

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ФИЗИКЕ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ ВЭПП-4М

*O. B. Анчугов, B. E. Блинов, A. B. Богомягков, A. N. Журавлев, C. E. Карнаев,
Г. В. Карпов, B. A. Киселев, Г. Я. Куркин, Е. Б. Левичев, O. И. Мешков,
C. И. Мишинев, H. Ю. Мучной, C. A. Никитин, И. Б. Николаев, B. B. Петров,
П. А. Пиминов, E. A. Симонов, C. B. Синяткин, A. H. Скринский, B. B. Смалюк*,
Ю. А. Тихонов, Г. M. Тумайкин, A. Г. Шамов, Д. Н. Шатилов,
Д. А. Шведов, Е. И. Шубин*

*Институт ядерной физики им. Г. И. Буддера Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 26 мая 2009 г.

Ускорительный комплекс ВЭПП-4 с универсальным детектором КЕДР предназначен для проведения экспериментов со встречными электрон-позитронными пучками. Основные направления работы комплекса — физика высоких энергий, ядерная физика и исследования с использованием синхротронного излучения. Помимо этого на комплексе ВЭПП-4 регулярно проводятся эксперименты по малоизученным вопросам физики пучков в электрон-позитронном накопителе, а также методические исследования по подготовке эксперимента, направленного на проверку следствий из СРТ-теоремы для электрона и позитрона. Описан ряд выполненных в последнее время работ: исследования по повышению точности сравнения частот прецессии спинов электронов и позитронов методом резонансной деполяризации; измерение скорости счета «тушековских» электронов в зависимости от энергии пучка в широком диапазоне; сравнение методов измерения энергетического разброса пучка; изучение динамики электронного пучка при пересечении нелинейного бетатронного резонанса.

PACS: 29.20.-c, 29.27.-a, 29.27.Fh

1. ВВЕДЕНИЕ

Ускорительный комплекс ВЭПП-4 предназначен для проведения экспериментов со встречными электрон-позитронными пучками. Основное направление работы комплекса — эксперименты по физике высоких энергий. Система измерения энергии частиц методом резонансной деполяризации дает возможность измерять массу элементарных частиц с чрезвычайно высокой точностью. В 2008 г. закончен набор статистики в эксперименте по прецизионному измерению массы τ -лептона на пороге его рождения [1]. Этот эксперимент позволит уточнить пределы применимости «стандартной модели» — те-

ории, которая на сегодняшний день наиболее полно описывает фундаментальные свойства материи и элементарных частиц. Массы J/ψ - и $\psi(2s)$ -мезонов, измеренные на комплексе ВЭПП-4 с детектором КЕДР [2], входят сейчас в десятку наиболее точно известных масс элементарных частиц, измеренных за всю историю физики.

Кроме экспериментов в области физики высоких энергий на пучках синхротронного излучения, выведенных из накопителей ВЭПП-3 и ВЭПП-4М, проводятся эксперименты по исследованию свойств материалов,nanoструктур, взрывных процессов, катализических реакций, биологических объектов [3]. Эксперименты по ядерной физике на внутренней газовой мишени, которая представляет собой рекордную по интенсивности струю газа (дейтерия или водорода), вводимую непосредственно в вакуумную каме-

*E-mail: smaluk@inp.nsk.su

ру накопителя ВЭПП-3, дают уникальную информацию о структуре и свойствах протона [4].

На установках комплекса ВЭПП-4 проводятся исследования физики пучков заряженных частиц в накопителе. В следующих разделах описаны наиболее интересные из выполненных в последнее время работ: повышение точности сравнения частот спиновой прецессии электронов и позитронов в накопителе методом резонансной деполяризации; измерение зависимости скорости счета «тушковских» электронов от энергии пучка в диапазоне 1.85–4 ГэВ; сравнение методов измерения энергетического разброса пучка; исследование динамики электронного пучка при пересечении нелинейного бетатронного резонанса.

2. ПРЕЦИЗИОННОЕ СРАВНЕНИЕ ЧАСТОТ СПИНОВОЙ ПРЕЦЕССИИ

Работы по прецизионному измерению частоты прецессии спина ведутся в рамках подготовки эксперимента по проверке СРТ-теоремы на электрон-позитронном накопителе [5]. СРТ-теорема является одним из фундаментальных положений современной физики. Согласно ей физические законы инвариантны относительно СРТ-преобразования, т. е. не меняют своего вида, если одновременно провести три преобразования: зарядовое сопряжение (замена частиц античастицами), пространственную инверсию (зеркальное отражение) и обращение времени. Из СРТ-теоремы следует равенство масс, времен жизни, абсолютных значений зарядов, магнитных моментов и других параметров частицы и античастицы.

На комплексе ВЭПП-4 с 2004 г. проводятся эксперименты по исследованию возможности проверки следствий СРТ-теоремы для электрона и позитрона. Эксперимент заключается в измерении средних частот прецессии спинов электронного и позитронного сгустков, одновременно циркулирующих в накопительном кольце, методом резонансной деполяризации с относительной точностью до 10^{-10} . Частота прецессии спина в накопителе определяется комбинацией аномального магнитного момента, массы и заряда частицы. Поэтому в одном измерении можно провести сравнение комбинации сразу трех фундаментальных параметров электрона и позитрона. Ранее подобный эксперимент был поставлен в ИЯФ на накопителе ВЭПП-2М [6], результаты которого авторы интерпретировали как сравнение аномальных магнитных моментов электрона и позитрона с точ-

ностью 10^{-8} . В настоящее время среднемировая точность сравнения аномальных магнитных моментов, масс и зарядов электрона и позитрона составляет соответственно $3 \cdot 10^{-9}$, $8 \cdot 10^{-9}$ и $4 \cdot 10^{-8}$.

Основной целью описываемых ниже экспериментов является достижение минимальной статистической ошибки и изучение возможных источников систематической ошибки.

Для измерения средней частоты прецессии спина в пучке используется система абсолютной калибровки энергии методом резонансной деполяризации [7]. Необходимая для экспериментов поляризация пучка электронов или позитронов производится в бустерном накопителе ВЭПП-3, после чего поляризованный пучок инжектируется в ВЭПП-4М. Деполяризация пучка, инжектированного в ВЭПП-4М, осуществляется с помощью «кикера», представляющего собой пару согласованных полосковых линий, находящихся внутри вакуумной камеры. В линии создается бегущая ТЕМ-волну, распространяющаяся в направлении движения пучка, частота которой линейно со временем изменяется в диапазоне, включающем ожидаемое значение частоты спинового резонанса. Схема подключения линии реализована таким образом, что формируемая стоячая волна одновременно воздействует на электроны и позитроны с одинаковой интенсивностью. Синусоидальный сигнал раскачки генерируется разработанным в ИЯФ прецизионным синтезатором, позволяющим перестраивать частоту с шагом меньше 10^{-6} Гц. Для регистрации деполяризации пучка используется эффект внутриструевого рассеяния частиц (эффект Тушека). Скорость счета рассеянных частиц, зависящая от степени их поляризации, измеряется парой подвижных сцинтилляционных счетчиков, установленных симметрично с обеих сторон вакуумной камеры в плоскости орбиты. В рабочих условиях счетчики вводятся внутрь динамической апертуры и располагаются на расстоянии около 10 мм от пучка, не влияя существенно на его время жизни. В этих условиях счетчики регистрируют «тушковские» электроны, рассеянные на большей части периметра кольца.

