дальнейшего сотрудничества по проведению экспериментов по профилированию электронного пучка ускорителя AREAL датчиками на базе вибрирующей струны. Также благодарю всех сотрудников за помощь и полезные обсуждения вопросов, рассматриваемых в диссертации.

Большинство работ по теме диссертации выполнено в соавторстве с коллективом группы 240–2 и сотрудниками корейского университета UNIST проф. M. Chung и н. с. D. Choe, которым автор благодарен за их вклад.

Автор благодарит сотрудника группы ускорительной диагностики, канд. техн. наук Маргаряна Ашота Вагановича за ключевые консультации и возможность использования пакета программного обеспечения экспериментов.

Автор выражает благодарность д-ру физ.-мат. наук проф. Арутюняну Вачагану Викторовичу за организацию семинаров отдела.

Спасибо группе ускорительной диагностики ЕрФИ, всем коллегам и соавторам.

Литература

1. П. В. Логачев и др., Методы неразрушающей диагностики пучков заряженных частиц в ускорителях. Институт ядерной физики им.Г. И. Будкера СО РАН Новосибирск (2016), т. 47, вып. 2, стр. 444.
2. Сухих Л.Г., Измерение микронных электронных пучков на основе переходного излучения, дис. д-ра физ.-мат. н., Национальный исследовательский томский политехнический университет, Томск 2017, [dissertation-compressed. pdf](#)
3. Гаврилов С.А. Исследование метода двумерной неразрушающей диагностики поперечных характеристик пучков ускоренных заряженных частиц на основе ионизации остаточного газа, дис. канд. физ.-мат. н., Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный – Москва – Троицк, 2013 г., [dis.pdf](#).
4. Kay Wittenburg, Specific instrumentation and diagnostics for high -intensity hadron beams, DESY, Hamburg, Germany, 2013, pp 21-22 [Kay Diagnostics_1303.6767.pdf](#).
5. Tenenbaum P., Shintake T. Measurement Of Small Electron-Beam Spots // Annual Review of Nuclear and Particle Science, 1999, Vol. 49, pp. 125-162.
6. W. Blokland, et al., A new flying wire system for the Tevatron, Proc. Particle Accelerator Conference, Vancouver, BC, Canada, 12–16 May 1997, Vol 2.
7. S. Igarashi, et al., Flying wire beam profile monitors at the KEK PS main ring, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A 482 (2002), pp 32–41.
8. Ch. Steinbach and M. van Rooij, A scanning wire beam profile monitor, Proc. Particle Accelerator Conference, Vancouver, BC, Canada, 13-16 May, 1985.
9. C. Fischer, Ionisation losses and wire scanner heating: evaluation, possible solutions, application to the LHC, CERN - Geneva - CH, Switzerland, August, 1999.
10. F. Roncarolo and B. Dehning, Transverse emittance blow-up due to the operation of wire scanners, analytical predictions and measurements, CERN-AB-2005-042, June 2005 and Proc. Particle Accelerator Conference (PAC 05), Knoxville, TN, 16-20 May 2005.

11. M. Koujili, et al., Fast and high accuracy wire scanner, Proc. DIPAC 09, Basel, Switzerland, 2009, pp. 188-190.
12. P. Elmfors, et al., Wire scanners in low energy accelerators Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A Vol, 396, 1997, pp. 13-22.
13. M. Dohlus, et al., Report from the HERA Taskforce on Luminosity Optimization: Theory and First Luminosity Scans, DESY HERA 03-01, Notkestr. 85, 22603 Hamburg, Germany, 2003.
14. M.A. Plum, et al., SNS linac wire scanner system, signal levels and accuracy, Proc. the XXI International Linac Conference (LINAC2002), Gyeongju, Korea, 19–23 August 2002.
15. H. Akikawa, Wire profile monitors in J-PARC, Proc. Linear Accelerator Conference (Linac06), Knoxville, TN, 21-25 August, 2006.
16. Sui Y., Cao J. The wire scanner at BEPCII // Proceedings of IPAC 2010- 1st International Particle Accelerator Conference; Kyoto, Japan, 23-28 May 2010, pp. 1023-1025.
17. Новокшенов А. И., Диагностика поперечных профилей электронных и гамма пучков оптическими методами, дис. канд. физ.-мат. н., Национальный исследовательский томский политехнический университет, Томск – 2017, [DISSERTATION.pdf](#)
18. Hayano H. Wire Scanners for Small Emittance Beam Measurement in ATF // Proc. of XX International Linac Conf. -Monterey, USA 2000, pp.146-148, <http://www.slac.stanford.edu/econf/C000821/MOC01.pdf>.
19. Steinbach C., Rooij M. van A Scanning Wire Beam Profile Monitor //IEEE Trans. Nucl. Sci. 1985. V. NS-32, No. 5.
20. Rawnsley W.R., Ries T.C., Mackenzie G.H, A Scanning Secondary Emission Profile Monitor // Proc. of PAC 1987, DC, USA Washington, 16 - 19 Mar 1987, pp. 553-555.
21. В.В. Смалюк. Диагностика пучков заряженных частиц в ускорителях. Новосибирск: Параллель, 2009, 294 стр.

