

ПРЕДИСЛОВИЕ



**МАТЕРИАЛЫ III КОНФЕРЕНЦИИ
МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ,
ПОСВЯЩЕННОЙ М.А. ЛАВРЕНТЬЕВУ**

Новосибирск, 1–3 декабря, 2003 г.

Часть I
математика и информатика, механика и энергетика,
физико-технические науки, химические науки

Первый заместитель Председателя Отделения
академии молодых ученых

Председатель Совета молодых ученых Отделения
к.т.-м.п. Е.М. Высоцкий

Новосибирск
РИЦ "Прайс-курьер"
2003

Материалы публикуются в авторской редакции

УДК 5(063)+33(063)+9(063)

М341

Материалы III конференции молодых ученых, посвященной М.А. Лаврентьеву (Новосибирск, 1-3 декабря, 2003 г.) Часть I. Математика и информатика, механика и энергетика, физико-технические науки, химические науки. Новосибирск: РИЦ "Прайс-курьер", 2003. 250 с.

Оргкомитет конференции:

Председатель – академик В.И. Молодин
Ученый секретарь – к.г.-м.н. Е.М. Высоцкий

академик А.П. Деревянко
академик Н.Л. Добрецов
академик Ю.Л. Ершов
академик В.В. Кулешов

академик В.Н. Пармон
академик А.Н. Скринский
академик В.М. Титов
академик В.К. Шумный

к.ф.-м.н. В.Б. Барахнин
Е.С. Гвоздева
к.и.н. А.И. Кривошапкин

Д.Ю. Ощепков
Ф.В. Подгорный
к.ф.-м.н. Д.Ф. Сиковский
к.х.н. В.А. Яковлев



ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ УЗКОГО ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ С ТЕРМОЯДЕРНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ И ВЫСОКИМ β В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

А.В.Аникеев, Е.Ю.Колесников, А.А.Лизунов, С.В.Мурахтин, В.В.Приходько

Институт Ядерной Физики СО РАН, Новосибирск

ВВЕДЕНИЕ

Газодинамическая ловушка (ГДЛ) представляет собой длинный аксиально-симметричный пробкотрон с высоким (≈ 50) пробочным отношением для удержания двухкомпонентной плазмы. Одна компонента – столкновительная мишенная плазма с температурой от 5 до 100 эВ и плотностью $\sim 10^{14}$ см⁻³. Длина свободного пробега иона относительно рассеяния в конус потерь много меньше расстояния между пробками, что обеспечивает газодинамический режим удержания. Эта компонента создаётся в начале эксперимента источником плазмы, расположенном в торцевом баке, и заполняет центральную часть ГДЛ. До начала инжекции ее температура составляет несколько электрон-вольт.

После заполнения центральной ячейки начальной плазмой начинается атомарная инжекция. Пучки дейтерия с энергией 16-18 кэВ и суммарной мощностью около 4 МВт инжектируются в центр установки под углом 45° к оси и захватываются мишенной плазмой, образуя вторую компоненту – популяцию быстрых ионов. Эти ионы удерживаются адиабатически и постепенно тормозятся на мишенной плазме, нагревая её до температуры ~ 100 эВ. Длительность работы нагревных инжекторов составляет 1 мс. За это время в установке ГДЛ успевает накопиться популяция быстрых ионов со средней энергией около 10 кэВ (ларморовский радиус на этой энергии составляет 5.6 см) и плотностью в точке останова до $2 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Быстрые ионы имеют точки поворота (или точки останова) в координатах с пробочным отношением $R=2$. В этих точках плотность быстрых ионов существенно пикирована. Плотность продуктов термоядерных реакций также имеет резкие максимумы в точках останова. Поэтому исследование пространственного распределения плотности и давления быстрых ионов проводилось именно в точках останова.

MSE – СПЕКТРОСКОПИЯ

MSE-диагностика основана на эффекте расщепления энергетических уровней атома, движущегося в магнитном поле. На установке ГДЛ измерялось расщепление линии H_{α} диагностического водородного пучка с энергией частиц 40 кэВ, по которому восстанавливалось

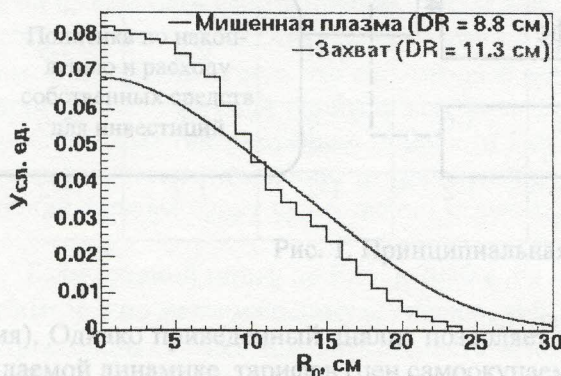


Рис. 1. Радиальные профили плотности мишенной плазмы и плотности захваченных ионов с энергией 16 кэВ

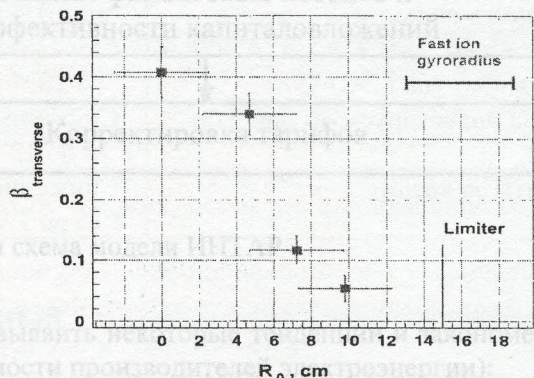


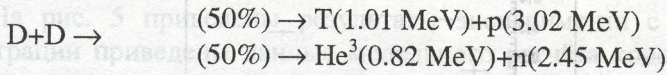
Рис. 2. Радиальный профиль β , построенный по результатам MSE-диагностики.

значение магнитного поля.

Элементарные оценки показывают, что быстрые ионы вносят много больший вклад в β , по сравнению с мишенной плазмой. На рис. 1 представлены радиальные профили плотности мишенной плазмы и захваченных ионов с энергией 16 кэВ. Величина DR – это среднеквадратичная ширина распределения. На рис. 2 приведён радиальный профиль β , построенный с помощью MSE-спектроскопии. Он в несколько раз уже профилей плотности и захвата быстрых частиц, и его ширина близка к среднему ларморовскому радиусу быстрых ионов.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОФИЛЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Так как в описываемых экспериментах мишенная компонента плазмы – водородная, а быстрые ионы – дейтерий, то профиль термоядерных реакций является функцией только быстрой компоненты плазмы. Между быстрыми дейтонами, имеющими среднюю энергию ~10 кэВ, происходят реакции синтеза:



Для измерения радиального профиля потока нейтронов с энергией 2.45 МэВ коллимационная система должна быть очень массивной. Поэтому для измерения профиля интенсивности термоядерных реакций в ГДЛ использовалась вторая ветвь – протонная.

Для регистрации протонов был создан детектор, регистрировавший вспышки от высокоэнергетичных частиц в сцинтилляторе. Временное разрешение диагностики позволяло работать в режиме счёта отдельных событий. За выстрел регистрировалось несколько сотен протонов, обеспечивая хорошую статистику.

На рис. 3 приведены измеренные профили протонов термоядерных реакций. Для проверки аксиальной симметрии полученного распределения измерения проводились в двух положениях – датчик устанавливался в верхней и боковой фланцы, и измерялись, соответственно, горизонтальный и вертикальный профили. Среднеквадратические ширины обоих профилей отличаются слабо (на $\approx 4\%$) и равны 5.2-5.4 см. В приближении нулевого ларморовского радиуса это соответствует ширине распределения быстрых частиц $DR=7-7.5$ см. Такая ширина заметно меньше характерной ширины захвата ($DR=11.3$ см) и мишенной плазмы ($DR=8.8$ см). Учёт ларморовского радиуса уменьшает ширину распределения быстрых частиц.

Данная диагностика позволяет так же получить ограничение на время установления узкого распределения быстрых ионов. Из сравнения профилей, построенных по всей длительности эксперимента (1.2 мс) и по первым 0.4 мс видно, что их ширины совпадают с точностью до ошибок. Это позволяет утверждать, что узкий профиль DD-реакций устанавливается быстрее 0.4 мс с начала инжекции. Время 0.4 мс выбиралось таким, чтобы статистические ошибки не становились большими.

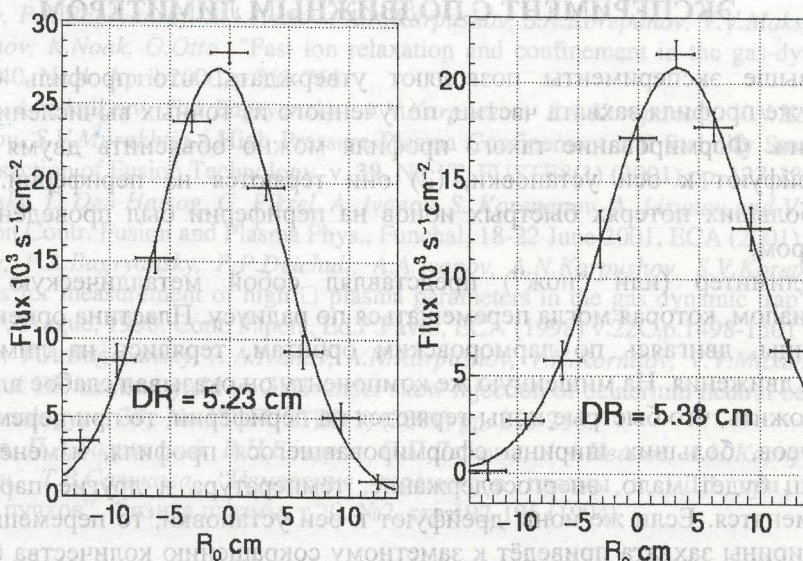


Рис. 3. Радиальные профили потока протонов DD-реакций. Справа – “горизонтальный” профиль, слева – “вертикальный”.

Исследование профиля нейтралов перезарядки.

Для измерения плотности быстрых частиц, имеющих определённое направление скорости и энергию, использовался анализатор нейтралов перезарядки. В качестве перезарядной мишени для ионов использовался фокусированный пучок диагностического инжектора (метод "искусственной мишени"). Радиус пучка в фокусе составлял 2 см, что позволяло получить хорошее пространственное разрешение.