Для достижения предельного разрешения в сравнении частот прецессии применяется схема измерения с двумя электронными сгустками, один из которых поляризован, а другой не поляризован и используется для нормировки скорости счета. Измеряемой величиной является

$$S = 1 - \frac{\dot{N}_2}{\dot{N}_1} \equiv 1 - \frac{dN_2/dt}{dN_1/dt}, \quad (1)$$

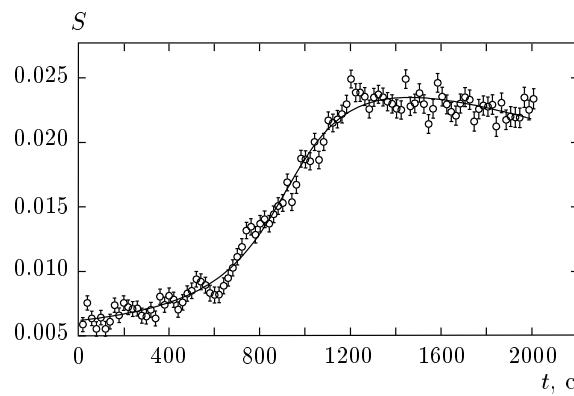


Рис. 1. Сверхтонкое сканирование со скоростью 5 эВ/с. Измеренная частота деполяризации $f_d = 652896.5518 \pm 0.1470$ Гц, энергия пучка $E = 1851.930221 \pm 0.007940$ МэВ

где dN_1/dt и dN_2/dt — скорости счета тушековских электронов, рассеянных соответственно из поляризованного и неполяризованного сгустков. При «сверхтонком сканировании», которое осуществляется со скоростью несколько электронвольт в секунду (из-за пропорциональности спиновой частоты и энергии частиц используются единицы энергетической шкалы), процесс деполяризации имеет вид затянутого скачка, длительность которого зависит от ширины спиновой линии и от относительной скорости дрейфа спиновой частоты, определяемой дрейфом ведущего поля. Кроме того, имеющиеся пульсации поля искажают форму скачка, внося систематическую ошибку и ограничивая точность определения частоты деполяризации. На рис. 1 приведена одна из измеренных в экспериментах 2007 г. кривых деполяризации в режиме сверхтонкого сканирования. В этой серии измерений получена точность привязки к частоте деполяризации от $2.5 \cdot 10^{-9}$ до $4 \cdot 10^{-8}$. Измеренное время деполяризации (длительность скачка) имело большой разброс и лежало в пределах 150–450 с. При достигнутой скорости счета 150 кГц/мА это обстоятельство ограничивало разрешение по частоте деполяризации.

Для объяснения результатов измерений нами теоретически изучен процесс сверхтонкого сканирования, при котором ширина линии деполяризатора много меньше ширины линии частоты спиновой прецессии (около $5 \cdot 10^{-7}$ отн. ед.) на основе двух специально разработанных моделей [8]. Одна модель — феноменологическая, с привлечением методов Монте-Карло для моделирования счета рассеянных тушековских электронов в процессе сканирования. Другая (аналитическая) модель следует из

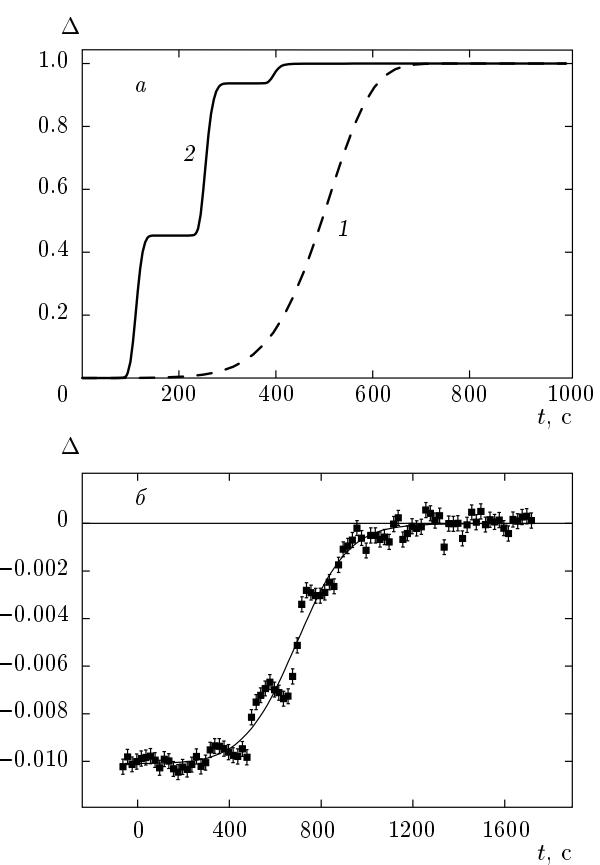


Рис. 2. Моделирование влияния пульсаций поля на форму затянутого деполяризационного скачка с помощью а) кинетической модели для случаев без пульсаций (1) и при наличии пульсаций с периодом 150 с и амплитудой 2.5 кэВ (2); скорость сканирования 5 эВ/с, ширина спиновой линии 1 кэВ; б) феноменологической модели такого же сканирования при пульсациях с периодом 200 с и амплитудой 2 кэВ

кинетической теории резонансной спиновой диффузии [9] и содержит основные физические параметры эксперимента. Обе модели позволяют описывать процесс деполяризации в согласии с наблюдениями и объяснить изменение формы скачка влиянием нестабильности ведущего поля. На рис. 2 показаны результаты моделирования влияния пульсаций ведущего поля на форму «затянутого» деполяризационного скачка (здесь Δ — аналог измеряемой величины S , см. (1)). Из полученных результатов следует, что для достижения более высокой точности эксперимента необходимо улучшить стабилизацию ведущего поля и повысить скорость счета тушековских частиц.

С этой целью в 2008 г. была установлена новая система регистрации, которая позволила поднять скорость счета тушековских частиц со 100–150 кГц до 2 МГц при токе пучка 2 мА. Система состоит из трех вставок в вакуумную камеру накопителя, каждая из которых содержит пару подвижных сцинтилляционных счетчиков. Расстояние между вставками составляет от 50 до 150 м при периметре машины 366 м. Согласно численному моделированию, достигнутая с новой системой скорость счета 2 МГц позволяет в пределе обеспечить статистическую ошибку 10^{-10} в эксперименте по сравнению спиновых частот электрона и позитрона.

Для стабилизации поля поворотных магнитов ускорителя ВЭПП-4М и подавления пульсаций поля с периодом более 10 с разработана система обратной связи по сигналу датчика ЯМР в калибровочном магните. ЯМР-магнитометр измеряет магнитное поле с точностью не хуже $0.5 \cdot 10^{-6}$. Цифро-аналоговый преобразователь формирует сигнал, пропорциональный полю, который подается на добавочные витки в катушке бесконтактного датчика тока. Сигнал датчика тока используется в цепи обратной связи для стабилизации источника тока, питающего магниты ведущего поля ускорителя ВЭПП-4М. Полоса частот контура стабилизации составляет 0.1 Гц, диапазон регулировки поля — около $\pm 10^{-4}$. Применение системы позволило уменьшить постоянную составляющую дрейфа величины ведущего поля примерно на порядок — до уровня 1 кэВ/сут. Термостабилизация в системе водяного охлаждения магнитов обеспечивалась с точностью до 0.1°C . Полученные результаты представлены на рис. 3.

После включения системы стабилизации выяснилось, что имеется остаточный дрейф поля, вызванный нестабильностью опорной частоты в блоке датчика ЯМР. Для устранения этого эффекта и уменьшения систематической ошибки, связанной с возможным относительным дрейфом частот опорных ВЧ-генераторов и деполяризатора, была разработана система синхронизации указанных генераторов с привязкой к рубидиевому стандарту частоты, обеспечивающему стабильность частоты лучше 10^{-10} .