22. Berkaev D., Ostanin I., et al. V. Kozak. Beam Measurement System of VEPP-2000 Injection Channels // Proc. of RuPAC, Zvenigorod, Russia, 2008 URL:<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/r08/papers/WEBPH15.pdf>.
23. Weng W.T., Chiang I-H., et al. G.A. Smith. The Multiwire Secondary Emission Monitor and The Emittance Measurement of The AGS BEAM // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1983, Vol. 10, pp. 2331-2333, URL: http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/p83/PDF/PAC1983_2331.PDF.
24. V.A.Kiselev, et al. System for Monitoring of Charged Particles Beams in Transportation Channels. BINP, Conference on the charged particle accelerators Novosibirsk, 2000, Vol. 1.
25. I.A.Ostanin. Beam Position Measurement System at VEPP-2000 Complex. (M.Sc.thesis), NSTU, 2008.
26. D. Kramer, et al., Secondary electron emission beam loss monitor for LHC, Proc. 8th European Workshop on Diagnostics and Beam Instrumentation (DIPAC 2007), Venice, Mestre, Italy, 20–23 May, 2007.
27. Forck P. et al. Profile monitors based on residual gas interaction. // Proceedings of DIPAC 2005, Lyon, France, 2005, www.jacow.org
28. Bublei A.V., Kudelainen V.I., et al. V.V. Parkhomchuk. Magnesium Jet Profile Monitor //Proc. of HEACC - Dubna, Russia, 1998.
29. Mitsuhashi T. Beam Profile and Size Measurement by SR Interferometers // Beam Measurement: Proc. of the Joint US-CERN-Japan-Russia School on Particle Accelerators. Singapore: World Scientific, 1999, pp. 399-427.
30. Torino L., Iriso U. Transverse beam profile reconstruction using synchrotron radiation interferometry // Physical Review Accelerators and Beams, 2016. Vol. 19, no 12. p. 122801.
31. Measurement of the beam size at the compact superconducting storage ring by the SR interferometer / I. Sakai [et al.] // Review of Scientific Instruments, 2000. Vol. 71, no. 3, pp. 1264-1267.
32. Transverse beam size measurement system using visible synchrotron radiation at HLS II / K. Tang [et al.] // Chinese Physics C., 2016. Vol. 40, no. 9, p. 097002.

33. Clarke J. A Review of Optical Diagnostics Techniques for Beam Profile Measurements // Proceedings of EPAC 1994, 1994, pp. 1643–1645.
34. Bravin E. High Resolution Transverse Profile Measurement // Proceedings of DIPAC-2007 - 8th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators; Venice, Italy. 20-23 May 2007, pp. 1-5.
35. S.G. Arutunian, N.M. Dobrovolski, M.R. Mailian, I.G. Sinenko, I.E. Vasiniuk, Vibrating wire for beam profile scanning, Phys. Rev. Special Topics - Accelerators and Beams, 1999, v. 2, 122801.
36. С.Г.Арутюнян, И.Е.Васинюк, Н.М.Добровольский, С.Л.Егиазарян, М.Р.Маилян, И.Г.Синенко, Измерение градиентов магнитного поля с помощью струнного датчика, ПТЭ, 2000, 43, 5, стр. 128-132.
37. Arutunian S.G. Faraday cup award: Vibrating wire sensors for beam instrumentation, Beam Instrumentation Workshop, BIW08, (May 4-8, 2008, Lake Tahoe, USA), pp. 1-7.
38. Arutunian S.G., Decker G., Mailian M.R., Rosenbaum G. Transition thermal processes in vibrating wire monitor, DIPAC 2007, pp. 292-294
39. G.Decker, R. Dejus, S.Arutunian, M.Mailian, I.Vasiniuk. Hard X-ray synchrotron radiation measurements at the APS with vibrating wire monitor. In Beam Instrumentation Workshop, BIW08; 2008; Lake Tahoe, USA. p. 36-40
40. <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1741-4326/aa6a6a/pdf>
41. Arutunian S.G., Margaryan A.V., Oscillating wire as a “Resonant Target” for beam transversal gradient investigation, proceedings of IPAC2014, ISBN 978-3-95450-132-8, Dresden, Germany, 2014, pp. 3412-3414.
42. Arutunian S.G., Dobrovolski N.M., Mailian M.R., Vasiniuk I.E., Vibrating wire scanner: first experimental results on the injector beam of Yerevan synchrotron.- Phys. Rev. Special Topics, Accelerators and Beams, 2003, v. 6, p. 042801.
43. Arutunian S.G., Avetisyan A.E., Davtyan M.M., Vasiniuk I.E., Yerevan synchrotron injector electron beam transversal scan with vibrating wire scanner, Izv. AN Armenii, Fizika, 2011, pp. 389-397.
44. Arutunian S.G., Mailian M.R., Wittenburg Kay, Vibrating wires for beam diagnostics, Nucl. Instrum. Methods A, 572, 2007, pp 1022-1032.