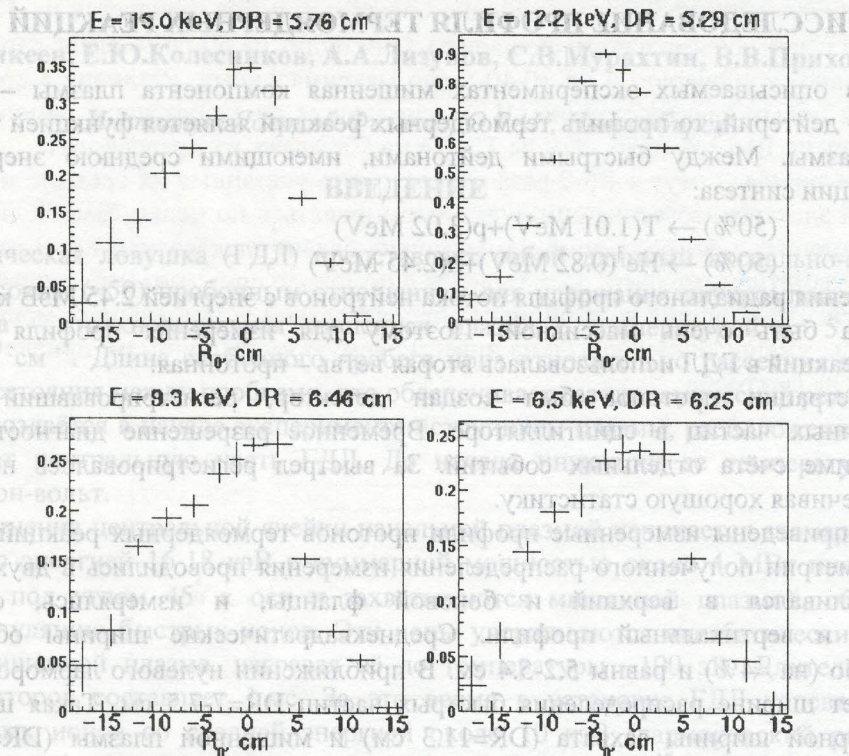


Рис. 4. Профили нейтралов перезарядки.

Результаты измерений представлены на рис. 4. Ширина профилей лежит в пределах $DR=5.3-6.5$ см. Это в 2 раза уже захвата. Полученный результат прямо указывает на формирование узкого радиального распределения быстрых ионов. Стоит также отметить существенную аксиальную асимметрию профилей.

ЭКСПЕРИМЕНТ С ПОДВИЖНЫМ ЛИМИТЕРОМ

Описанные выше эксперименты позволяют утверждать, что профиль быстрых ионов примерно в 2 раза уже профиля захвата частиц, полученного из точных вычислений с учётом всех процессов ионизации. Формирование такого профиля можно объяснить двумя способами: (1) быстрые ионы дрейфуют к оси установки, (2) они теряются на периферии. Для проверки предположения о больших потерях быстрых ионов на периферии был проведён эксперимент с подвижным лимитером.

Подвижный лимитер (или "нож") представлял собой металлическую пластину под плавающим потенциалом, которая могла перемещаться по радиусу. Пластина ориентировалась так, что быстрые частицы, двигаясь по ларморовским орбитам, терялись на лимитере, если он находился в зоне их движения. На мишенную же компоненту он оказывал слабое влияние.

Если предположить, что быстрые ионы теряются на периферии, то при перемещении "ножа" в плазму до радиусов, больших ширины сформировавшегося профиля, изменение количества накопленных частиц будет мало, энергосодержание, температура и другие параметры плазмы существенно не изменятся. Если же ионы дрейфуют к оси установки, то перемещение "ножа" на радиусы порядка ширины захвата приведёт к заметному сокращению количества быстрых частиц и, следовательно, уменьшению энергосодержания.

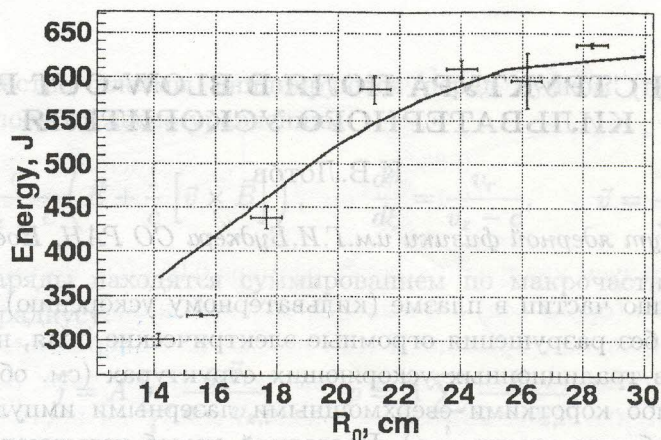


Рис. 5. Энергосодержание плазмы. Точками отмечены результаты эксперимента, линией – результаты численного расчёта.

На рис. 5 приведены результаты эксперимента с подвижным лимитером. Там же для иллюстрации приведены данные модельного расчёта кодом MCFIT. Энергосодержание быстрых частиц начинает изменяться с радиуса 20-22 см и на радиусе 14-16 см уменьшается вдвое. Результаты эксперимента и расчёта хорошо совпадают (отличие на радиусах 14-16 см можно объяснить возрастающим влиянием “ножа” на мишенную плазму, которое не учитывалось в расчёте). Это позволяет утверждать, что больших потерь на периферии плазмы нет. Такой же результат можно получить и из анализа энергобаланса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании данных MSE-диагностики, детектора термоядерных протонов и анализатора нейтралов перезарядки можно утверждать, что радиальный профиль быстрых ионов уже профиля захвата примерно в 2 раза. Эксперименты с плавающим лимитером и данные глобального энергобаланса показывают отсутствие больших радиальных потерь быстрых частиц. Это означает, что быстрые ионы дрейфуют к оси установки. Механизм этого дрейфа требует дополнительного исследования.

Работа поддержана грантом СО РАН для поддержки молодых ученых.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В.Аникеев, П.А.Багрянский, А.А.Иванов, А.Н.Карпушов, В.В.Максимов, С.В.Мурахтин, “Ионно-горячая плазма с высоким энергосодержанием в газодинамической ловушке” Физика Плазмы, 1999, Том 25, №6, стр.499-509
2. A.V.Anikeev, P.A.Bagryansky, A.A.Ivanov., A.N.Karpushov, S.A.Korepanov, V.V.Maksimov, S.V.Murakhtin, A.Yu. Smirnov, K.Noak, G.Otto "Fast ion relaxation and confinement in the gas-dynamic trap", Nuclear Fusion Vol.40, No.4, April 2000, p.753-765
3. A.A.Ivanov, A.V.Anikeev, P.A.Bagryansky, A.N.Karpushov, S.A.Korepanov, V.N.Kornilov, A.A.Lizunov, V.V.Maximov, S.V.Murakhtin, „High Pressure Plasma Confinement and Stability Studies in Gas Dynamic Trap“, Transaction of Fusion Technology, v. 39, No.1T, FUSTE8(1) (2001) pp. 127-132.
4. P. Bagryansky, D Den Hartog, G. Fiksel, A. Ivanov, S. Korepanov, A. Lizunov and V. Savkin, in Proc. 28th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Funchal, 18-22 June 2001, ECA (2001), vol.25A, p.1217.
5. A.V.Anikeev, P.A.Bagryansky, P.P.Deichuli, A.A.Ivanov, A.N.Karpushov, S.V.Korepanov, S.V.Murakhtin “Diagnostics for measurement of high \square plasma parameters in the gas dynamic trap”. 1998 ICPP & 25th EPS CCFPP, Prague, 1998. Cont. Papers, Ed.P.Pavlo, ECA (1998) v.22C,p.1498-1501
6. A.V.Anikeev, P.A.Bagryansky, A.A.Ivanov, A.N.Karpushov, V.N.Kornilov, V.V.Maximov, K.Noack, „Axial distribution of DD neutron yield in GDT under skew injection of deuterium neutral beams“, Transaction of Fusion Technology, v. 39, No.1T, FUSTE8(1) (2001) pp. 213-216.
7. А.В.Аникеев, П.А.Багрянский, В.Н.Бочаров, П.П.Дейчули, А.А.Иванов, А.Н.Карпушов, В.В.Максимов, А.И.Рогозин, Т.В.Саликова, “Измерения параметров плазмы в ГДЛ при инъекции мощных атомарных пучков” Физика плазмы, т.20. №2, стр.192-195 (1994)

ТОНКАЯ СТРУКТУРА ПОЛЯ В BLOW-OUT РЕЖИМЕ КИЛЬВАТЕРНОГО УСКОРИТЕЛЯ

К.В.Лотов

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

Интерес к ускорению частиц в плазме (кильватерному ускорению) обусловлен ее способностью выдерживать без разрушения огромные электрические поля, на несколько порядков превосходящие поля в традиционных ускоряющих структурах (см. обзор [1]). Поле в плазме можно создать либо короткими сверхмощными лазерными импульсами, либо пучками заряженных частиц (обычно электронов). Последний способ называют PWFA (plasma wake-field acceleration). В данной работе мы рассматриваем только возбуждение плазменных волн электронными пучками (драйверами).

Чтобы конкурировать с традиционными ускорителями, плазменный ускоритель должен иметь высокую эффективность, большую конечную энергию частиц и хорошее качество ускоренного пучка. В поиске оптимума были предложены различные схемы ускорения, в одной из которых для возбуждения волны используется одиночный короткий и плотный электронный ступок (так называемый blow-out режим [2]). В этом режиме голова драйвера расталкивает в стороны все плазменные электроны, а его хвост и ускоряемый ступок движутся в свободной от электронов области (каверне). Blow-out режим подробно исследовался как теоретически, так и экспериментально [3, 4].

В этой работе мы с высоким разрешением исследуем структуру поля в blow-out режиме и разделим физические и численные эффекты. Будет показано, что всплеск ускоряющего поля в конце каверны является артефактом идеализированных моделей и не может быть использован для ускорения сколь-нибудь значительного количества частиц. Для нахождения полей будет использована двумерная программа LCODE, разработанная специально для моделирования кильватерного ускорения.

Будем использовать цилиндрическую систему координат (r, φ, z) и движущееся со скоростью света вычислительное окно (Fig. 1a). Поскольку временной масштаб эволюции ультрарелятивистского пучка намного превосходит все характерные плазменные масштабы, мы можем использовать квазистатическое приближение [5, 6], т.е., считать пучок "жестким" при нахождении отклика плазмы на него. Все поля при этом зависят только от r и $\xi = z - ct$, где c — скорость света. Эти поля затем можно использовать для нахождения состояния пучка на следующем временном шаге и так далее.

