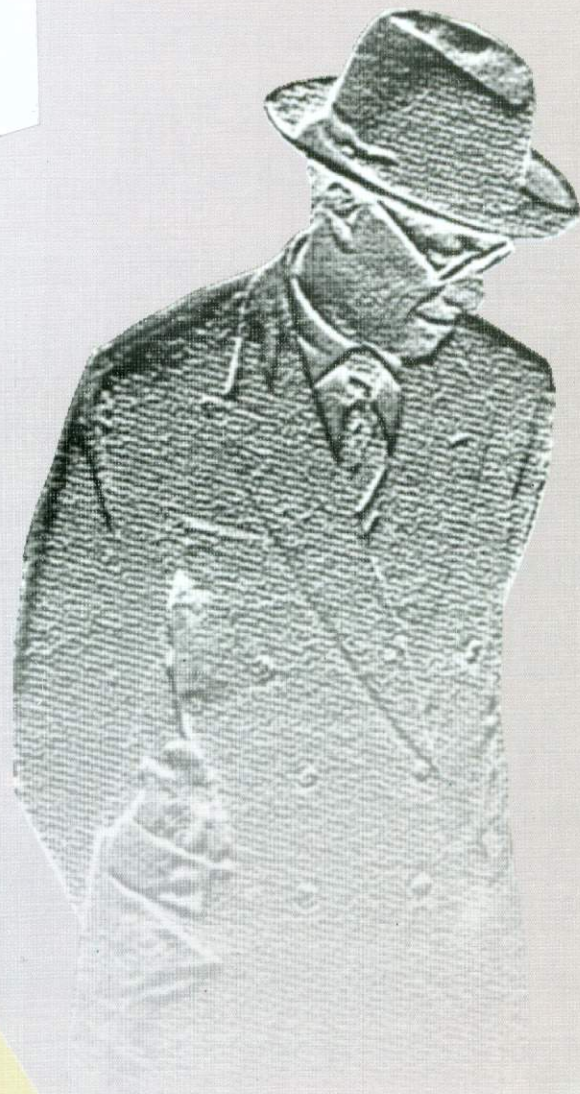


У 21  
К. 65



МАТЕРИАЛЫ

КОНФЕРЕНЦИЯ  
МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ СО РАН,  
ПОСВЯЩЕННАЯ  
М. А. ЛАВРЕНТЬЕВУ

Ч. 21  
К. 65

СОВЕТ НАУЧНОЙ МОЛОДЕЖИ  
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

МАТЕРИАЛЫ IV КОНФЕРЕНЦИИ  
МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ,  
ПОСВЯЩЕННОЙ М. А. ЛАВРЕНТЬЕВУ

Новосибирск, 17–19 ноября, 2004 г.

**Часть I**

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

Новосибирск  
2004

+

## ЛИТЕРАТУРА

1. Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., Atkin D.M. // *Opt. Lett.*, **21**, 1547 (1996).
2. Желтиков А.М. // *УФН*, **170**, 1203 (2000).
3. Birks T.A., Wadsworth W.J., and Russell P.St.J. // *Opt. Lett.*, **25**, 1415 (2000).
4. Bagayev S.N., Dmitriyev A.K., Chepurov S.V., Dychkov A.S., Klementyev V.M., Kolker D.B., Kuznetsov S.A., Matyugin Yu.A., Okhapkin M.V., Pivtsov V.S., Skvortsov M.N., Zakharyash V.F., Birks T.A., Wadsworth W.J., Russell P.St.J., and Zheltikov A. M. // *Laser Physics*, **11**, 12, 1270 (2001).
5. Кобцев С.М., Кукарин С.В., Фатеев Н.В. // *Квантовая электроника*, **32**, 11 (2002).
6. Дианов Е.М., Крюков П.Г. // *Квантовая электроника*, **31**, 877 (2001).
7. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М.:Мир, 1996)
8. Hermann J., et al. // *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 17 (2002).
9. Shimizu F. // *Phys. Rev. Lett.*, **19**, 1097 (1967)
10. Багаев С.Н. и др. "Стабилизация частоты следования фемтосекундных импульсов Ti:Sa - лазера" *Квантовая электроника*, **27**, (1997).

## ИЗУЧЕНИЕ 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,  
P. A. Lukin@inp.nsk.su*

### 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  $e^+e^- \rightarrow K^0_L K^0_S$  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  $e^+e^- \rightarrow K^0_L K^0_S$ .

