

МЕТОДЫ НЕРАЗРУШАЮЩЕЙ ДИАГНОСТИКИ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В УСКОРИТЕЛЯХ

*П. В. Логачев, О. И. Мешков, А. А. Старостенко,
Д. А. Никифоров, А. В. Андрианов,* Ю. И. Мальцева,
А. Е. Левичев, Ф. А. Еманов*

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

ВВЕДЕНИЕ	443
МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ ЦЕНТРА ТЯЖЕСТИ ПУЧКА, ОСНОВАННЫЕ НА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ВЗАИ- МОДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНОГО ПУЧКА С ЭЛЕМЕНТАМИ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ УСКОРИТЕЛЯ	446
МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ	477
РЕГИСТРАЦИЯ ПОТЕРЬ ПУЧКА В УСКОРИТЕЛЕ	490
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	496
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	497

*E-mail: veselyandrianov@mail.ru

МЕТОДЫ НЕРАЗРУШАЮЩЕЙ ДИАГНОСТИКИ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В УСКОРИТЕЛЯХ

*П. В. Логачев, О. И. Мешков, А. А. Старостенко,
Д. А. Никифоров, А. В. Андрианов,* Ю. И. Мальцева,
А. Е. Левичев, Ф. А. Еманов*

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

Приведен обзор основных методов диагностики и регистрации потерь пучков заряженных частиц, применяемых в ускорительной технике. Данная статья может помочь определиться с выбором систем диагностики и регистрации потерь пучка, а также дать качественное представление о принципе работы таких устройств. Для каждого вида диагностики приведены количественные характеристики, определяющие границы применения.

The article provides an overview of the main methods of the non-destructive diagnostic and losses registration of the charged particle beams used in the accelerator technology. It can help to choose diagnostic and beam loss registration systems, and gives the qualitative understanding of the devices operation principles. Quantitative characteristics are presented for each type of diagnostic to define the boundaries of the application.

PACS: 29.20.-c; 29.27.Fh; 29.40.-n; 29.40.Cs; 29.40.Mc; 29.40.Wk

ВВЕДЕНИЕ

Проведение современных экспериментов по физике элементарных частиц и физике высоких энергий, появление установок нового поколения для работы с синхротронным излучением и прикладных исследований требуют непрерывного улучшения параметров пучков заряженных частиц (в первую очередь их интенсивности и яркости). Такое улучшение не может быть достигнуто без соответствующего развития новых методов диагностики пучков заряженных частиц. Эти методы должны, во-первых, не ухудшать качества исследуемого пучка, во-вторых, работать при значительных плотностях мощности в исследуемом пучке (до 10^{15} Вт/см²) и, в-третьих, быть чувствительными к его внутренней структуре.

*E-mail: veselyandrianov@mail.ru

Неразрушающие методы диагностики интенсивных пучков основаны на измерении электромагнитных полей, создаваемых заряженными частицами интенсивного пучка. В таких методах используется электромагнитное взаимодействие исследуемого пучка с разнообразными «зондирующими элементами», такими как вакуумная камера ускорителя, газовый поток, движущийся перпендикулярно диагностируемому пучку, внешний электронный пучок или луч мощного лазера. Для диагностики также широко применяется синхротронное излучение, производимое пучком электронов или позитронов, а в последние годы — пучком протонов и ионов высокой энергии в поворотных магнитах.

Отдельно стоит рассмотреть диагностику, основанную на потерях пучка. Потери пучка в ускорителе возникают по различным причинам, от настройки электронной оптики до потерь пучка в результате разнообразных сбоев в работе установки. Определение места и времени таких потерь дает понимание того, в какой части ускорителя необходима подстройка оптики, либо помогает быстрее локализовать неисправность.

С момента появления первых ускорителей и по сей день методы неразрушающей диагностики пучков, основанные на электромагнитном взаимодействии пучка заряженных частиц с элементами вакуумной камеры ускорителя, остаются наиболее популярными. Эту группу методов можно разделить на две части. Первая основана на регистрации токов или зарядов, наводимых пучком заряженных частиц на проводящих элементах вакуумной камеры ускорителя (так называемых пикап-электродах). Во второй используется свойство пучка возбуждать определенные типы колебаний в специальных высокочастотных резонаторных системах. Первая часть этой группы методов лежит в основе большинства систем диагностики и позволяет измерять поперечные координаты центра масс сгустка, а также его интенсивность на конкретном обороте в циклическом ускорителе [1]. Вторая часть, как правило, используется в линейных ускорителях для прецизионного измерения поперечного положения центра масс коротких интенсивных сгустков электронов или позитронов высокой энергии [2]. К сожалению, методы диагностики, основанные на электромагнитном взаимодействии пучка заряженных частиц с элементами вакуумной камеры ускорителя, оказываются слабо чувствительными к деталям распределения заряда в интенсивных сгустках. А именно эти детали содержат в себе информацию о развитии различных неустойчивостей в интенсивных пучках.

В современных диагностических системах часто и успешно применяются методы неразрушающей диагностики релятивистских электронных и позитронных пучков, основанные на использовании синхротронного излучения этих частиц, генерируемого в поворотных магнитах. Эта группа диагностических методов подробно рассмотрена в [3]. Однако лишь в редких случаях их можно использовать в однопролетном режиме, получая регулярную ин-

формацию об определенном сгустке на определенном обороте. Со времени публикации обзора [3] появилась модификация диссектора для измерения продольного размера пучков в циклическом ускорителе [4] с пикосекундным временным разрешением, основанная на стрик-камере PS-1/S1 [5].

Также возможно использование остаточного газа [6] или газового потока [7] в качестве инструмента исследования интенсивного пучка. Однако остаточный газ или газовый поток трудно сконцентрировать должным образом в области взаимодействия с исследуемым пучком, и количество ионов, образованных в исследуемом интенсивном сгустке и ускоренных его электрическим полем, будет мало. Эти ионы проходят через щель в стенке вакуумной камеры и регистрируются специальным детектором. Недостаточное количество ионов от пролета одного сгустка требует накопления сигнала от большого количества сгустков, что не дает возможности наблюдать эволюцию параметров от сгустка к сгустку. Такая методика была экспериментально проверена в Стэнфордском центре линейных ускорителей (SLAC, США) [6]: использовался пучок атомов гелия с импульсной плотностью 10^{14} атомов/см³. Для измерения времяпролетного спектра ионов гелия с погрешностью 10 % в диагностируемом пучке релятивистских электронов с энергией 50 ГэВ и размерами пучка $0,2 \times 650$ мкм необходимо было иметь $\sim 3 \cdot 10^{11}$ электронов, чтобы компенсировать низкую эффективность ионизации атомов гелия. Последняя связана с большой энергией исследуемого пучка и малостью его поперечных размеров (ионизация происходит только внутри пучка).

Особенностью метода, основанного на использовании тестирующего лазерного луча, является его нечувствительность к относительно слабым макроскопическим электромагнитным полям исследуемого сгустка. В данном случае диагностика основана на детектировании комптоновских гамма-квантов, что ограничивает применение этого метода фактически только ультрарелятивистскими пучками электронов и позитронов. Такой метод измерения поперечного профиля электронного пучка был реализован и экспериментально изучен в SLAC и в Лаборатории физики высоких энергий (КЕК, Япония) [8]. Применение метода комптоновского рассеяния для измерения энергии пучка впервые реализовано на накопителе BESSY I [9] и развито в ИЯФ СО РАН [10].

Непревзойденным по точности способом измерения энергии пучка является метод резонансной деполяризации, предложенный, развитый и широко применяемый в ИЯФ СО РАН [11]. Возможности этого метода наглядно демонстрирует тот факт, что масса J/ψ -мезона, частицы с временем жизни менее 10^{-10} с, измерена с пятой по относительной величине точностью среди элементарных частиц после масс электрона, протона, нейтрона и μ -мезона.

1. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ ЦЕНТРА ТЯЖЕСТИ ПУЧКА, ОСНОВАННЫЕ НА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНОГО ПУЧКА С ЭЛЕМЕНТАМИ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ УСКОРИТЕЛЯ

Данные методы основаны на измерении электромагнитных полей, создаваемых заряженными частицами исследуемого пучка. Пролетающий через специальную систему проводников, расположенных внутри камеры, пучок отдает часть энергии, возбуждая электромагнитное поле, которое представляет собой сигнал. Величина и временная зависимость поля несут информацию об интенсивности пучка и его геометрических размерах, которая, в свою очередь, извлекается путем детектирования и обработки сигнала. При этом излучаемое поле в зависимости от устройства системы может иметь характер поля излучения, стоячих или бегущих волн. Обычно датчики положения и тока пучка измеряют токи или напряжения, наведенные на специально созданных для этого элементах вакуумной камеры ускорителя [1]. Как правило, эти токи или напряжения связаны с не распространяющимися в вакуумной камере ускорителя электромагнитными полями, характерные частоты которых не превышают 1 ГГц. Распространяющиеся в вакуумной камере ускорителя электромагнитные поля с характерными частотами порядка нескольких гигагерц редко используются в целях диагностики, поскольку имеют скорость распространения, существенно отличающуюся от скорости пучка. Это приводит к сложным эффектам и затрудняет анализ.

Предположим, что точечный заряд q движется вдоль оси z цилиндрической вакуумной камеры радиусом a со скоростью βc . Стенки вакуумной камеры имеют бесконечную проводимость. Если перейти в систему координат, движущуюся вместе с зарядом, то в данной системе останется только электрическое поле, зависящее от радиуса r и продольной координаты z . Радиальная $E_r(z, r)$ и продольная $E_z(z, r)$ компоненты электрического поля заряда, расположенного на оси проводящей трубы, могут быть записаны в виде [12]

$$\begin{aligned} E_r(z, r) &= \frac{2q}{r^2} \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(-j_n \frac{|z|}{a}\right) \frac{J_1\left(j_n \frac{r}{a}\right)}{J_1^2(j_n)}, \\ E_z(z, r) &= \frac{2q}{r^2} \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(-j_n \frac{|z|}{a}\right) \frac{J_0\left(j_n \frac{r}{a}\right)}{J_1^2(j_n)}. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь J_0 и J_1 — соответствующие функции Бесселя; j_n — значения аргументов функции Бесселя нулевого порядка, при которых она обращается в нуль: $J_0(j_n) = 0$. При этом суммарный заряд, наведенный на стенке вакуумной

камеры q_w , будет равен по величине и противоположен по знаку заряду q : $q_w = -q$. Поверхностная плотность наведенного на стенке вакуумной камеры заряда σ_w может быть легко выражена через радиальную компоненту электрического поля на проводящей стенке: $\sigma_w(z) = -E_r(z, a)/4\pi$. Тогда интегральная линейная плотность наведенных на стенке зарядов λ запишется в виде $\lambda(z) = -aE_r(z, a)/2$. Используя данное выражение, можно вычислить среднеквадратичный продольный размер линейного распределения заряда на стенке вакуумной камеры: $\delta = a/\sqrt{2}$. Производя обратный переход в лабораторную систему отсчета, где заряд q движется со скоростью βc , получим

$$E'_r = \gamma E_r, \quad B'_\varphi = \gamma\beta E_r, \quad z' = \frac{z}{\gamma}, \quad r = r'.$$

Здесь $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ и B'_φ — аксиальная компонента магнитного поля. Таким образом, в ультрарелятивистском случае, когда $\gamma \gg 1$, силовые линии электрического поля точечного заряда концентрируются в открытом угле $\pm 1/\gamma$ относительно плоскости, перпендикулярной направлению движения заряда. Это приводит к следующей зависимости линейной плотности индуцированного на поверхности вакуумной камеры заряда:

$$\lambda'(z' - \beta ct) = -\frac{\gamma q}{a} \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(-j_n \frac{|z' - \beta ct|\gamma}{a}\right) \frac{1}{J_1(J_n)}. \quad (1.2)$$

В данном случае продольный среднеквадратичный размер линейной плотности заряда, наведенного на стенках вакуумной камеры, вычисляется из (1.2): $\delta' = a/(\gamma\sqrt{2})$ [12]. Штрих означает, что данная величина берется в лабораторной системе координат, где пучок движется, а вакуумная камера ускорителя покоится. Для ультрарелятивистских пучков это означает, что продольное распределение линейной плотности заряда, наведенного на стенках вакуумной камеры, с хорошей точностью будет повторять продольное распределение заряда в исследуемом сгустке. Принципиально, что это позволяет проводить детальные измерения продольной структуры даже очень коротких сгустков. Однако на практике такие измерения сильно затруднены тем обстоятельством, что высокочастотные компоненты электромагнитного поля, сопровождающего пучок в камере ускорителя, могут свободно распространяться по этой вакуумной камере. Пучок в современных циклических ускорителях представляет собой последовательность нескольких сгустков, число которых может изменяться от двух (ВЭПП-4М) до нескольких тысяч (ЛНС). Электромагнитное излучение с длиной волны короче критической для данной электродинамической системы, созданное впередиидущими сгустками, накладывается на поле исследуемого сгустка (рис. 1), тем самым искажая его.

Кроме того, регистрация таких высокочастотных полей в широком частотном диапазоне предъявляет очень серьезные требования как к регистри-

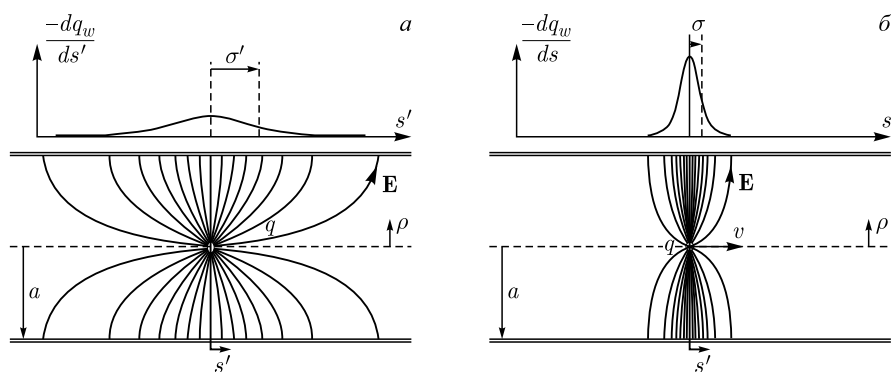


Рис. 1. Электрические поля статического (а) и движущегося (б) заряда в цилиндрической камере

рующим элементам вакуумной камеры ускорителя, так и к обрабатывающей сигнал электронике. С ростом интенсивности пучков указанные выше проблемы только усугубляются. Именно поэтому в большинстве систем диагностики такого рода используется лишь не распространяющаяся по камере низкочастотная часть спектра электромагнитного излучения сгустка. При этом, естественно, об измерении продольной структуры коротких сгустков речи не идет. Тем не менее современное состояние электроники в данной области позволяет уверенно измерять положение центра масс сгустка с точностью до долей микрометра [13].

Рассмотрим основные устройства, позволяющие осуществлять контроль положения пучка в ускорителе.

Одними из самых важных, простых и доступных элементов диагностики положения, а также количественных характеристик пучка являются электростатические датчики (пикап-электроды). В общем случае пикап-электрод представляет собой систему двух проводников, один из которых является сигнальным, а другой (камера) заземлен. Движущиеся заряды пучка наводят ток в цепи сигнального проводника, содержащей сопротивление нагрузки, на котором возникает напряжение, являющееся выходным сигналом датчика.

Наиболее популярны четырехэлектродные электростатические датчики (рис. 2) ввиду того, что они компактны, просты в изготовлении, надежны и обладают малым импедансом связи. Электроды датчика представляют собой части вакуумной камеры, отделенные от остальной камеры и друг от друга небольшими полостями. Их ширина должна быть достаточно мала, чтобы пренебречь краевыми эффектами искажения поля пучка. Однако их площадь должна быть подобрана такой, чтобы емкость между электродами была много меньше емкости между вакуумной камерой и электродом. Также необходимым условием является одинаковость емкостей между электродом и вакуум-

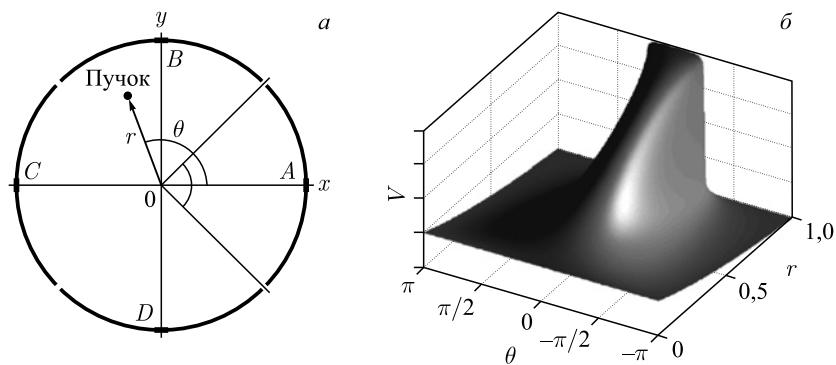


Рис. 2. а) Схематичное изображение электростатического датчика с четырьмя пластинами (сечение). б) Зависимость амплитуды сигнала для электрода А от поперечного смещения пучка (r, θ), радиальная координата нормирована на радиус камеры

ной камерой, так как измеряется не непосредственно заряд на электроде, а напряжение $V = q/C$.

Сравнивая сигналы с пластин, можно восстановить положение пучка. На рис. 3 приведены примеры амплитуд сигналов с электродов, изображенных на рис. 2, а, для тонкого пучка под углом в 30° при его радиальном смещении. Координаты пучка определяются следующим образом: $X = K_x \frac{VA - VC}{VA + VC}$, $Y = K_y \frac{VB - VD}{VD + VB}$ — сигналы с пикап-электродов пропорциональны координатам $x = (r/b) \cos \theta$, $y = (r/b) \sin \theta$ в области $r \lesssim b/2$, где K_x, K_y — весовые коэффициенты.

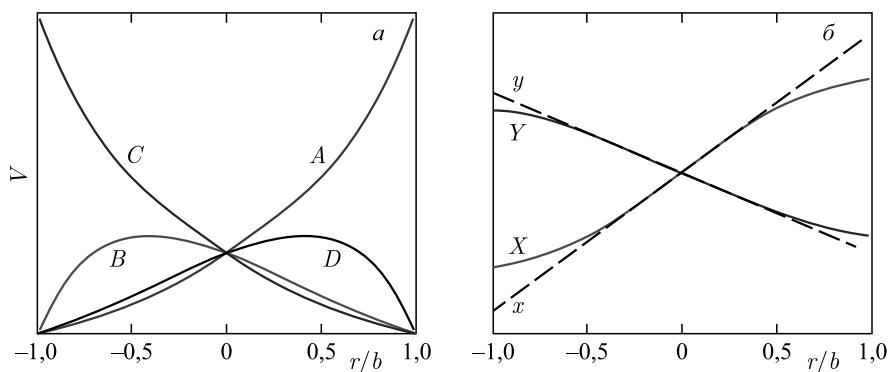


Рис. 3. а) Амплитуды сигналов с электростатических датчиков. б) Сопоставление координат и пропорциональных коэффициентов

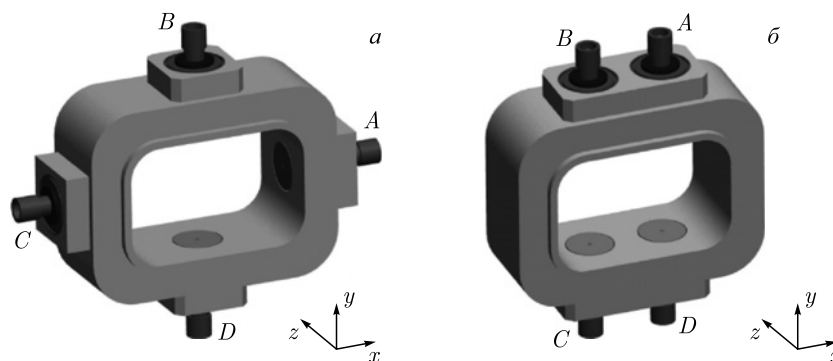


Рис. 4. Широкополосные пикап-электроды

На рис. 4 изображена конструкция широкополосных пикап-электродов (так называемых button-электродов). Ввиду формы, размеров и расположения электродов зависимость амплитуд сигнала с датчика от смещения нелинейна.