45. Arutunian S.G., Werner M., Wittenburg K. Beam tail measurements by wire scanners at DESY - ICFA Advanced Beam Dynamic Workshop: Beam HALO Dynamics, Diagnostics, and Collimation (HALO'03) (in conjunction with 3rd workshop on Beam-beam Interaction), Gurney's Inn, Montauk, N.Y. USA, May 19-23, 2003.
46. K. Okabe, M. Yoshimoto, K. Yamamoto and M. Kinsho, A preliminary study of the vibration wire monitor for beam halo diagnostic in J-PARC L3BT, Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China, 2013, pp. 535-537.
47. M. Chung, V. Scarpine, B. Hanna, J. Steimel, V. Shiltsev, S.G. Arutunian, S. Artinian, Transverse beam halo measurements at high intensity neutrino source (hins) using vibrating wire method, Proc. of IPAC2013, Shanghai, China, 2013, pp. 819-821.
48. S.G. Arutunian, A.E. Avetisyan, M.M. Davtyan, G.S. Harutyunyan, and I.E. Vasiniuk, M.Chung, V.Scarpine, Large aperture vibrating wire monitor with two mechanically coupled wires for beam halo measurements, Physical Review Special Topics - Accelerators And Beams, 2014, Vol 17, 3, pp. 032802-1...11.
49. Arutunian S.G., Bakshetyan K.G., Dobrovolski N.M., Mayilyan M.R., Oganessian V.A., Soghoyan A.E., Vasiniuk I.E., Wittenburg K., Vibrating wire scanner parameters optimization Proc. 9-th Europ. Part. Accel. Conf., Lucerne, Switzerland, 5-9 July 2004, pp. 2457-2459.
50. Aginian M.A., Arutunian S.G., Hovhannisyan V.A., Mailian M.R., Wittenburg K., Vibrating wire scanner/monitor for photon beams with wide range of spectrum and intensity.- NATO Advanced Research Workshop "Advanced Photon Sources and Their Application" Nor Amberd, Armenia, August 29 - September 02, 2004.
51. G.Decker, S.Arutunian, M.Mailian, G.Rosenbaum, First vibrating wire monitor measurements of a hard x-ray undulator beam at the Advanced Photon Source, DIPAC 2007, Venice, Italy, pp. 36-38.
52. S.G.Arutunian, I.E.Vasiniuk, G.Decker, G.S.Harutyunyan, Heat Coupling In Multi-Wire Vibrating Wire Monitor. In Proceedings of RuPAC 2008; Zvenigorod, Russia, 2008. p. 247249.

53. A.-E. Nowak, G. Stein. Feuerfestbau, Werkstoffe-Konstruktion-Ausführung. Essen, Vulkan-Verlag, 2002.
54. D.H. Perkins. Introd. to High Energy Physics. Boston, Addison-Wesley, 1972.
55. W.R. Leo. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. New York, Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag, 1987.
56. J.F. Janni. Calculations of Energy Loss, Range, Pathlength, Straggling, Multiple Scattering, and the Probability of Inelastic Nuclear Collisions for 0.1 to 1000 MeV Protons, Tech. Report no. AFWL-TR-65-150, Air Force Weapons Laboratory, New Mexico, 1966.
57. R.M. Sternheimer, S.M. Seltzer, M.J. Berger. Phys. Rev. B, 26, 6067 (1982).
58. P. Elmfors, A. Fasso, M. Huhtinen, M. Lindroos, J. Olsfors, U. Raich. arXiv: physics/9703018v1 [physics.acc-ph] 12 March, 1997.
59. H. Kumawat, D. Dutta, V. Mantha, A.K. Mohanty, P. Satyamurthy, R.K. Choudhury, S. Kailas. Heat deposition in thick targets due to interaction of high energy protons and thermal hydraulics analysis, NIM B, 2008, Vol 266 (4), pp 604 - 612.
60. K.-R. Kim, K. Y. Kim, Y.-S. Cho, J.-Y. Kim, J.-W. Park, B.-H. Choi. J. The Proton Engineering Frontier Project: Beam Utilization and User Program, Korean Phys. Soc., August 2011 Vol 59, pp 521-527.
61. <http://www.gafchromic.com/documents/gafchromic-hdv2.pdf>
62. A. Aydarous and M. El Ghazaly. Characterization of HD-V2 Gafchromic Film for Measurement of Spatial Dose Distribution from Alpha Particle of 5.5 MeV, 2013, Vol:7, No:7, pp 1174-1176, http://waset.org/publications/16486/characterization-of-hd-v2_gafchromic-film-for-measurement-of-spatial-dose-distribution-from_alpha-particle-of-5.5-meV
63. J. Kalef-Ezra. Radiochromic Film Dosimetry, 2015, www.efie.gr/index.php/gr/
64. М.А. Агинян, С.Г. Арутюнян, Д. Чое, М. Chung, Г.С. Арутюнян, S.-Y. Kim, Э.Г. Лазарева, А.В. Маргарян, Прецизионная вневакуумная система мониторинга протонного пучка на основе вибрирующей струны, Изв. НАН Армении, Физика, 2017, т. 52, №2, стр. 151-165.