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  $\phi$  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  $1.8 \text{ пб}^{-1}$ .

В качестве событий-кандидатов процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  отбирались события с двумя треками, имеющими малые импульсы и большие ионизационные потери в дрейфовой камере, идущие из места встречи пучков. Однако существует ряд эффектов, которые ведут к потере трека заряженного каона, например: распады на лету, ядерные взаимодействия, неэффективность реконструкции трека и т.д.. Но если один трек потерян, событие все равно может быть идентифицировано, как событие  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ , используя второй трек. В данном анализе отбирались события, в которых найдено один или два «хороших» каона, где «хороший» каон определялся согласно следующим критериям:

- Полный импульс трека  $P_{\text{tot}} < 200 \text{ МэВ/с}$ .
- Величина ионизационных потерь  $dE/dx > 4000.0$  (В то время, как минимально ионизирующие частицы имеют  $dE/dx_{\text{MIP}} = 2000.0$ ).
- Прицельный параметр трека в R- $\phi$  плоскости  $\rho < 0.4 \text{ см}$ .
- Полярный угол вылета трека  $1.0 < \theta_K < \pi - 1.0$

Критерии отбора по величине полного импульса трека и величине ионизационных потерь показаны на Рисунке 1. Видно, как с помощью данных критериев можно легко отделить события с заряженными каонами от событий с другими типами частиц. Рисунок 2 демонстрирует распределение событий по величине прицельного параметра в R- $\phi$  плоскости. Выбранная нами граница отбора по этому параметру показана на рисунке вертикальной стрелкой.

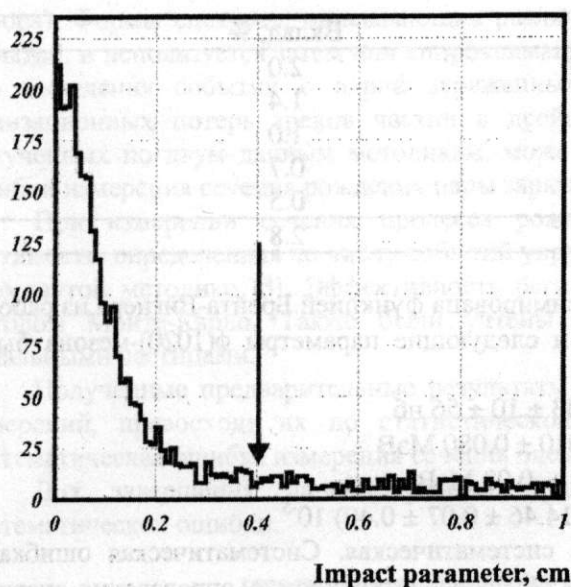


Рис. 1 Величина ионизационных потерь трека в зависимости от величины полного импульса трека.

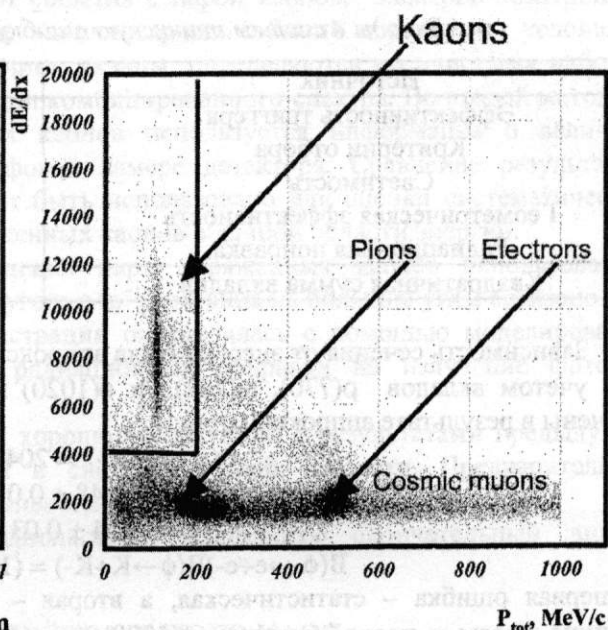


Рис. 2 Распределение событий по величине прицельного параметра трека в R- $\phi$  плоскости.