Если для небольших отклонений пучка можно использовать линейные комбинации сигнала, то в случаях, когда предполагаются значительные отклонения пучка от центра вакуумной камеры, характеристики датчиков рассчитываются численно или измеряются, а истинное положение пучка вычисляют по приближенным (например, полиномами) нелинейным формулам [14].

Для точного измерения поперечного положения центра масс сгустка может также использоваться высокочастотная резонаторная система. Здесь смещение траектории пучка относительно оси резонатора приводит к возбуждению определенной моды колебаний. Амплитуда данной моды пропорциональна смещению координаты центра масс сгустка относительно оси резонатора. Простейший резонаторный датчик положения пучка — это цилиндрический резонатор, схематически изображенный на рис. 5, а. На рис. 5, б приведена фотография резонаторного датчика, разработанного для End Station A (ESA) в Стэнфордском центре линейных ускорителей [15].

Пучок, движущийся по оси резонатора ($r = 0$), возбуждает моду TM_{010} , при смещении пучка от оси резонатора возбуждение этой моды происходит слабее, однако при этом начинает возбуждаться следующая по частоте мода TM_{110} , у которой продольное электрическое поле на оси резонатора равно нулю. Иными словами, электрическое поле $E_{z,010}$ имеет слабую симметричную зависимость от расстояния r от центра. С другой стороны, мода TM_{110} антисимметрична и ее амплитуда имеет сильную зависимость от r (рис. 6).

В данной методике точность измерения положения центра масс сгустка может достигать сотых долей микрометра [16]. Подобные методики, к сожалению, не могут быть применены на современных циклических установках

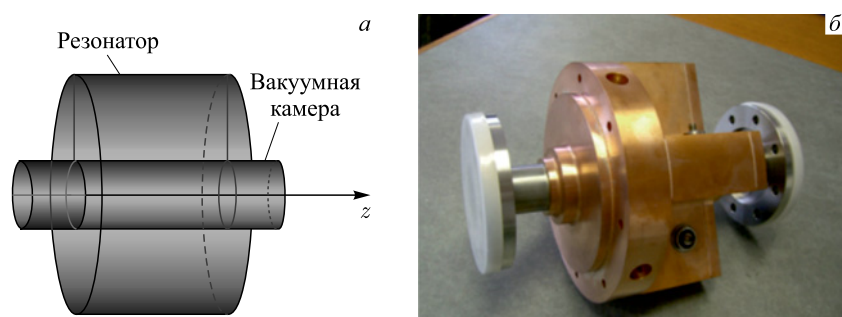


Рис. 5. Цилиндрический резонатор — датчик положения пучка: а) схема; б) внешний вид резонаторного датчика для ESA

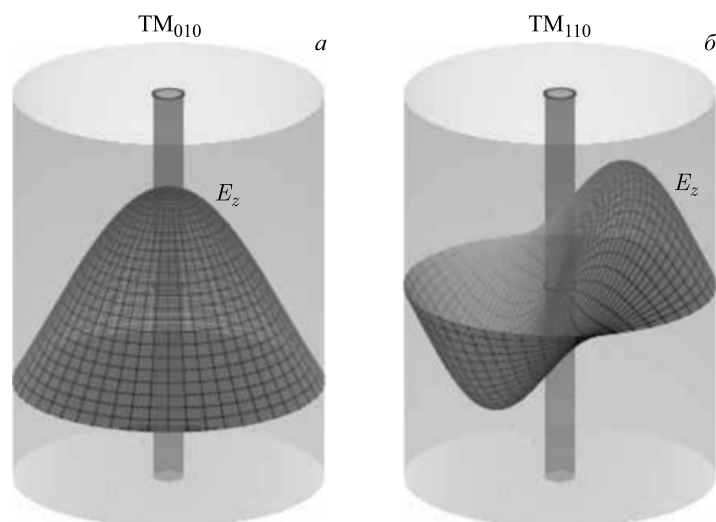


Рис. 6. Продольное электрическое поле моды TM_{010} (а) и TM_{110} (б)

со встречными пучками большой интенсивности. Это связано как с высокой частотой следования сгустков, так и с недопустимо большой средней СВЧ-мощностью, выделяемой пучком в измерительных резонаторах.

Еще одним прибором, позволяющим измерять положение пучка, является резистивный датчик (Wall Current Monitor, WCM). Электромагнитное поле, возбуждаемое пучком в волноводе, сопровождается током в стенках, который называют током изображения. Пространственное распределение тока изображения зависит от поперечного положения пучка в волноводе. Помещая в

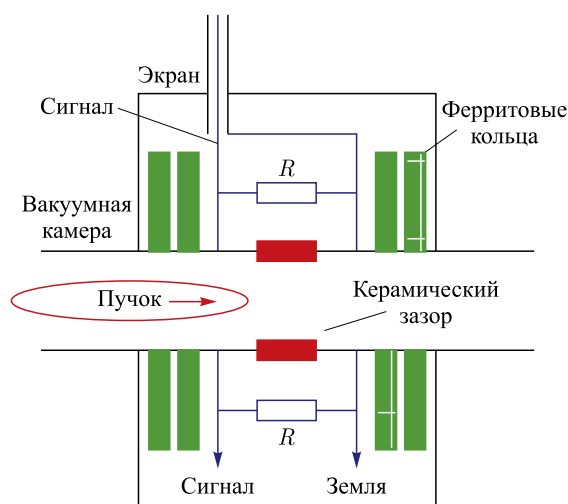


Рис. 7. Схема резистивного датчика

разрыв волновода резистивный слой и измеряя азимутальное распределение напряжения, обусловленного протеканием тока изображения в слое, можно определить ток пучка и его поперечное смещение от оси [17]. На рис. 7 представлена типичная схема резистивного датчика.

Для измерения азимутального распределения напряжения в вакуумной камере установлен керамический зазор, который соединен резисторами (см. рис. 7). Обычно число n сопротивлений варьируется от 10 до 100. При этом значение сопротивления R колеблется в диапазоне 10–100 Ом. Таким образом, полное падение напряжения на резисторах $U_{\text{tot}} = (R/n)I_{\text{beam}}$, где I_{beam} — ток пучка. Во избежание различных паразитных наводок вся конструкция экранируется. В дополнение ко всему ферритовые кольца, установленные на вакуумной камере, используются для подавления высокочастотных помех.

2. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОПЕРЕЧНОГО И ПРОДОЛЬНОГО ПРОФИЛЕЙ ПУЧКА

2.1. Датчик поперечного профиля, основанный на ионизации остаточного газа. Принцип действия ионизационного измерителя профиля (Ionization Profile Monitor, IPM) основан на измерении распределения электронов, появившихся в результате ионизации остаточного газа протонным или ионным

пучком [18]. Эти электроны отклоняются от оси вакуумной камеры поперечным электрическим полем, усиливаются микроканальной пластиной и затем собираются пластиной с анодными полосками коллектора, ориентированными параллельно оси пучка. Однородное магнитное поле, направленное параллельно электрическому, противодействует дефокусирующим эффектам пространственного заряда протонного пучка и импульсу отдачи. В течение каждого пролета протонного пучка импульсы заряда интегрируются, усиливаются и оцифровываются для отображения результирующей гистограммы профиля пучка.

Плотность вероятности ионизации остаточного газа повторяет форму распределения заряда в протонном пучке. ИРМ отклоняет электроны, появившиеся в результате ионизации, от оси вакуумной камеры поперечным электрическим полем и измеряет их распределение. Пока электроны отклоняются от оси, они могут двигаться параллельно, но не перпендикулярно по отношению к анодным пластинам коллектора. Однако процесс ионизации сообщает импульс каждому электрону, и электрон освобождается из электрического поля пространственного заряда протонного пучка. Импульс от ионизации и поперечная компонента электрического поля протонного пучка могут направить электрон перпендикулярно к коллекторным пластинам, и в результате измеренный профиль пучка будет отличаться от реального. Для компенсации этих эффектов детектор помещается в магнитное поле, направленное параллельно приложенному электрическому полю. Электрическое поле пространственного заряда пучка является радиальным полем, чья величина возрастает с радиусом до максимума у границы пучка. Каждый электрон освобождается в электрическое поле с параллельной компонентой импульса к приложенному электрическому полю (что не дает вклада в ошибку) и перпендикулярной компонентой. Без магнитного поля перпендикулярная компонента электрического поля пространственного заряда ускоряет электрон поперек пластин коллектора (рис. 8).

С магнитным полем электрон находится в перпендикулярных электрическому и магнитному полях и движется по циклоиде в направлении вектора $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ (параллельно пластинам коллектора) со скоростью $\mathbf{v} = [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] / B^2$ и радиусом $R = Em / qB^2$.

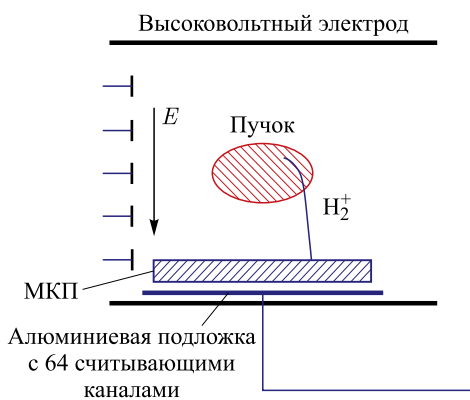


Рис. 8. Поперечное сечение ИРМ (вид по оси следования пучка)

Рассмотрим в качестве примера пучок протонов в кольце SNS [19]. Пучок радиусом 35 мм и с общим числом протонов около $2 \cdot 10^{14}$ будет иметь максимальное электрическое поле пространственного заряда около 10^5 В/м. В магнитном поле величиной 0,1 Тл электрон будет двигаться в максимальном поперечном поле параллельно пластинам коллектора со скоростью 10^6 м/с, с радиусом меньше 70 мкм, что приведет к незначительному уширению профиля. По тому же механизму поперечные компоненты в вытягивающем электрическом поле не будут приводить к ошибке в измерении. Вытягивающее поле величиной 150 кВ/м будет собирать электроны за время меньше 10 нс, с максимальным продольным смещением меньше 1 см.

Второй дефокусирующий эффект связан с наличием импульса, полученного при ионизирующем столкновении. Энергетический спектр электронов простирается до 3 МэВ для SNS, но более 95 % из них имеет энергию меньше 500 эВ. В магнитном поле траектория электронов является спиралью, чья ось направлена параллельно магнитному полю и чей радиус изменяется линейно с изменением поперечной компоненты импульса. Магнитное поле величиной 0,1 Тл ограничивает электроны с энергией 500 эВ ларморовским радиусом, меньшим чем 0,8 мм, что примерно составляет 2 % от радиуса протонного пучка. Таким образом, поместив детектор в магнитное поле величиной 0,1 Тл, удастся собрать большую часть электронов на коллекторных пластинах, над которыми они и были рождены.

На рис. 8 показано поперечное сечение ионизационного измерителя профиля, пучок движется перпендикулярно плоскости рисунка. На двух прямоугольных держателях располагаются пластина коллектора и микроканальная

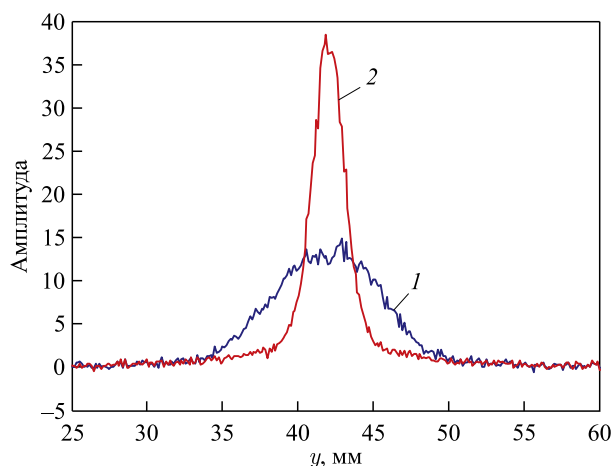


Рис. 9. Вертикальный профиль протонного пучка с энергией 580 МэВ сразу после инжекции (1) и после охлаждения электронным пучком (2). Ток электронов 260 мА

пластина с одной стороны от пучка, а также электрод отклоняющего электрического поля и сетка подавления вторичной электронной эмиссии с другой стороны. Пластина коллектора состоит из слоя алюминия, покрытого золотом и вытравленными 64 полосками. Каждая полоска подсоединена к вакуумному вводу для измерения сигнала.

На рис. 9 представлен профиль протонного пучка, полученный с помощью IPM на Cooler synchrotron, COSY [20].

Для увеличения чувствительности ионизационного датчика используется искусственная мишень — струя газа или иного вещества, инжектируемого в вакуумную камеру поперек траектории исследуемого пучка. Очевидно, что это уменьшает его время жизни, поэтому данный метод диагностики можно назвать неразрушающим лишь условно [21].

2.2. Монитор поперечного размера пучка на основе ионизации газа низкого давления, инжектируемого в область взаимодействия. Впервые экспериментальная проверка этой методики была проведена на установке FFTB в Стэнфордском центре линейных ускорителей (США) [6]. Импульсная струя газообразного гелия инжектировалась в вакуумную камеру вблизи фокуса пучков на FFTB синхронно с приходом очередного сгустка. Электроны высокой энергии при взаимодействии с газовой струей производили однозарядные ионы гелия. Сильное электрическое поле пространственного заряда электронного сгустка выбивало эти ионы к стенкам вакуумной камеры. Создаваемый таким образом поток ионов коллимировался и направлялся на микроканальные пластины (рис. 10). Электронный поток с микроканальных пластин падал на полосковый детектор, его элементы, собирающие заряд, были ориентированы вдоль траектории исследуемого электронного сгустка.

Электрическое поле ультрарелятивистского сгустка в лабораторной системе отсчета практически перпендикулярно направлению движения сгустка (рис. 11).

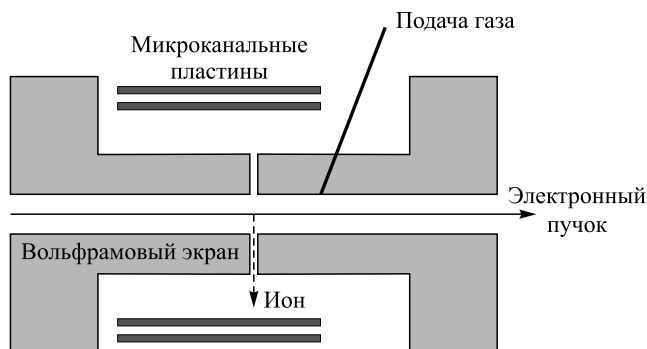


Рис. 10. Продольный схематический вид газоионизационного монитора (не в масштабе)

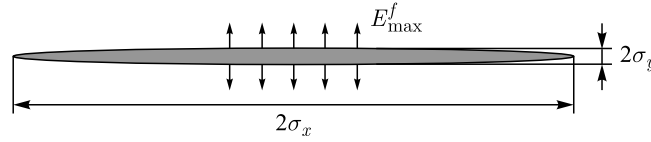


Рис. 11. Поперечное сечение сгустка в FFTB

Для плоского и короткого ультррелятивистского сгустка применима следующая оценка электрического поля и кинетической энергии ионов:

$$E_{\max}^f = \frac{\pi e N_e}{\sigma_x 2\sigma_z}, \quad E_{\text{kin}} = \frac{\pi^2 e^4 N_e^2}{2\sigma_x^2 m_i c^2}. \quad (2.1)$$

Используя характерные для эксперимента на FFTB параметры сгустка $\sigma_x = 1,8$ мкм, $\sigma_y = 0,1$ мкм, $\sigma_z = 650$ мкм и $N_e = 7 \cdot 10^9$, можно получить $E_{\max}^f \approx 10^8$ В/см, $E_{\text{kin}} \approx 10$ кэВ. Давление остаточного газа в вакуумной камере FFTB было на уровне $5 \cdot 10^{-9}$ Торр. Вследствие регулярной инжекции гелия в области монитора давление поднималось до 10^{-7} Торр, эта величина была приемлемой как для основного пучка, так и для микроканальных пластин, работающих в составе монитора. Максимальное пиковое значение давления остаточного газа достигало в мониторе величины 10^{-3} Торр. На рис. 12 показан расчетный времяпролетный спектр ионов гелия для двух различных горизонтальных размеров пучка. Другие параметры пучка остаются без изменения. Времяпролетный спектр рассчитан для детектора, расположенного в 6,5 см от оси пучка.

Вследствие существенной азимутальной асимметрии электрического поля плоского сгустка азимутальное распределение ионов также асимметрично.

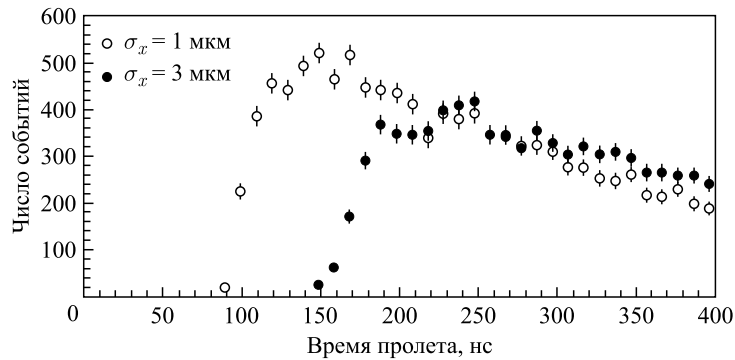


Рис. 12. Результаты численного моделирования времяпролетного спектра ионов He^+ для двух различных горизонтальных размеров электронного сгустка: $\sigma_x = 1$ мкм (\circ), $\sigma_x = 3$ мкм (\bullet) ($\sigma_y = 0,2$ мкм, $\sigma_z = 650$ мкм, $N_e = 7 \cdot 10^9$)

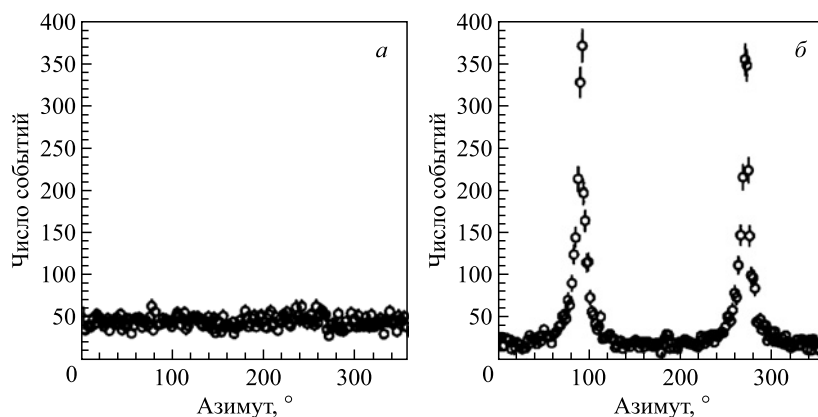


Рис. 13. Результаты численного моделирования азимутального распределения ионов He^+ для двух различных вертикальных размеров электронного сгустка: $\sigma_y = 1$ мкм (а), $\sigma_y = 0,06$ мкм (б). Нулевое направление азимута совпадает с горизонтальным направлением ($\sigma_x = 1$ мкм, $\sigma_z = 650$ мкм, $N_e = 7 \cdot 10^9$)

Этот эффект и позволяет восстановить поперечный профиль пучка. На рис. 13 представлены азимутальные распределения ионов гелия для двух различных вертикальных размеров пучка.

Азимутальное распределение ионов чувствительно к распределению электронов вдоль сгустка. А именно, все ионы, рожденные головой сгустка, получают удар в направлении расположения хвоста относительно головы. В результате два пика в азимутальном распределении плотности ионов имеют различные амплитуды (рис. 14).