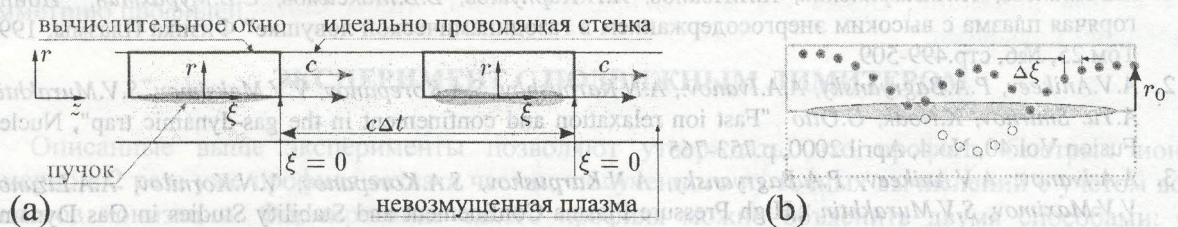


Рис. 1: Геометрия задачи (а); траектория макрочастицы плазмы в вычислительном окне (b).

Пучок в LCODE моделируется макрочастицами [6]. Для плазмы можно использовать как гидродинамическую модель [6], так и кинетическую. Кинетическая модель была разработана специально для моделирования сильно нелинейных режимов PWFA. В этой модели каждый электрон плазмы характеризуется шестью параметрами: поперечной координатой (r), тремя компонентами импульса (p_r , p_φ и p_z), массой M и зарядом q . Продольная координата ξ здесь не параметр, а аргумент. Таким образом, макрочастица плазмы соответствует трубке из реальных электронов, вошедших в вычислительное окно на некотором радиусе с некоторым начальным импульсом (Fig. 1b). Поскольку в квазистатическом приближении пучок не изменяется во время вычисления отклика плазмы, то все частицы, стартовавшие с радиуса r_0 , движутся по одинаковым траекториям и их параметры (r , p_r , p_φ и p_z) можно найти как функции от ξ .

Параметры макрочастиц плазмы иницируются перед пучком (при $\xi = 0$) и затем вычисляются слой за слоем согласно уравнениям

$$\frac{d\vec{p}}{d\xi} = \frac{d\vec{p}}{dt} \frac{dt}{d\xi} = \frac{q}{v_z - c} \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v} \times \vec{B}] \right), \quad \frac{dr}{d\xi} = \frac{v_r}{v_z - c}, \quad \vec{v} = \frac{\vec{p}}{\sqrt{M^2 + p^2/c^2}}. \quad (1)$$

Плазменные токи и заряды находятся суммированием по макрочастицам, попадающим в заданный интервал по радиусу:

$$\vec{j} = A \sum_i \frac{q_i \vec{v}_i}{c - v_{z,i}}, \quad \rho = A \sum_i \frac{q_i}{c - v_{z,i}}, \quad (2)$$

где A — нормировочный множитель. Знаменатель в (2) появляется из-за того, что вклад отдельной макрочастицы в ток и заряд плазмы зависит от скорости макрочастицы в вычислительном окне.

Зная токи и заряды в слое, мы можем найти поля в нем из уравнений Максвелла, которые, в предположении $\partial/\partial\xi = \partial/\partial z = -\partial/\partial(ct)$, принимают вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r E_r = 4\pi(\rho + \rho_b) - \frac{\partial E_z}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial B_z}{\partial r} = -\frac{4\pi}{c} j_\varphi, \quad E_\varphi = -B_r. \quad (3)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r B_r = -\frac{\partial B_z}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial(E_r - B_\varphi)}{\partial \xi} = \frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{4\pi}{c} j_r. \quad (4)$$

Здесь ρ_b — плотность заряда пучка; компонентами тока пучка j_{br} и $j_{b\varphi}$ мы пренебрегаем.

Граничные условия для уравнений (3), (4) соответствуют идеально проводящей трубе радиуса r_{max} :

$$E_r(0) = B_r(0) = B_\varphi(0) = 0, \quad E_z(r_{max}) = 0, \quad \int_0^{r_{max}} 2\pi r B_z dr = \pi r_{max}^2 B_0, \quad B_r(r_{max}) = 0, \quad (5)$$

где B_0 — внешнее продольное магнитное поле.

Отклик плазмы на пучок вычисляется по слоям в направлении уменьшения ξ (справа налево на Рисунке 1). При помощи (1) и (2) предсказываются \vec{j} и ρ на следующем слое, затем вычисляются поля в этом слое, затем перемещаются макрочастицы плазмы, после чего поля в новом слое корректируются. Такой алгоритм позволяет легко сокращать шаг по ξ вблизи сингулярности поля, что и делается автоматически при превышении плазменным током $|j_z|$ некоторой пороговой величины. Сдвигка частиц пучка делается параллельно с вычислением отклика плазмы.

Программа позволяет задавать произвольную начальную плотность пучка, и мы в расчетах будем ее брать в виде

$$n_b = \frac{n_{b0}}{2} e^{-r^2/2\sigma_r^2} \left[1 - \cos\left(\frac{2\pi\xi}{L}\right) \right], \quad -L < \xi < 0. \quad (6)$$

Косинусоидальное распределение плотности по ξ удобнее гауссовского, поскольку плотность пучка непрерывно обращается в ноль за пределами интервала конечной длины. При $L = 2\sqrt{2\pi}\sigma_z$ распределение (6) близко к гауссовскому

$$n_b = n_{b0} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_r^2} - \frac{(\xi + L/2)^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (7)$$

и содержит то же число частиц.

Благодаря явному использованию ряда упрощающих предположений (квазистатическое приближение, ультрарелятивизм пучка и симметрия задачи) программа работает очень быстро. Для демонстрации быстродействия смоделируем эксперимент E-157 [4, 7] с такими же параметрами системы, как и в расчетах [8, 9] (Таблица 1). Чтобы правильно учесть ускоряемые частицы, возьмем заднюю половину пучка гауссовской, а переднюю — косинусоидальной. Как

Таблица 1: Параметры пучка и плазмы

Число частиц в пучке, N	$3.7 \cdot 10^{10}$	Радиус пучка, σ_r	70 мкм
Длина пучка, σ_z	0.63 мм	Энергия пучка, W_b	30 ГэВ
(1) Плотность плазмы, n_0	$2.1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$	Длина плазмы, L	1.4 м

и в работах [8, 9], используем квадратную сетку размера $0.05 c/\omega_p$, восемь макрочастиц плазмы и 25 макрочастиц пучка (около оси) в ячейке. Временной шаг для пучка выберем $1.4 \text{ см}/c$.

Результаты моделирования приведены на Рисунке 2. Они находятся в полном согласии с [8, 9]. Единственное существенное отличие есть во времени счета: полномасштабное моделирование динамики пучка (Рис. 2b) заняло около 5 минут на настольном Pentium-II, а не несколько дней на многопроцессорном Cray [8].

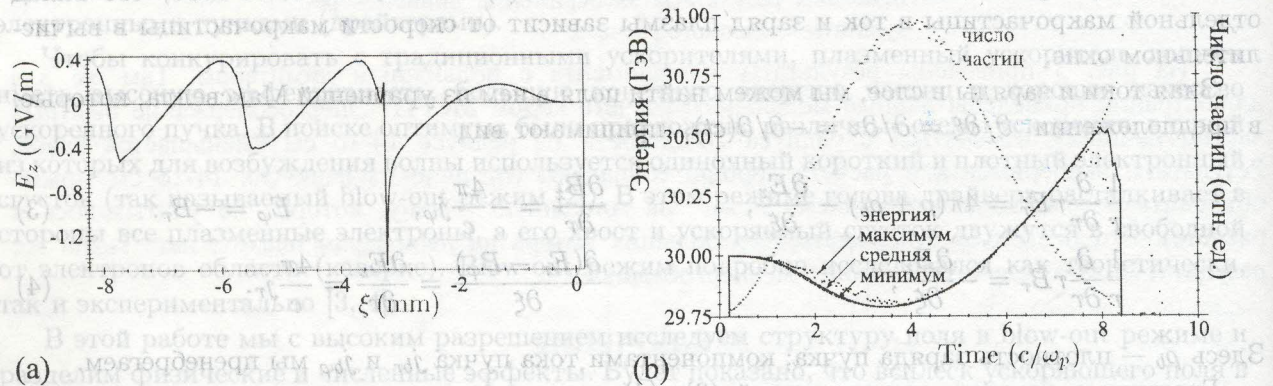


Рис. 2: (a) Продольное электрическое поле, (b) энергия и число частиц после прохождения 1.4 м плазмы в эксперименте E-157. Моделирование с низким разрешением.

Результаты моделирования blow-out режима различными программами совпадают всюду кроме области резкого пика ускоряющего поля в конце каверны. Зависимость амплитуды пика от размера сетки [8] и численные шумы позади пика указывают на недостаточность выбранного пространственного разрешения полей для корректного описания данной области. В то же время, именно этим пиком поля в значительной мере определяется привлекательность blow-out режима ускорения. Поэтому проведем моделирование той же системы, но с высоким пространственным разрешением.

Выберем размер вычислительного окна $20 c/\omega_p$ (по ξ) \times $5 c/\omega_p$ (по r) и шаг сетки $0.0025 c/\omega_p$. Около пика поля автоматически уменьшим шаг по ξ до $2.5 \cdot 10^{-5} c/\omega_p$. Число макрочастиц пучка возьмем $3.4 \cdot 10^5$, плазмы — $4 \cdot 10^4$ (20 частиц в ячейке).

Результаты счета показаны на Рисунке 3 для двух температур плазмы: нулевой (левая колонка) и $T_e = 0.1 \text{ eV}$ (правая колонка). Поля, полученные с низким разрешением (Рис. 2), также приведены на Рисунке 3а для сравнения.

Из Рисунка 3а видно, что температура плазмы влияет на кильватерное поле только в конце каверны, причем уменьшает амплитуду пика (Fig. 3b,c). Причина такого уменьшения видна из Рисунка 3d,e, где показано произведение nr (множитель r компенсирует геометрическую сингулярность плотности). Рост поля останавливается, когда электроны плазмы достигают оси. При нулевой температуре плазмы граница каверны резкая. Когда эта граница приближается к оси, ее ток резко возрастает из-за сингулярного роста плотности при примерно постоянной скорости,

$$j_r = -env_r \propto 1/r, \quad (8)$$

и создает, согласно (4), сингулярность E_z . В теплой плазме граница каверны размывается, токи электронов, летящих к оси и от оси, компенсируются, и сингулярности не возникает.