Число событий с одним или двумя найденными «хорошими» каонами определялось при аппроксимации распределения событий по Z-координате точки, ближайшей к месту встречи пучков вдоль оси пучков, плавной функцией, описывающей события эффекта и фоновую подложку. Форма фона определялась из анализа событий, набранных при энергии ниже порога рождения пары заряженных каонов, но отобранном согласно условиям, перечисленным выше. Всего после вычитания фона было отобрано около  $1.21 \times 10^5$  событий с одним найденным «хорошим» каоном и около  $2.42 \times 10^5$  событий с двумя найденными «хорошими» каонами.

В каждой энергетической точке сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  определялось по формуле:

$$\sigma = \frac{N_1 + N_2}{L \cdot \epsilon \cdot (1 + \delta)} \cdot \frac{1 + \delta_{EXP}}{1 + \delta_{SIM}}$$

где  $N_1$  – число событий с одним найденным «хорошим» каоном,  $N_2$  – число событий с двумя найденными «хорошими» каонами,  $L$  – интеграл светимости, определенный по событиям электрон-позитронного рассеяния с помощью методики, описанной в [3],  $\epsilon$  – эффективность регистрации,  $\delta$  – радиационная поправка на излучение начальными частицами, рассчитанная по формулам из работы [4],  $1 + \delta_{EXP}$  – вероятность потерять оба каона в экспериментальном событии,  $1 + \delta_{SIM}$  – вероятность потерять оба каона в событии моделирования. Данные вероятности рассчитывались в предположении, что каоны пропадают независимо.

Эффективность регистрации определялась по событиям моделирования Монте-Карло (50 000 событий процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^- (\gamma)$  в каждой энергетической точке) и являлась произведением геометрической эффективности и эффективности триггера. Типичные значения этих эффективностей составляют соответственно  $\epsilon_{геом} = 0.64$  и  $\epsilon_{триг} = 0.89$ . Вероятность пропадания обоих каонов в событии для энергетической точки  $E_{пучка} = 510.0$  МэВ составила  $\delta_{EXP} = 0.039$  в эксперименте и  $\delta_{SIM} = 0.043$  в моделировании. Таким образом, эта поправка почти полностью сокращается в отношении.

Систематическая ошибка в величине сечения оценивается в 2.8 % и основные факторы, дающие вклады в эту величину приведены в Таблице.

*Вклады в систематическую ошибку сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$*

Источник	Вклад, %
Эффективность триггера	2.0
Критерии отбора	1.4
Светимость	1.0
Геометрическая эффективность	0.7
Радиационная поправка	0.5
Квадратичная сумма вкладов	2.8

Зависимость сечения от энергии была аппроксимирована функцией Брейта-Вигнера из работы [5] с учетом вкладов  $\rho(770)$ ,  $\omega(782)$  и  $\phi(1020)$  и следующие параметры  $\phi(1020)$ -мезона были получены в результате аппроксимации:

$$\begin{aligned} \sigma(\phi \rightarrow K^+K^-) &= 2043 \pm 10 \pm 56 \text{ нб} \\ m\phi &= 1019.448 \pm 0.010 \pm 0.080 \text{ МэВ} \\ \Gamma\phi &= 4.24 \pm 0.03 \pm 0.03 \text{ МэВ} \end{aligned}$$

$$B(\phi \rightarrow e^+e^-)B(\phi \rightarrow K^+K^-) = (14.46 \pm 0.07 \pm 0.40) 10^{-5}$$

где первая ошибка – статистическая, а вторая – систематическая. Систематическая ошибка в величине массы и полной ширины  $\phi(1020)$ -мезона обусловлена точностью определения энергии пучка. Полученные параметры находятся в хорошем согласии с мировыми средними значениями из [6] и являются самыми точными.

Экспериментальные данные вместе с аппроксимирующей кривой, а также результаты предыдущих наиболее точных измерений приведены на Рисунке 3. Видно неплохое согласие между результатами различных экспериментов.