На рис. 15 представлен экспериментальный времяпролетный спектр ионов гелия, накопленный за 400 импульсов с «мертвым» временем в 50 нс от момента пролета электронного сгустка. Начало отсчета времени соответствует моменту пролета электронного сгустка. Несколько экспериментальных точек, расположенных ниже порога регистрации, соответствуют остаточной концентрации ионов водорода. Сигналы с полосок регистрируются синхронно с пролетом сгустка, при этом сигналы, пришедшие в интервале времени от 0 до 50 нс с момента пролета сгустка, отбрасываются как фоновые.

Измеренное в эксперименте азимутальное распределение ионов гелия представлено на рис. 16.

В результате подгонки расчетных зависимостей к экспериментальным данным был получен следующий результат: $\sigma_x = (1,5 \pm 0,2)$ мкм, $\sigma_y = (73 \pm 10$ (стат.) ± 10 (сист.)) нм. Результат поперечного смещения «хвоста» сгустка относительно «головы» представлен на рис. 17.

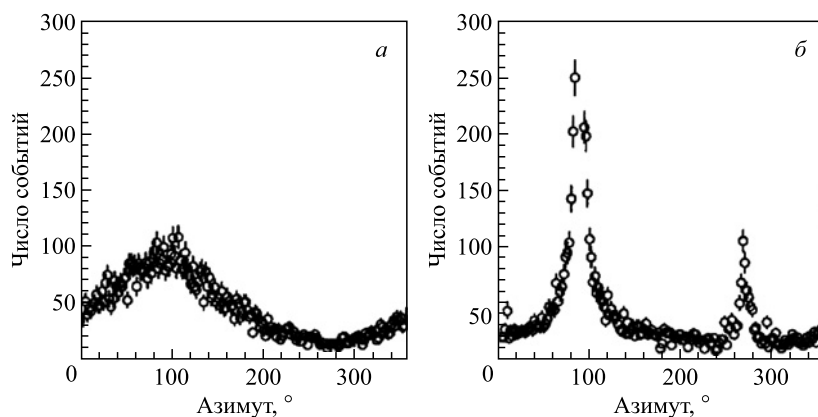


Рис. 14. Результаты численного моделирования азимутального распределения ионов He^+ для случая, когда хвост сгустка смещен относительно головы в вертикальном направлении, и для двух различных поперечных вертикальных размеров пучка: $\sigma_y = 1$ мкм (а), $\sigma_y = 0,06$ мкм (б). Нулевое направление азимута совпадает с горизонтальным направлением ($\sigma_x = 1$ мкм, $\sigma_z = 650$ мкм, $N_e = 7 \cdot 10^9$)

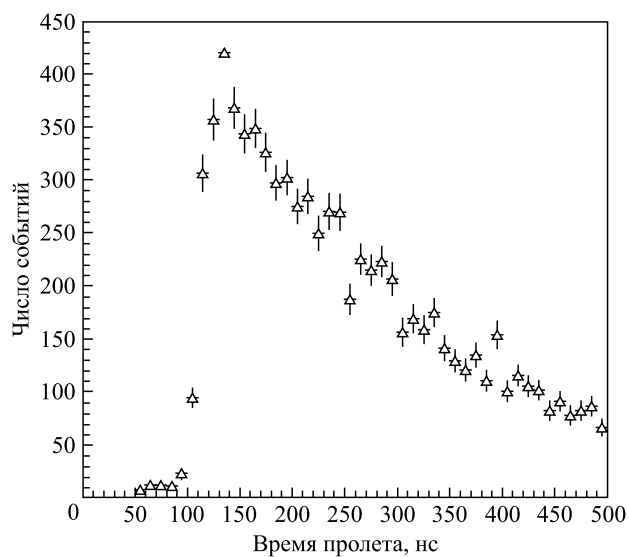


Рис. 15. Экспериментальный времяпролетный спектр ионов He^+ , набранный на 400 импульсах с нижней границей времени пролета в 50 нс. Ноль на временной оси соответствует моменту пролета сгустка

Кроме гелия может использоваться азот [22], кислород [23] и другие газы [24, 25]. В принципе, данная методика допускает однопролетные изме-

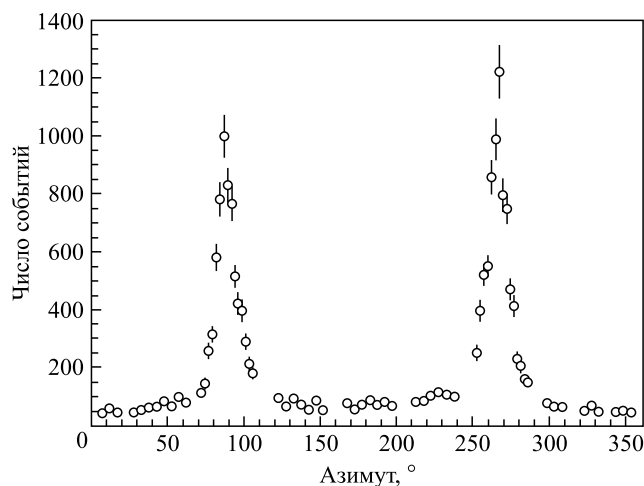


Рис. 16. Азимутальное распределение ионов He^+ с временем пролета меньше 500 нс для 400 сгустков. Ноль азимутального угла соответствует горизонтальной плоскости

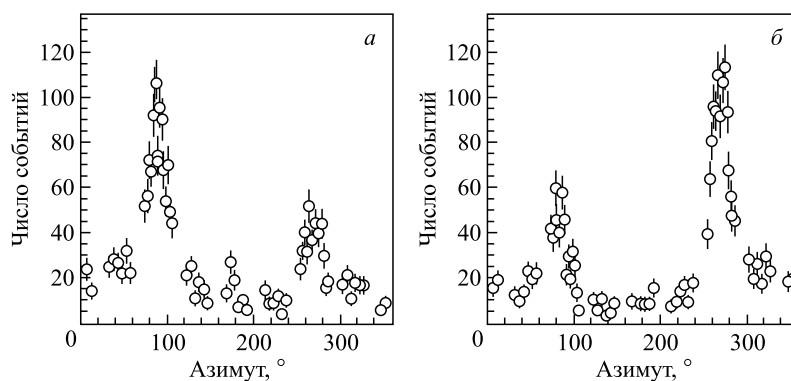


Рис. 17. Азимутальное распределение ионов He^+ при отклонении хвоста сгустка относительно головы вверх (а) и вниз (б). Сгусток электронный, и ионы к нему притягиваются. Нулевое направление азимута лежит в горизонтальной плоскости, 90° соответствует направлению вверх, 270° — направлению вниз

рения при импульсном режиме работы микроканальных пластин, большой интенсивности и большом поперечном размере исследуемого сгустка. Очевидно, однако, что будет сложно использовать такой способ измерений размеров пучка вблизи места встречи коллайдера из-за значительного увеличения фона в детекторе.

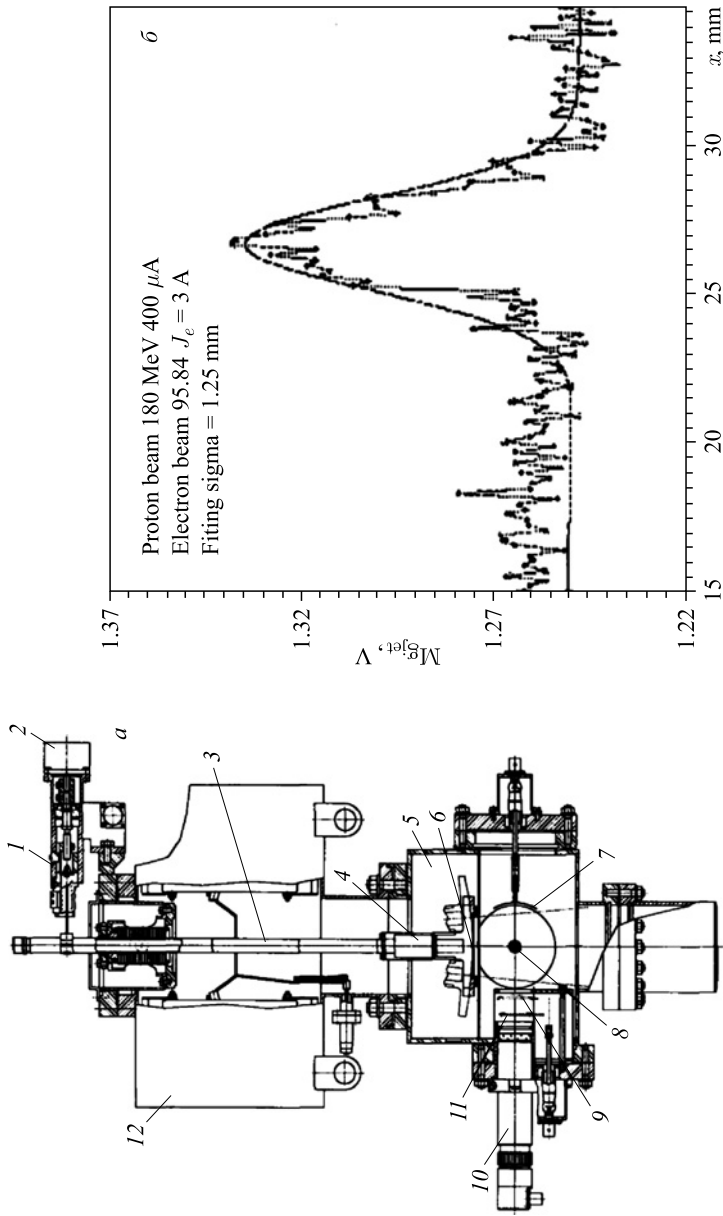


Рис. 18. а) Схема монитора поперечного профиля пучка с магневой струей: 1-3 — механизм перемещения источника струи на основе шагового двигателя; 4 — контейнер с магнем и нагревателем; 5 — корпус; 6 — коллиматор струи; 7 — отражающий (чистящий) электрод под потенциалом -2 кВ; 8 — исследуемый пучок; 9 — сетка, ускоряющая электроны ионизации; 10 — ФЭУ; 11 — пластина коллектора: стекло, покрытое алюминизированным лониофором под потенциалом $+15$ кВ; 12 — магниторазрядный насос. б) Поперечный профиль прогонного пучка, измеренный с помощью магневой струи

Методы, применяемые для исследования профиля ионных пучков, существенно отличаются от тех, что используются на ускорителях электронов и позитронов. Как правило, размеры ионного пучка гораздо больше, а плотность частиц в нем гораздо ниже, чем в пучке электронов циклического или линейного ускорителя. Синхротронное излучение с интенсивностью, достаточной для диагностического применения, испускается ионными пучками на единственном ускорителе в мире — ЛНС, при энергии частиц в несколько тераэлектронвольт. Сечение комптоновского рассеяния даже на протонах слишком мало из-за их массы и не позволяет использовать лазерное рассеяние.

2.3. Метод магниевой струи. Идеологически этот метод измерения поперечного профиля протонного/ионного пучка схож с описанным выше, только вместо струи гелия используется струя магния. Метод был успешно применен в экспериментах по электронному охлаждению [26, 27]. Для восстановления профиля протонного пучка регистрировались электроны ионизации, возникающие при пересечении пучка протонов тонкой струей паров магния. Электроны ионизации собираются на люминофор, находящийся под потенциалом +10 кВ. Свечение люминофора регистрировалось ФЭУ. На рис. 18 показан профиль протонного пучка, полученный при сканировании Mg-струей на установке CELCIUS.

2.4. Неразрушающий сканирующий измеритель профиля интенсивных ионных пучков. Применение прецизионного электронного пучка для сканирования поперечного сечения интенсивного ионного пучка связано с определенными техническими трудностями, успешное преодоление которых было продемонстрировано в работе [28]. Данная диагностика использовалась на установке NTX (Neutralized Transport Experiment), где изучалась физика фокусировки ионного пучка с преобладанием пространственного заряда в маленькое пятно путем использования нейтрализующей плазмы.

В данном случае использовался электронный пучок с энергией 5–8 кэВ. В области взаимодействия пучков двумя предшествующими электромагнитами осуществлялся параллельный перенос оси электронного пучка на 6–8 см таким образом, что электронный пучок полностью пересекал ионный. Поперечное электрическое поле однородного в продольном направлении ионного пучка отклоняло электроны тестирующего пучка. Измеряя величину отклонения пробного пучка в зависимости от смещения его оси, можно получить представление о профиле ионного пучка.

Пройдя область взаимодействия, тестирующий пучок попадал в аналогичную пару электромагнитов, которые в отсутствие ионного пучка возвращали электронный пучок на ось пушки (рис. 19). В данной схеме предполагается, что электронный пучок имеет значительно меньший поперечный размер, чем ионный. Более того, на протяжении всей траектории пучка от входа

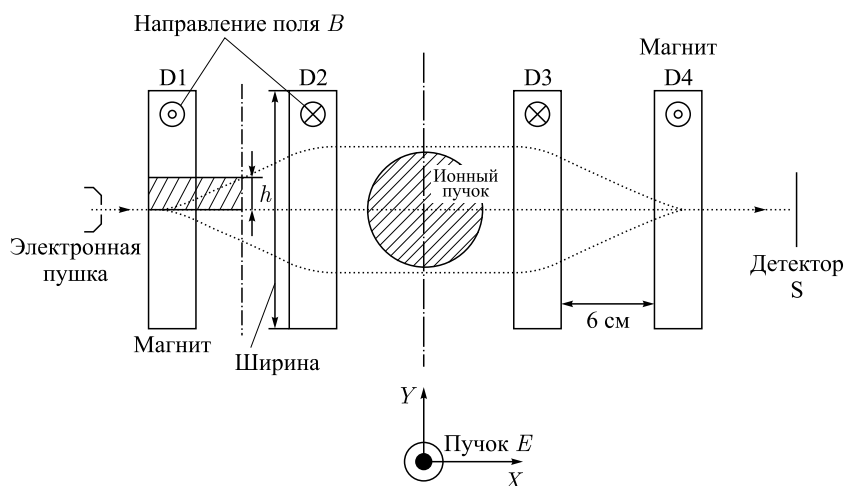


Рис. 19. Схема с параллельным перемещением тестирующего пучка

в первый магнит до детектора нельзя использовать фокусирующие элементы, и это предъявляет очень высокие требования к качеству электронного пучка на выходе из пушки. После взаимодействия с исследуемым ионным пучком электронный пучок детектировался на люминофоре, полученное изображение регистрировалось цифровой фотокамерой.

Если ионный пучок однороден вдоль направления своего движения и поперечное распределение его плотности не меняется на протяжении процесса сканирования, то при определенных условиях возможно восстановление поперечного профиля пучка.

Пусть в декартовой системе координат (XYZ) ионный пучок движется вдоль оси Z , а электронный пучок — вдоль оси X со скоростью v_x на различной высоте в направлении Y (в процессе сканирования). Предполагая, что приобретаемая электронами в процессе взаимодействия с ионным пучком скорость v_y в направлении Y мала по сравнению с исходной скоростью движения тестирующего пучка v_x , можно считать движение электронов сквозь ионный пучок прямолинейным и равномерным. Важно подчеркнуть, что изменение продольной скорости v_x при пролете области взаимодействия будет того же порядка величины, что и приобретаемая поперечная скорость v_y . Величину поперечного отклонения пробного пучка можно получить из уравнения движения

$$\frac{dv_y}{dt} = -\frac{e}{m}E_y, \quad (2.2)$$

где e и m — заряд и масса электрона; E_y — вертикальная компонента электрического поля ионного пучка. Учитывая, что $v_x = dx/dt$, имеем

$$\frac{dv_y}{dx} = -\frac{e}{mv_x} E_y, \quad \frac{d\Phi}{dx} = -\frac{e}{mv_x^2} E_y, \quad (2.3)$$

где $\Phi = v_y/v_x$. Таким образом, угол отклонения тестирующего пучка пропорционален интегралу поперечной компоненты электрического поля ионного пучка, взятому вдоль траектории тестирующего пучка:

$$\Phi = -\frac{e}{mv_x^2} \int E_y dx. \quad (2.4)$$

Из уравнения Максвелла $\nabla \mathbf{E} = 4\pi\rho$ (при отсутствии компоненты E_z) получим

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} = 4\pi\rho(x, y). \quad (2.5)$$

Интегрируя предыдущее выражение вдоль траектории тестирующего пучка, имеем

$$\int \frac{\partial E_x}{\partial x} dx + \int \frac{\partial E_y}{\partial y} dx = 4\pi \int \rho(x, y) dx. \quad (2.6)$$

Первое слагаемое в левой части предшествующего выражения обращается в нуль, тогда это выражение можно переписать следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial y} \int E_y dx = 4\pi \int \rho(x, y) dx. \quad (2.7)$$

Используя выражения (2.4) и (2.7), можно записать следующее соотношение (рис. 20, а):

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} = -\frac{4\pi e}{mv_x^2} \int \rho(x, y) dx. \quad (2.8)$$

Таким образом, можно сказать, что интегральная плотность в ионном пучке, вычисленная вдоль направления движения пробного пучка, пропорциональна производной угла отклонения пробного пучка по координате сканирования. Для измерения двумерного профиля распределения заряда в ионном пучке необходимо провести несколько таких сканирований при разных азимутальных направлениях оси X . Далее, используя стандартные методы компьютерной томографии [29, 30], можно восстановить исходное распределение плотности в ионном пучке.

Анализ полученных данных значительно упрощается в случае, когда ионный пучок имеет аксиально-симметричное распределение плотности. Более того, для ряда аксиально-симметричных распределений существуют аналитические решения обратной задачи рассеяния. Важно отметить, что в случае

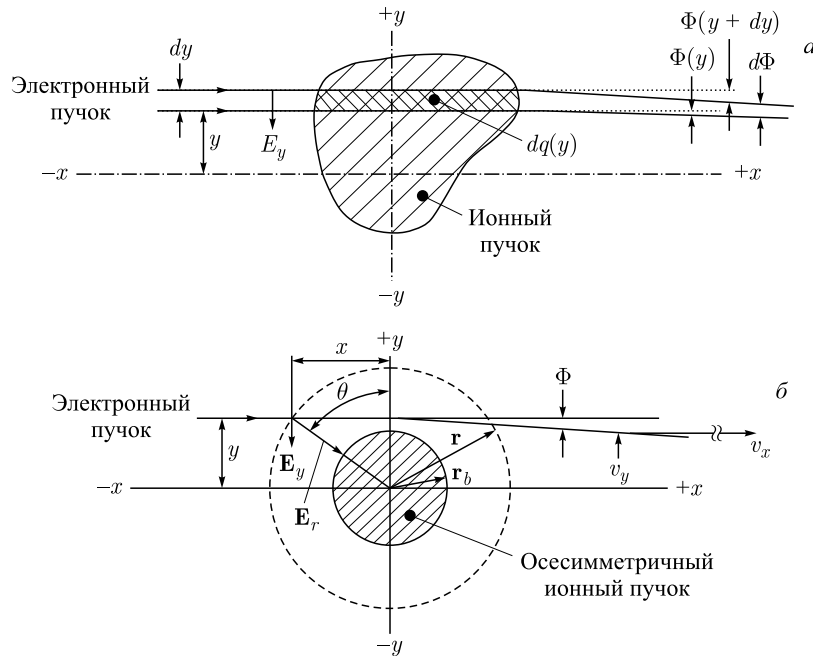


Рис. 20. а) Поперечное сечение ионного пучка в плоскости XU . Тестирующий пучок проходит слева направо вдоль оси X на различных высотах Y , приобретая вертикальную компоненту скорости v_y . б) Аксиально-симметричное распределение плотности в ионном пучке. Здесь электрическое поле на заданном радиусе r будет пропорционально заряду, заключенному внутри цилиндрической поверхности с тем же радиусом

аксиально-симметричного распределения плотности в ионном пучке интегральный угол отклонения тестирующего пучка не будет зависеть от координаты Y до тех пор, пока тестирующий пучок не пересечет ионный (рис. 20, б).