65. С.Г. Арутюнян, Г.С. Арутюнян, D. Чое, M. Chung, Э.Г. Лазарева, А.В. Маргарян, Эффекты скорости сканирования при измерениях профиля лазерного пучка вибрирующей струной, Изв. НАН Армении, Физика, 2017, т. 52, №4, стр. 495-506.
66. J. Alonso, S.G.Arutunian, Complex beam profile reconstruction, a novel rotating array of vibrating wires, Proceedings of International Particle Accelerator Conference IPAC2014, Dresden, Germany, 2014, ISBN 978-3-95450-132-8, pp. 3415-3417.
67. A.C.Kak, M.Slaney, Principles of Computerized Tomographic Imaging, SIAM, Philadelphia, 2001.
68. С.А.Терещенко. Вычислительная томография. Москва, 1995, Часть 1., 104 стр. http://bms.miet.ru/vt/0_um/part1/part_1_5.html
69. G.N. Ramachandran, A.V. Lakshminarayanan, Three-dimensional Reconstruction from Radiographs and Electron Micrographs: Application of Convolutions instead of Fourier Transform, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, Vol. 68, No. 9, pp. 2236-2240.
70. Z.H. Cho, I.S. Ahn, and C.M. Tsai, Computer algorithms and detector electronics for the transmission X-ray tomography, Trans. Nucl. Sc NS-21(1), 1974, pp. 218-227.
71. Q. Z. Xing, L. Du, X. L. Guan, C. X. Tang, M.W. Wang, X.W. Wang and S. X. Zheng, Transverse profile tomography of a high current proton beam with a multi-wire scanner, Physical Review Accelerators and Beams 21, 2018, p. 072801.
72. Zurich Instruments: Principles of lock-in detection and the state of the art, CH-8005 Zurich, Switzerland, Accessed: 2016, [Product web page](#)
73. S.G. Arutunian, M. Chung, G.S. Harutyunyan, A.V. Margaryan, E.G. Lazareva, L.M. Lazarev and L.A. Shahinyan, Fast resonant target vibrating wire scanner for photon beam, Review of Scientific Instruments, 87, 2016, p.023108.
74. S.G. Arutunian, J.Bergoz, M.Chung, G.S.Harutyunyan, E.G.Lazareva, Thermal neutron flux monitors based on vibrating wire, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 797, 2015, pp. 37-43.