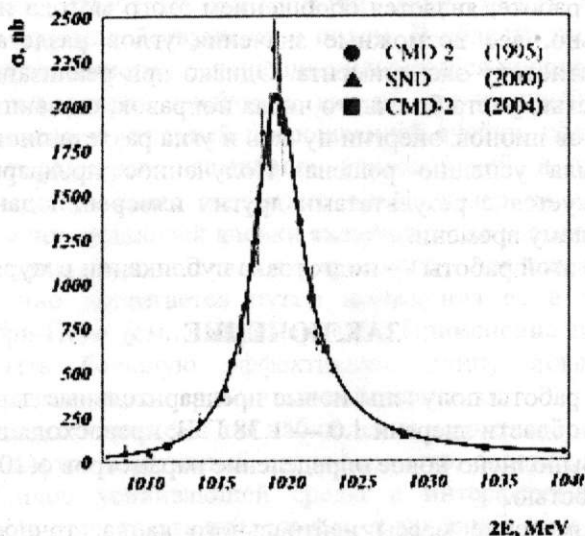


Рис. 3. Зависимость сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ , полученная в данной работе и в работах [5] и [7]

### 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  $6.0 \text{ пб}^{-1}$ .

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 используется 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 [8] в области энергий  $\phi$  мезона. Используемый в анализе интеграл светимости составляет около  $350 \text{ нб}^{-1}$ . В работе исследовался распад  $\phi$  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 (а 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 определение параметров  $\phi(1020)$  мезона с самой лучшей на настоящий момент точностью.

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 грантами РФФИ 02-02-16126-а, РФФИ 04-02-16223-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. Э.А. Кураев, В.С. Фадин, ЖЭТФ, 41 (1985), стр 733.
5. M.N. Achasov et al., Phys. Rev. D63, 072002 (2001)
6. S.I. Eidelman et al., Phys. Lett. B592, 1 (2004) Таблицы Свойств Частиц (PDG).
7. R.R. Akhmetshin et al., Phys. Lett. B364, 199 (1995)
8. А.Д. Букин и др. Труды 5-го Международного Симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варшава, 1975, с. 138.

## СПЕКТРОСКОПИЯ НАСЫЩЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АКТИВНОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Д. Ю. Примаков

*Институт Лазерной Физики СО РАН, Новосибирск, e-mail: [dima@laser.nsc.ru](mailto:dima@laser.nsc.ru)*

## ВВЕДЕНИЕ

Нелинейные оптические резонансы широко используются в спектроскопии и для стабилизации частоты лазеров. Метод насыщенного поглощения один из распространенных способов их получения. Резонанс насыщенного поглощения возникает при нелинейном взаимодействии встречных волн с газом. Регистрация резонанса осуществляется путем наблюдения изменения характеристик проходящего через поглощающую среду излучения либо по поглощаемой энергии либо по энергии, которая рассеивается в среде. В первом случае можно наблюдать интенсивность сигнала, его фазу или частоту. Во втором – можно использовать флуоресцентный сигнал, оптоакустические и оптотермические детекторы. Все эти способы хорошо известны и описаны в литературе [1]. Поглощающая среда может находиться как внутри резонатора лазера, так и снаружи (методы внутренней и внешней поглощающей ячейки).

Фундаментальным фактором, ограничивающим разрешающую способность метода насыщенного поглощения является квадратичный эффект Доплера, который смещает частоту квантового перехода движущейся частицы на величину, зависящую от ее скорости. Это ограничение можно существенно ослабить, если использовать селекцию медленных частиц по скоростям [2, 3].