Если интенсивность ионного пучка достаточно велика, то отклонение тестирующего пучка в области взаимодействия и модуляция его продольной скорости могут быть достаточно сильными. Это приводит к невозможности использования приведенных выше соотношений, и только численное моделирование движения электронов в соответствующих внешних полях позволяет получить представление о распределении плотности в ионном пучке. Пример таких сложных траекторий, полученных в результате расчетов, представлен на рис. 21, а. На рис. 21, б показана характерная зависимость величины поперечного отклонения тестирующего пучка на экране от величины вертикального смещения этого пучка, которая изменяется при сканировании.

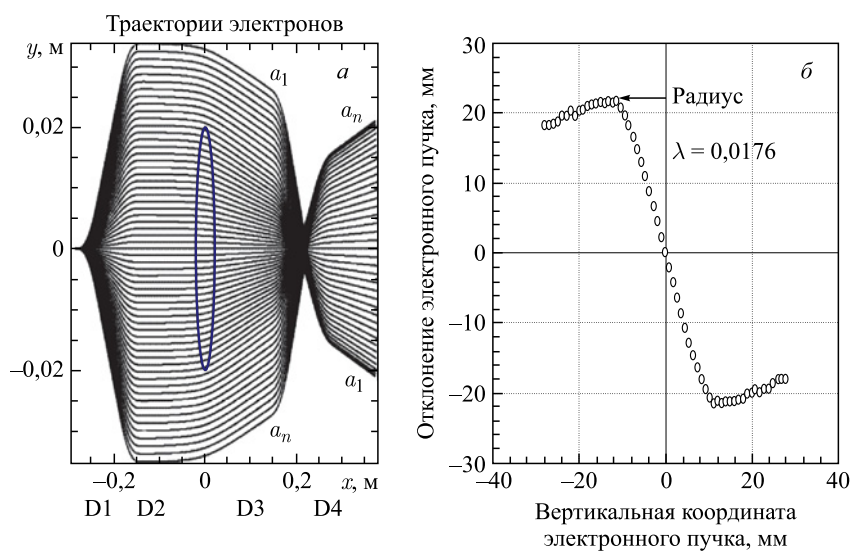


Рис. 21. *а*) Траектории тестирующего пучка при сканировании (вытянутым эллипсом обозначено поперечное сечение ионного пучка). *б*) Характерная зависимость величины поперечного отклонения тестирующего пучка на экране от величины вертикального смещения этого пучка, которая изменяется при сканировании

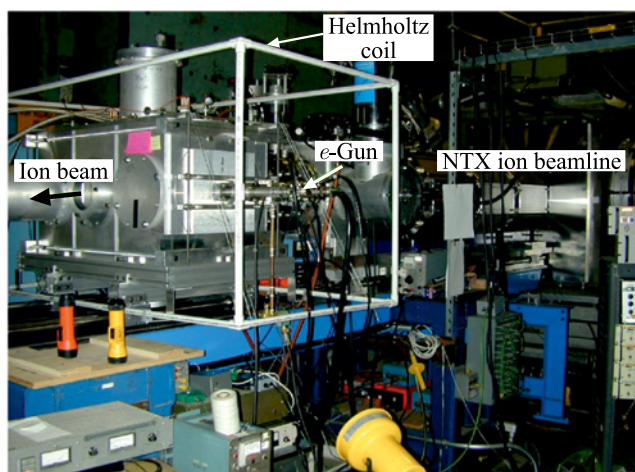


Рис. 22. Общий вид сканирующей системы с электронным пучком, предназначенной для измерения поперечного профиля ионного пучка на установке

Поскольку энергия электронов в тестирующем пучке невелика (5–8 кэВ), магнитное поле Земли и паразитные рассеянные поля могут существенно отклонять тестирующий пучок, что необходимо учитывать при измерениях.

Чтобы компенсировать это влияние, все устройство помещается в слабое магнитное поле внешних корректирующих обмоток (рис. 22).

2.5. Неразрушающая диагностика интенсивных пучков частиц с помощью пучкового датчика. Пучковым датчиком называется устройство, основанное на использовании электронного пучка низкой энергии для измерения параметров электромагнитных полей интенсивных ионных, протонных и электронных сгустков [31]. Рассмотрим методику измерений, которая при выполнении ряда условий позволяет применить пучковый датчик для определения продольного распределения плотности частиц в исследуемом интенсивном сгустке. Низкоэнергетический электронный пучок движется вдоль оси X , перпендикулярной направлению движения релятивистского сгустка (ось Z), с прицельным параметром ρ (рис. 23).

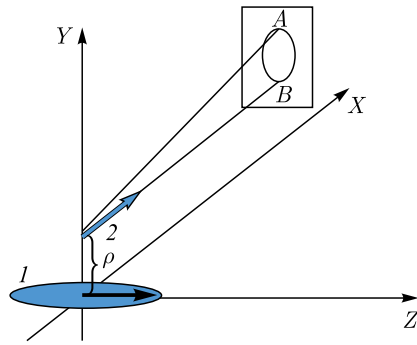


Рис. 23. Схема, иллюстрирующая принцип действия пучкового датчика: 1 — интенсивный исследуемый сгусток; 2 — тестирующий низкоэнергетический электронный пучок

с действием на тестирующий пучок электрического поля релятивистского сгустка, выражается как функция координаты x следующим образом:

$$\theta_y(x) = \frac{2\rho r_e}{\gamma\beta} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{n(z) dz}{\rho^2 + (x + \beta z)^2}, \quad (2.9)$$

где r_e — классический радиус электрона; $\beta = v_t/c$ — отношение скорости тестирующего пучка к скорости света; $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ — релятивистский

Экран размещен в плоскости, параллельной плоскости YZ , и расположен на расстоянии L от оси Z . Пусть в момент времени $t = 0$ центр релятивистского сгустка находится в начале координат, при этом тестирующий пучок имеет постоянную вдоль оси X плотность и диаметр, причем этот диаметр существенно меньше прицельного параметра, а прицельный параметр превосходит характерный поперечный размер релятивистского сгустка. В момент времени $t = 0$ каждая частица тестирующего пучка имеет соответствующую координату x . Тогда полный угол отклонения каждой частицы тестирующего пучка в направлении Y , связанный

фактор тестирующего пучка; x — координата частицы тестирующего пучка в момент времени $t = 0$ и $n(z)$ — зависимость линейной плотности электронов в релятивистском сгустке от продольной координаты z .

Выражение для аналогичного угла отклонения тестирующего пучка в направлении Z , вызванного действием магнитного поля релятивистского сгустка, выглядит так:

$$\theta_z(x) = \frac{2r_e}{\gamma} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(x + \beta z) n(z) dz}{\rho^2 + (x + \beta z)^2}. \quad (2.10)$$

В результате тестирующий пучок описывает в плоскости экрана замкнутую кривую, повторяющую диаграмму углов и определяемую в параметрическом виде выражениями (2.9) и (2.10) (рис. 24).

Во всех созданных пучковых датчиках используется тестирующий пучок с энергией в диапазоне 15–60 кэВ и током в диапазоне 500 мкА–2 мА. На рис. 25 представлено характерное изображение, производимое одиночным исследуемым сгустком (рис. 25, а) и последовательностью сгустков (рис. 25, б) на детектирующем экране пучкового датчика, установленном на инжекционном комплексе ВЭПП-5.

2.5.1. *Измерение продольного распределения заряда в сгустке.* Для определения продольного распределения плотности в исследуемом сгустке необходимо знать угол, полученный частицей тестирующего пучка в зависимости от ее начального положения. Если предположить, что ток тестирующего пучка I постоянен (по крайней мере на протяжении пролета релятивистским сгустком области взаимодействия), то можно написать следующее соотношение между координатой x и линейным распределением заряда $q(l)$ вдоль соответствующей кривой на экране от точки A до точки B :

$$x = \frac{\beta c}{I} \int_A^B q(l) dl. \quad (2.11)$$

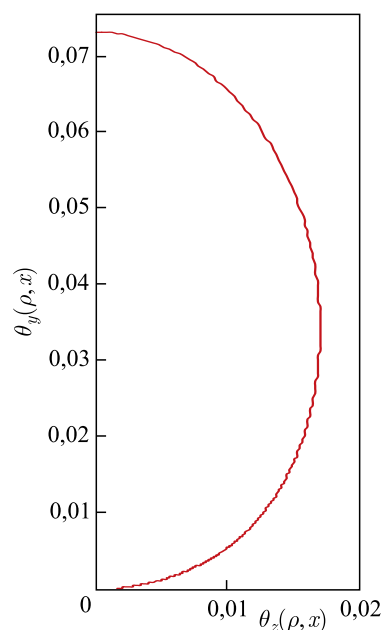


Рис. 24. Пример диаграммы углов, полученных частицами тестирующего пучка в результате взаимодействия с электромагнитными полями короткого ультрарелятивистского сгустка

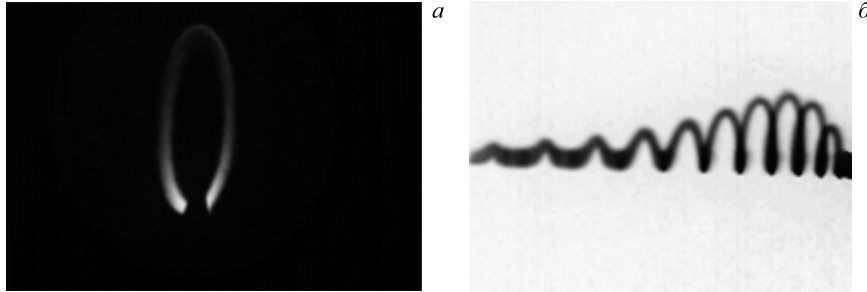


Рис. 25. *а*) Характерное изображение, производимое одиночным интенсивным сгустком на экране пучкового датчика. *б*) Характерное изображение, производимое последовательностью примерно из десяти банчей. Ток тестирующего электронного пучка с энергией 60 кэВ составил 500 мкА

Интегрируя это распределение заряда вдоль траектории луча на экране от точки A до точки B , можно восстановить координату x , используя соотношение (2.11). Измеряя соответствующие точке B углы отклонения луча θ_z и θ_y , можно получить зависимости $\theta_y(x)$ и $\theta_z(x)$. Затем, используя функцию $\theta_y(x)$, можно восстановить зависимость линейной плотности частиц в релятивистском сгустке от продольной координаты $n(z)$ следующим образом:

$$n(z) = \frac{\gamma\beta^2}{4\pi^2 r_e} \int_{-\infty}^{+\infty} \theta_y(k) \exp(-ikz\beta + |k| \cdot \rho) dk, \quad (2.12)$$

где

$$\theta_y(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} \theta_y(x) e^{-ikx} dx.$$

Выражения (2.9) и (2.10) справедливы только для ультррелятивистского сгустка, когда энергия частицы в исследуемом пучке значительно превышает ее энергию покоя. В этом случае проекцией электрического поля на направление движения исследуемого сгустка можно пренебречь и учитывать только компоненты поля, перпендикулярные направлению движения. При этом дополнительно должно выполняться условие $\theta_y^{\max} \ll 1$. Оно обеспечивает не только малость вертикального угла отклонения тестирующего пучка (в плоскости XY), но и малость возмущения скорости тестирующего пучка вдоль направления X , производимого поперечным электрическим полем релятивистского сгустка. Другими словами, максимальный поперечный угол θ_y^{\max} должен быть достаточно малым, чтобы предположение о неизменности скорости тестирующего пучка в направлении X при пролете области взаимо-

действия можно было считать оправданным. В противном случае решение интегральных уравнений (2.9) и (2.10) наталкивается на серьезные математические трудности. Формально в этом случае соответствующие нелинейные интегральные уравнения могут решаться численно, однако при этом необходимо учитывать следующее очень важное ограничение:

$$\alpha = \frac{\beta\sigma_z}{\rho} \gg 1, \quad (2.13)$$

где σ_z — продольный размер релятивистского сгустка.

Это условие означает, что при сравнимых с длиной релятивистского пучка прицельных параметрах ρ , когда параметр α имеет значение порядка единицы, для восстановления функции $n(z)$ с приемлемой точностью требуется очень высокая точность измерения зависимости $\theta_y(x)$. Такая точность может оказаться недостижимой в эксперименте.

Зависимость вертикального угла отклонения тестирующего пучка от координаты x несет в себе не только информацию о продольном распределении плотности в исследуемом сгустке, но и информацию о пространственной структуре электромагнитных полей этого сгустка. Именно эти две составляющие определяют геометрию и яркость изображения на экране.

Если продольный размер исследуемого сгустка мал по сравнению с прицельным параметром, то получаемое на экране изображение отражает фактически только пространственную структуру поперечных электромагнитных полей исследуемого сгустка. При этом эффект от продольного распределения плотности в сгустке может быть меньше ошибок измерения, тогда извлечь информацию о продольном распределении плотности будет невозможно. В противоположном случае, когда длина исследуемого сгустка значительно превосходит прицельный параметр, изображение содержит в основном информацию о продольном распределении плотности в сгустке, и извлечение этой информации становится возможным.

Если условие (2.13) выполнено, то решение интегрального уравнения (2.9) может быть сведено к решению соответствующей системы линейных уравнений $A \cdot n = \theta$, где матрица A определяется следующим образом:

$$A_{ij} = \frac{2\rho r_e}{\gamma\beta} \frac{\Delta z_j}{\rho^2 + (x_i + \beta z_j)^2}, \quad (2.14)$$

векторы n и θ задаются соотношениями $n_j = n(z_j)$, $\theta_i = \theta(x_i)$, а $\Delta z_j = z_j - z_{j-1}$. Тогда искомое продольное распределение плотности частиц в сгустке (в случае квадратной матрицы A) находится следующим образом: $n = A^{-1}\theta$.

На рис. 26 представлено решение $n(z)$, найденное с использованием описанного выше метода по изображению, приведенному на рис. 25. Данная картинка соответствует одиночному электронному сгустку с энергией 125 МэВ и

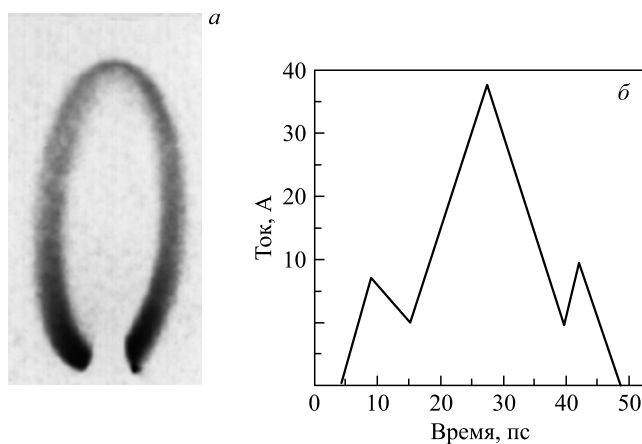


Рис. 26. Изображение тестирующего пучка на экране пучкового датчика (негатив) (а) и результаты обработки этого изображения (б). Сплошной ломаной линией представлено решение системы линейных уравнений с размером матрицы 7×7 , при этом ошибка в определении временного масштаба может достигать 50 %

числом частиц $2 \cdot 10^9$, пролетающему через пучковый датчик, установленный на линейном ускорителе электронов S-диапазона форинжктора ВЭПП-5 в ИЯФ СО РАН. Точность измерения в данном случае невелика (на уровне 50 %); это связано с тем, что условие (2.13) выполняется плохо: поперечный размер релятивистского сгустка сравним с продольным размером.

Таким образом, точность восстановления зависимости $n(z)$ в данном случае низка, несмотря на относительно хорошее качество изображения. В противоположность этому в эксперименте на циклическом накопителе ВЭПП-3 [32], где качество изображений было намного хуже, удалось получить лучшую точность в измерении продольного распределения заряда в сгустке (рис. 27). Это стало возможным благодаря большой величине параметра (2.13) (около 20). Фактически этот параметр определяет пригодную для измерений распределения продольной плотности форму релятивистского сгустка. Длина сгустка должна быть по крайней мере в несколько раз больше, чем его максимальный поперечный размер.

2.5.2. Регистрация полей излучения. Пробный пучок датчика чувствителен также к полям излучения, производимым интенсивными сгустками в ускоряющих структурах и распространяющимся по вакуумной камере ускорителя. Пример влияния полей излучения на изображение представлен на рис. 28.

Поля излучения, генерируемые короткими сгустками в ускоряющей структуре, свободно распространяются по вакуумной камере ускорителя и модулируют скорость электронов в пробном пучке. В итоге это приводит

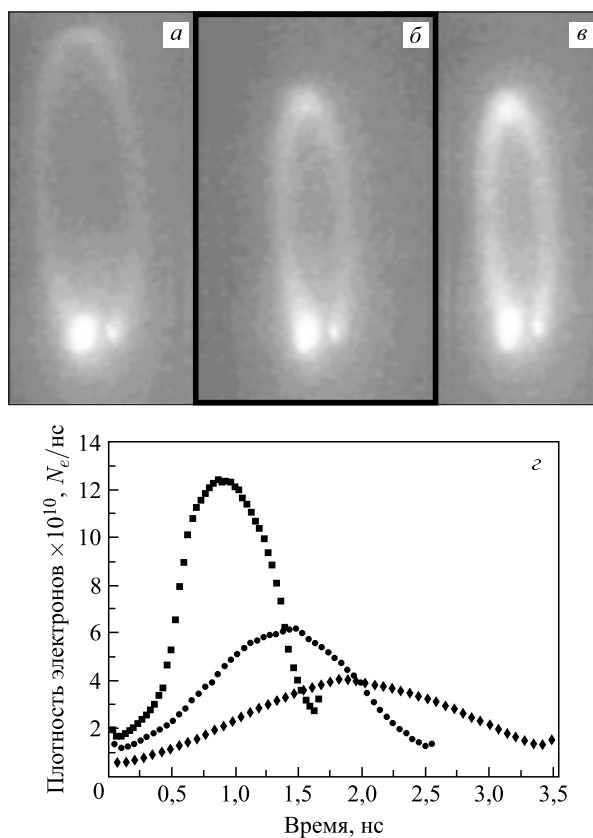


Рис. 27. Изображения, полученные на различных оборотах сгустка в накопителе ВЭПП-3 при наличии продольной неустойчивости: *a*) минимальная длина сгустка; *б*) промежуточное состояние; *в*) максимальная. *z*) Результаты обработки этих изображений

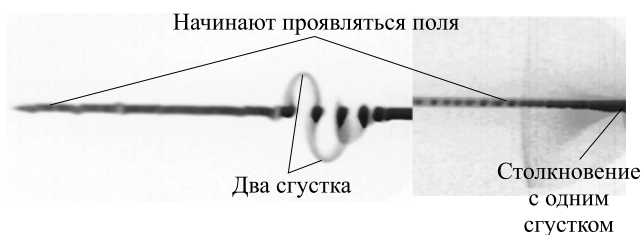


Рис. 28. Примеры наблюдения полей излучения

к модуляции яркости изображения пучка на экране (рис. 29). Верхняя кривая на рис. б получена от последовательности сгустков, следующих с частотой 2855 МГц, и определяет временной масштаб на экране. В данном случае при-

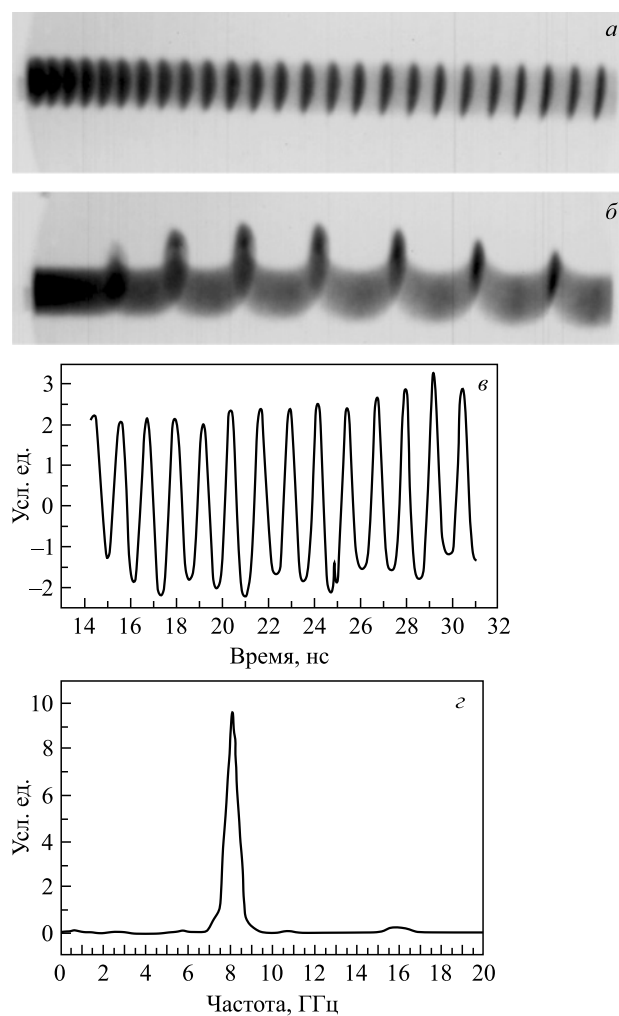


Рис. 29. Поля излучения, генерируемые в ускоряющей структуре: а) негативное изображение с экрана пучкового датчика (тестирующий пучок сгруппирован полями излучения); б) вид основного пучка на экране датчика (пики соответствуют сгусткам), расстояние между пиками точно соответствует одному периоду ВЧ (рис. б задает временной масштаб на рис. а, так как развертка на этих рисунках одинакова); в) зависимость яркости на оси развертки (рис. а) от времени; г) частотный спектр, полученный для рис. в

цельный параметр был равен 10 мм. Кривая на рис. *a* показывает влияние полей излучения на пробный пучок, который разворачивается на экране линейной разверткой, с той же самой скоростью, что и для верхней кривой. На рис. 29 также представлены зависимость интенсивности от времени для нижней кривой и спектральная характеристика этой зависимости. Нижняя кривая начинает появляться через несколько наносекунд после пролета пучка и наблюдается в течение нескольких десятков наносекунд. В данном случае наблюдалась известная продольная высшая мода ускоряющей структуры с частотой 8714 МГц.