В 2008 г. была проведена серия измерений с новой системой регистрации тушековских частиц со стабилизацией ведущего магнитного поля и с синхронизацией опорных генераторов ускоряющего ВЧ-напряжения, деполяризатора и ЯМР-магнитометра. Удалось достичь рекордного разрешения $(1\text{--}3) \cdot 10^{-9}$ по частоте резонансной деполяризации [8]. На рис. 4 приведен пример

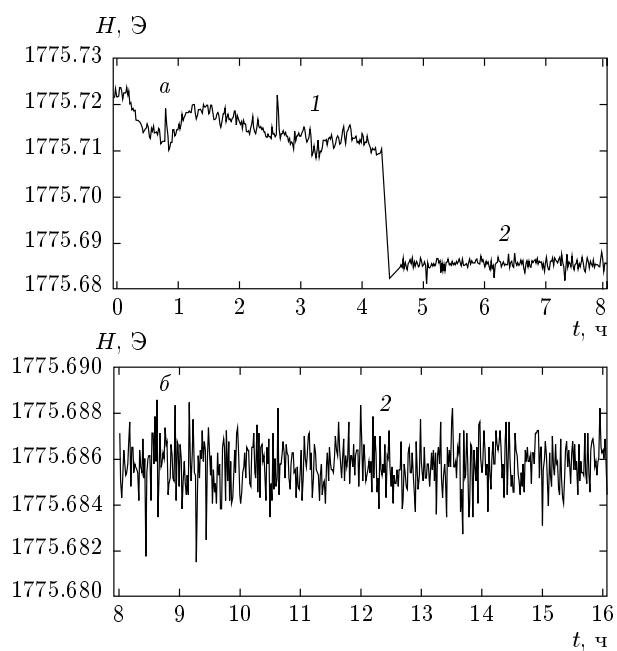


Рис. 3. Стабилизация магнитного поля с помощью системы обратной связи: *а* — временная зависимость ведущего поля, измеренного с помощью датчика ЯМР с выключенной (1) и включенной (2) обратной связью; *б* — долговременная стабильность поля при включенной обратной связи в более мелком масштабе (10^{-3} Э соответствуют примерно 1 кэВ энергии частиц, циркулирующих в накопителе)

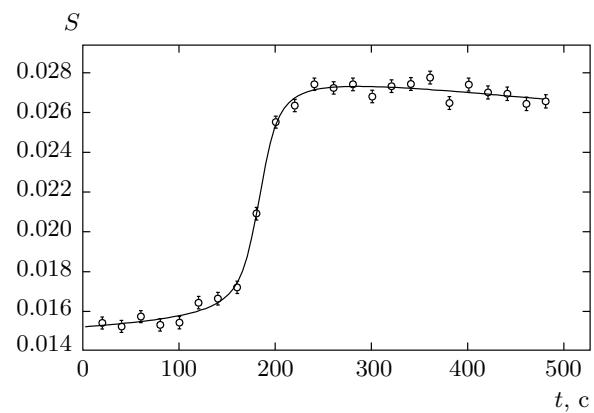


Рис. 4. Сверхтонкое сканирование с новой системой регистрации и со стабилизацией ведущего поля. Скорость сканирования 2.5 эВ/с, длительность зятинутого скачка 14 ± 3 с, частота деполяризации $f_d = 652270.68930 \pm 0.000646$ Гц определена с относительной точностью $1.5 \cdot 10^{-9}$. Энергия пучка $E = 1852.266978 \pm 0.000348$

сверхтонкого сканирования с новой системой регистрации и со стабилизацией ведущего поля по сигналу ЯМР.

В измерениях 2008 г. время деполяризации укладывалось в намного более узкий, чем раньше, диапазон 15–75 с, что указывает на повышение стабильности условий эксперимента в целом. Так как полученной максимальной скорости счета около 2 МГц соответствует предел точности порядка 10^{-10} , необходимо отметить, что дальнейшее улучшение точности требует более высокого уровня стабильности поля во всех магнитных элементах накопителя, а также уменьшения ширины распределения спиновых частот, определяемой квадратичной нелинейностью ведущего поля и его низкочастотными пульсациями с периодом менее 0.1 с.

Точность сравнения частот прецессии электронов и позитронов может быть повышена, если измерять частоты деполяризации электронного и позитронного сгустков, одновременно циркулирующих в кольце накопителя, без разведения их орбит в паразитных местах встречи. Выключение электростатической системы разведения орбит устраниет ее вклад в относительный сдвиг спиновых частот. В то же время данная мера приводит к уменьшению токов встречных пучков из-за неоптимальной фокусировки в паразитном месте встречи и, как следствие, к уменьшению примерно в 10 раз скорости счета тушековских частиц, квадратично зависящей от тока. Но даже с учетом этого фактора достижима точность сравнения спиновых частот электрона и позитрона лучше 10^{-8} , что позволит понизить предел разности зарядов электрона и позитрона более чем в 4 раза.

3. ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ СЧЕТА ТУШЕКОВСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЭНЕРГИИ ПУЧКА

Для выяснения пределов применимости тушековского поляриметра [8] с повышением энергии пучков, циркулирующих в накопителе ВЭПП-4М, измерена скорость счета тушековских электронов в зависимости от энергии пучка в диапазоне от 1.85 до 4 ГэВ. Для измерений использовались сцинтилляционные счетчики поляриметра, результаты измерений представлены на рис. 5.

Энергетическая зависимость скорости счета на совпадение в парах сопряженных счетчиков с вычетом некоррелированного фона (\dot{N}), нормированная на квадрат тока пучка (I^2) и умноженная на отно-

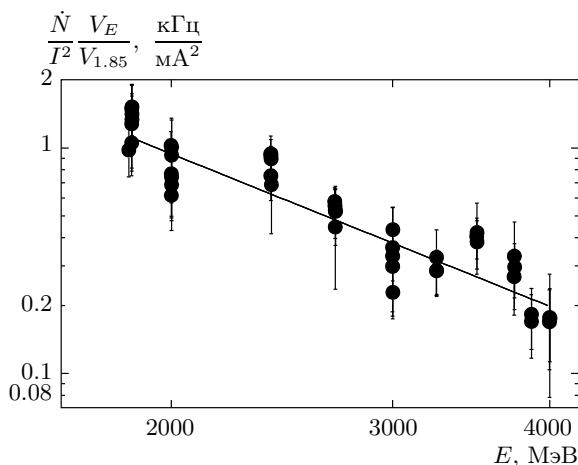


Рис. 5. Нормированная скорость счета тушековских электронов в зависимости от энергии пучка: точки — экспериментальные данные измерений; линия — результат аппроксимации степенной функцией

шения текущего объема пучка (V_E) к исходному (на энергии 1.85 ГэВ), описывается степенной функцией с показателем -2.2 ± 0.2 . Теоретические расчеты в нерелятивистском приближении с учетом геометрического фактора счетчиков и расстояния от счетчиков до пучка дают показатель степени -3.5 . Таким образом, полученная экспериментальная зависимость не укладывается в существующие теоретические представления и требует как проведения более точных измерений, так и более тщательного теоретического осмысления.

Экстраполируя экспериментальную зависимость, можно ожидать на энергии 5 ГэВ скорость счета тушековских электронов около 12 кГц при токе пучка 10 мА. Теоретический расчет дает значение 9 кГц. В любом случае скорость счета представляется нам достаточной для применения тушековского поляриметра в измерении энергии пучка методом резонансной деполяризации в области энергии пучка до 5 ГэВ. Этот результат важен с точки зрения планирования физических экспериментов с детектором КЕДР в области ипсилон-резонансов.

Экспериментальная зависимость скорости счета тушековских электронов от энергии пучка впервые получена для сравнительно большого диапазона энергий на одной установке.

4. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗБРОСА ПУЧКА

Эксперименты по физике высоких энергий, проводящиеся на установках со встречными пучками, предъявляют высокие требования к стабильности параметров пучков, включая энергетический разброс. В экспериментах по прецизионному измерению масс частиц [1, 2] величина энергетического разброса определяет энергетическое разрешение. Лучшим способом измерения энергетического разброса является сканирование по энергии узких резонансов, таких как $\psi(2s)$, однако эта процедура требует существенных затрат времени и не может проводиться часто. Таким образом, задача измерения энергетического разброса ускорительными методами весьма актуальна.