75. S.G. Arutunian, I.E. Vasiniuk, Heat coupling in multi-wire vibrating wire monitor, Proceedings of RuPAC 2008, Zvenigorod, Russia, 2008, pp. 246-249.
76. B. Dunham et al., Record high-average current from a high-brightness photoinjector, Appl. Phys. Lett. 102, 2013, p. 034105.
77. T. Moore, N. I. Agladze, I. V. Bazarov, A. Bartnik, J. Dobbins, B. Dunham, S. Full, Y. Li, X. Liu, J. Fast wire scanner for intense electron beams, Physical review special topics - accelerators and beams, 2014, 17, p. 022801.
78. H. Aoyagi, Y. Asano, T. Itoga, N. Nariyama, T. Bizen, T. Tanaka, H. Kitamura, Pulse-mode measurement of electron beam halo using diamond-based detector, Physical review special topics - accelerators and beams 15, 2012, 022801.
79. S. Johansson, P.-O. Eriksson, J. Rajander, J.-O. Lill, O. Solin, Wire scanner for beam profile of high current particle accelerator beams, The 14-th International Workshop on Targetry and Target Chemistry WTTC14, Playa del Carmen, Mexico, August 26-29, 2012, Abstract book, p. 20.
80. A.G. Touryanskii, I.V. Pirshin, A method for the formation of ultrathin X-ray beams, Instruments and experimental technique, 43 (2000), 5, 2000, pp.664-670.
81. A.V.Scherbakov, A.L. Goncharov, V.K. Dragunov, A.O. Gladyshev, Development of an electron-beam welding unit for small-size pieces, Russian Electrical Engineering, 2013, 84, 6, pp. 318-323.
82. T. Mitsuhashi, Measurement of small transverse beam size using interferometry, Proc. DIPAC2001, 2001, pp 26-30.
83. A.S. Hernandez, N. Milas, M. Rohrer, V. Schlott, A. Streun, A. Andersson, J. Breunlin, The new sls beam size monitor, first results, IPAC2013, ISBN 978-3-95450-122-9, 2013 pp. 759-761.
84. R. Chehab, A small survey on beam diagnostics for small size beam, LAL-Orsay and KEK <http://www-linac.kek.jp/seminar/chehab-lecturenote/transparenties/BeamDiagnostics.pdf>
85. I. S. Gruzman Mathematical Problems of Computer-Aided Tomography, Sorosovskij Obrazovatelnyj Zhurnal. 7, 2001.
86. J. Hsieh, Computed tomography: principles, design, artifacts and recent advances, 2nd edition, Wiley interscience, SPIE Press, 2009.

87. G.T. Herman, Fundamentals of computerized tomography, Image reconstruction from projections, Second ed., Springer, 2009.
88. F. Kharfi, Mathematics and Physics of Computed Tomography (CT), INTECH 2013, Chapt. 4, pp.81-105.
89. Y. Nievergelt, Elementary inversion of the exponential X-ray transform, IEEE Transactions on Nuclear Science, 1991, 38, 2, pp. 873-876.
90. J. Alonso, Private communication, 1990, p.112.
91. Z.H. Cho, K. Chan, A comparative study of 3-D image reconstruction algorithms with reference to number of projections and noise filtering, 1975, NS-22, pp. 344-358.
92. Z.H. Cho, I. Ahn, C. Bohm, G. Huth, Computerized image reconstruction methods with multiple photon/X-ray transmission scanning, Phys. Med. Biol 1974, 19, 4, pp. 511-522.
93. M.A. Aginian, J Alonso, S.G.Arutunian, M. Chung, A.V. Margaryan, E.G. Lazareva, L.M. Lazarev, L.A. Shahinyan, New method in medical tomography based on vibrating wire: bench-test experiment on laser beam, 25th Annual International Laser Physics Workshop, doi:10.1088/1742-6596/755/1/011001, IOP Journal of Physics: Conf. Series 826, 012016, 2017, pp. 1-11.
94. В.Н. Забаев. Применение ускорителей в науке и промышленности. ТПУ Томск, 2008.
95. D. Einfeld. SRN, 2014. 27, p.6.
96. E. Levitchev. Beam Dynamics Newsletter, 2017, 71, p.16.
97. D. Hashemi. Diagnostics at REGAE Facility, Ultrafast Beams and Applications Workshop, July 4-7, 2017, Yerevan, RA, pp. 19-22.
98. K. Floettmann. The Relativistic Electron Gun for Atomic Exploration, Ultrafast Beams and Applications Workshop, July 4-7, 2017, Yerevan, RA, pp. 8-9.
99. Э.Г. Лазарева, Вибрирующая струна для измерения профиля тонких пучков в ускорителях: предварительные тесты на лазерном пучке. Известия НАН Армении, Физика, 2018, т. 53, №2, с.181–192.
100. В.М. Кашин, В.Г. Новиков. Основы теории и практики моделирования динамических систем. Коломна, КИ (ф) МГОУ, 2011.