2.5.3. Томография интенсивных протонных пучков высокой энергии. Другой интересной областью применения пучкового датчика является диагностика интенсивных и достаточно длинных (сотни наносекунд) протонных пучков на энергиях около 1 ГэВ и со средней мощностью в несколько мегаватт. В частности, подобные пучки используются на установке SNS (Spallation Neutron Source) в Ок-Ридже (США) для создания интенсивного источника нейтронов, который, в свою очередь, будет применен для исследования материалов и переработки радиоактивных отходов. В данном случае пучковый датчик позволяет неразрушающим образом измерять поперечный профиль распределения заряда протонного пучка [33].

На рис. 30 представлена схема диагностики. Пучок электронов формируется электронной пушкой. Электронно-оптическая система установки состоит из пластин электростатической развертки и двух квадрупольных линз. При этом ориентация пластин развертки и квадрупольных линз выбирается таким образом, чтобы на выходе изображение пучка представляло собой тонкую линию, повернутую под углом 45° к вертикали (рис. 31). Для регистрации тестирующего пучка после взаимодействия с исследуемым протонным пучком служит люминофор с напыленной на него тонкой алюминиевой пленкой. Пучок, попадая на люминофор, вызывает его свечение, которое регистрирует цифровая ПЗС-камера, после этого производится обработка данного изображения на компьютере.

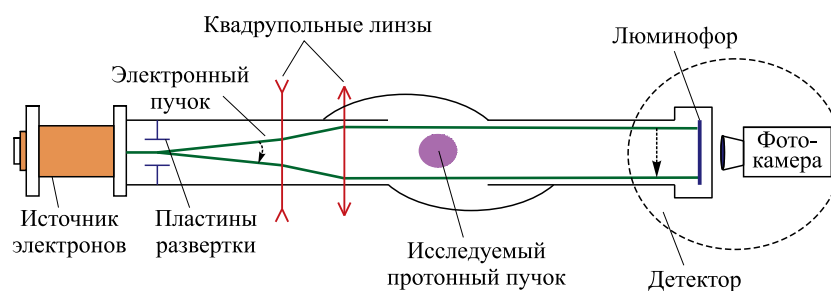


Рис. 30. Схема установки пучкового датчика для SNS

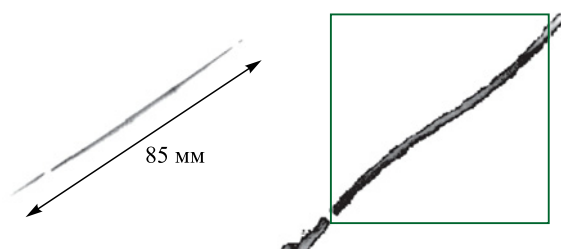


Рис. 31. Слева: инвертированное изображение тестирующего пучка с работающего пучкового датчика. Длина изображения развертки пучка около 85 мм. В данном случае ось y направлена вдоль развертки пучка, ось x — перпендикулярно развертке пучка. Справа: траектория тестирующего пучка при взаимодействии с протонным пучком. Квадратом выделена область для восстановления профиля. Ток протонного пучка 6,5 А, количество частиц $2 \cdot 10^{13}$, длительность 500 нс

При взаимодействии с исследуемым протонным пучком линия электронного пучка на детектирующем экране деформируется (см. рис. 31). Видно, что отклонения электронного пучка хорошо визуализируются. Конечный этап восстановления профиля заключается в обработке полученного изображения. Методика обработки изображения, а также восстановления поперечного профиля подробно описана в [30].

На рис. 32 представлен восстановленный из рис. 31 поперечный профиль протонного пучка. При этом величина поперечного профиля распределения заряда составила примерно 2 см.

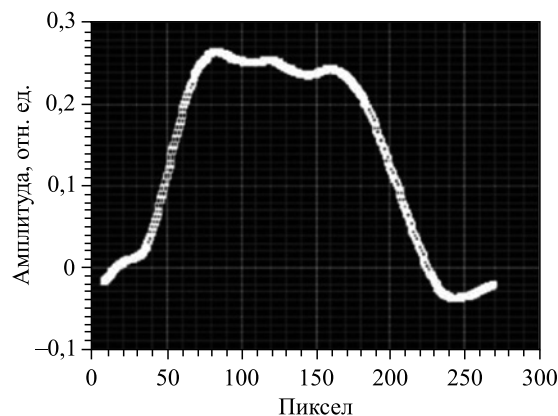


Рис. 32. Профиль протонного сгустка, восстановленный по траектории тестирующего пучка на экране детектора пучкового датчика (см. рис. 31)

2.6. Измерение продольного профиля ультракоротких электронных пучков. Электромагнитное поле ультрарелятивистского электронного пучка может быть использовано для измерения его продольного профиля с субпикосекундным временным разрешением. Мы рассмотрим метод, основанный на использовании вспомогательного лазерного импульса (рис. 33). Метод осно-

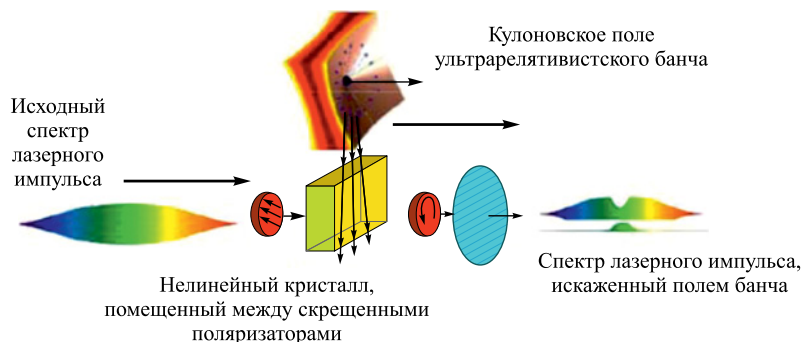


Рис. 33. Электронно-оптический метод измерения продольного профиля субпикосекундных электронных пучков

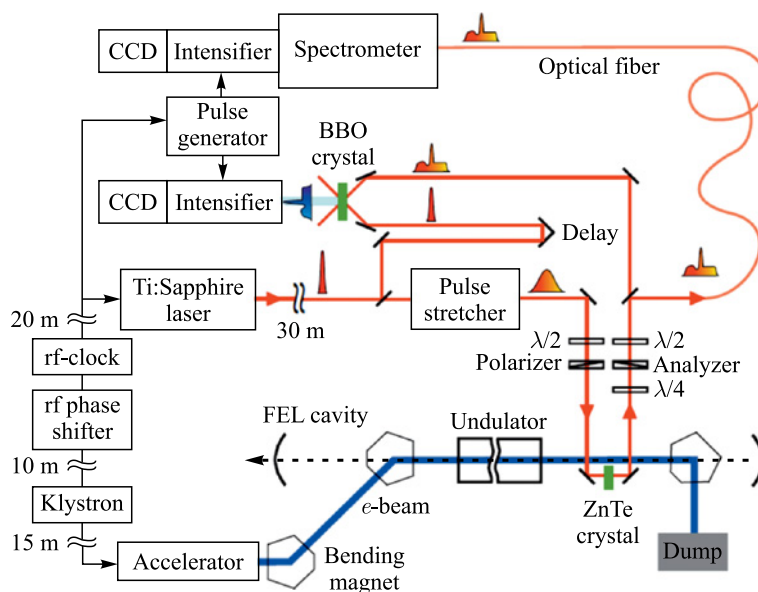


Рис. 34. Схема измерений продольного профиля электронного пучка на установке FELIX. Электрическое поле пучка вызывает модуляцию растянутого оптического импульса благодаря электрооптическому эффекту. Продольный профиль пучка восстанавливается двумя способами: а) при помощи спектрального декодирования; б) с помощью кросс-корреляции с ультракоротким оптическим импульсом

ван на изменении поляризации лазерного импульса при прохождении через нелинейный кристалл, поляризованность которого, в свою очередь, меняется под воздействием электрического поля электронного пучка [35–38].

Для восстановления продольного профиля электронного пучка из структуры лазерного импульса доступны несколько способов. Возможна как спектральная [37], так и временная [39] и пространственная [40] декодировка. Во всех случаях зондирующий фемтосекундный (30–100 фс) импульс титан-сапфирового лазера с помощью техники chirpирования растягивается до нескольких пикосекунд и пропускается через нелинейный кристалл, на который воздействует кулоновское поле электронного банча. На рис. 34 показана схема измерений с помощью этого метода продольной структуры банча на установке FELIX [41].

Профили электронного пучка, восстановленные двумя способами, представлены на рис. 35.

В этом методе считается достигнутым временное разрешение на уровне 100 фс. Важно подчеркнуть, что диагностика позволяет измерять продольный профиль одиночных банчей без использования накопления сигнала. Недостатком метода является относительная сложность экспериментальной реализации.

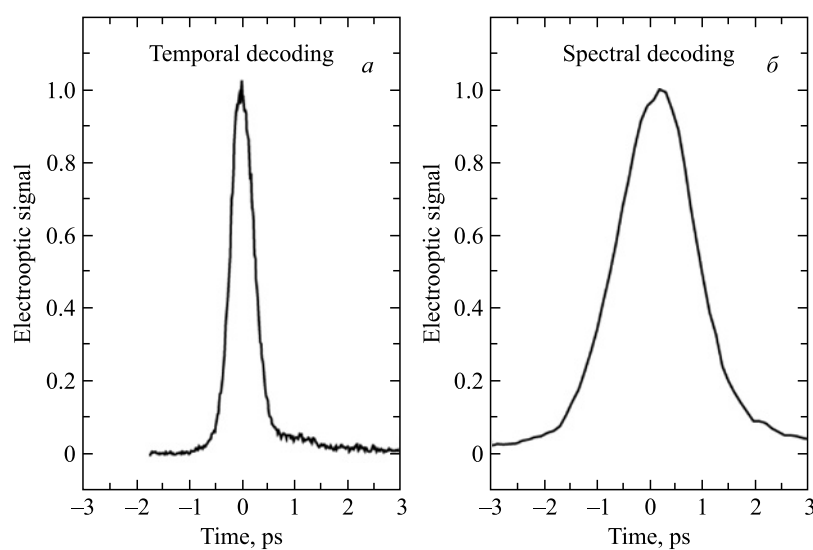


Рис. 35. Электрооптические измерения продольного профиля одиночного электронного пучка с использованием техники пространственной (а) и спектральной (б) декодировки

3. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

3.1. Метод обратного комптоновского рассеяния. Метод был впервые применен на источнике синхротронного излучения BESSY-I (Берлин) [42]. На ВЭПП-4М метод был реализован в 2005 г., впервые для установок на встречных пучках, и с тех пор является рутинным инструментом для мониторинга энергии пучка [43, 44].

Метод основан на том, что максимальная энергия рассеянного фотона однозначно связана с энергиями электрона и фотона до рассеяния:

$$\omega = \omega_0 \frac{1 - \beta \cos \alpha}{1 - \beta \cos \theta + \frac{\omega_0}{E} (1 - \cos \Theta)},$$

где ω , ω_0 — энергии фотона до и после рассеяния соответственно; E и $\beta = v_e/c$ — энергия и Лоренц-фактор электрона до рассеяния; α — угол между фотоном и электроном до рассеяния; θ — угол между импульсами начального электрона и рассеянного фотона; Θ — угол между импульсами начального и рассеянного фотонов (рис. 36).

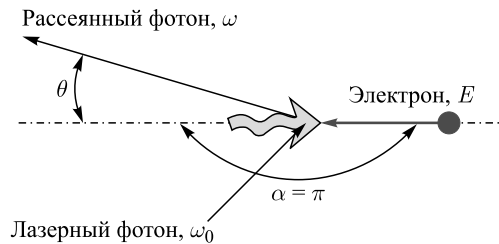


Рис. 36. Кинематика комптоновского рассеяния

Максимальная энергия рассеянного фотона ω_{\max} соответствует направлению начального импульса электрона ($\theta = 0$, $\Theta = \alpha$):

$$\omega_{\max} = \omega_0 \frac{1 - \beta \cos \alpha}{1 - \beta + \frac{\omega_0}{E} (1 - \cos \alpha)}.$$

В случае $\alpha = \pi$ (лобовое столкновение) энергия рассеянного фотона ω_{\max} достигает максимально возможного значения:

$$\omega_{\max} = \frac{E^2}{E + \frac{m^2}{4\omega_0}}.$$

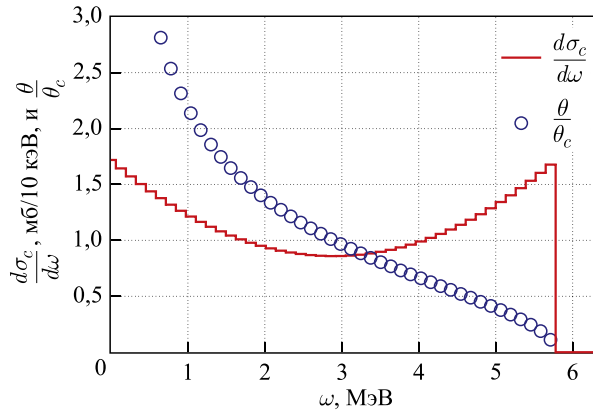


Рис. 37. Энергетический спектр рассеянных фотонов (линия) и зависимость угла рассеяния от энергии фотона (кружки)

Энергетический спектр рассеянных фотонов представлен на рис. 37. Сплошной линией показана зависимость сечения рассеяния от энергии фотона, кружками — зависимость угла рассеяния фотона θ в единицах θ_c ($\theta_c \sim 1/\gamma \equiv m/\varepsilon$) от энергии фотона. Для обоих графиков энергия начального фотона $\omega_0 = 0,12$ эВ, энергия электрона $E = 1777$ МэВ, угол взаимодействия $\alpha = \pi$.

Из рис. 37 видно, что фотоны с максимальной энергией ω_{\max} рассеиваются вдоль импульса начального электрона и образуют резкий край в энергетическом спектре: измеряя спектр, можно определить ω_{\max} . Очевидно, что для этого энергия начальных фотонов ω_0 должна быть постоянной и хорошо известной. Источником таких фотонов может быть лазер с достаточно узким спектром излучения. На практике имеет смысл рассматривать взаимодействие лазерного пучка с электронным пучком, подразумевая, что величины E и ω_0 описывают средние значения энергий взаимодействующих электронов и фотонов. Таким образом, измеряя среднее значение ω_{\max} , можно определить среднюю энергию электрона в пучке:

$$E = \frac{\omega_{\max}}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{m^2}{\omega_0 \omega_{\max}}} \right) \cong \frac{m}{2} \sqrt{\frac{\omega_{\max}}{\omega_0}}.$$

В качестве источника монохроматических фотонов на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М используется CO₂-лазер COHERENT GEM Select 50. Генерация излучения происходит на переходе 10P20 с энергией фотонов $\omega_0 = 0,117065223$ эВ ($\lambda = 10,591$ мкм). Такая длина волны была выбрана, чтобы максимум энергии комптоновских γ -квантов находился

в области 4–7 МэВ, что соответствует диапазону измеряемой энергии пучка 0,5–2 ГэВ. Ширина спектра лазерного излучения не превышает $\sigma_{\omega_0}/\omega_0 \leq 3,5 \cdot 10^{-6}$, среднюю энергию фотонов лазерного пучка можно считать постоянной с точностью $\Delta\omega_0/\omega_0 \leq 10^{-8}$. Мощность непрерывного излучения лазера составляет около 50 Вт (ТЕМ₀₀). Излучение лазера с помощью системы линз и зеркал фокусируется и вводится через окно (ZnSe) в вакуумную камеру накопителя, где взаимодействует с электронным пучком под нулевым углом.

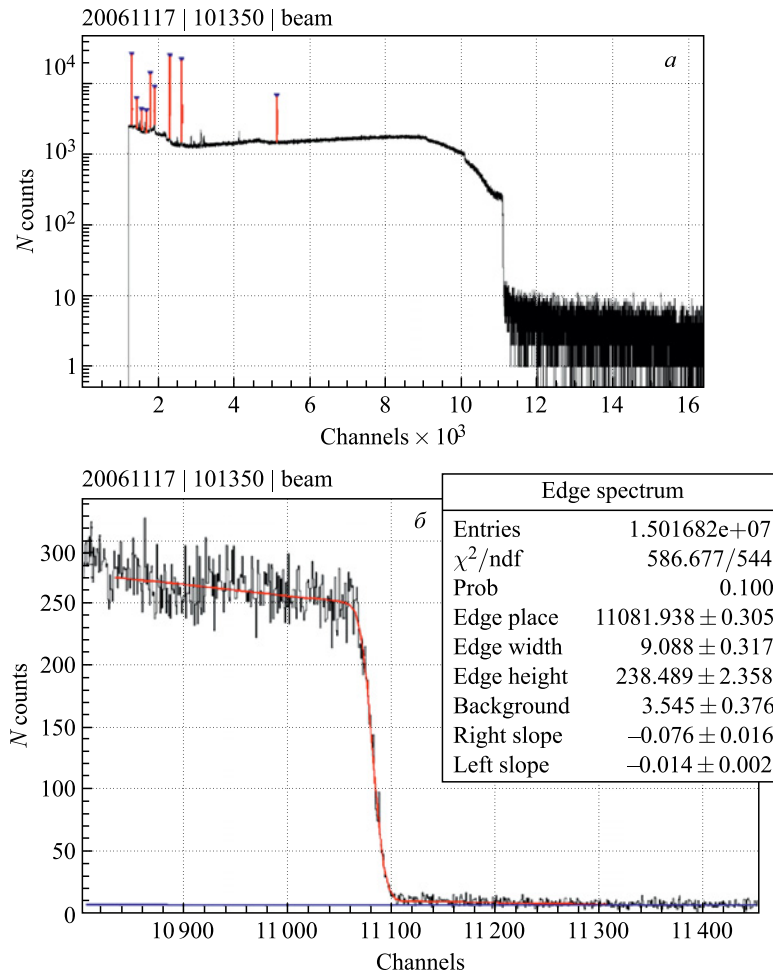
Для измерения спектра комптоновских γ -квантов используется детектор из особо чистого германия (HPGe). По сути HPGe-детектор является большим германиевым диодом *p-n*- или *p-i-n*-типа, работающим в режиме с обратным смещением. При рабочей температуре (около 90 К) проводимость особо чистого германия достаточно мала, что позволяет использовать детектор при больших запирающих напряжениях (1,5–3,5 кВ) и обеспечить высокую эффективность сбора заряда, освобожденного ионизирующим излучением в объеме детектора. Средняя энергия, необходимая для создания одной электрон-дырочной пары в германии равна 2,95 эВ (при $T = 90$ К), что определяет его превосходные спектрометрические качества. На ВЭПП-4М используется HPGe-детектор коаксиального типа с активным объемом около 120 см³ и эффективностью полного поглощения около 5% для фотонов с энергиями 5–6 МэВ.