Можно получить простую оценку величины пика поля как функции начальной температуры плазмы. Из качественного вида зависимости (8) мы получаем поле на оси при нулевой

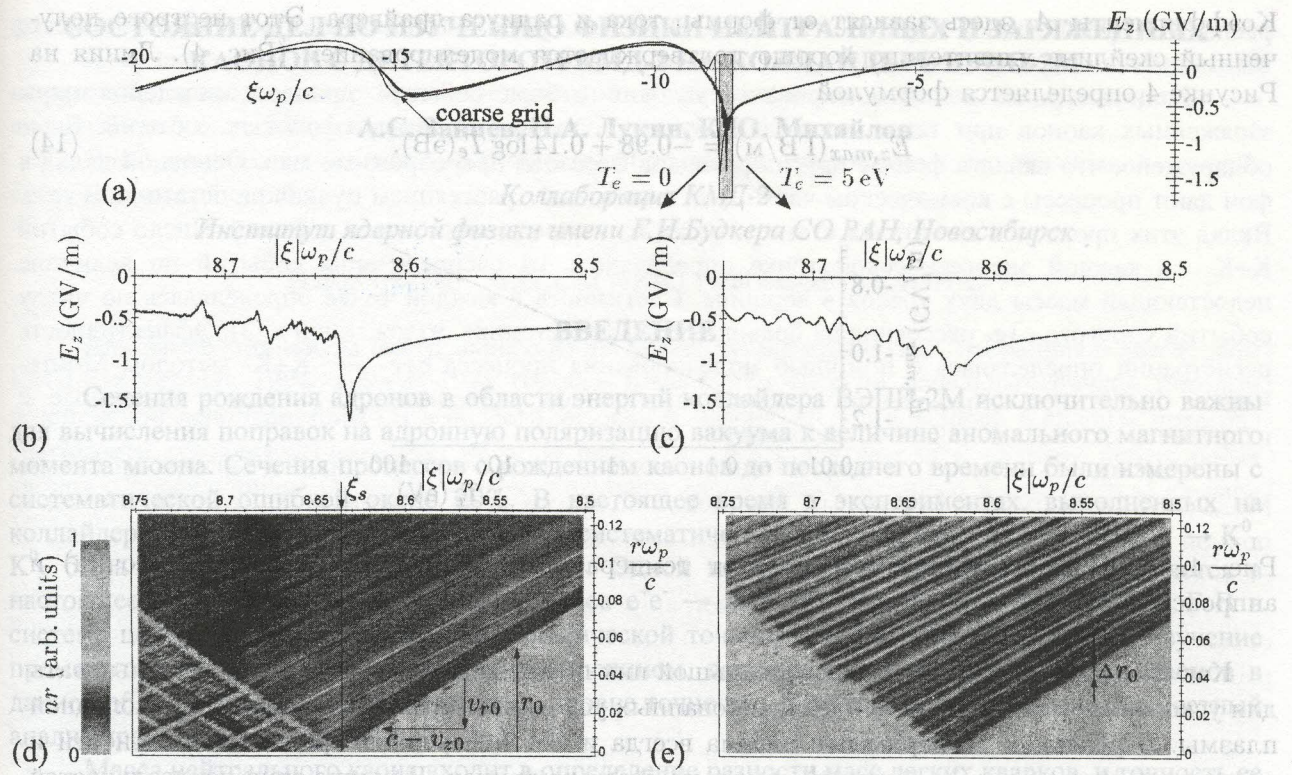


Рис. 3: Поведение плазмы и поля вблизи точки наибольшего ускоряющего поля: (а) поле E_z на оси для различных вариантов счета и расположение увеличенной области; (б,с) поле E_z на оси в области пика, (д,е) плотность электронов плазмы (умноженная на r для лучшей визуализации) при $T_e = 0$ (б,д) и $T_e = 0.1$ eV (с,е).

температуре плазмы:

$$E_z = -\frac{4\pi}{c} \int_0^\infty j_r dr \approx \frac{4\pi e}{c} \int_{r_0}^{r_\infty} \frac{n_\infty v_r r_\infty}{r} dr \approx A_1 + A_2 \ln r_0, \quad A_2 > 0, \quad (9)$$

где r_0 — радиус каверны (Рис. 3д), r_∞ — характерный радиус возмущения плазмы, n_∞ — невозмущенная плотность плазмы, A_i — размерные константы. При прямых траекториях электронов (что подтверждается Рисунком 3д), имеем

$$r_0(\xi) = \frac{v_{r0}}{c - v_{z0}} (\xi_s - \xi), \quad (10)$$

где $v_{r0} < 0$ и v_{z0} — скорости электронов около пика, ξ_s — координата пика поля. Отсюда

$$E_z \approx A_3 + A_2 \ln(\xi - \xi_s), \quad (11)$$

и мы, действительно, наблюдаем логарифмическую сингулярность поля при нулевой температуре плазмы.

Когда T_e отлична от нуля, электроны плазмы слегка отклоняются от тех траекторий, по которым они бы двигались в холодной плазме, и некоторые электроны приходят на ось раньше, нежели они бы пришли при $T_e = 0$. Характерное отклонение электрона на расстоянии $|\xi_s|$ от головы драйвера равно

$$\Delta r_0 \sim \frac{|\xi_s|}{c} \sqrt{\frac{T_e}{m}} \quad (12)$$

(Рис. 3е). При $r_0 \sim \Delta r_0$ логарифмический рост $|E_z|$ останавливается на уровне

$$E_{z,max} \approx A_1 + A_2 \ln \Delta r_0 \approx A_4 + A_5 \ln T_e, \quad A_5 > 0. \quad (13)$$

Коэффициенты A_i здесь зависят от формы, тока и радиуса драйвера. Этот нестрого полученный скейлинг удивительно хорошо подтверждается моделированием (Рис. 4). Линия на Рисунке 4 определяется формулой

$$E_{z,max}(\text{ГВ/м}) = -0.98 + 0.14 \log T_e(\text{эВ}). \quad (14)$$

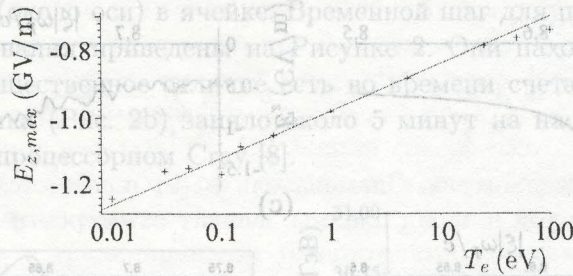


Рис. 4: Зависимость амплитуды пика от температуры плазмы: моделирование (точки) и аппроксимация (линия).

Как следует из вышеизложенного, большой пик поля в конце каверны можно использовать для ускорения частиц только в идеализированных условиях абсолютно однородной и холодной плазмы. В реальном эксперименте плазма всегда имеет поперечные градиенты плотности и ненулевую температуру, а пучок не идеально осесимметричен. Влияние этих неидеальностей нельзя проанализировать с помощью двумерной программы, однако можно ожидать, что учет дополнительных трехмерных эффектов только ухудшит ситуацию.

Работа поддержана Фондом содействия отечественной науке, грантом СО РАН для молодых ученых и грантами РФФИ 00-15-96815 и 03-02-16160а.

Список литературы

- [1] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting, "Overview of plasma-based accelerator concepts," *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24**(2), 252 (1996).
- [2] J. B. Rosenzweig, B. Breizman, T. Katsouleas, and J. J. Su, "Acceleration and focusing of electrons in two-dimensional nonlinear plasma wake fields," *Phys. Rev. A* **44** (1991), 6189.
- [3] J. B. Rosenzweig, et al., "Experimental measurement of nonlinear plasma wake fields," *Phys. Rev. A* **39** (1989), 1586.
- [4] M. J. Hogan, et al., "E-157: A 1.4-m-long plasma wake field acceleration experiment using a 30 GeV electron beam from the Stanford Linear Accelerator Center linac," *Phys. Plasmas* **7** (2000), 2241.
- [5] P. Sprangle, E. Esarey, and A. Ting, "Nonlinear theory of intense laser-plasma interactions," *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990), 2011.
- [6] K. V. Lotov, "Simulation of ultrarelativistic beam dynamics in plasma wake-field accelerator," *Phys. Plasmas*, 1998 **5**, 785.
- [7] C. Joshi, et al., "High energy density plasma science with an ultrarelativistic electron beam," *Phys. Plasmas* **9** (2002), 1845.
- [8] S. Lee, T. Katsouleas, R. Hemkel, and W. Mori, "Simulations of a meter-long plasma wakefield accelerator," *Phys. Rev. E* **61** (2000), 7014.
- [9] R. Hemkel, W. Mori, S. Lee, and T. Katsouleas, "Dynamic effects in plasma wakefield excitation," *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **3** (2000), 061301.

СОСТОЯНИЕ ДЕЛ ПО ИЗУЧЕНИЮ ФИЗИКИ НЕЙТРАЛЬНЫХ И ЗАРЯЖЕННЫХ КАОНОВ С ДЕТЕКТОРОМ КМД-2 НА КОЛЛАЙДЕРЕ ВЭПП-2М

А.С. Зайцев, П.А. Лукин, К.Ю. Михайлов

Коллаборация КМД-2

Институт ядерной физики имени Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск

ВВЕДЕНИЕ

Сечения рождения адронов в области энергий коллайдера ВЭПП-2М исключительно важны для вычисления поправок на адронную поляризацию вакуума к величине аномального магнитного момента мюона. Сечения процессов с рождением каонов до последнего времени были измерены с систематической ошибкой около 20%. В настоящее время в экспериментах, выполненных на коллайдере ВЭПП-2М с детектором КМД-2, систематическая точность сечения реакции $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ была повышена до уровня (5—10)% [1]. Одной из наиболее актуальных задач является в настоящее время измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ от порога рождения до 1.38 ГэВ в системе центра масс с наилучшей систематической точностью. Это позволит провести изучение промежуточных состояний с различным изоспином, дающих вклад в рождение пары каонов в данной области энергии на более высоком уровне точности. Для этого будет выполнен совместный анализ процессов $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ и $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$.

Масса нейтрального каона входит в определение разности масс легких кварков, и точность ее определения желательна иметь на том же уровне, что и массу заряженного каона. В данном проекте массу нейтрального каона предполагается измерить с точностью около 20 кэВ, что лучше среднемировой.