101. Aberg M., Ahlfors N., Ainsworth R., Alba-Simionesco C., Alimov S, et al, Neutron science and instruments, ESS Technical Design Report, Ess-doc-274 (2), 23 April 2013, pp.9-13, 102-121. http://orbit.dtu.dk/files/110641459/TDR_final.pdf
102. R.C.Lawson, J.M.A. Lenihan, Neutrons in medicine, Physics in Technology, 1982, 13, p. 233.
103. Довбня А. Н.,Купленников Э. Л., Кандыбей С. С., Красильников В. В., Нейтроны против рака, Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2014, т. 45(6), стр. 1749-1786.
104. 13-th Oxford School on Neutron Scattering 2, 2013. http://www.oxfordneutronschool.org/2013/Lectures/teaching%20materials_2013.htm
105. M Angelone, Neutron Detection: Principles, Methods, ICCF-15 Rome, 2009. <http://lenr-canr.org/acrobat/AngeloneMneutrodet.pdf>
106. T. E. Mason, Neutron Detectors for Materials Research, SNS experimental facilities. [Online]; Available from http://fire.pppl.gov/neutron_detectors_aug_00.ppt.
107. P. Rinard, "Neutron Interaction with Matter," in Passive Nondestructive Assay of Nuclear materials, ed. by D. Reilly et al., Nuclear Regulatory Commission, NUREG/CR-5550, March 1991, p. 357.
108. S. Harrison, Semiconductor-Based Thermal Neutron Detectors, Stanford University, 2013, <http://large.stanford.edu/courses/2013/ph241/harrison1/>
109. A.A.Poljakov, Ju.V. Stogov, L.N. Jurova, Computational experimental studies of resonant absorption of neutrons in the fuel element of the water-moderated water-cooled power reactors containing oxide uranium–gadolinium fuel. [Online]; 1995. Available from: <http://www.library.mephi.ru/data/scientificsessions/1999/5/219.html>
110. Y.Sakurai, T.Fujii, R.Uchida, H.Tanaka. Establishment of QA/QC for BNCT Neutron Irradiation Field, Osaka, Japan, 2012.
111. <http://www.lenntech.com/periodic/elements/gd.htm>
112. https://www.novapublishers.com/catalog/product_info.php?products_id=15316
113. H. Berger, Practical Applications of Neutron Radiography and Gaging, Special Technical Publication 586, American society for testing and materials, Philadelphia, 1976, pp. 183-235.

114. T. W Crane and M. P Baker, Neutron detectors, 1991, pp. 379-406, <https://www.lanl.gov/orgs/n/n1/panda/00326408.pdf>
115. <http://www.shishimora.ru/kosmicheskie-rakety-na-yadernoj-energii/21>
116. <http://advancedtextilesource.com/2014/04/radiation-protective-textiles-for-earth-and-beyond/>
117. C. Salt, A. J. Lennox, M. Takagaki, J. A. Maguire, and N. S. Hosmanea, Boron and gadolinium neutron capture therapy, Russian Chemical Bulletin, International Edition, 2004, Vol. 53, No. 9, pp. 1871-1888.
118. N. S. Hosmane, J. A. Maguire, Y. Zhu, M. Takagaki. Boron and Gadolinium Neutron Capture Therapy for Cancer Treatment: World Scientific Publishing Company, 2012.
119. <http://arxiv.org/ftp/physics/papers/0611/0611225.pdf>
120. [neutron capture ISTCProject.pdf](#)
121. D. Bufalino, N. Cerullo, V. Colli, G. Gambarini and G. Rosi, Gadolinium dosimetry, a problematic issue in the neutron capture therapy. Comparison between experiments and computational simulations, J. Phys. Conf. Ser. 41 195, 2006.
122. P. Kandlakunta, L. R. Cao, P. Mulligan, Measurement of internal conversion electrons from *Gd* neutron capture, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 705, 2013, pp. 36-41.
123. P. Kandlakunta, A Proof-of-Principle Investigation for a Neutron-Gamma Discrimination Technique in a Semiconductor Neutron Detector (M.Sc.thesis), Graduate School of The Ohio State University, 2012.
124. Клыкoв С. А., Реакция $Gd(n,\gamma)$ как источник ионизирующего излучения для нейтрон-захватной терапии. Авт.-реф. диссертации, Обнинск, 2003.
125. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ElemTab/z74.html>
126. http://www.goodfellow.com/catalogue/GFCat2.php?ewd_token=zEQkekQXi7aRNwV2TN1rkFBNtYsbAS&n=sAoZWbr8nsgFffsB0Qu1ei3xrR84rn
127. B. Kainka, Measure Gamma Rays with a Photodiode Radiation detector using a BPW34, Germany, 2011.
128. J. Rodríguez, Build and Test of A Gamma Radiation Detector, (M.Sc.thesis), Texas Tech University, 2014.

Приложение 1. Программа выбора параметров МВС.

Для расчета необходимых для данного эксперимента параметров МВС (условия эксперимента и тип частиц пучка, материал струны, длина и диаметр струны, апертура датчика, диапазон измерения и временные характеристики датчика, величину начального натяжения струны, электрическое сопротивление струны, зависимости частоты струны от ее среднего перегрева и поглощаемой мощности) была разработана специальная программа, рабочее окно которой изображено на рис. п. 1.1. В соответствующие окна программы подставляются начальные параметры (условия эксперимента и тип частиц пучка, материал струны, длина и диаметр струны, апертура датчика) и вычисляются выходные параметры датчика (диапазон измерения и временные характеристики датчика, величина начального натяжения струны, электрическое сопротивление струны, зависимости частоты струны от ее среднего перегрева и поглощаемой мощности).