Для калибровки энергетической шкалы детектора используются гамма-активные радионуклиды, параметры некоторых приведены в таблице.

Средняя скорость счета γ -квантов, излучаемых калибровочными изотопами, около 1 кГц. Скорость счета комптоновских γ -квантов зависит от условий набора и в среднем составляет 10 кГц. Для измерения энергии пучка с требуемой точностью необходима регистрация около 5 млн событий, на это требуется от 5 до 30 мин в зависимости от интенсивности потока γ -квантов. На рис. 38 показан энергетический спектр комптоновских γ -квантов, измеренный на коллайдере ВЭПП-4М.

Изотопы для калибровки шкалы HPGe-детектора

Источник	Время полураспада	E_γ , кэВ	$\pm \Delta E_\gamma$, эВ
²⁴ Na	14,96 ч	1368,625 2754,008	5 11
⁶⁰ Co	5,2714 лет	1173,228 1332,492	3 4
¹³⁷ Cs	30,07 лет	661,657	3
²²⁸ Th (продукты распада)	1,9131 год	583,187 2614,511	2 10

Рис. 38. Спектр комптоновских γ -квантов (*a*) и его край в увеличенном масштабе (*b*)

Край комптоновского спектра аппроксимируется функцией с шестью параметрами:

$$g(x, p_0, \dots, p_5) = \frac{1}{2} [p_4(x - p_0) + p_2] \operatorname{erfc} \left(\frac{x - p_0}{\sqrt{2}p_1} \right) - \frac{p_1 p_4}{\sqrt{2}\pi} \exp \left[-\frac{(x - p_0)^2}{2p_1^2} \right] + p_5(x - p_0) + p_3.$$

Видимая ширина края спектра (рис. 38, *b*) обусловливается наличием энергетического разброса в электронном пучке и энергетическим разрешением

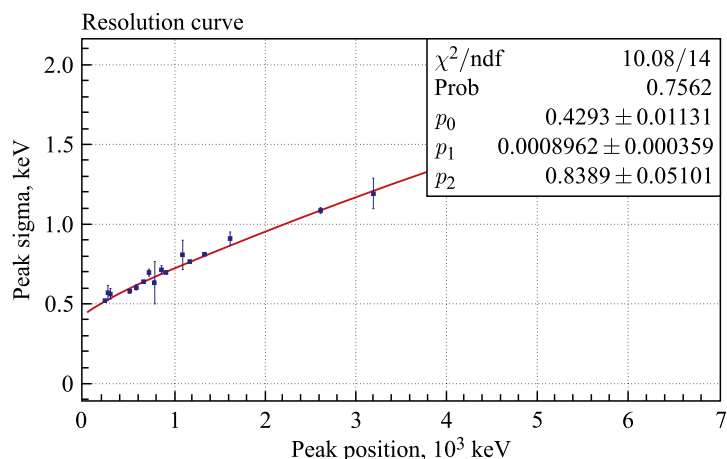


Рис. 39. Зависимость энергетического разрешения HPGe-детектора от энергии γ -квантов (точки) и фитирующая функция $R(x, p_0, \dots, 2) = p_0 + p_1 x^{p_2}$ (линия)

HPGe-детектора. Вклад последнего измеряется по калибровочной кривой, представленной на рис. 39. Таким образом, одновременно со средней энергией электронов в пучке измеряется и энергетический разброс частиц. При обработке спектра монохроматические линии калибровочных источников γ -квантов используются для абсолютной калибровки шкалы и определения энергетического разрешения HPGe-детектора.

На ВЭПП-4М основными источниками систематических ошибок данного метода измерения энергии пучка являются следующие эффекты:

- необходимость экстраполяции энергетической шкалы от калибровочной линии с максимальной энергией (2,6–2,7 МэВ) до энергии комптоновского края (5–6 МэВ);
- искажение формы линии полного поглощения HPGe-детектора при больших интенсивностях пучка;
- большая горизонтальная дисперсионная функция ($\psi_x = 89$ см) в области взаимодействия электронного пучка с лазерным излучением может смещать измеряемую энергию от средней энергии пучка.

Во время набора статистики на пороге рождения τ -лептона в 2005–2007 гг. ($E = (1777 \pm 5)$ МэВ) было сделано 153 одновременных калибровки энергии пучка методами резонансной деполяризации (РД, см. ниже) и ОКР. Измерения согласуются между собой с точностью около 50 кэВ или $\Delta E/E \sim 3 \cdot 10^{-5}$.

На рис. 40 приведен пример совместного измерения энергии пучка ВЭПП-4М в течение суток методами ОКР и резонансной деполяризации.

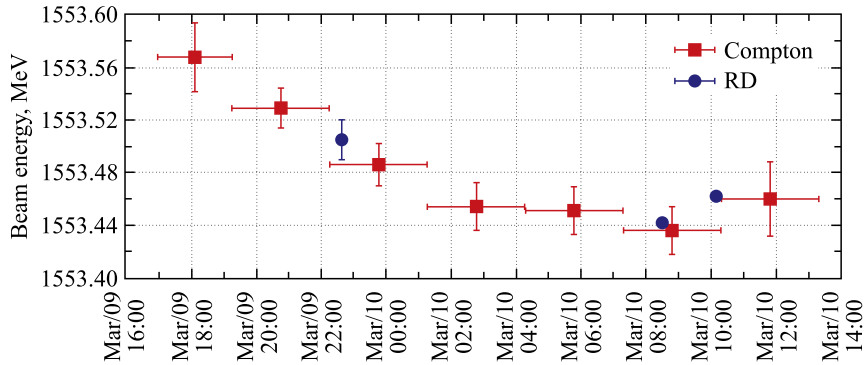


Рис. 40. Измерение и интерполяция энергии пучка ВЭПП-4М

В 2010 г. экспериментально изучена применимость метода обратного комптоновского рассеяния для калибровки энергии пучка выше 2 ГэВ. На энергии пучка 3 ГэВ точность метода (500 кэВ) достаточна для эксперимента по измерению R , сечения реакции $e^+e^- \rightarrow$ адроны в этой области энергий.

3.2. Метод резонансной деполяризации. Метод резонансной деполяризации для измерения энергии пучка был впервые предложен и реализован в ИЯФ СО РАН [11]. Впоследствии этот метод, являющийся наиболее точным методом абсолютной калибровки энергии в электрон-позитронном накопителе, широко использовался в ИЯФ и в других лабораториях мира. В его основе лежит прецизионное измерение частоты прецессии спина Ω . В накопителе с плоской орбитой (когда на равновесной орбите отсутствуют радиальные и продольные магнитные поля, а электрическое поле представлено исключительно продольным полем в ускоряющих резонаторах) средняя частота прецессии спина вокруг направления ведущего магнитного поля дается выражением

$$\Omega = \omega_0 \left(1 + \gamma \frac{q'}{q_0} \right),$$

где θ — азимут вдоль замкнутой орбиты; ω_0 — угловая частота обращения; q'/q_0 — отношение аномальной части гиромагнитного отношения электрона к нормальной; γ — релятивистский фактор.

Деполяризация происходит при введении внешнего электромагнитного поля с частотой Ω_d , удовлетворяющей условию внешнего спинового резонанса

$$\Omega \pm \Omega_d = n\omega_0$$

при любом целом n . Факт деполяризации регистрируется любым способом с использованием процессов, чувствительных к поляризации. Вводя нормализованную спиновую частоту

$$v = \frac{\Omega}{\omega_0} - 1 = \gamma \frac{q'}{q_0}$$

(томасовская «поправка» или относительная частота прецессии спина в координатном базисе, связанном с направлением скорости), получаем простое выражение для энергии пучка E :

$$E = v \frac{mc^2}{q'/q_0} = 440,64843(3) [\text{МэВ}]v.$$

Входящие в это выражение константы известны с высокой точностью: $q'/q_0 = 1,1596521859 \cdot 10^{-8} \pm 3,8 \cdot 10^{-12}$ и $mc^2 = (0,51099892 \pm 4 \cdot 10^{-8}) \text{ МэВ}$, что дает принципиальную возможность найти энергию частицы по измеренной частоте спиновой прецессии с предельной относительной точностью $7,8 \cdot 10^{-8}$. Важно отметить: требуется точно измерять не абсолютное значение частоты прецессии, а только ее отношение к частоте обращения.

Поляризованные электрон-позитронные пучки на комплексе ВЭПП-4 получают благодаря известному действию магнитодипольного излучения. При движении частицы ее магнитный момент прецессирует вокруг направления вектора магнитного поля и составляющая магнитного момента, ортогональная полю, уменьшается за счет магнитодипольного излучения. В результате за характерное время излучения спин ориентируется вдоль магнитного поля (эффект Соколова–Тернова) [45]. Характерное время радиационной поляризации $\tau_{\text{пол}}$ в произвольном накопителе находится из уравнения

$$\frac{1}{\tau_{\text{пол}}} = \frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{r_0 \Lambda_c c \gamma^5}{R^3} \langle |K|^3 \rangle,$$

$\Lambda_c = 3,86 \cdot 10^{-11} \text{ см}$ — комптоновская длина волны; $r_0 = 2,82 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ — классический радиус электрона; c — скорость света; γ — релятивистский фактор; K — кривизна орбиты в единицах обратного среднего радиуса R^{-1} ; $\langle \dots \rangle$ — усреднение по азимуту. Удобно пользоваться формулами для $\tau_{\text{пол}}$ применительно к комплексу ВЭПП-4:

$$\begin{aligned} \text{ВЭППЗ} : \tau_{\text{пол}}[\text{ч}] &= \frac{12}{(E[\text{ГэВ}])^5} \approx 33 \text{ мин}, \quad E = 1,85 \text{ ГэВ}, \\ \text{ВЭПП-4М} : [\text{ч}] &= \frac{1540}{(E[\text{ГэВ}])^5} \approx 70 \text{ ч}, \quad E = 1,85 \text{ ГэВ}. \end{aligned}$$

В кольце коллайдера ВЭПП-4М на энергии 1,8 ГэВ время поляризации неприемлемо велико. Однако наличие бустерного накопителя ВЭПП-3 с существенно меньшим средним радиусом орбиты и временем поляризации порядка 1 ч позволяет получать поляризованные пучки, перепускаемые и используемые затем в ВЭПП-4М. На ВЭПП-4М в области энергий до 2 ГэВ для регистрации факта деполяризации пучка используется эффект внутрисгусткового рассеяния частиц (эффект Тушека) (обзор различных методов

наблюдения поляризации в накопителях ИЯФ приведен в [46]. Скорость счета рассеянных частиц, зависящая от спина, измеряется тремя парами сцинтилляционных счетчиков, вместе образующих распределенную систему регистрации [47]. Две пары установлены по краям экспериментального промежутка, а одна — в техническом промежутке. Счетчики каждой пары вводятся внутрь апертуры в горизонтальной плоскости с обеих сторон и регистрируют тушек-электроны, рассеянные по периметру кольца. В акте рассеяния два электрона получают одинаковые по величине, но разные по знаку приращения импульса, и в результате начинают двигаться по траекториям, симметрично отклоненным в медианной плоскости от замкнутой орбиты. Это, в принципе, позволяет подавлять некоррелированный фон, применяя схему совпадений регистрируемых событий в счетчиках пары. Выражение для скорости счета рассеянных частиц приближенно можно записать в виде [48]

$$W = \frac{\sqrt{\pi} r_0^2 c N^2}{\gamma^5 V_b (c\sigma_{p\perp}/E)^3} (a + b \cdot \zeta^2),$$

где N — число частиц в сгустке; V_b — объем сгустка; $c\sigma_{p\perp}/E$ — относительный разброс радиального импульса в сгустке; ζ — степень поляризации; $a, b = a, b(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$; $\varepsilon_{1,2} = |\Delta p_{1,2}/(\gamma\sigma_{p\perp})|^2$; $\Delta p_1 = \Delta p_1(A)$ и $\Delta p_2 = \Delta p_2(A_r)$ — соответственно нижний и верхний пределы на возмущение полного импульса регистрируемых частиц; A — расстояние от счетчика до орбиты; A_r — геометрическая апертура накопителя по радиусу. В рассматриваемых условиях внутрисгустковое рассеяние доминирует над процессами рассеяния на остаточном газе в вакуумной камере ВЭПП-4М. Загрузка счетчиков более чем на 60% состоит из тушек-частиц. Поэтому, во-первых, нет особой необходимости подавлять некоррелированный фон, и, во-вторых, для уменьшения статистической ошибки используется суммарная загрузка счетчиков, которая может достигать 2–3 МГц при токе пучка 2 мА. В оптимизированном варианте применяются две пары счетчиков в экспериментальном промежутке с искусственным ограничением скорости счета на уровне 500–700 кГц (150–180 кГц на счетчик) для повышения ее стабильности. При калибровках энергии в экспериментах по измерению масс, как правило, используется одна из этих пар.

В поляризованном сгустке электрическое отталкивание электронов при рассеянии ослабляется их магнитным взаимодействием, что уменьшает интенсивность тушек-частиц в фиксированном интервале конечных импульсов. Поэтому в результате резонансной деполяризации происходит относительное увеличение скорости счета рассеянных электронов на величину $|b \cdot \zeta^2/a|$ — деполяризационный скачок. Поляризационный вклад в скорость счета пропорционален квадрату степени поляризации. Он падает с ростом энергии пучка, а также при относительном увеличении его вертикального

размера [49]. На ВЭПП-4М изменение скорости счета составляет в различных случаях 1–3%. Для уменьшения влияния нестабильностей положения пучка, его размеров и времени жизни измеряется отношение скоростей счета рассеянных электронов от поляризованного (W_1) и неполяризованного (W_2) сгустков, разделенных во времени на полпериода обращения: $1 - W_2/W_1$.

Деполяризация пучка осуществляется с помощью кикера, представляющего собой пару согласованных полосковых линий (проводящих пластин), разнесенных по вертикали внутри вакуумной камеры. В линии создается бегущая ТЕМ-волна, распространяющаяся навстречу одному из пучков (электронному либо позитронному), на который оказывает деполяризующее действие. Частота волны линейно перестраивается в диапазоне, включающем ожидаемое значение частоты внешнего спинового резонанса. В другом варианте подключения пластин к ВЧ-генератору деполяризатор действует одновременно на электроны и позитроны переменным поперечным магнитным полем, создаваемым протекающим по пластинам током (рис. 41). Кикер-деполяризатор имеется в трех вариантах, различающихся по месту расположения пластин на

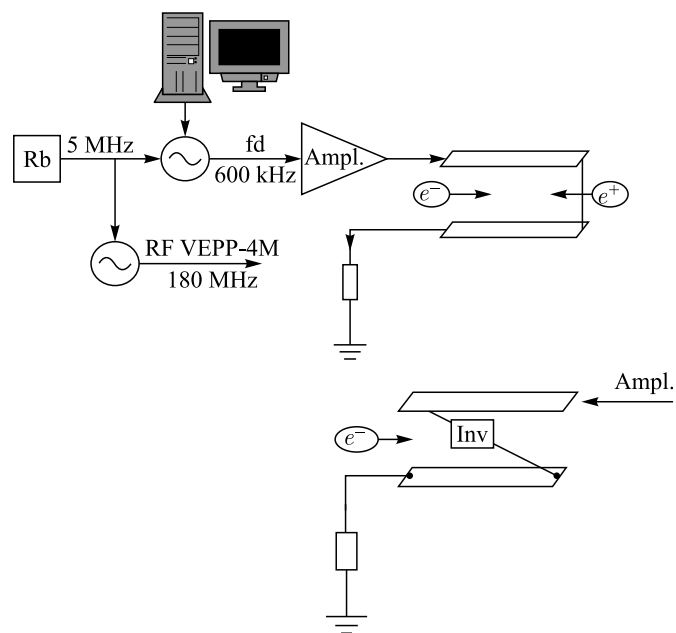


Рис. 41. Схема управления деполяризатором. На верхнем рисунке показан вариант подключения полосковых линий, обеспечивающий действие деполяризатора и на электроны, и на позитроны. На нижнем — встречная ТЕМ-волна действует только на один из пучков (электроны)

коллайдере (в техническом и экспериментальном промежутках), а также по длине и зазору между ними.

Синусоидальный сигнал деполяризатора генерируется разработанным в ИЯФ прецизионным синтезатором [50], с которым достигнуто разрешение по шагу перестройки частоты 10^{-4} Гц. Опорным генератором для синтезатора и одновременно для ВЧ-системы ВЭПП-4М служит Rb-стандарт частоты Ч1-69, имеющий точность 10^{-10} . Это, во-первых, обеспечивает стабильность частоты обращения $\Delta\omega_0/\omega_0 \sim 10^{-10}$ и связанную с ней стабильность энергии пучка в периоды между РД-калибровками

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{\alpha} \frac{\Delta\omega_0}{\omega_0} \sim 6 \cdot 10^{-9},$$

где $\alpha = 0,017$ — коэффициент уплотнения орбит. Во-вторых, в процессе калибровки привязка частот деполяризатора и частоты обращения к единому стандарту исключает разнонаправленный дрейф этих частот и появление соответствующей ошибки в определении энергии.

Эффективность ($1/\tau_{\text{деп}}$ — обратное время деполяризации на внешнем спиновом резонансе) деполяризатора зависит от спектральной плотности мощности сигнала, подаваемого на пластины, условий пересечения резонанса и от вида его поля (электрическое/магнитное поперечное или продольное магнитное). В реализуемых на ВЭПП-4М условиях

$$\frac{1}{\tau_{\text{деп}}} \propto \left(\frac{U_d \cdot l_d}{h_d} \right)^2 \frac{|F^\nu(\theta_d)|^2}{\Delta f_d},$$

U — амплитуда напряжения на пластинах; l_d и h_d — длина пластин и зазор между ними; Δf_d — спектральная ширина сигнала. Фактор $|F^\nu|^2$ — квадрат модуля периодической по азимуту θ функции спинового отклика, вычисленной на азимуте расположения пластин [51]. Эта функция учитывает интегральный деполярирующий эффект вертикальных колебаний частицы в кольце накопителя, возбуждаемых полем ТЕМ-волны:

$$\begin{aligned} F^\nu(\theta) &= F^\nu \left(\theta + \frac{2\pi}{m} \right) = \\ &= \frac{1}{2} \nu e^{i\nu\theta} \left\{ \left[1 - \exp \left[\frac{2i\pi(\nu + \nu_y)}{m} \right] \right]^{-1} f_y \int_{\theta-2\pi/m}^{\theta} \frac{df_y^*}{d\theta} \mathcal{K} e^{-i\nu\Phi} d\theta' - \right. \\ &\quad \left. - \left[1 - \exp \left[\frac{2i\pi(\nu + \nu_y)}{m} \right] \right]^{-1} f_y^* \int_{\theta-2\pi/m}^{\theta} \frac{df_y}{d\theta} \mathcal{K} e^{-i\nu\Phi} d\theta' \right\}. \end{aligned}$$

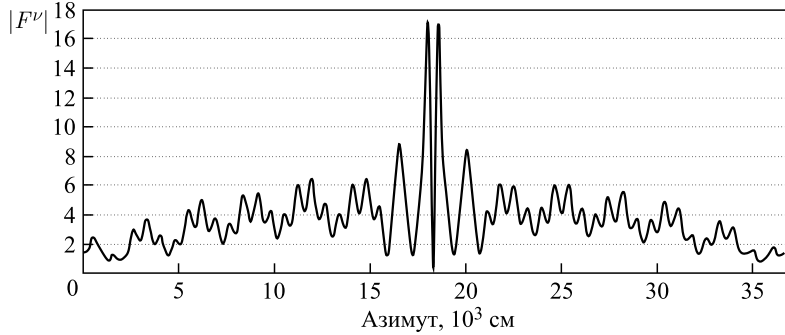


Рис. 42. Вид функции спинового отклика по кольцу ВЭПП-4М ($m = 1$) на энергии 1843 МэВ. Зависимость симметрична относительно места встречи

Здесь $f_y e^{-i\nu_y \theta}$ — функция Флоке вертикальных бетатронных колебаний с частотой ν_y ; $\Phi = \int \mathcal{K} d\theta$ — угол поворота равновесной частицы в ведущем поле; m — число магнитных суперпериодов. Функция F^ν зависит от энергии, вида магнитной структуры и меняется с азимутом, имея период, равный суперпериоду ускорителя (рис. 42). В зависимости от азимута расположения деполяризатора спиновый отклик может усиливать ($|F^\nu| > 1$) или, наоборот, ослаблять ($|F^\nu| < 1$) прямое действие его поля на спин. Модуль $|F^\nu|$ неограниченно растет с приближением к «внутренним» спиновым резонансам $\nu \pm \nu_y = mk$, k — целое. Время деполяризации $\tau_{\text{деп}}$ зависит от энергии только через фактор $|F^\nu|^2$, и эта зависимость не носит монотонный характер. Для сравнения эффективность деполяризатора на переменном продольном магнитном поле [52] обратно пропорциональна квадрату энергии. При этом фактор $|F^\nu|^2$ тождественно равен единице. Спиновый отклик рассчитан для: а) выбора варианта пластин с наибольшей эффективностью для данной энергии эксперимента; б) проведения резонансной деполяризации в контролируемых условиях [53].