ДЕТЕКТОР КМД-2

Детектор КМД-2 подробно описан в работе [2]. Для анализа данных, описываемого ниже, используется информация из координатной системы, которая включает дрейфовую и Z-камеры. Дрейфовая камера состоит из 80 ячеек струйного типа, образующих 3 регистрирующих суперслоя камеры. Пространственное разрешение дрейфовой камеры в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля, составляет около 200 мкм, разрешение камеры в плоскости, содержащей ось пучков, составляет около 5 мм. Z-камера представляет собой два слоя пропорциональных камер и служит для прецизионного измерения Z-координаты крайних точек треков, а также используется в системе запуска (триггере) детектора КМД-2. Обе камеры находятся внутри сверхпроводящего соленоида, создающего магнитное поле величиной 1 Тл и направленного вдоль оси пучков.

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 1.0 — 1.04 ГэВ В СИСТЕМЕ ЦЕНТРА МАСС.

Процесс рождения пары заряженных каонов в области энергий ϕ мезона изучается на основе данных, набранных с детектором КМД-2 в 1996 году в диапазоне энергий 1.0-1.04 ГэВ. Интеграл светимости составляет около 1.8 пб^{-1} .

В этой области энергий рождение пары заряженных каонов происходит за счет распада ϕ мезона, вероятность которого составляет около 50%. Однако регистрация событий этого процесса «напрямую» (как событий с двумя коллинеарными частицами) затруднена, так как импульсы каонов малы и частицы не могут пройти Z-камеры детектора и обеспечить срабатывание триггера. Поэтому для выделения этого процесса был использован другой подход.

Отбирались события, в которых один каон оставлял длинный трек в дрейфовой камере детектора и являлся как бы меткой события, а второй каон распадался в камере на лету, и уже продукты его распада обеспечивали запуск триггера детектора. Такие события выглядят в детекторе как события с двумя треками (один принадлежит каону-метке, а второй — продукту

распада второго каона) идущих из общей вершины, расположенной на расстоянии от места взаимодействия пучков.

Были выбраны и оптимизированы условия отбора событий процесса рождения пары заряженных каонов при таком подходе. Изучалось наличие примеси фоновых событий. Было обнаружено, что вклад в фон от других распадов ϕ мезона пренебрежимо мал. Основной вклад в фон дают процессы с космическими частицами и события с рассеянием пучков на остаточном газе. Вклад этих процессов вычитался статистически при определении числа событий. Число событий $K+K^-$ в каждой энергетической точке определялось из распределения событий по величине недостающей массы двух треков в вершине. Светимость в каждой точке определялась по числу событий упругого $e+e^-$ рассеяния на большие углы по методике, изложенной в [3]. Эффективность регистрации определялась с помощью моделирования процесса $e+e^- \rightarrow K+K^-$ методом Монте-Карло. Также при определении сечения учитывались радиационные поправки, связанные с излучением фотонов начальными частицами.

Зависимость сечения от энергии аппроксимировалась функцией Брейта-Вигнера на основе Модели Доминантности Векторных Мезонов с вкладами ρ , ω и ϕ мезонов. Значения массы и полной ширины ϕ мезона, полученные при аппроксимации, находятся в хорошем согласии с величинами из Таблиц Свойств Частиц [4].

Как уже отмечалось выше, для регистрации процесса рождения пары заряженных каонов особенно важным является знание эффективности срабатывания триггера детектора. Кроме того, работа системы запуска не вполне адекватно описывается моделированием и не учитывается при определении эффективности регистрации. Поэтому была разработана процедура моделирования «заряженного триггера» детектора КМД-2. Процедура была протестирована на процессах, для которых эффективность триггера была определена ранее по специально разработанным методикам, и было получено неплохое согласие. Кроме того, с помощью данной процедуры была подтверждена гипотеза зависимости эффективности срабатывания триггера для событий с заряженными каонами от величины импульса каона (чем больше импульс, тем выше эффективность триггера). И, наконец, данная процедура является универсальной и может быть использована при определении эффективности триггера для любых физических процессов с заряженными частицами, регистрируемых детектором КМД-2.

Планируется применить данную методику определения эффективности триггера к данным по изучаемому процессу, разработать процедуру определения эффективности реконструкции событий на основе экспериментальных данных и также применить ее в анализе. Далее будет выполнена полная обработка имеющихся данных и проанализированы систематические ошибки.

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА $e+e^- \rightarrow K^+K^-$ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 1.05 — 1.38 ГэВ В СИСТЕМЕ ЦЕНТРА МАСС.

В данном анализе используется статистика, набранная с детектором КМД-2 в 1997 году в области энергий 1.05—1.38 ГэВ в системе центра масс. Интегральная светимость, набранная в этом эксперименте, составляет около 6.0 пб^{-1} .

События с парой заряженных каонов в конечном состоянии выделяются с применением двух методик. Согласно первой из них выполняется анализ импульсных спектров в событиях с коллинеарными частицами (которые составляют события с парой каонов, электрон-позитронной парой и комические частицы, а вклады другие коллинеарных событий подавлены условиями отбора). Формы спектров, описывающих различные вклады, определяются по «чистым» наборам событий, и используются затем при аппроксимации комбинированного спектра. Во второй методике для выделения событий с парой заряженных каонов используется информация о величине ионизационных потерь треков частиц в дрейфовой камере детектора. Сравнение результатов, полученных по двум данным методикам, может быть использовано для оценки систематической ошибки измерения сечения рождения пары заряженных каонов в данной области энергий.

При измерении сечения процесса рождения пары заряженных каонов использовалась светимость, определенная по числу событий упругого $e+e^-$ рассеяния на большие углы согласно уже упомянутой методике [3]. Эффективность регистрации определялась с помощью моделирования методом Монте-Карло. Также были учтены радиационные поправки на излучение

фотонов начальными частицами.

Полученные предварительные результаты хорошо согласуются с результатами предыдущих измерений, превосходя их по статистической и систематической точности. Предварительная систематическая ошибка измерения сечения оценивается в 8%.

Для завершения данной работы предполагается выполнить окончательный анализ систематической ошибки.

ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ НЕЙТРАЛЬНОГО КАОНА.

Для измерения массы нейтрального каона используется статистика, набранная с детектором КМД-2 в сезонах 1994, 1996 и 1998 годов в измерении энергии начальных пучков методом резонансной деполяризации [5] в области энергий ϕ мезона. Используемый в анализе интеграл светимости составляет около 350 нб^{-1} . В работе исследовался распад ϕ на пару нейтральных каонов с последующим распадом короткоживущего каона (масса которого и измеряется) на пару заряженных пионов.

Общепринятый метод измерения массы каона в таком процессе заключается в измерении угла разлета пионов с равными импульсами (такой угол называется «предельным»). Подход, использованный в данной работе, является обобщением этого метода на все возможные значения импульсов (a , следовательно, все возможные значения углов разлета пионов). Это позволило значительно увеличить статистику эксперимента. Однако при реализации этого метода пришлось столкнуться с необходимостью учета большого числа поправок, связанных с нелинейными связями входных величин (импульсов пионов, энергии пучков и угла разлета пионов) с массой нейтрального каона. Данная задача была успешно решена. Полученное предварительное значение массы нейтрального каона согласуется с результатами других измерений данной величины и является наиболее точным к настоящему времени.

В планах завершения этой работы — подготовка публикации в журнале.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате данной работы получены новые предварительные данные по сечению рождения пары заряженных каонов в области энергии 1.0 — 1.38 ГэВ, превосходящие по точности результаты предыдущих измерений. Выполнено новое измерение массы нейтрального каона, точность которого также выше точности предыдущих измерений этой величины.

Работа поддержана грантом СО РАН для поддержки молодых ученых и грантом РФФИ 02-02-16126-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. *R.R. Akhmetshin et al.*, Phys. Lett. **B551** (2003), p 27.
2. *Г.А. Аксенов и др.* Препринт ИЯФ 85-118, Новосибирск, 1985 год.
3. *И. Логашенко*, Меморандум КМД-2, Новосибирск, май 1998 год.
4. Таблицы Свойств Частиц (PDG), 2002 год.
5. *А.Д. Букин и др.* Труды 5-го Международного Симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варшава, 1975, с.138.

А. В. Васильев

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

ВВЕДЕНИЕ

Координатные (трековые) системы являются неотъемлемой частью большинства современных детекторов в экспериментах по физике высоких энергий. Одной из наиболее распространенных методик при создании трековой системы является использование газонаполненных камер. Современный спектр приборов данного типа чрезвычайно широк, наиболее распространены пропорциональные, дрейфовые и время-проекционные камеры, в последнее время широкое распространение получили новые методики, в частности, микростриповые детекторы и газовые электронные умножители.

Каждый эксперимент предъявляет специфические требования к параметрам трековой системы. Для детектора СНД [1] таким требованием является компактность системы, которая должна быть размещена внутри сферической полости радиусом 18 см внутри кристаллического калориметра детектора СНД. Тем не менее, в таком ограниченном объеме необходимо обеспечить эффективную регистрацию треков заряженных частиц, направленных из места встречи пучков, получить высокое пространственное разрешение для детекторов такого типа в сочетании с возможностью идентификации заряженных частиц по их ионизационным потерям.

В экспериментах с детектором СНД на ускорительном комплексе ВЭПП-2М, проводившихся в 1995-2000 годах, использовалась координатная система, состоящая из двух соосных дрейфовых камер и расположенного между ними цилиндрического сцинтилляционного счетчика. В камерах использовалась дрейфовая ячейка струйного типа, продольная координата определялась методом деления заряда в высокоомных сигнальных проволоках и уточнялась методом центра тяжести по заряду, индуцируемому на сегментированных на полоски обечайках камер. Система дрейфовых камер продемонстрировала хорошую надежность и высокую эффективность в экспериментах на ВЭПП-2М, а информация с нее позволила провести прецизионные измерения многих процессов с заряженными частицами.

В настоящее время в ИЯФ проводится модернизация ускорительного комплекса ВЭПП-2М. Новый коллайдер ВЭПП-2000 рассчитан на работу при энергии до 2 ГэВ в системе центра масс при рекордной для данного диапазона энергии светимости $10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. На коллайдере ВЭПП-2000 впервые будет реализована идея круглых пучков, которая позволит уменьшить эмиттанс пучка. Реализация идеи требует установки вблизи места встречи пучков специальных линз — сверхпроводящих соленоидов, и делает конструкции прежней координатной системы СНД и места встречи нового коллайдера несовместимыми. В этой связи в рамках модернизации детектора [2,3] создается новая трековая система.