На накопителе ВЭПП-4М недавно впервые для колайдеров была реализована методика калибровки энергии частиц по краю спектра обратного комптоновского рассеяния излучения лазера от циркулирующего пучка электронов [10]. Энергетический разброс пучка также может быть определен с помощью края комптоновского спектра. Для этого краевую область спектра можно аппроксимировать функцией

$$g(x, p_{0,1,\dots,5}) = \frac{1}{2} [p_4 (x - p_0) + p_2] \operatorname{erfc} \left(\frac{x - p_0}{\sqrt{2} p_1} \right) - \\ - \frac{p_1 p_4}{\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(x - p_0)^2}{2p_1^2} \right] + p_5 (x - p_0) + p_3, \quad (2)$$

где p_0 — положение края, соответствующее средней энергии пучка, p_1 — ширина края, пропорциональная энергетическому разбросу, p_2 — высота ступеньки, p_3 — высота подложки, p_4 и p_5 — наклоны (тангенсы) кривых соответственно слева и справа от края. Пример края измеренного комптоновского спектра с аппроксимирующей кривой и параметрами подгонки приведен на рис. 6.

Статистическая ошибка такого метода измерения энергетического разброса при разумном времени набора статистики (порядка 1 ч) составляет 10–15 %. Систематическая погрешность связана с неопределенностью формы энергетического отклика HPGe-детектора при энергиях фотонов 4–6 МэВ и находится на уровне 5 %.

В предположении пренебрежимо малого влияния коллективных эффектов продольный размер σ_z пучка пропорционален энергетическому разбросу σ_E/E :

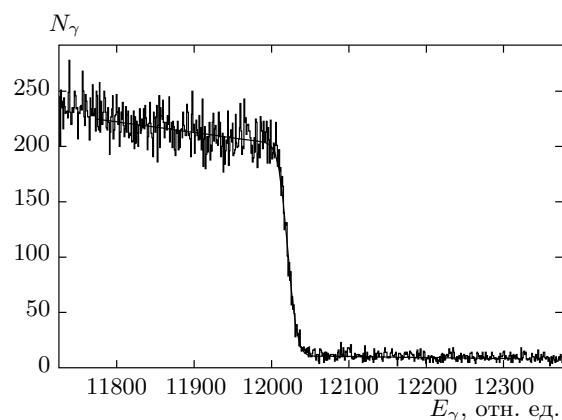


Рис. 6. Фрагмент спектра обратного комптоновского рассеяния вблизи края. Параметры аппроксимации: $p_0 = 12020.947 \pm 0.352$, $p_1 = 9.744 \pm 0.411$, $p_2 = 190.144 \pm 2.172$, $p_3 = 10.918 \pm 0.435$, $p_4 = -0.087 \pm 0.014$, $p_5 = -0.009 \pm 0.002$

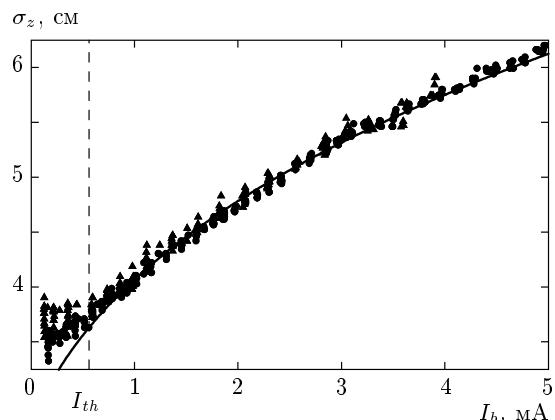


Рис. 7. Удлинение сгустка в зависимости от тока пучка I_b электронов (▲) и позитронов (●); сплошная кривая — расчет

$$\sigma_z = \frac{\alpha c}{\omega_s} \frac{\sigma_E}{E}, \quad (3)$$

где α — коэффициент расширения орбит, c — скорость света, $\omega_s = \nu_s \omega_0$ — синхротронная частота, ω_0 — циклическая частота обращения. Коллективные эффекты приводят к зависимости продольного размера пучка от тока пучка (рис. 7). Таким образом, измерения продольного размера необходимо проводить при очень малых токах пучка, что, конечно, ухудшает их точность.

В принципе энергетический разброс может быть определен по измерениям поперечного (обычно горизонтального) размера σ_\perp пучка в местах с большой дисперсией, где вклад энергетического разброса в

размер является преобладающим. При выполнении условия

$$\left(D(s) \frac{\sigma_E}{E}\right)^2 \gg \varepsilon \beta(s),$$

где D — дисперсия, β — амплитудная функция бетатронных колебаний (бета-функция) на данном азимуте s , ε — эмиттанс, энергетический разброс σ_E/E можно приближенно оценить по простой формуле

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{\sigma_\perp}{D}, \quad (4)$$

однако точность измерений также может оказаться недостаточной.

Существуют и другие методы определения энергетического разброса по измеренным параметрам пучка. В основе одного из таких методов лежит спектральный анализ хроматических синхробетатронных мод колебаний пучка. Из-за хроматизма в спектре бетатронных колебаний пучка рядом с основным пиком появляются сателлиты на частотах, кратных синхротронной частоте, их относительная амплитуда определяется выражением [11]

$$R_m(y) = \frac{1}{y^2} \int_0^\infty J_m^2(x) \exp\left(-\frac{x^2}{2y^2}\right) x dx, \quad (5)$$

где

$$y = \left(\frac{\omega_\beta \alpha}{\omega_s} + \frac{\omega_0 \xi}{\omega_s} \right) \frac{\sigma_E}{E},$$

J_m — функция Бесселя, m — номер синхробетатронной гармоники, $\omega_\beta = \nu_\beta \omega_0$ — бетатронная частота, $\xi = \Delta \nu_\beta (\Delta p/p)^{-1}$ — хроматизм.

Чтобы исключить влияние коллективных эффектов на динамику пучка, измерения необходимо проводить при малых токах пучка. На ВЭПП-4М использовался многоанодный ФЭУ, обеспечивающий измерения поперечного профиля пучка с однооборотным временным разрешением [12]. Чувствительность ФЭУ позволяет проводить измерения при токах пучка порядка 10 мкА, что дает возможность практически полностью избавиться от коллективных эффектов.

Колебания пучка возбуждались коротким импульсом электромагнитного поля в кикере, амплитуда удара подбиралась таким образом, чтобы размах колебаний пучка заметно превышал вертикальный размер сгустка. Спектр колебаний вычислялся путем дискретного преобразования Фурье измеренного массива координат пучка. Частоты и амплитуды синхробетатронных гармоник определялись с помощью уточнения дискретного преобразования Фурье методом промежуточных гармоник [13]. Пример

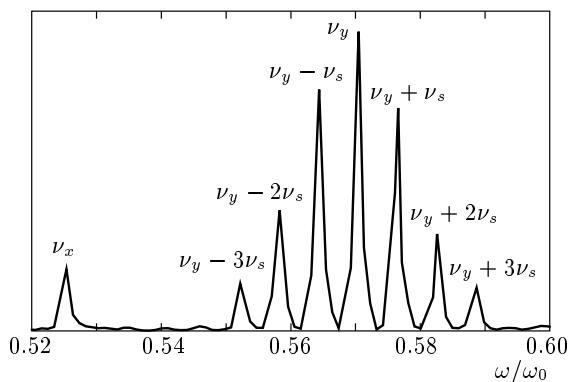


Рис. 8. Спектр синхробетатронных колебаний

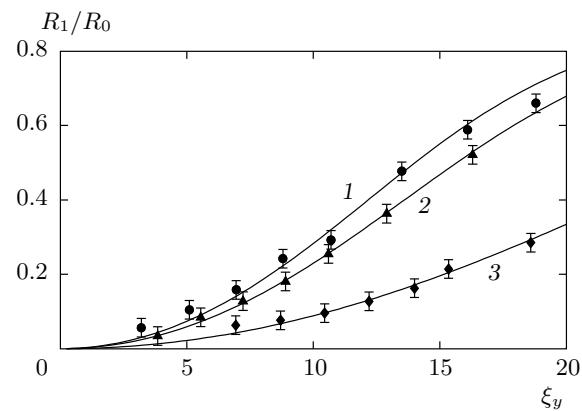


Рис. 9. Измеренная зависимость R_1/R_0 от ξ_y (точки) для трех режимов: 1 — $\sigma_E/E = 6.6 \cdot 10^{-4}$; 2 — $\sigma_E/E = 4.6 \cdot 10^{-4}$; 3 — $\sigma_E/E = 3.2 \cdot 10^{-4}$; кривые — расчет по формуле (5)

спектра приведен на рис. 8, хорошо видны три пары синхробетатронных сателлитов.