Вследствие разброса энергии частиц в пучке (σ_γ) возникает так называемый мгновенный разброс спиновых частот (σ_ν) — в относительных единицах $\sigma_\nu/\nu \sim 5 \cdot 10^{-4}$ (около 1 МэВ в единицах энергии): $\sigma_\nu^2 (\delta\nu)^2 = 2\nu^2 \sigma_\gamma^2$, $\sigma_\gamma^2 = (\delta\gamma/\gamma)^2$. Другая характеристика распределения спиновых частот в пучке — собственная ширина спиновой линии (ε_ν) — отвечает усреднению спинового движения по синхротронным и бетатронным колебаниям и может быть заметно отлична от нуля из-за квадратичной нелинейности ведущего поля:

$$\frac{\varepsilon_\nu}{\nu} \approx \sqrt{\left(\frac{\alpha}{2}\sigma_\gamma^2\right)^2 + \langle H''(\sigma_{x\beta}^2 + \sigma_{x\gamma}^2) \rangle^2}.$$

Здесь $H'' = \partial^2 H / \partial x^2$ — квадратичная нелинейность в единицах среднего поля; $\alpha = 0,017$ — коэффициент уплотнения орбит; $\sigma_{x\beta}$, $\sigma_{x\gamma}$ — соответственно бетатронная и синхротронная части радиального размера пучка; угловые скобки означают усреднение по азимуту накопителя. Для ВЭПП-4М вкладом первого слагаемого ($\sim 10^{-9}$) под знаком корня можно пренебречь.

Процесс вынужденной резонансной деполяризации занимает много времени по сравнению с периодами орбитального движения, что позволяет рассматривать спектр спиновых частот как линейчатый. Одновременно это объясняет, почему спиновую частоту можно измерить с ошибкой, много меньшей мгновенного разброса σ_ν . Спектр спиновых частот с учетом модуляции спинового движения орбитальным состоит из основной (ν) и боковых линий, отстоящих от основной на расстояние, кратное частотам синхротронных (ν_γ) и бетатронных колебаний ($\nu_{x,y}$):

$$\nu + k_\gamma \nu_\gamma + k_x \nu_x + k_y \nu_y.$$

Боковой резонанс проявляется тем заметнее, чем выше индекс модуляции (отношение амплитуды к частоте модуляции). Бетатронные частоты (их нецелая часть, если выразить в единицах частоты обращения) более чем на порядок превышают синхротронную частоту, следовательно, индекс бетатронной модуляции и ее влияние намного меньше. Деполяризация на первом боковом спиново-синхротронном резонансе отвечает систематической ошибке определения энергии пучка примерно 4 МэВ. Такие случаи практически исключены, так как по расчету амплитуда поля деполяризатора для этого должна превышать номинальное значение в семь раз [53]. Кроме того, простая проверка зависимости положения найденного резонанса от величины напряжения ВЧ-резонаторов помогает обнаружить ошибку.

Модуляционные резонансы, которые вызваны регулярными низкочастотными пульсациями ведущего поля, более опасны, чем синхротронные, из-за резкого снижения возможности отличить их от основного резонанса. На ВЭПП-4М приняты меры по подавлению низкочастотных пульсаций поля до уровня 1–10 ppm, что дает замедление скорости деполяризации при частоте пульсаций 50 Гц на первом боковом резонансе по сравнению с основным более, чем на порядок [53]. Учет спинового отклика деполяризатора при задании амплитуды поля деполяризатора и правильный выбор скорости сканирования его частоты позволяют полностью исключить возможность деполяризации пучка на паразитном модуляционном резонансе, которая на энергии 1,85 МэВ приводила бы к систематической ошибке $> 2 \cdot 10^{-5}$ (> 40 кэВ).

Предельная точность абсолютной калибровки энергии пучка РД обусловлена шириной спиновой линии, которая с учетом секступольной коррекции ведущего поля на ВЭПП-4М составляет $\varepsilon_\nu / \nu \sim 5 \cdot 10^{-7}$ (около 1 кэВ) [54]. На рис. 43 показана типичная временная диаграмма относительной скорости

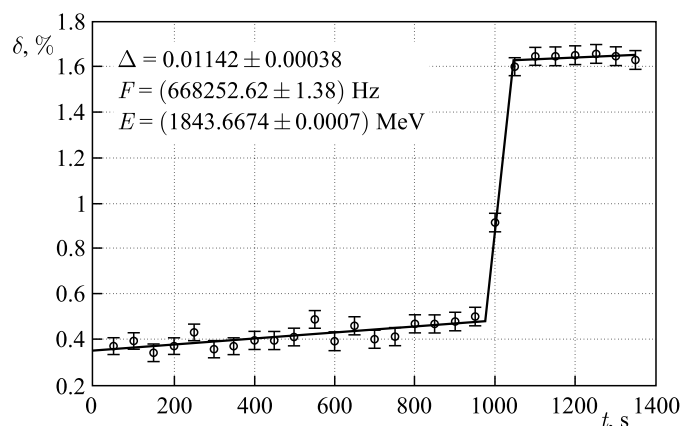


Рис. 43. Деполяризационный скачок в скорости счета тушековских электронов при сканировании частоты деполяризатора. Измеренное значение энергии приведено с указанием ошибки фитирования (0,7 кэВ)

счета тушековских электронов при сканировании частоты деполяризатора. Скорость сканирования в единицах энергии 0,3 кэВ/с. Амплитуда сигнала на пластинах — несколько десятков вольт. Расчетное время деполяризации ~ 1 с. Точность определения энергии из фитирования деполяризационного скачка составляет $\sim 10^{-6}$. Двухзаходное сканирование (вверх и вниз по частоте) на одном и том же поляризованном пучке с частичной деполяризацией в первом заходе позволяет оценить ширину полосы деполяризации по разности найденных спиновых частот (энергий). Эта разность переменна по знаку и величине и связана с временной нестабильностью источника питания основного поля накопителя. Разброс ее значений в проводимых калибровках порядка 10^{-6} , что согласуется с данными «быстрых» измерений поля в калибровочном магните ЯМР магнитометром [55].

На ВЭПП-4М либо уже изучены, либо изучаются и другие источники систематической ошибки при использовании РД калибровок энергии [56]:

- нарушение закона пропорциональности между спиновой частотой и энергией (неплоская или с кручением орбита) [57];
- зависимость средневзвешенной частоты спиновой прецессии в ступке от его тока;
- влияние малых возмущений орбиты (например, при разведении орбит в паразитных местах встречи);
- долговременная стабильность энергии между последовательными калибровками (температурная составляющая, стабильность частоты ВЧ, стабильность магнитных элементов) [58].

Для уточнения ошибки в определении энергии в системе центра масс по данным калибровок энергии только одного из пучков (электронного), которая входит в окончательный результат измерения масс частиц детектором КЕДР, рассмотрено:

— соответствие локальной энергии в месте встречи средней энергии по кольцу, измеряемой РД (асимметрия потерь на излучение, продольное ускорение частиц в поле встречного сгустка);

— соответствие средневзвешенной по светимости энергии встречных пучков, найденной по методу РД (хроматизм бета-функции, влияние разведения в паразитных местах встречи на вертикальную дисперсию в основном месте встречи) [59];

— соответствие энергии рождающихся частиц кинетической энергии, определяемой по частоте прецессии спина (потенциал в пучке) [60].

4. РЕГИСТРАЦИЯ ПОТЕРЬ ПУЧКА В УСКОРИТЕЛЕ

На стадии запуска ускорителя, а также в процессе работы возникают ситуации, при которых происходит осаждение всего пучка или его части на стенку вакуумной камеры. Это вызывает повышение радиационного фона в зале установки, локальный нагрев вакуумной камеры и иные нежелательные последствия. Решить данную проблему позволяет настройка электронной оптики ускорителя. Отправной точкой для настройки оптики является определение места, в котором происходят потери, и измерение интенсивности этих потерь. Существует множество способов обнаружения потерь пучка. Большинство из них представляют собой детекторы вторично излученных частиц, установленных снаружи вакуумной камеры в плоскости движения пучка. Выбирая тип устройства, с помощью которого будет осуществляться детектирование потерь пучка, необходимо предварительно оценить требуемое временное разрешение и интенсивность потерь, а также возможные места осаждения пучка. Современные датчики потерь — это очень чувствительные устройства, которые могут использоваться для точной настройки ускорителя [61].

При столкновении высокоэнергичных частиц с вакуумной камерой ускорителя или другим материалом рождаются вторичные частицы. Данные процессы хорошо изучены и подробно описаны [62–64]. Кратко рассмотрим основные каналы генерации вторичных частиц при взаимодействии с веществом электронов и протонов высоких энергий.

4.1. Взаимодействие электронов с веществом. Замедление в веществе электронов с энергией более 100 МэВ сопровождается испусканием тормозного излучения. Фотоны тормозного излучения с энергией более $2m_e c^2$ рождают электрон-позитронные пары. Если энергия фотонов достаточно высока, то могут рождаться и другие частицы, такие как мюоны, π -мезоны

и т. п. Таким образом, создается электромагнитный ливень. Более того, ядра атомов вещества могут быть возбуждены до так называемого гигантского резонанса. Это коллективное ядерное возбуждение, в котором происходят взаимные колебания центров масс нейтронов и протонов. Дипольная мода этого резонанса имеет порог около 6 МэВ для материалов, обычно используемых в ускорительной технике. Остывание возбужденного ядра происходит с большой вероятностью посредством излучения нейтрона в виде пары (γ, n) . Для энергий выше 6 МэВ доступны каналы (γ, p) и (γ, np) . Когда электроны замедляются до $E \sim 10$ МэВ, при торможении преобладают ионизационные потери, в результате которых возникает мягкое рентгеновское излучение с малой радиационной длиной.

4.2. Взаимодействие протонов с веществом. Введем термин «толстая мишень», соответствующий случаю, когда толщина мишени сравнима с пробегом, определяемым электронным торможением. В таких толстых мишенях вероятность ядерной реакции вырастает почти до 100 % для энергии свыше 1 ГэВ (рис. 44) [64].

Большинство конечных каналов реакции включают эмиссию нейтронов. Например, при остановке протона с энергией 1 ГэВ в стали или меди высво-

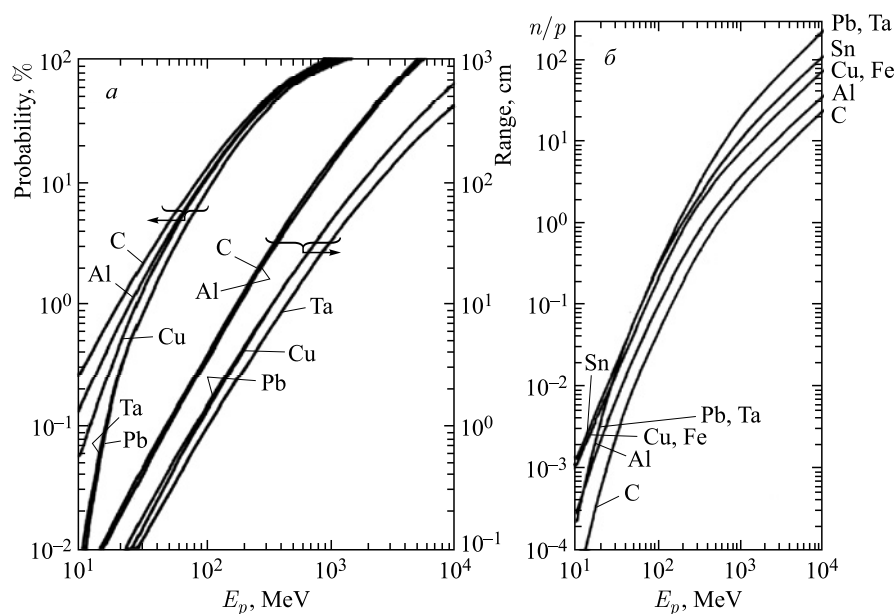


Рис. 44. а) Пробег протонов в различных металлах и вероятность жесткой ядерной реакции в зависимости от энергии протона. б) Полное количество нейтронов на протон, падающий на толстую мишень из различных металлов, в зависимости от энергии протона

бождается около 10 быстрых нейтронов. Вдобавок возможны адронные ливни (происходящие посредством сильного взаимодействия на кварковом уровне), в результате которых рождается множество видов элементарных частиц.

4.3. Взаимодействие ионов с веществом. При взаимодействии с веществом ион может вызывать ядерный распад, что, в свою очередь, может приводить к образованию радиоактивных ядер и эмиссии быстрых нейтронов и протонов [65].

Самая неприятная закономерность, объединяющая потери пучков всех видов частиц взаимодействий, — это образование радиоактивных ядер и связанная с этим активация компонентов ускорителя. Эмитированные заряженные частицы относительно быстро останавливаются окружающими материалами, но нейтроны, которые рождаются в большинстве своем при первичных взаимодействиях, могут преодолевать значительные расстояния в веществе. Именно поэтому некоторые детекторы потерь делают чувствительными к таким нейтронам. За исключением производства радиоактивных ядер все процессы обладают длительностью порядка 10 нс, что сравнимо по времени с длительностью процессов, интересных для ускорительной физики. В этом смысле детектор потерь пучка почти мгновенно реагирует на потерю частицы. Из-за кинематики первичных взаимодействий вторичные частицы имеют более-менее остроугольное распределение. Таким образом, можно говорить о пространственном разрешении при детектировании потерь с использованием расположения детектора относительно вакуумной камеры.

4.4. Типы детекторов потерь. Основной задачей для детектора потерь пучка является определение момента и места потери. Его сигналы должны быть пропорциональны количеству потерь в этом месте. Высокая чувствительность необходима, чтобы измерять малые удельные потери пучка. Большой динамический диапазон необходим, чтобы иметь дело с внезапной потерей значительной части пучка. В зависимости от применения временное разрешение данной диагностики лежит в пределах от 10 нс для измерения пучков, следующих друг за другом, до 100 мс для медленного детектирования. Детекторы потерь всех видов устанавливаются снаружи вакуумной камеры и детектируют в основном вторичные частицы. Это могут быть нейтроны, которые слабо поглощаются окружающими материалами, заряженные частицы, в основном протоны, электроны, позитроны или гамма-излучение. На рис. 45 показаны некоторые часто используемые типы детекторов на синхротроне GSI (Дармштадт, Германия). Обзор различных типов детекторов приведен в статье [65].

4.4.1. Пластиковые сцинтилляторы. Пластиковые сцинтилляторы детектируют как заряженные частицы, так и гамма-кванты. Они чувствительны также к нейтронам из-за упругого рассеяния этих частиц на атомах водорода в полимерах [67]. Частица, проходящая через вещество сцинтиллятора, вызывает вспышку света, регистрируемую ФЭУ, соединенным с пластиком. Сигнал

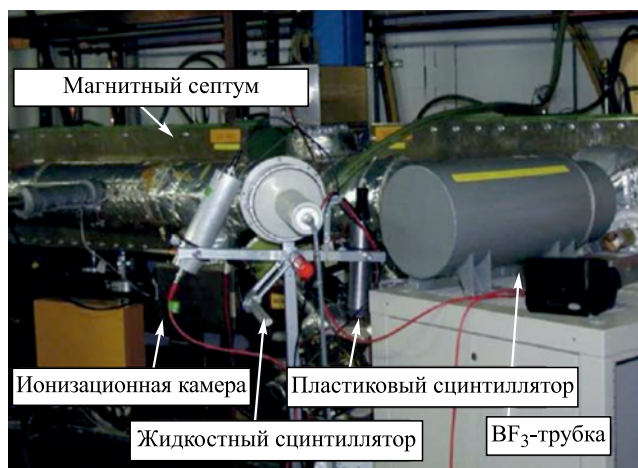


Рис. 45. Тестируемые детекторы потерь пучка, установленные на выпуске из синхротрона для тяжелых ионов GSI [66]

ФЭУ считается электроникой и оцифровывается (рис. 46). ФЭУ может работать как в аналоговом, так и в счетном режиме. Последний имеет большую чувствительность (вплоть до регистрации одиночных частиц) и динамический диапазон около 10^7 . Как правило, сцинтилляционные датчики располагаются в критических областях, таких как места инъекции или выпуска пучков, а также рядом с пробниками пучка. Основной недостаток данных устройств — низкая радиационная прочность пластиковых материалов, связанная со сложным химическим составом полимеров пластиковой матрицы. Грубая оценка максимальной дозы, при которой светоотдача пластика падает в e раз, приблизительно равна 10^4 Гр. Обычно пластиковый сцинтиллятор представляет собой цилиндр с характерными размерами $\varnothing 2 \times 10$ см. Иногда используются длинные пластиковые волокна или неорганические материалы.

4.4.2. Жидкостные сцинтилляторы. В качестве детектирующей среды используются сцинтилляционные материалы с жидким растворителем емкостью около 1 л. Такие устройства чувствительны к электронам, позитронам, гамма-излучению и нейтронам из-за тех же механизмов, что работают в пластиковых сцинтилляторах. Амплитуда импульсов света, вызываемых заряженными частицами, в них примерно такая же, что и у пластиковых сцинтилляторов, однако длительность импульса на порядок больше, что на порядок уменьшает динамический диапазон режима счета. Использование специальной электроники позволяет различать вспышки света, создаваемые нейтронами и гамма-лучами [67]. Жидкостные сцинтилляторы примерно в 10 раз устойчивее к

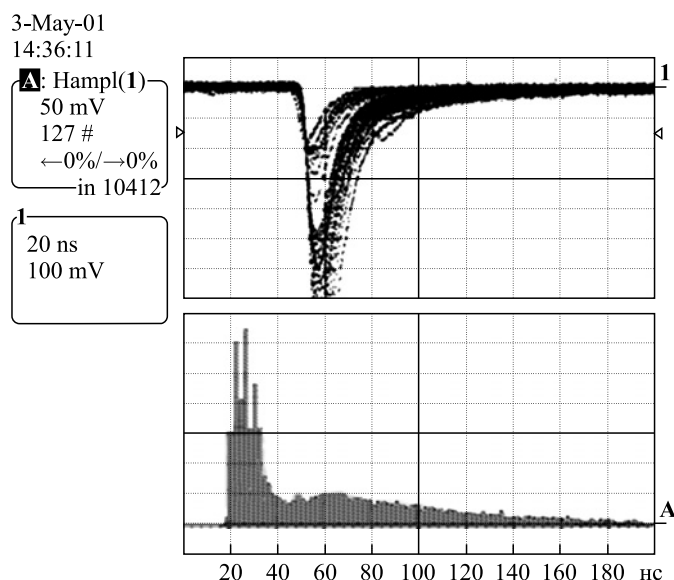


Рис. 46. Типичный импульс, полученный с пластикового сцинтиллятора (верхний рисунок 100 мВ/деление и 20 нс/деление)

радиации, чем пластиковые, из-за более простой химической структуры растворителя.