ТРЕКОВАЯ СИСТЕМА СНД

Новая трековая система детектора СНД [4] состоит из дрейфовой камеры с ячейкой струйного типа и пропорциональной камеры, расположенных в едином газовом объеме (рис. 1). Основные параметры трековой системы: приведены в таблице. Газовый объем состоит из внешней и внутренней обечаек и фланцев. Обечайки имеют цилиндрическую форму и изготовлены фольгированного стеклотекстолита и стеклоленты, склеенных при помощи эпоксидной смолы. Внешняя обечайка имеет толщину около 3 мм ($\approx 2\% X_0$) и является несущей, обеспечивая натяжение всех проволок трековой системы с общим усилием ≈ 150 кг. Толщина внутренней обечайки — около 1 мм ($\approx 1\% X_0$). На обращенных внутрь газового объема поверхностях обечаек расположен медный слой одной из поверхностей листа стеклотекстолита. Он сегментирован на полоски и служит катодом камеры, сигналы с которого используются для измерений координат треков вдоль оси пучков. Для передачи сигналов к торцам камеры, к месту подключения регистрирующей электроники, используются сигнальные выводы на второй стороне листа стеклотекстолита.

координатное разрешение по времени дрейфа, σ_x	150 мкм
координатное разрешение σ_z (по проволочке)	1,5 мм
координатное разрешение σ_z (по полоскам)	0,3 – 0,6 мм
угловое разрешение для трека, $\sigma_{\phi, \theta}$	0,3°
разрешение по энергетическим потерям	$\sigma(dE/dx) / dE/dx = 25\%$

Фланцы трековой системы изготовлены из стеклотекстолита и для оптимального использования пространства внутри детектора имеют форму усеченного конуса. Толщина фланца — около 10 мм ($\approx 5\% X_0$). В каждом фланце расположено 1296 прецизионных отверстий диаметром 1,6 мм, предназначенных для установки медных трубочек — пинов — для крепления натянутых между фланцами проволочек. На внешних сторонах фланцев расположены сигнальные и высоковольтные платы, кабели для подключения регистрирующей электроники и коммутации высокого напряжения, крепежные элементы конструкции.

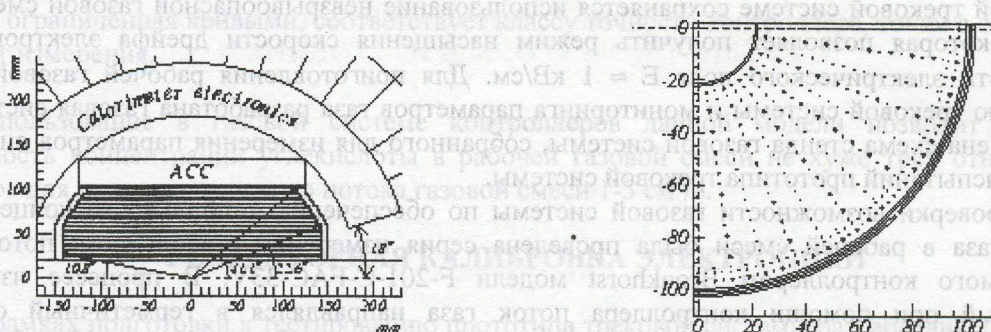


Рис. 1. Сечение центральной части детектора СНД в R-Z и R- ϕ проекциях. Показаны расположение трековой системы, аэрогелевого черенковского счетчика (ACC) и электроники первого слоя калориметра. Приведены значения характерных полярных углов. Крестиками обозначены анодные проволочки, точками — полевые и экранирующие. Все размеры даны в миллиметрах.

Дрейфовая камера используется для измерения точки вылета, азимутального (в R- ϕ плоскости) и полярного (θ) углов, а также ионизационных потерь заряженной частицы. Камера состоит из двадцати четырех дрейфовых ячеек струйного типа, азимутальный угловой размер ячейки — 15°. В каждой ячейке вдоль радиального направления расположены 9 анодных сигнальных проволок. Особенностью дрейфовой камеры с ячейкой струйного типа, используемой в измерениях без магнитного поля, является "лево-правая" неоднозначность при восстановлении траектории "центральной" (направленной из места встречи пучков) заряженной частицы. Для ее разрешения анодные проволочки во всех слоях, кроме первого, смещены в азимутальном направлении на ± 300 мкм относительно оси ячейки. Радиальный размер первого (ближайшего к оси пучков) слоя дрейфовой ячейки составляет 6 мм, остальных слоев — 8 мм. Радиальная координата сигнальных проволок первого слоя — 24 мм, девятого слоя — 87 мм. Максимальная длина азимутального дрейфа ионизации меняется от 3 мм в первом слое до 11 мм в девятом. Анодные проволочки изготовлены из позолоченного вольфрама диаметром 15 мкм (в первом слое — 20 мкм) и натянуты с усилием 40 грамм. Полевые и экранирующие проволочки изготовлены из позолоченного титана диаметром 100 мкм, усилие натяжения — 150 грамм.

Вблизи внешней обечайки трековой системы расположена пропорциональная камера, используемая для измерения Z-координаты треков заряженных частиц. Катодные проволочки натянуты вдоль оси цилиндра на радиусе 94 мм с шагом 3 мм. На радиусе 97 мм с таким же шагом поочередно натянуты анодные и полевые проволочки. Вторым, сигнальным катодом пропорциональной камеры служат медные полоски на внутренней поверхности обечайки. Размер каждой из полосок в направлении вдоль оси пучков — 6 мм, угловой размер полоски в азимутальном направлении — 90°. Между пропорциональной камерой и внешним слоем дрейфовой камеры на радиусе 91 мм натянут экранирующий слой проволок. С учетом этого слоя полное количество полевых и экранирующих проволок в пропорциональной камере составляет 480

штук, анодных — 96.

Центральная область обращенной внутрь камеры поверхности внутренней обечайки также сегментирована на полоски с размером вдоль оси пучков — 6 мм и угловым азимутальным размером — 90° . Полное количество полосок на внутренней обечайке — 128. Суммарное количество сигнальных полосок в трековой системе — 280.

Для проверки выбранного варианта конструкции трековой системы и измерения ее характеристик изготовлен полноразмерный прототип [5]. Проволочная структура прототипа занимает четверть объема камеры и полностью соответствует электродной структуре трековой системы. Проведена проверка качества сборки прототипа и монтажа регистрирующей электроники, собран стенд и проводятся испытания прототипа с космическими частицами и радиоактивными изотопами.

ГАЗОВАЯ СИСТЕМА

В новой трековой системе сохраняется использование невзрывоопасной газовой смеси $Ar + 10\% CO_2$, которая позволяет получить режим насыщения скорости дрейфа электронов при напряженности электрического поля $E \approx 1$ кВ/см. Для приготовления рабочей газовой смеси, снабжения ею трековой системы и мониторинга параметров газа разработана газовая система. На рис.3 приведена схема стенда газовой системы, собранного для измерения параметров системы и проведения испытаний прототипа трековой системы.

Для проверки возможности газовой системы по обеспечению стабильности концентрации компонент газа в рабочей смеси была проведена серия измерений стабильности потока газа, обеспечиваемого контроллером Bronkhorst модели F-201-C-FAC-33V. В процессе измерения установленный при помощи контроллера поток газа направлялся в герметичный объем с прецизионным электронным датчиком давления. Истинный поток газа определялся по скорости роста давления в герметичном объеме.

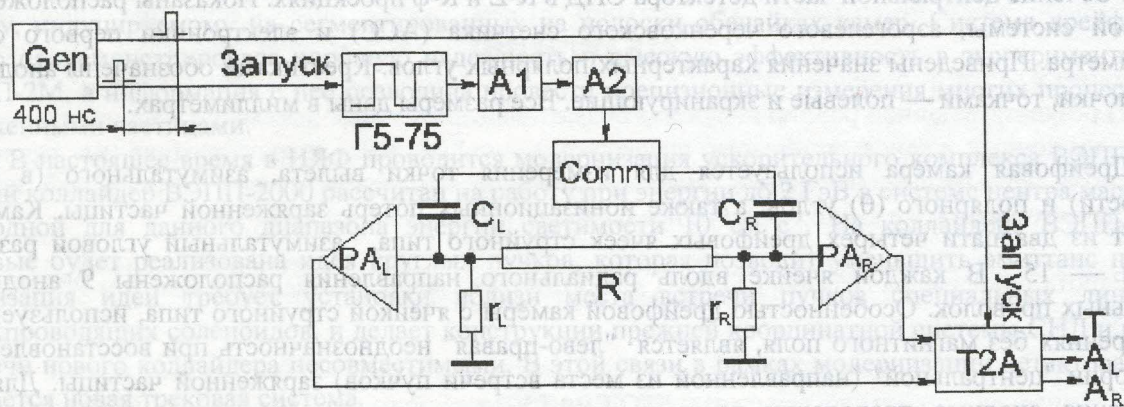


Рис.2. Схема газовой системы для трековой системы детектора СНД. Принятые обозначения: У — усилитель сигнала с пропорциональной камеры, Р и ЛЗ — разветвитель сигнала и линия задержки, выполненные в стандарте ВИШНЯ. В стандарте КАМАК выполнены следующие блоки: Д и Ф — дискриминатор и формирователь сигнала, соответственно, АЦП — аналогово-цифровой преобразователь, ЗЦП — зарядово-цифровой преобразователь, ЦАП — цифро-аналоговый преобразователь, ВВИ — высоковольтный источник напряжения.

Измерения проводились при значениях потока аргона от $50 \text{ см}^3/\text{мин}$ до $300 \text{ см}^3/\text{мин}$, соответствующего максимально возможному потоку для используемой модели контроллеров. Во всех измерениях отличие истинного потока от заданного не превышает 1-2 %, что соответствует классу точности контроллеров (рис.3).

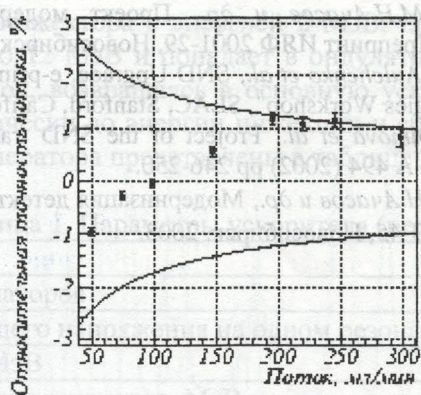


Рис. 3. Относительная точность газового потока, обеспечиваемая контроллером F-201-C-FAC-33V. Область, ограниченная кривыми, соответствует классу точности контроллера, точки с ошибками — результат измерения.

Использование в газовой системе контроллеров данной модели позволит обеспечить стабильность концентрации углекислоты в рабочей газовой смеси не хуже трех относительных процентов для диапазона полного потока газовой смеси 1-5 см³/с.