Измерения были проведены для ряда значений вертикального хроматизма в диапазоне $\xi_y = 5-20$. Измеренная зависимость от ξ_y амплитуды R_1 первого синхробетатронного сателлита, нормированной на амплитуду R_0 бетатронного пика, показана на рис. 9 для трех режимов работы ВЭПП-4М, различающихся значениями энергии и энергетического разброса. Аппроксимация измеренных данных функцией (5) дает величину энергетического разброса.

Альтернативный метод основан на анализе огибающей бетатронных колебаний. Как было показано в работе [14], огибающая $A(t)$ свободных бетатронных колебаний, возбужденных коротким ударом с амплитудой da , много большей, чем поперечный размер пучка σ_\perp , имеет вид

$$A(t) \propto \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau^2}\right) \times \\ \times \exp\left[-\left(\frac{\partial\omega_\beta}{\partial E} \frac{\sigma_E}{\omega_s}\right)^2 (1 - \cos\omega_s t)\right], \quad (6)$$

где

$$\tau^{-1} = 2 \frac{\partial\omega_\beta}{\partial a^2} \sigma_\perp \delta a.$$

При ненулевом хроматизме огибающая модулирована по амплитуде с частотой синхротронных колебаний, глубина модуляции зависит от хроматизма и энергетического разброса.

Энергетический разброс может быть определен как параметр аппроксимации измеренной огибающей бетатронных колебаний расчетной функцией (6). Однако форма огибающей отклоняется от (6) из-за быстрого затухания, обусловленного взаимодействием пучка с поперечным импедансом вакуумной камеры. Декремент быстрого затухания пропорционален току пучка. Проблема может быть решена двумя способами: измерением декремента и включением затухания в функцию аппроксимации или проведением измерений огибающей с пучком малой интенсивности, когда затуханием можно пренебречь. В экспериментах на ВЭПП-4М измерения проводились с помощью многоанодного ФЭУ, имеющего достаточное пространственное разрешение при токе пучка 10–30 мА.

Чтобы дополнительно повысить точность измерений, был применен алгоритм дискретного гребенчатого фильтра. Пространственное разрешение системы диагностики определяется шумом в полосе выходного сигнала. Шумовая погрешность, будучи обратно пропорциональной интенсивности пучка, зависит от полосы частотной характеристики датчика. Для уменьшения влияния шума и улучшения координатного разрешения в системах диагностики используются различные аналоговые и дискретные фильтры. Примером такого фильтра является дискретное преобразование Фурье, повышающее разрешение в \sqrt{M} раз, где M — размер массива измеренных данных. Если в задачу входит определение формы колебаний со сложной огибающей, то оптимальное подавление шума дает применение узкополосного дискретного гребенчатого фильтра. Суть фильтра состоит в фурье-синтезе массива выборок из малого количества фурье-гармоник, определяющих полезный сигнал. При такой операции «разложение/синтез» шумовые гармоники, содержащиеся в полном фурье-спектре исходного сигнала, отбрасываются, что и улучшает отношение сигнал/шум в новом массиве выборок.

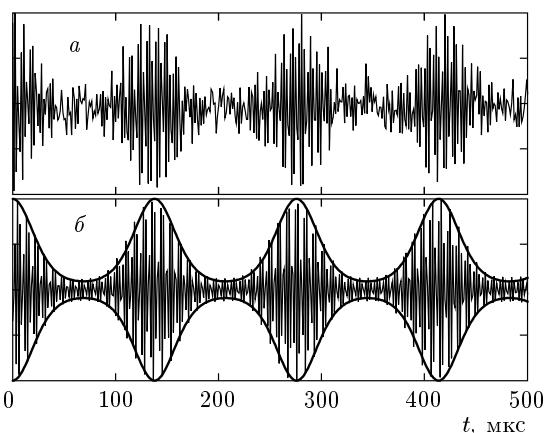


Рис. 10. Применение дискретного гребенчатого фильтра: *а* — исходные измеренные данные без фильтра; *б* — после фильтрации (приведена огибающая)

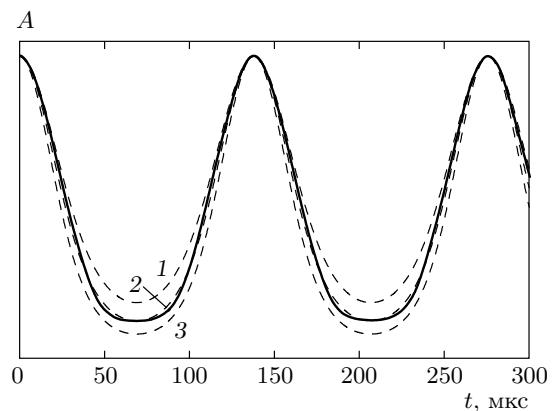


Рис. 11. Аппроксимация измеренной огибающей бетатронных колебаний (сплошная линия) расчетной функцией (6) для значений энергетического разброса $\sigma_E/E = 6.0 \cdot 10^{-4}$ (1); $6.6 \cdot 10^{-4}$ (2); $7.4 \cdot 10^{-4}$ (3)

Пример использования дискретного гребенчатого фильтра приведен на рис. 10, колебания с огибающей (6) синтезированы из набора гармоник $\nu_\beta \pm m\nu_s$, где ν_β и ν_s — бетатронная и синхротронная частоты в единицах частоты обращения, $m = 0, 1, 2, 3$. Частоты и амплитуды гармоник вычислялись с высокой точностью с помощью дискретного преобразования Фурье с уточнением методом промежуточных гармоник [13].

Пример аппроксимации измеренной огибающей бетатронных колебаний расчетной функцией (6) приведен на рис. 11. Можно полагать, что оптимальная аппроксимация позволяет определить энергетический разброс с точностью не хуже 5 %.

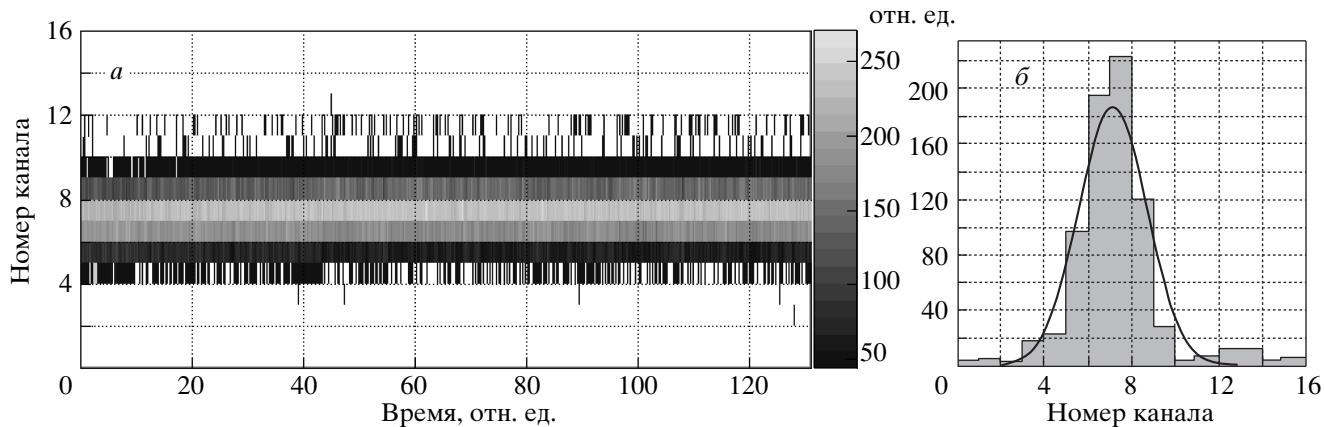


Рис. 12. Измерения вертикального профиля пучка в зависимости от времени (а) и поперечное сечение с гауссовой аппроксимацией (б)

5. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПУЧКА ПРИ ПЕРЕСЕЧЕНИИ БЕТАТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Влияние резонансов на динамику пучка представляет значительный интерес для физики циклических ускорителей. Пересечение пучком бетатронного резонанса в синхротроне или накопителе и происходящие при этом потери частиц или возмущение распределения пучка активно изучались в различных ускорительных лабораториях [15–17]. Рассматриваемые процессы оказываются важны, например, при создании систем эффективного резонансного вывода частиц из ускорителей. В последние годы интерес к исследованию вопросов пересечения резонанса вырос в связи с интенсивной разработкой синхротронов FFAG (fixed-field alternating-gradient) [18] и колец-затухателей для линейных коллайдеров, в которых из-за пространственного заряда и сильной нелинейности затухание амплитуд колебаний частиц сопровождается сдвигом бетатронной частоты ν_β (до 0.1–0.2) и пересечением большого числа резонансов [19].