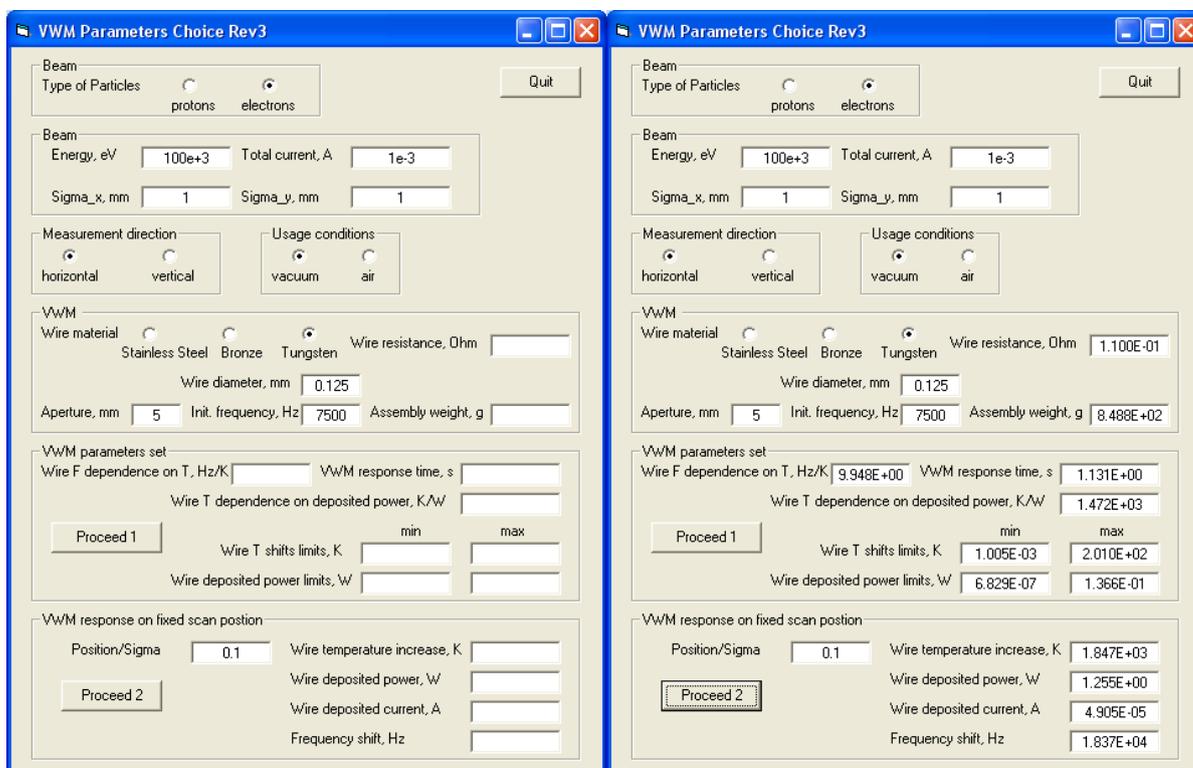


Рис.п. 1.1. Рабочее окно программы (а) – до и (б) – после запуска.

Начальная частота «Initial frequency» F_0 вибрирующей струны (вторая гармоника собственных колебаний) определяется:

$$F_0 = \frac{1}{L} \sqrt{\sigma_0 / \rho}, \quad (\text{п. 1.1})$$

где L – длина струны, σ_0 – начальное натяжение струны, ρ – плотность материала струны. Возбуждение второй гармоники создает условия минимального уширения области заметания вибрирующей струной в центре апертуры датчика. Параметр σ_0 не должен превышать предел прочности материала и это задает величину первоначального натяжения струны (порядка 0.7 от предела прочности). Соответствующий вес, необходимый для сборки струны МВС и сопротивления струны, появится после нажатия кнопки «Proceed 1».

Зависимость частоты струны F от температуры T определяется соотношением

$$\Delta F / \Delta T = \frac{E \alpha F_0}{2 \sigma_0}, \quad (\text{п. 1.2})$$

где α – коэффициент теплопроводности материала струны, E – модуль упругости материала струны.

Время отклика МВС определяется тремя тепловыми процессами: теплоотводом через материал струны, радиационными потерями и конвекционными потерями (в случае воздуха).

$$\tau_\lambda = c \rho / 8 / (\lambda / L^2), \quad (\text{п. 1.3})$$

где c – удельная теплоемкость, λ – коэффициент теплопроводности.