ГЕНЕРАТОРНАЯ КАЛИБРОВКА ЭЛЕКТРОНИКИ

В рамках подготовки к тестированию прототипа трековой системы разработаны процедуры и написаны программы генераторной калибровки регистрирующей электроники сигнальных проволочек и катодных полосок. Электронный тракт сигнальной проволочки состоит из предусилителей и оцифровывающей платы T2A, тракт электроники катодной полоски — зарядочувствительный усилитель, формирователь и оцифровывающая плата A24. Платы T2A и A24 выполнены в разработанном в ИЯФ СО РАН специализированном стандарте КЛЮКВА, они используются в тестах с прототипом трековой системы, а в дальнейшем будут заменены на новую оцифровывающую электронику — платы T2AM и ПА24, разработка которых проводится в настоящее время в ИЯФ СО РАН.

При генераторной калибровке сигналы с генератора калибровок поочередно подаются на калибровочные входы предусилителей "левого" и "правого" концов проволочки. Калибровочные константы определяются из совместной аппроксимации зависимостей амплитудного кода платы T2A от амплитуды сигнала генератора, поданного на каждый из концов проволочки. Использование линейной аппроксимации приводит к неприемлемой дифференциальной нелинейности ≈ 2-3 %, поэтому при калибровке используется квадратичная функция отклика, которая позволяет на порядок уменьшить это значение. При генераторной калибровке амплитудного канала полосок используется кубическая функция, величина нелинейности не превышает 1 %.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках модернизации детектора СНД для экспериментов на коллайдере ВЭПП-2000 изготавливается новая трековая система. К настоящему времени завершено изготовление прототипа системы и проводятся его испытания. Разработана газовая система, процедуры калибровки регистрирующей электроники. Начата сборка трековой системы.

Работа поддержана грантом Лаврентьевского конкурса молодежных проектов СО РАН 2002 года "Разработка и создание трековой системы для экспериментов с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000" и одноименным грантом РФФИ 02-02-16348-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.N.Achasov, V.M.Aulchenko, S.E.Baru, Spherical Neutral Detector for VEPP-2M collider, Nucl. Instr.

and Meth. A449 (2000) 125-139, e-print: hep-ex/9909015.

2. Г.Н.Абрамов, В.М.Аульченко, М.Н.Ачасов и др., Проект модернизации детектора СНД для экспериментов на ВЭПП-2000, Препринт ИЯФ 2001-29, Новосибирск, 2001.
3. G.N.Abramov, M.N.Achasov, V.M.Aulchenko et al., SND Upgrade, e-print: hep-ex/0105093, Invited talk at "e⁺e⁻ Physics at Intermediate Energies Workshop", SLAC, Stanford, California, April 30 - May 2, 2001.
4. V.M.Aulchenko, D.A.Bukin, T.V.Dimova et al., Project of the SND tracking system for experiments at VEPP-2000, Nucl. Instr. and Meth. A 494 (2002) pp 246-250.
5. Г.Н.Абрамов, В.М.Аульченко, М.Н.Ачасов и др., Модернизация детектора СНД для экспериментов на ВЭПП-2000, Препринт ИЯФ 2003-45, Новосибирск, 2003.

ДОСТИГНУТЫЕ ПАРАМЕТРЫ УСКОРИТЕЛЯ - РЕКУПЕРАТОРА И ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ; БЛИЖАЙШИЕ ПЛАНЫ РАБОТ С СУБМИЛЛИМЕТРОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Д.А.Кайран

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН

Аннотация

В Сибирском центре фотохимических исследований весной 2003 года получена генерация излучения с длиной волны 140 мкм на мощном лазере на свободных электронах (ЛСЭ). В работе кратко описана конструкция ЛСЭ на базе ускорителя рекуператора и представлены результаты измерения некоторых параметров электронного пучка и терагерцового излучения.

ВВЕДЕНИЕ

В апреле 2003 года заработал лазер на свободных электронах (ЛСЭ) Сибирского центра фотохимических исследований. В качестве источника электронов для ЛСЭ используется линейный ускоритель с рекуперацией энергии (ускоритель-рекуператор). Функционирующий источник когерентного тера-герцового излучения является первой очередью более мощного ЛСЭ с большим диапазоном длин.

УСКОРИТЕЛЬ-РЕКУПЕРАТОР

В основе своей полномасштабный мощный лазер на свободных электронах будет иметь многодорожечный ускоритель-рекуператор с максимальной энергией 50 МэВ. Ожидаемый диапазон длин волн излучения полномасштабного ЛСЭ от 3 до 300 микрон [1, 2]. Ускоритель первой очереди ЛСЭ включает в себя полную ВЧ систему (все резонаторы и генераторы), а также инжектор вместе с впускным каналом, но в отличие от полномасштабного варианта имеет только одну орбиту. На рисунке 2 показана схема ускорителя-рекуператора первой очереди.

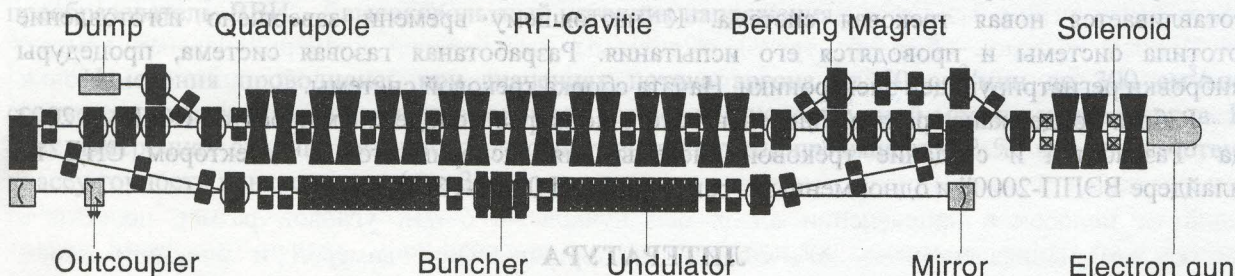


Рис. 1. Схема первой очереди Новосибирского мощного лазера на свободных электронах.

Пучок электронов из инжектора с энергией 2 МэВ, проходя через основную ускоряющую структуру, набирает энергию 12 МэВ и попадает в ондуляторе, где отдает часть своей энергии в излучения. После этого пучок, возвращаясь в основную ускоряющую структуру в замедляющей фазе, теряет энергию практически до энергии инжекции и сбрасывается в поглотитель. Основные параметры ускорителя-рекуператора представлены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры ускорителя (первой очереди).

Длина волны ВЧ, м	1.66
Количество ВЧ резонаторов	16
Амплитуда ускоряющего напряжения на одном резонаторе, МВ	0.7
Энергия инжекции, МэВ	2
Максимальная энергия электронов, МэВ	12
Частота следования сгустков, МГц	1.4 – 22.5
Средний ток, мА	2 – 40
Эмитанс пучка, мм•мрад	1
Энергетический разброс в ЛСЭ, %	1
Длина электронного сгуска в ЛСЭ, нс	0.02 – 0.1
Пиковый ток в ЛСЭт, А	40 – 10

ЛАЗЕР НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

В магнитной системе ЛСЭ использованы два одинаковых ондулятора включенные последовательно и магнит-трехполюсник для подстройки фазы пучка относительно светового сгустка. На установке получен стабильный режим работы ЛСЭ при среднем токе 5 мА, что соответствует частоте следования электронных сгустков 5.6 МГц. Такой режим работы ЛСЭ соответствует одному световому сгустку в оптическом резонаторе, взаимодействующему с каждым электронным сгустком. Основная часть измерений параметров излучения ЛСЭ производилась с выведенными скреперами (устройствами, отвещающими часть мощности из оптического резонатора в калориметры), по выходящему излучению через отверстие в одном из зеркал резонатора. Вместо того, что бы изменять длину оптического резонатора (механической подвижкой зеркал) мы плавно меняли частоту основного задающего ВЧ-генератора, следовательно, регулировали расстояние между сгустками. На рисунке 2 представлена зависимость мощности излучения ЛСЭ от отстройки частоты основного ВЧ.

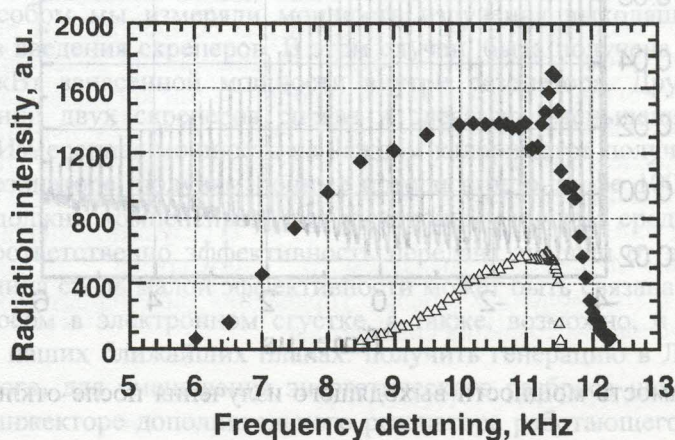


Рис. 2. Зависимость мощности излучения ЛСЭ от отстройки частоты основного ВЧ $f=180400$ кГц (ромбы для частоты следования электронных сгустков 5.6 МГц, треугольники для частоты следования электронных сгустков 2.8 МГц).

Для нахождения длины волны и ширины спектра излучения мы использовали вращающийся интерферометр Фабри-Перо. Типичная интерференционная картина показана на рисунке 3. Меняя магнитное поле в ондуляторах, была получена устойчивая генерация в диапазоне длин волн 120-

180 мкм. Относительная ширина спектра около $3 \cdot 10^{-3}$. Соответствующая величина длины когерентности $\lambda^2/2\Delta\lambda = 2$ см, очень близка к длине электронного сгустка.