Экспериментальное изучение пересечения бетатронного резонанса $3\nu_y = 23$ было проведено на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М. Резонанс пересекался электронным пучком с различной скоростью. Сила резонанса изменялась с помощью отдельного повернутого секступольного магнита, в то время как нелинейный сдвиг бетатронных частот управлялся октупольными линзами. В процессе эксперимента измерялся ряд параметров, таких как скорость потерь частиц, размер пучка, поперечное распределение, фазовые траектории, амплитудно-зависимый сдвиг частот и т. д.

Комплекс ВЭПП-4 оборудован средствами диагностики пучка, необходимыми для исследования нелинейного движения. Для регистрации когерентных поперечных колебаний пучка использовался электростатический датчик положения пучка в пооборотном режиме с пространственным разрешением около 50 мкм. Потери частиц и хвосты распределения пучка измерялись сцинтилляционными счетчиками, вставленными в вакуумную камеру. Счетчики могут перемещаться с помощью шаговых двигателей с точностью не хуже чем 0.1 мм. Для измерения поперечных размеров и положения пучка использовались ПЗС-камеры с возможностью запуска от внешнего стартового импульса, временная погрешность около 100 мкс. Для пооборотных измерений поперечного распределения пучка в течение десятков тысяч оборотов был задействован уникальный прибор [12], основанный на многоанодном фотомножителе R5900U-00-L16 НАМАМАТСУ. Этот прибор позволяет на каждом обороте регистрировать поперечный профиль пучка в 16 точках в течение 2^{17} оборотов пучка. На рис. 12 показан пример измерений профиля пучка за 120 оборотов.

Для исследования фазовых траекторий когерентные бетатронные колебания возбуждались с помощью импульсного электромагнитного кикера. Для вертикального «удара» по пучку используется позитронный инфлекtor, переведенный на более низкое, по сравнению с режимом инжекции позитронов, рабочее напряжение. Для горизонтального удара был разработан специальный тиратронный генератор. В качестве кикера используются две пары пластин, которые не согласованы по волновому сопротивлению. Кроме того, они расположены с промежутком, по-

скольку размещенная между ними еще одна пара пластин используется для электростатического разведения электронного и позитронного пучков в паразитном месте встречи. Эти обстоятельства потребовали изготовления генератора с достаточно прямоугольным импульсом, который не подвергся бы значительному искажению на такой большой неоднородности. Воздействие на пучок осуществляется только магнитным полем за счет тока, протекающего в пластинах. Форма импульса кикера, используемого для возбуждения когерентных колебаний пучка ВЭПП-4М, приведена на рис. 13.

Поведение системы вблизи одномерного нелинейного резонанса вида $m\nu_\beta = n$ описывается гамильтонианом (в переменных действия I -фаза φ)

$$H = \delta(\theta) I + \alpha_0 I^2 + A_n I^{n/2} \cos m\varphi, \quad (7)$$

где нелинейная зависимость частоты от амплитуды определяется коэффициентом α_0 , m — порядок резонанса, n — номер гармоники возмущения, A_n описывает силу резонансного возмущения, а отстройка от точного значения резонансной частоты $\delta(\theta)$ зависит от «времени» — азимутального угла θ . В зависимости от параметра α_0 могут различаться два случая.

При $\alpha_0 \neq 0$ вокруг центральной устойчивой области резонанса образуются еще три дополнительные области (сепаратрисы). При медленном (адиабатическом) пересечении резонанса в эти резонансные «островки» захватываются частицы и вместе с островками транспортируются на большие амплитуды, где могут погибнуть на ограничениях апертуры. Условие адиабатического пересечения связывает действие I (амплитуду) частицы, которая может быть захвачена в резонанс, со скоростью пересечения $\nu'_\beta = d\nu_\beta/d\theta$ как [20]

$$I > \left(\frac{\nu_\beta}{2m\alpha_0 A_n} \right)^{1/n}. \quad (8)$$

Действительно, тонкая настройка нелинейности α_0 (с помощью октупольных линз) позволила получить три области устойчивости резонанса $3\nu_y = 23$. На рис. 14 приведена фазовая траектория внутри резонансных островков, построенная способом, описанным в работе [21], по данным пооборотных измерений когерентных колебаний пучка.

На рис. 15, 16 показаны временные эволюции по-перечного распределения плотности частиц в пучке при пересечении нелинейного резонанса. Ось абсцисс соответствует времени, ось ординат — вертикальной координате; различные оттенки серого соответствуют разным плотностям частиц.

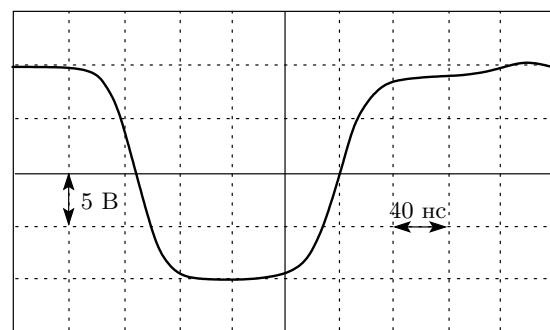


Рис. 13. Осциллограмма импульса электромагнитного кикера

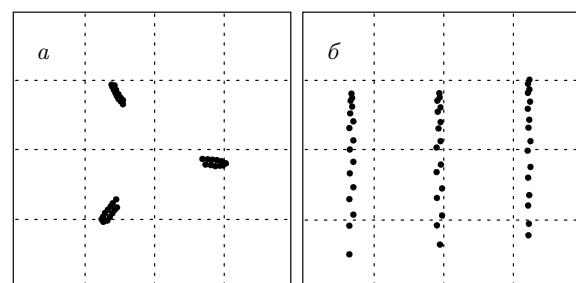


Рис. 14. Фазовая траектория частицы внутри резонансного островка в переменных y, y' (a) и переменных I, φ (b)

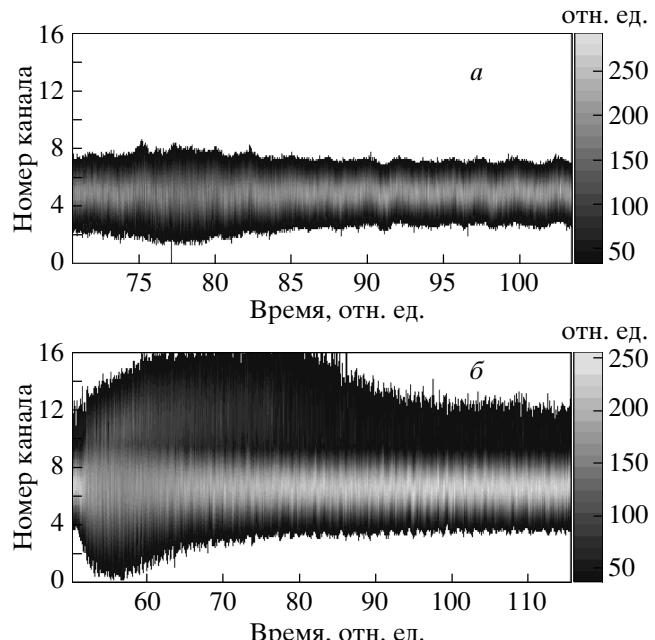


Рис. 15. Изменение частоты $\nu_y = 0.6608 \rightarrow 0.6717$; время изменения 40 мс (a), 0.3 с (b)