4.4.3. Электронный умножитель с алюминиевым покрытием. Электронный умножитель с алюминиевым покрытием представляет собой ФЭУ, в котором фотокатод заменен алюминиевой поверхностью. Вторичные электроны эмитируются под действием излучения и усиливаются системой динодов. Такие ФЭУ имеют большой динамический диапазон, однако чувствительность данных приборов существенно ниже, чем у сцинтилляторов.

4.4.4. PIN-диод. Твердотельные детекторы могут быть использованы в качестве счетчиков частиц. В обыкновенном запирающем слое толщиной порядка 100 мкм легированного кремниевого кристалла создаются электрон-дырочные пары. Для частицы с минимальной ионизирующей энергией, например адрона, при минимуме его электронной тормозящей способности рождается около 10^4 электрон-дырочных пар. Сигнал усиливается зарядочувствительным предусилителем и затем может быть подсчитан. Два установленных навстречу PIN-диода используются совместно для счета заряженных частиц и не годятся для низкоэнергетических фотонов, которые, например, составляют синхротронное излучение (рис. 47). Эти фотоны поглощаются в одном PIN-диоде и не достигают второго. Эффективность детектирования такого

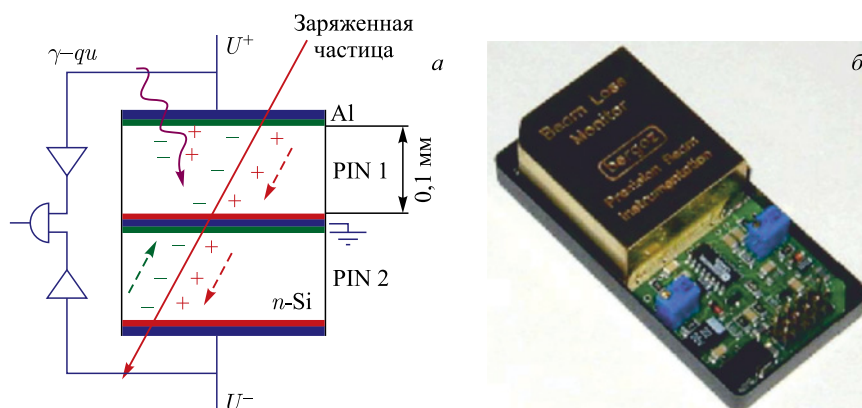


Рис. 47. Схема работы двух PIN-диодов (а) и фотография устройства (б)

устройства относительно низка из-за малой активной области (около 100 мм^2) и малой толщины запирающего слоя [68].

4.4.5. BF_3 -пропорциональная трубка. Прибор представляет собой трубку, окруженную концентрическими слоями полиэтилена с внешним диаметром порядка 20 см (рис. 48). Трубка, наполненная газом BF_3 , используется только для измерения нейтронов [67]. Нейтроны от первичного пучка взаимодействуют с газом и замедляются благодаря упругому рассеянию на ядрах водорода полиэтилена. Как правило, эти детекторы используются на атомных электростанциях для нейтронов с энергией до 10 МэВ. Скорость счета огра-

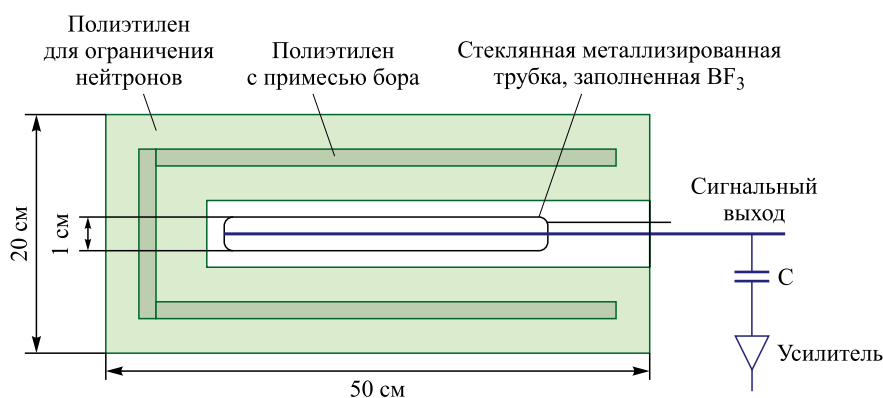


Рис. 48. Схема BF_3 -пропорциональной трубки, используемой для детектирования потерь пучка

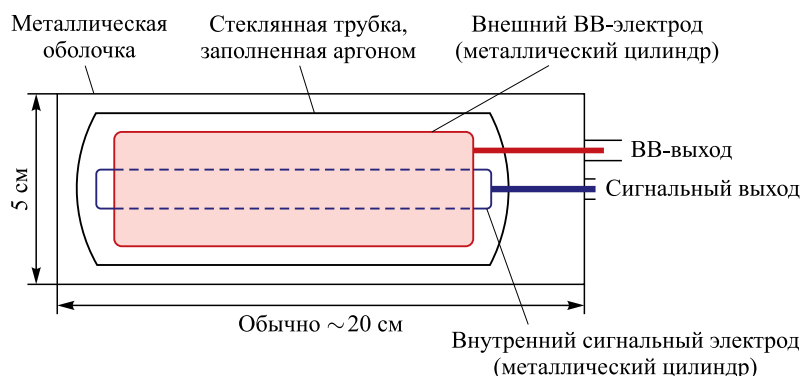


Рис. 49. Устройство ионизационной камеры, используемой для детектирования потерь

ничена до нескольких десятков килогерц из-за времени, необходимого для перезарядки внутреннего электрода трубки.

4.4.6. Ионизационная камера. Ионизационные камеры измеряют количество вторичных зарядов, создаваемых в объеме газа. На рис. 49 изображена круглая ионизационная камера, заполненная аргоном или азотом. Обычно объем камеры содержит около 100 см^3 газа между внешним высоковольтным и внутренним заземленным электродом, с которого ведется считывание [69]. Выходной сигнал с ионизационной камеры интегрируется и оцифровывается [70]. Ионизационная камера не чувствительна к нейтронам и слабо чувствительна к гамма-излучению. В основном данный прибор предназначен для детектирования адронов, электронов и позитронов. При этом мощность сигнала пропорциональна дозе в греях. Благодаря природе газов, используемых в детекторе, устройство получается очень стойким к радиационному воздействию. Однако имеется и недостаток. Отклик ионизационной камеры не такой быстрый, как в сцинтилляторах, поскольку ионам газа, рождающимся под действием излучения, необходимо порядка 100 мкс для того, чтобы достигнуть сигнального электрода. При этом считывающие устройства сигнала с ионизационной камеры для распространенных приложений обычно не быстрее 1 мс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная статья представляет собой неполный обзор возможных способов диагностики и регистрации потерь пучков, однако рассмотрены основные и наиболее актуальные из них. Каждый метод хорошо справляется с конкретной задачей и выбирается исходя из нее. Одновременное использование

нескольких методов диагностики и регистрации потерь дают наиболее полную информацию о пучке, а также месте и времени его потерь. Методы диагностики не взаимозаменяемы и в зависимости от типа дают информацию о положении центра масс, профиле пучка и его временной структуре. Различные способы регистрации потерь позволяют определять либо разовые потери (в частности, место и время), либо набирать статистику о периодических потерях, а также измерять общую радиационную обстановку в зале ускорителя.

Важно отметить, что методы, описанные в статье, используются, использовались или могут быть быстро воссозданы в Институте ядерной физики СО РАН как для собственных нужд, так и в экспортном варианте.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 14-50-00080). Экспериментальные образцы нового варианта диссектора, описанного во введении, изготовлены при поддержке Российского научного фонда (проект № 14-29-00295).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *McGinnis D.P.* The Design of Beam Pickup and Kickers // Beam Instrumentation Workshop-94. Canada, 1994. V. 333. P. 64–77.
2. *Ross M. et al.* Very High Resolution RF Cavity BPM // PAC. 2003. V. 4. P. 2545–2547.
3. *Вячеславов Л. Н. и др.* Методы оптической диагностики электрон-позитронных пучков и взаимодействия плазмы с сильноточным электронным пучком // ЭЧАЯ. 2012. Т. 43, вып. 2. С. 451–499.
4. *Zinin E.I., Meshkov O.I.* Optical Dissector for Longitudinal Beam Profile Measurement // JINST. 2015 (in press).
5. *Garanin S.G. et al.* // Quant. Electron. 2014. V. 44. P. 798.
6. *Puzo P. et al.* Submicronic Beam Size Monitor for the Final Focus Test Beam // Am. Inst. Phys. Conf. Proc. 1997. V. 390. P. 273–280.
7. *Bubley A.V. et al.* Magnesium Jet Profile Monitor // Proc. of HEACC'98, Dubna, Sept. 7–12, 1998.
8. *Shintake T.* Beam Profile Monitors for Very Small Transverse and Longitudinal Dimensions Using Laser Interferometer and Heterodyne Technique // Am. Inst. Phys. 1997. V. 390. P. 130–151.
9. *Roman K. et al.* Beam Diagnostics at the BESSY I Electron Storage Ring with Compton Backscattered Laser Photons: Measurement of the Electron Energy and Related Quantities // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 384. P. 293–298.
10. *Blinov V.E. et al.* Review of Beam Energy Measurements at VEPP-4M Collider KEDR/VEPP-4M // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 598. P. 23.
11. *Букин А. Д. и др.* // Тр. V Междунар. симп. по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варшава, 1975. С. 138–162.
12. *Hofmann A.* Physical Phenomena Used in Beam Observation // 3rd US–CERN School on Particle Accelerators, Isola di Capri, Italy, 1988. V. 34. P. 367–379.

13. *Smith S. R.* Beam Position Monitor Engineering // VII Workshop on Beam Instrumentation. Am. Inst. Phys. 1997. V. 390. P. 50–65.
14. *Kim S. H.* Calculating BPM Coefficients with Green's Reciprocation Theorem // Proc. of PAC-2001. Chicago, USA, 2001.
15. *Viti M.* Resonant Cavities as Beam Position Monitor Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY 15738. Zeuthen, 2009.
16. *Smaluk V.* Particle Beam Diagnostics for Accelerators // Instruments and Methods. Saarbrücken: VDM Publ., 2009.
17. *Durand J., Braun H.* Wall Current Monitors for CTF3. CERN CTF3-Note-014. 2000.
18. *Cameron P. et al.* The RHIC Ionization Beam Profile Monitor // Proc. of the 1999 Part. Accel. Conf., New York, 1999. P. 2114–2116.
19. *Plum M. et al.* Status of the SNS Ring Power Ramp Up // EPAC-2008, Genoa, Italy, June 2008. P. 3560.
20. *Kamerdzhiev V., Dietrich J.* Ionisation Beam Profile Monitor at the Cooler Synchrotron COSY-Jülich // Proc. of DIPAC-2003, Mainz, Germany, PM19.
21. *Giacomini T. et al.* Ionization Profile Monitors — IPM // GSI Proc. of DIPAC-2011, Hamburg, Germany, 2011. TUPD51.
22. *Burtin G. et al.* The Luminescence Profile Monitor of the CERN SPS // Proc. of EPAC-2000, Vienna, 2000. TUOAF103.
23. *Fujisawaa T. et al.* Multi-Pole Magnets to Focus an O₂ Sheet Beam for a Non-Destructive Beam-Profile Monitor // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 506. P. 50–59.
24. *Variola A., Jung R., Ferioli G.* Characterization of a Nondestructive Beam Profile Monitor Using Luminescent Emission // Phys. Rev. Special Topics: Accelerators and Beams. 2007. V. 10. P. 122801.
25. *Becker F. et al.* Beam Induced Fluorescence Monitor & Imaging Spectrography of Different Gases // Proc. of DIPAC-2009, Basel, Switzerland, 2009. TUPB02.
26. *Bergmark T. et al.* Transverse Cooling Time and Cooling Beam Profiles at CELSIUS. TSL-Note 96-24. 1996.
27. *Пархомчук В. В., Скринский А. Н.* Электронное охлаждение — 35 лет развития // УФН. 2000. Т. 170, № 5. С. 473–493.
28. *Prabir K. Roy et al.* Electron-Beam Diagnostic for Space-Charge Measurement of an Ion Beam. Paper LBNL-56392. 2004.
29. *Ramm A. G., Katsevich A. I.* The Radon Transform and Local Tomography. Boca Raton, FL: CRC Press, Inc., 1996.
30. *Наттерер Ф.* Математические аспекты компьютерной томографии. М.: Мир, 1990.
31. *Логачев П. В., Малютин Д. А., Старостенко А. А.* Применение электронного пучка низкой энергии как средства неразрушающей диагностики интенсивных пучков заряженных частиц // ПТЭ. 2008. № 1. С. 5–33.
32. *Logatchov P. V. et al.* Non-Destructive Diagnostic Tool for Monitoring of Longitudinal Charge Distribution in a Single Ultra-Relativistic Electron Bunch // Proc. of PAC-1999, New York, March 29–April 2, 1999.
33. *Aleksandrov A. et al.* Feasibility Study of Using an Electron Beam for Profile Measurements in the SNS Accumulator Ring. USA Spallation Neutron Source, Oak Ridge Nat. Lab., Oak Ridge, TN 37831;

- Logatchov P., Starostenko A.* // Proc. of 2005 Part. Accel. Conf., Knoxville, Tennessee, 2005.
34. *Logachev P. V., Malyutin D. A., Starostenko A. A.* Application of a Low-Energy Electron Beam as a Tool of Nondestructive Diagnostics of Intense Charged-Particle Beams // *Instr. Exp. Techn.* 2008. V. 51, No. 1. P. 9–13.
35. *Yan X. et al.* Sub-Picosecond Electro-Optic Measurement of Relativistic Electron Pulses // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85. P. 3404–3407.
36. *Wilke I. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88. P. 124801.
37. *Steffen B. et al.* Electro-Optic Time Profile Monitors for Femtosecond Electron Bunches at the Soft X-Ray Free-Electron Laser FLASH // *Phys. Rev. Special Topics: Accelerators and Beams.* 2009. V. 12. P. 032802.
38. *Jamison S. P. et al.* Upconversion of a Relativistic Coulomb Field Terahertz Pulse to the Near Infrared // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 96. P. 231114.
39. *Berden G. et al.* Benchmarking of Electro-Optic Monitors for Femtosecond Electron Bunches // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. P. 043901.
40. *Berden G. et al.* Real-Time, Non-Destructive, Single-Shot Electron Bunch-Length Measurements // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. P. 114802.
41. *Berden G. et al.* High Temporal Resolution, Single-Shot Electron Bunch-Length Measurements // Proc. of EPAC-2004, Lucerne, Switzerland, 2004. P. 2700–2702.
42. *Klein R. et al.* Measurement of the BESSY II Electron Beam Energy by Compton-Backscattering of Laser Photons // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2002. V. 486. P. 545.
43. *Blinov V. E. et al.* Beam Energy and Energy Spread Measurement by Compton Backscattering of Laser Radiation at the VEPP-4M Collider // *Beam Dynamics Newslett.* 2009. No. 48. P. 195–207.
44. *Алешиаев А. Н. и др.* Ускорительный комплекс ВЭПП-4М. Препринт ИЯФ 2011-20. Новосибирск, 2011.
45. *Соколов А. А., Тернов И. М.* // Докл. АН СССР. 1963. Т. 153, № 5. С. 1052–1054.
46. *Bondar A. E. et al.* // Proc. of the 12th Intern. Conf. High Energy Accel. 1983. P. 240–243.
47. *Blinov V. E. et al.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2009. V. 598. P. 23–30.
48. *Nikitin S., Nikolaev I.* // Proc. of EPAC-2006, Edinburgh, UK, 2006. P. 1184–1186.
49. *Bayer V. N., Katkov V. M., Strakhovenko V. M.* // Dokl. AN SSSR. 1978. V. 241, No. 4. P. 797;
Никитин С. А., Николаев И. Б. Препринт ИЯФ 2010-42. Новосибирск, 2010;
Nikitin S., Nikolaev I. // Proc. of EPAC-2006, Edinburgh, UK, 2006. P. 1184–1186.
50. *Зиневич Н. И., Шубин Е. И.* Препринт ИЯФ СО АН СССР 84-11. Новосибирск, 1984.
51. *Derbenev Ya. S., Kondratenko A. M., Skrinsky A. N.* // *Part. Accel.* 1979. V. 9, No. 4. P. 247–265.
52. *Сидоров В. А.* Результаты экспериментов на ВЭПП-2М // Тр. XVIII Междунар. конф. по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976. Т. 1. С. В.13;
Скринский А. Н. Радиационная поляризация: получение, управление, применение // Там же. С. В.22.
53. *Никитин С. А.* Препринт ИЯФ 2005-54. Новосибирск, 2005.
54. *Анчугов О. В. и др.* // ПТЭ. 2010. Вып. 1. С. 1–14.

55. *Anchugov O. V. et al.* // J. Exp. Theor. Phys. 2009. V. 109, No. 4. P. 590–601.
56. *Blinov V. E. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 494. P. 75–80;
Blinov V. E. et al. // Ibid. P. 68–74.
57. *Bogomyagkov A., Shamov A., Nikitin S.* // Proc. of RuPAC-2006. Novosibirsk, Sept. 10–14, 2006. P. 153–155;
Nikitin S. // Ibid. P. 150–152.
58. *Bogomyagkov A. et al.* // Proc. of EPAC-2002. Paris, June 3–7, 2002. P. 386–388.
59. *Bogomyagkov A. et al.* // Proc. of the 22nd PAC, Albuquerque, 2007. P. 63.
60. *Bogomyagkov A. et al.* // Proc. of APAC-2004. Gyeongju, Korea, March 22–26, 2004.
61. *Wittenburg K.* // Proc. of Eur. Part. Accel. Conf. EPAC-2002, Paris, 2002. P. 109.
62. *Berkvens P.* JUAS Lecture Notes on Radiation and Safety. 2003.
63. *Sullivan A. H.* A Guide to Radiation and Radioactivity Level Near High Energy. Ashford: Part. Accel., Nucl. Technol. Publ., 1992.
64. *Thomas R. H.* Radiation Effects and Protection / Eds.: A. W. Chao, M. Tigner. Handbook of Acceleration Physics and Engineering. World Sci., 1999.
65. *Shafer Robert E.* A Tutorial on Beam Loss Monitoring // Proc. of a Conf. Upton, New York, May 6–9, 2002.
66. *Forckand P., Hoffmann T.* // Proc. of Diag. Instr. Part. Accel. Conf. DIPAC-2001, Grenoble, 2001. P. 129.
67. *Knoll G. F.* Radiation Detection and Measurement. New York: John Wiley, 1999.
68. Silicon PIN Diode Radiation Detectors Carroll–Ramsey Associates Berkeley, CA Copyright. 1999.
http://www.ssdipower.com/Resources/Documents/%5B300%5DSPD9441_DS.pdf.
69. *Shafer R. E. et al.* // Proc. of Intern. Conf. High Energy Accel., Batavia, 1983. P. 609;
Gassner D. et al. // Beam Instr. Workshop BIW 2000, Cambridge, 2000. P. 392.
70. *Dehning B.* // Proc. of Diag. Instr. Part. Accel. Conf. DIPAC-2005, Lyon, 2005. P. 117.