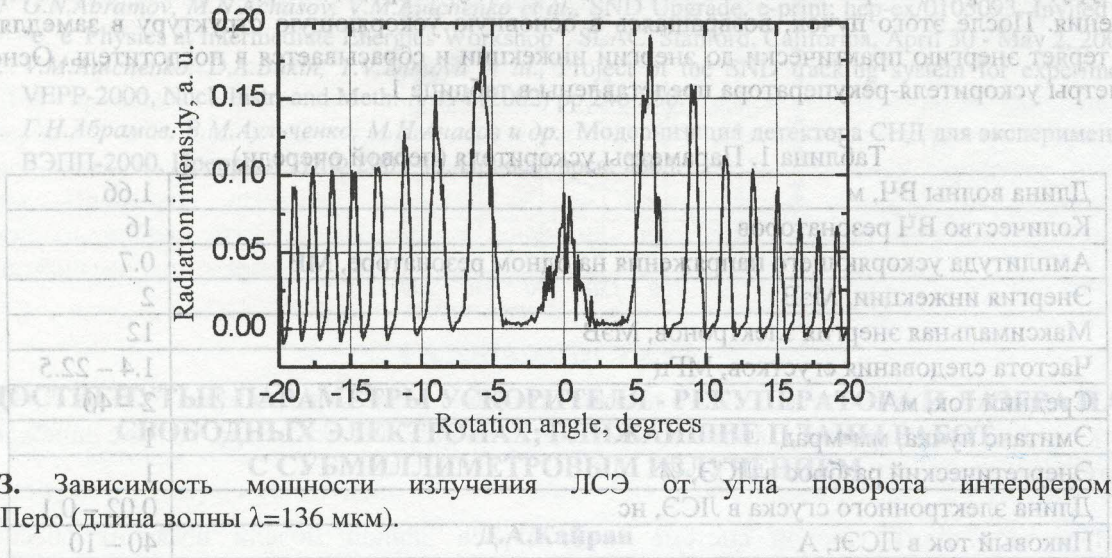


Рис. 3. Зависимость мощности излучения ЛСЭ от угла поворота интерферометра Фабри-Перо (длина волны $\lambda=136$ мкм).

Измерения потерь в оптическом резонаторе производились при помощи быстрого детектора на основе диода Шоттки [3]. На рисунке 4 можно видеть последовательность световых сгустков следующих с частотой 5.6 МГц. Выключая электронную пушку, мы измеряли добротность оптического резонатора по темпу снижения выходящей мощности. Типичные значения потерь 5-8%.

Достаточно высокий коэффициент усиления малого сигнала и малые потери в оптическом резонаторе позволили получить устойчивую генерацию не только на частоте $f_0 = 5.6$ МГц, но и на некоторых более низких кратных частотах $f_0/2$, $f_0/3$, $f_0/4$ и $2f_0/3$. На рис. 5 показана временная зависимость выходящей мощности при частоте $f_0/4$, по которой так же можно вычислить потери за один пролет в оптическом резонаторе. Зависимость мощности излучения от потерь в резонаторе показана на рисунке 6. Глядя на эту зависимость можно заключить, что максимальный достигнутый коэффициент усиления малого сигнала составлял около 30%.

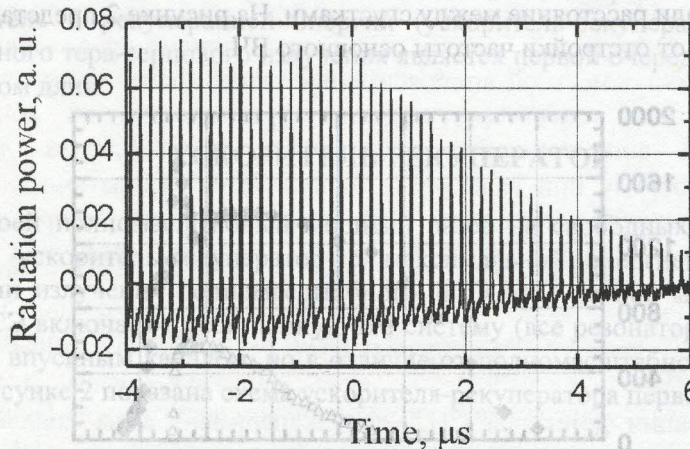


Рис.4. Временная зависимость мощности выходящего излучения после отключения электронного пучка.

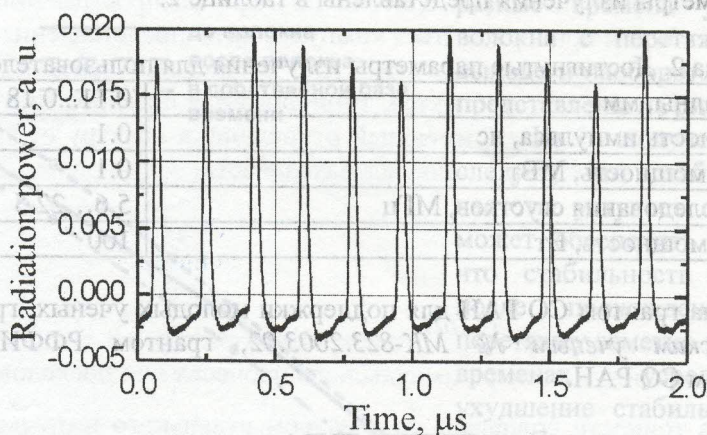


Рис.5. Временная зависимость мощности выходящего излучения при частоте следования сгустков 1.4 МГц (что соответствует одной четвертой частоты обращения светового сгустка в оптическом резонаторе).

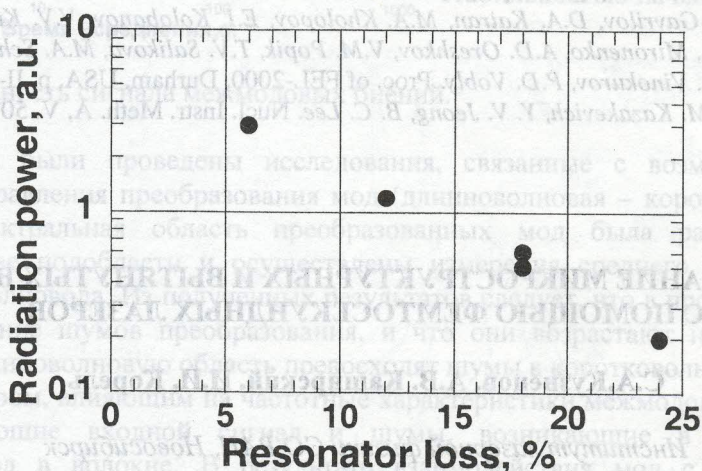


Рис. 6. Средняя мощность, запасенная в оптическом резонаторе в зависимости от потерь на один цикл усиления.

Для измерения абсолютной величины выводимой мощности излучения мы использовали два способа. Первым способом мы измеряли мощность излучения выходящую через отверстие в зеркале резонатора без введения скреперов. В этом случае, была получена величина около 10 Вт, что соответствует 2 кВт запасенной мощности внутри резонатора. Другой способ состоял в одновременном введении двух скреперов справа и слева до уменьшения внутрирезонаторной мощности в два раза. Измеренная мощность на каждом калориметре получилась 20 Вт. Учитывая потери мощности в резонаторе, получим полные потери в резонаторе 100 Вт. Для поддержания генерации эти потери должны компенсироваться электронным пучком, средняя мощность которого составляет 50 кВт. Соответственно эффективность передача энергии от электронного сгустка к световому 0.2 %. Причина столь малой эффективности может быть связана с достаточно большим энергетическим разбросом в электронном сгустке, а также, возможно, и с большой суммарной длиной ондулятора. В наших ближайших планах: получить генерацию в ЛСЭ, отключив один из ондуляторов. Кроме того, для уменьшения энергетического разброса находится в рассмотрении проект установки на инжекторе дополнительного резонатора работающего на третьей гармонике основного ВЧ.

БЛИЖАЙШИЕ ПЛАНЫ

В данный момент практически закончен монтаж канала вывода излучения из ускорительного зала к рабочим станциям пользователей. Первая экспериментальная станция находится в стадии разработки. В 2004 году установка будет полностью доступна для пользователей. Достиженные на

сегодняшний день параметры излучения представлены в таблице 2.

Таблица 2. Достигнутые параметры излучения для пользователей.

Длина волны, мм	0.11...0.18
Длительность импульса, нс	0.1
Пиковая мощность, МВт	0.1
Частота следования сгустков, МГц	5.6...22.5
Средняя мощность, Вт	100

Работа поддержана грантом СО РАН для поддержки молодых ученых, грантом Президента РФ молодым российским ученым № МК-823.2003.02, грантом РФФИ 03-02-16481-а и интеграционным грантом СО РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. N.G. Gavrilov, E.I. Gorniker, G.N. Kulipanov, I.V. Kuptsov, G.Ya. Kurkin, A.D. Oreshkov, V.M. Petrov, I.V. Pinayev, I.K. Sedlyarov, A.N. Skrinisky, A.S. Sokolov, V.G. Veshcherevich, N.A. Vinokurov, P.D. Vobly. IEEE J. Quantum Electron., QE-27, p.2626-2628, 1991.
2. V.P. Bolotin, N.G. Gavrilov, D.A. Kairan, M.A. Kholopov, E.I. Kolobanov, V.V. Kubarev, G.N. Kulipanov, S.V. Miginsky, L.A. Mironenko, A.D. Oreshkov, V.M. Popik, T.V. Salikova, M.A. Scheglov, O.A. Shevchenko, A.N. Skrinisky, N.A. Vinokurov, P.D. Vobly. Proc. of FEL-2000, Durham, USA, p. II-37 (2000).
3. V.V. Kubarev, G. M. Kazakevich, Y. V. Jeong, B. C. Lee. Nucl. Instr. Meth. A, V. 507, p.523-526, 2003.

ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОСТРУКТУРНЫХ И ВЫТЯНУТЫХ ВОЛОКОН С ПОМОЩЬЮ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРОВ

С.А.Кузнецов, А.В. Каширский, И.И. Корель

Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа является частью проекта, направленного на решение фундаментальной проблемы создания прецизионного синтезатора частот нового поколения с рабочей областью от УФ до радиодиапазона. Такой синтезатор необходим для осуществления ряда фундаментальных экспериментов, для проведения спектроскопических прецизионных измерений в химии, биологии, материаловедении, метрологии, при изучении и использовании космического пространства и т.д. Одним из возможных путей создания такого синтезатора является использование дискретного спектра непрерывной последовательности фемтосекундных импульсов. Для уширения такого спектра на порядок и больше излучение пропускают через специальные оптические волокна: микроструктурные [1, 2] или волокна с перетяжкой [3-6]. В результате значительно увеличивается спектральный рабочий диапазон создаваемого синтезатора. Исследование процессов преобразования спектра в этих волокнах с целью управления характеристиками выходного спектра является необходимым условием создания синтезатора.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для изучения этих процессов было разработано и создано устройство, суть которого состоит в том, что высокоточные измерения межмодовой частоты (100 МГц) через синтез частот переносятся в низкочастотную область и затем производятся измерения выбранной (200 Гц) частоты [7].

Были проведены исследования стабильности межмодовой частоты высокостабильного фемтосекундного импульса Ti:S лазера, описанного в [8]. Производилась серия измерений за