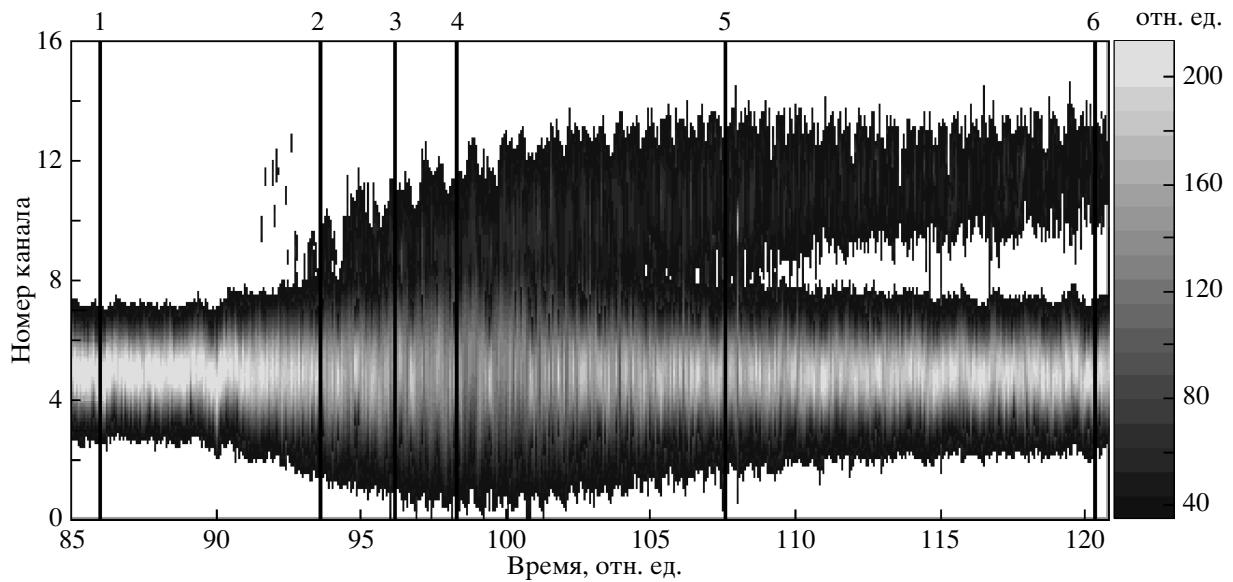


Рис. 16. Пересечение резонанса; время изменения частоты 3 с

Как предсказывает теория, процесс пересечения резонанса существенно зависит от скорости. При быстром пересечении не наблюдается ни изменения размера пучка, ни захвата частиц в сепаратрисы (рис. 15 а). При уменьшении времени изменения частоты (рис. 15 б) наблюдаются увеличение размера пучка непосредственно в момент пересечения резонанса и начальное затягивание частиц в резонанс.

Но наиболее отчетливо затягивание частиц в сепаратрисы резонанса проявляется при еще большем замедлении перестройки частоты (рис. 16). Отчетливо виден захват части пучка в островок резонанса и его удаление от оси пучка.

Поперечное распределение пучка (аппроксимация функцией Гаусса) в различные моменты пересечения резонанса, соответствующие линиям сечения на рис. 16, показано на рис. 17.

Качественно другой случай пересечения резонанса имеет место при $\alpha_0 = 0$. При этом дополнительные области устойчивости не возникают, и при точном резонансе траектории всех частиц в пучке неустойчивы. Очевидно, что в этом режиме пересечения захвата частиц в резонанс быть не может, а могут быть потери интенсивности в зависимости от скорости пересечения. Это свойство используется для резонансного вывода частиц из ускорителя. Оценка скорости пересечения, гарантирующей, что весь пучок будет потерян (выведен из вакуумной камеры ускорителя) — аналог условия адиабатичности — дает [20]

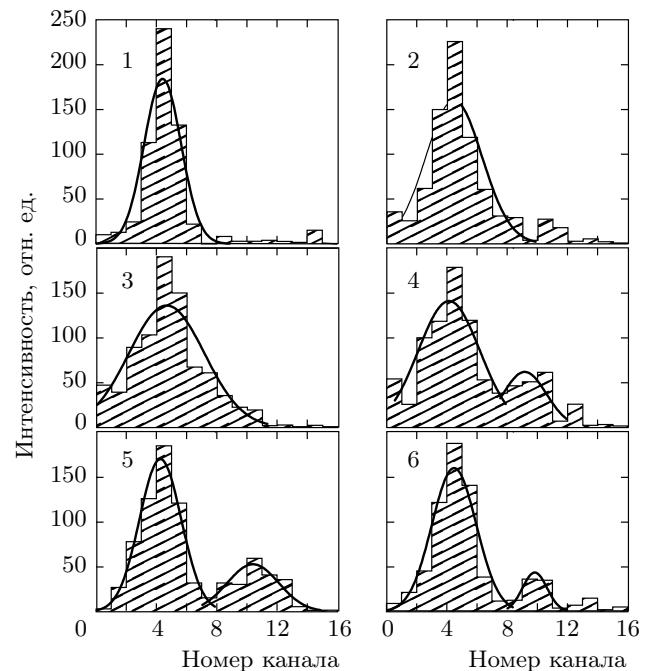


Рис. 17. Поперечное распределение плотности частиц в пучке, соответствующее моментам пересечения резонанса, отмеченным на рис. 16

$$\frac{d\nu_y}{d\theta} \ll \frac{1}{8\pi} A_n^2 \varepsilon_y , \quad (9)$$

где A_n — гармоника возмущения, а ε_y — вертикальный эмиттанс пучка.

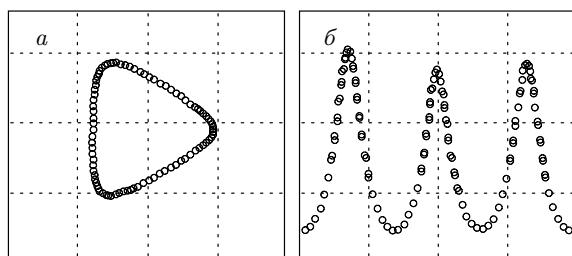


Рис. 18. Фазовая траектория вблизи резонанса третьего порядка при $\alpha_0 = 0$

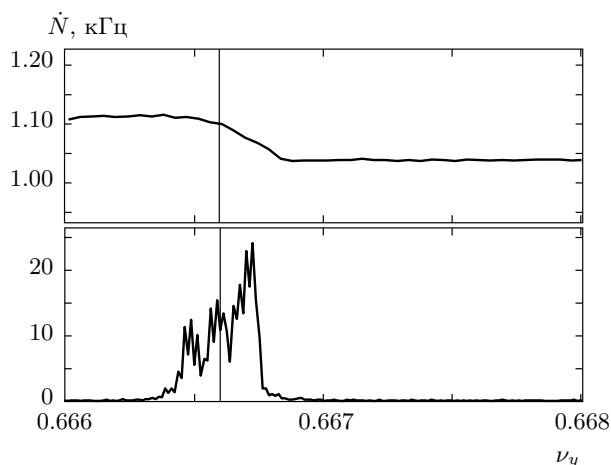


Рис. 19. Потери частиц, измеренные датчиком синхротронного излучения (а) и сцинтиляционным счетчиком (б). Вертикальная линия соответствует точному резонансу

Режим с $\alpha_0 = 0$ был настроен с помощью октупольных линз. Фазовая траектория вблизи резонанса, измеренная с помощью вертикального когерентного удара, показана на рис. 18.