2. D.Mosher, N.Qi, and M.Krishnan A two-level model for K-shell radiation scaling of the imploding z-pinch plasma radiation source // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. Vol.26, No.3, pp.1052-1061.
3. Р.Б.Бакшт, И.М.Дацко, А.А.Ким, А.Ю.Лабецкий, С.В.Логинов, В.И.Орешкин, А.Г.Русских, А.В.Федонин, А.В.Шишлов Рэлей-Тейлоровская неустойчивость и выход К-излучения при сжатии газовых лайнеров // Физика плазмы. 1995. т.21, № 11, стр. 959-965.
4. P.Coleman, J.Rauch, W.Rix, J.Thompson, R.Wilson Resent ACE-4 z-pinch experiments: long implosion time argon loads, uniform fill versus annular shell distributions and the Rayleigh-Taylor instability problem // IV Int. Conf. on Dense Z-pinchs, Vancouver, 1997 (AIP Conf. Proc. 409, Woodbury, 1997), pp.119-123.
5. R.J.Commisso, J.P.Apruzese, D.C.Black, et al. Results of radius scaling experiments and analysis of Neon K-shell radiation data from an inductively driven Z-pinch // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. Vol. 26, No. 4, pp. 1068-1085.
6. A.B.Bud'ko, F.S.Felber, A.I.Kleev, M.A.Liberman and A.L.Velikovich Stability analysis of dynamic z-pinchs and theta pinchs // Physics Fluids B 1, 1989, pp.598-607.
7. L.I.Rudakov Magnetically accelerated plasma shell stability // 2nd Int. Conf. on Dense Z-pinchs, Laguna Beach, USA, 1989 (AIP Conf. Proc. 195), pp.290-299.
8. S.M.Golberg and A.L.Velikovich Snowplow mechanism and stability of imploding multicascade liner systems // 3rd Int. Conf. on Dense Z-pinchs, London, United Kingdom, 1993 (AIP Conf. Proc. 299), pp.42-50.
9. В.И.Орешкин Имплотация плазменных лайнеров в присутствии аксиального магнитного поля // Известия ВУЗов. Физика. 1995. т.38, №12, стр.6-15.
10. V.Oreshkin, L.Rudakov, J.Davis, R.Clark, A.Velikovich Efficient K-shell emission in a z-pinch with axial magnetic field // 28th IEEE Int. Conf. on Plasma Science, Las Vegas, USA, 2001, Book of Abstracts, p.201.
11. S.A.Sorokin and S.A.Chaikovsky K-shell radiation power and yield from double shell plasma liner implosion // 4th Int. Conf. on Dense Z-pinchs, Vancouver, 1997 (AIP Conf. Proc. 409), pp.593-596.
12. S.A.Chaikovsky, A.Yu.Labetsky, V.I.Oreshkin, et al. The K-shell radiation of a double gas puff z-pinch with an axial magnetic field // Laser and Particle Beams. 2003. Vol.21, No.2, pp.255-264.
13. A.V.Shishlov, R.B.Baksht, A.V.Fedunin, et al. Long time implosion experiments with double gas puffs // Phys. Plasmas. 2000. Vol. 7, No. 4, pp. 1252-1262.

## ТРЕКОВАЯ СИСТЕМА ДЕТЕКТОРА СНД НА ВЭПП-2000

**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 обечайек и фланцев. Обечайки имеют цилиндрическую форму и изготовлены фольгированного стеклотекстолита и стеклотенты, 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  $\approx 300$  кг. Толщина внутренней обечайки – около 1 мм ( $\approx 1\% X_0$ ). На обращенных внутрь газового объема поверхностях обечайек 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, $\sigma_x$	150 мкм
координатное разрешение $\sigma_z$ (по проволочке)	1,5 мм
координатное разрешение $\sigma_z$ (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 проволок. На внешних сторонах фланцев расположены сигнальные и высоковольтные платы, кабели для подключения регистрирующей электроники и коммутации высокого напряжения, крепежные элементы конструкции.

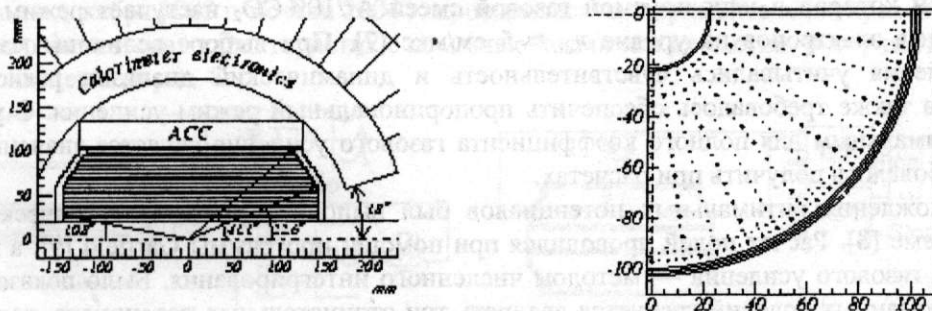


Рис. 1 Сечение центральной части детектора СНД в R-Z и R-φ проекциях. Показаны расположение трековой системы, аэрогелевого черенковского счетчика (АСС) и электроники первого слоя калориметра. Приведены значения характерных полярных углов. Крестиками обозначены анодные проволочки, точками — полевые и 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 120 мкм, усилие натяжения – 300 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 проволоки. 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 – 288.

Для проверки выбранного варианта конструкции трековой системы и измерения ее характеристик изготовлен полноразмерный прототип [5,6]. 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.