Время отклика через механизм излучения

$$\tau_{RAD} = c \rho / 8 / (2 \varepsilon \sigma_{ST_B} T_0^3 / d), \quad (\text{п. 1.4})$$

где σ_{ST_B} – постоянная Стефана-Больцмана, T_0 – начальная температура струны (предположительно является комнатной температурой), d – диаметр

струны, ε – излучательная способность поверхности струны (мера способности поверхности струны излучать энергию).

Время отклика через механизм конвекции в воздухе

$$\tau_{CONV} = c\rho / 8 / (\alpha_{CONV} / 2 / d), \quad (\text{п. 1.5})$$

где α_{CONV} – коэффициент конвекционных потерь.

Время отклика струны:

$$\tau_{RESP} = 1 / (1 / \tau_{\lambda} + 1 / \tau_{RAD} + \delta / \tau_{CONV}), \quad (\text{п. 1.6})$$

где $\delta = 1$ – в воздухе и $\delta = 0$ – в вакууме.

Зависимость температуры струны T от депонированной мощности определяется аналогично формуле (2.12) гл. 2. §1

$$\Delta T / \Delta Q = 1 / 2 / \pi / d^2 / l / (\lambda / L^2 + 2\varepsilon\sigma_{ST_B}T_0^3 / d + \alpha_{CONV} / 2 / d). \quad (\text{п. 1.7})$$

Пределы сдвига температуры струны T электромеханического резонатора МВС определяются следующими предельными сдвигами частоты:

$$\Delta F_{MIN} = 0.005 \text{ Hz}, \quad (\text{п. 1.8})$$

разрешение датчика, и

$$\Delta F_{MAX} = 1000 \text{ Hz}, \quad (\text{п. 1.9})$$

максимальный сдвиг частоты, приводящий к ее дрейфу после снятия тепловой нагрузки. Этими значениями и формулой (п. 1.2) рассчитываются сдвиги температуры струны.

Пределы депонированной мощности МВС рассчитываются по тем же значениям с учетом формул (п. 1.2) и (п. 1.7). В представленном на рис. п. 1.1(b) случае предельные значения мощности $\Delta Q_{MIN} = 6.8 \times 10^{-7}$ Вт и $\Delta Q_{MAX} = 1.3 \times 10^{-1}$ Вт с динамическим диапазоном МВС, равным 5×10^5 .

Proceed 2 – зависимость сдвига частоты МВС от положения МВС относительно центра пучка.

Position/Sigma представляет положение струны в единицах сигмы пучка вдоль направления сканирования σ_{SCAN} , которое равно σ_x (по горизонтали) σ_y или (по вертикали) в зависимости от выбора направления измерения:

$$\sigma_{SCAN} = \sigma_x \text{ и } \sigma_{TRAN} = \sigma_y, \text{ (горизонтальное направление)} \quad (\text{п. 1.10a})$$

$$\sigma_{SCAN} = \sigma_y \text{ и } \sigma_{TRAN} = \sigma_x, \text{ (вертикальное направление)} \quad (\text{п. 1.10b})$$

где σ_{TRAN} описывает распределение пучка вдоль направления струны.

Ток частиц I_w , проникающих в струну, описывается формулой

$$I_w = I_0 * K_A * \frac{d}{\sqrt{2\pi}\sigma_{SCAN}} * \exp(-x^2 / 2), \quad (\text{п. 1.11})$$

где I_0 – суммарный ток, x – позиция струны в единицах σ_{SCAN} .

Ограничение частиц, пересекших струну, вызванное ограниченной апертурой

$$A \text{ МВС, описывается формулой } K_A = \int_{-A/2}^{+A/2} dz * \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{TRAN}} * \exp(-z^2 / 2 / \sigma_{TRAN}^2).$$

Предполагается, что d намного меньше, чем σ_{SCAN} .

Передача тепла от частиц, пересекших струну, зависит от типа частиц и энергии, материала струны и геометрии. В первом порядке в представленных расчетах предполагается, что теплопередача описывается ионизационными потерями в материале, включая коэффициент теплопередачи k , определяющий, какая часть потерь реально преобразуется в тепло:

$$\Delta Q = k * I_w * E_z, \quad (\text{п. 1.12})$$

где $E_z = \rho * E_{NORM}$ потери одной частицы.

Параметр E_{NORM} рассчитывается по формуле Бете-Блоха и для протонов с

энергией 3 ГэВ составляет приблизительно $1.5 \text{ MeV} * \text{cm}^2 / \text{g}$. В

действительности, это значение слабо зависит от энергии E и типа частиц в случае $E \geq 1 \text{ GeV}$.