При пересечении резонанса потери частиц изменились с помощью датчика синхротронного излучения и сцинтиляционного счетчика, вдвинутого по вертикали в вакуумную камеру. Характерная картина потерь при пересечении неустойчивого резонанса третьего порядка приведена на рис. 19. Бетатронная частота изменялась в пределах $0.6687 \rightarrow 0.6653$ за 1 с. Изрезанная структура графика потери частиц связана, по-видимому, с нестабильностью (хотя и малой, порядка 10^{-4}) источников питания квадрупольных магнитов.

Теория, развитая в работе [20], позволяет построить график потерь частиц при пересечении резонанса третьего порядка для $\alpha_0 = 0$. В частности, теория предсказывает, что в зависимости от направления

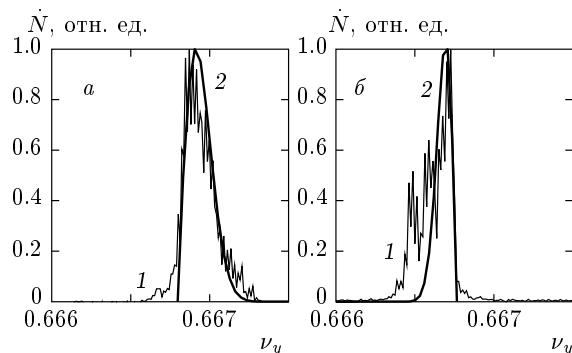


Рис. 20. Измеренные (1) и расчетные (2) потери частиц при пересечении резонанса снизу вверх $\nu_y = 0.6653 \rightarrow 0.6685$ (а) и сверху вниз $\nu_y = 0.6687 \rightarrow 0.6653$ (б)

пересечения один из краев графика потерь должен иметь более резкий спад. И действительно, такое поведение наблюдалось экспериментально. На рис. 20 приведены графики измеренных и рассчитанных потерь частиц при пересечении неустойчивого резонанса третьего порядка за 1 с. Однако совпадение измеренной и рассчитанной форм зависимостей потерь частиц при пересечении резонанса сопровождалось существенной разницей в абсолютной величине потерь. В качестве объяснения этого факта в настоящее время рассматривается наличие радиационного затухания (не учитываемого теорией) и остаточная нелинейность ($\alpha_0 \neq 0$) для частиц с большими амплитудами колебаний.

Измерение фазовых траекторий и динамической апертуры позволяет оценить типичную для наших экспериментов силу (величину гармоники) резонанса $3\nu_y = 23$ как $A_3 \approx 0.02\text{--}0.07 \text{ мм}^{-1/2}$ (см. гамильтониан (7)). Повернутая (skew) секступольная компонента поля, соответствующая рассматриваемому резонансу, может образовываться при повороте нормального секступольного магнита (компенсирующее натуральный хроматизм) вокруг оси пучка. Однако оценки силы резонанса дают нереально большое значение угла поворота — на порядок больше, чем это обеспечивает геодезическая юстировка магнитов. Моделирование показывает, что величина гармоники повернутого секступоля может объясняться наличием линейной бетатронной связи, определяющей вертикальный эмиттанс пучка $\varepsilon_y = \kappa\varepsilon_x$, где κ — коэффициент связи ($\kappa \approx 2\text{--}4\%$ для ВЭПП-4М). При этом поворачивается не медианная плоскость магнита, а оси нормальных мод колебаний, причем угол поворота осей увеличивается за счет коэффициента, имеющего порядок $(\nu_x - \nu_y - n)^{-1}$ и учитывающего

частотную отстройку от ближайшего резонанса связи. Для ВЭПП-4М с нецелой частью бетатронных частот $\nu_x = 0.56$, $\nu_y = 0.62$ этот коэффициент примерно равен 20.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наряду с экспериментами по физике высоких энергий, ядерной физике и экспериментами с использованием синхротронного излучения на комплексе ВЭПП-4 регулярно проводятся исследования физики пучков заряженных частиц в ускорителях.

Благодаря стабилизации ведущего магнитного поля ускорителя ВЭПП-4М с помощью системы обратной связи, а также привязки задающих генераторов ускоряющего ВЧ-напряжения, деполяризатора и ЯМР-магнитометра от рубидиевого стандарта частоты, в экспериментах по сверхтонкому сканированию удалось достичь рекордной точности $(1-3) \cdot 10^{-9}$ измерения частоты резонансной деполяризации.

Экспериментальная зависимость скорости счета «тушковских» электронов от энергии пучка впервые измерена на одной установке в диапазоне энергий пучка от 1.85 до 4 ГэВ. Полученный результат может быть востребован для проектируемых Super C-т- и В-фабрик в оценки фоновых условий.

Измерен энергетический разброс пучка ускорителя ВЭПП-4М, определяющий энергетическое разрешение в экспериментах по прецизионному измерению масс частиц. Проведен сравнительный анализ различных методов измерения энергетического разброса.

Проведены экспериментальные исследования динамики пучка в процессе пересечения бетатронных резонансов, представляющие значительный интерес для физики ускорителей, поскольку проблема пересечения резонансов и происходящих при этом потерь частиц или возмущений распределения пучка может оказаться весьма актуальной для будущих электрон-позитронных ускорителей с малым эмиттансом.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, E. M. Baldin et al., Nucl. Phys. B — Proc. Suppl. **181–182**, 311 (2008).
2. V. V. Anashin, V. M. Aulchenko, E. M. Baldin et al., Nucl. Phys. B — Proc. Suppl. **181–182**, 353 (2008).
3. Отчет Сибирского центра синхротронного и терагерцового излучения за 2006–2007 годы, Новосибирск (2008).
4. I. A. Racheck, L. M. Barkov, S. L. Belostotsky et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 182303 (2007).
5. O. Anchugov, V. Blinov, A. Bogomyagkov et al., in *Proc. of EPAC-2006*, Edinburgh (2006), p. 2787.
6. I. B. Vasserman, P. V. Vorobyov, E. S. Gluskin et al., Phys. Lett. B **198**, 302 (1987).
7. V. E. Blinov, A. V. Bogomyagkov, N. Yu. Muchnoi et al., Nucl. Instr. Meth. A **598**, 23 (2009).
8. V. Blinov, A. Bogomyagkov, G. Karpov et al., ICFA Beam Dyn. Newslett. № 48, 207 (2009).
9. А. М. Кондратенко, ЖЭТФ **66**, 1211 (1974).
10. V. E. Blinov, V. V. Kaminsky, E. B. Levichev et al., ICFA Beam Dyn. Newslett. № 48, 195 (2009).
11. T. Nakamura, K. Soutome, M. Takao et al., in *Proc. of PAC-2001*, Chicago (2001), p. 1972.
12. O. I. Meshkov, V. F. Gurko, A. N. Zhuravlev et al., in *Proc. of EPAC-2004*, Lucerne (2004), p. 2733.
13. V. Smaluk, Nucl. Instr. Meth. A **578**, 306314 (2007).
14. Н. А. Винокуров, В. Н. Корчуганов, Г. Н. Кулипанов, Е. А. Переведенцев, Препринт ИЯФ СО АН СССР № 76-87, Новосибирск (1976).
15. C. Pellegrini and A. M. Sessler, Nucl. Instr. Meth. **84**, 109 (1970).
16. A. Chao and M. Month, Nucl. Instr. Meth. **121**, 129 (1974).
17. G. Kulipanov, S. Popov, and G. Tumaikin, in *Proc. of All-Union Workshop on Particle Accelerators*, Moscow (1968), p. 374.
18. S. Y. Lee, ICFA Beam Dyn. Newslett. № 43, 51 (2007).
19. E. Levichev, P. Piminov, and D. Shatilov, in *Proc. of PAC-2009*, Vancouver (2009), TH6PFP093.
20. S. Nikitin, in *Proc. of EPAC-2006*, Edinburgh (2006), p. 2119.
21. A. Kalinin and V. Smaluk, in *Proc. of DIPAC-1999*, Chester (1999), p. 112.