## РАСЧЕТ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

При расчете потенциалов на проволочках трековой системы требовалось обеспечить эффективный сбор ионизации из максимально возможной области дрейфовой ячейки и пропорциональной камеры, а также получить оптимальную величину и степень однородности коэффициента газового усиления на всех сигнальных проволочках. Для эффективного сбора ионизации необходимо создать в дрейфовых промежутках напряженность электрического поля  $E \geq 700$  В/см, при которой в используемой газовой смеси Ag/10%CO<sub>2</sub> наступает режим насыщения скорости дрейфа электронов на уровне  $v_{dr} \approx 5$  см/мкс [7]. При выборе величины коэффициента газового усиления учитывались чувствительность и динамический диапазон регистрирующей электроники, а также требовалось обеспечить пропорциональный режим усиления. С учетом этих факторов оптимальным для полного коэффициента газового усиления является значение  $M \approx 5 \cdot 10^5$ , которое и требовалось получить при расчетах.

Для нахождения оптимальных потенциалов был выполнен расчет электрических полей в трековой системе [8]. Расчет полей проводился при помощи программы Garfield [9], а вычисление коэффициента газового усиления — методом численного интегрирования. Было показано, что для выполнения указанных условий требуется двадцать три отрицательных потенциала, которые могут быть объединены в четыре независимых высоковольтных делителя, и один положительный потенциал для питания анодных проволок в пропорциональной камере.

Результат расчета электрического поля в азимутальном направлении в пятом слое приведен на рис.2. Различие зависимостей поля в противоположных направлениях связано со смещением

сигнальной проволоочки относительно оси ячейки на 300 мкм [2]. Разброс расчетных значений коэффициента газового усиления для разных слоев дрейфовой камеры и пропорциональной камеры составляет около 10 % (рис.3).

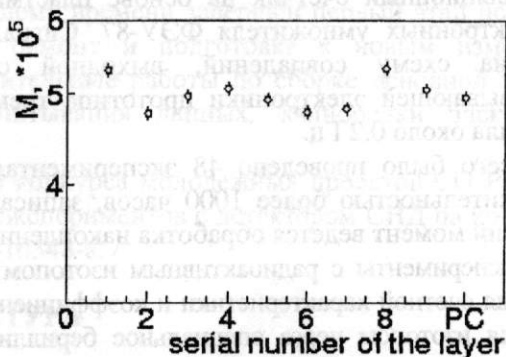
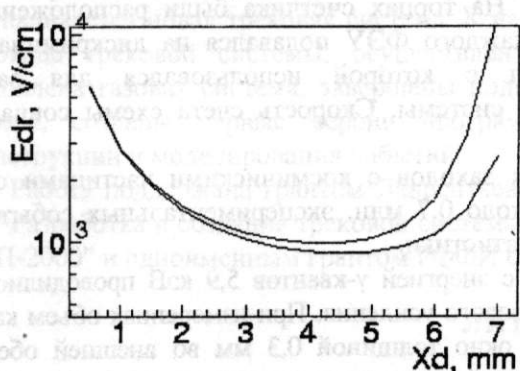


Рис. 2 Напряженность электрического поля в зависимости от расстояния до сигнальной проволоочки в азимутальном направлении в пропорциональной камере (PC) и в пятом слое дрейфовой ячейки. Две кривые соответствуют противоположным направлениям.

Рис. 3 Коэффициент газового усиления в разных слоях дрейфовой камеры и в пропорциональной камере (PC).

В соответствии с полученными значениями потенциалов был рассчитан и изготовлен высоковольтный делитель трековой системы, использовавшийся в экспериментах с прототипом.

### ПРОТОТИП ТРЕКОВОЙ СИСТЕМЫ

Для разработки и проверки технологии изготовления трековой системы, а также для измерения ее физических характеристик был изготовлен полноразмерный прототип системы. В прототипе была натянута проволоочная структура, формирующая шесть дрейфовых ячеек и соответствующий им сегмент пропорциональной камеры. Сигнальные проволоочки двух центральных ячеек были подключены к регистрирующей электронике, сигнальные проволоочки оставшихся четырех ячеек и полоски внешней обечайки были заземлены.

Электронный тракт сигнальной проволоочки дрейфовой камеры состоит из двух предварительных усилителей и канала оцифровывающей платы T2A, выполненной в стандарте "КЛЮКВА". Для каждой проволоочки измеряются амплитуды сигналов с каждой из сторон и время срабатывания для суммы сигналов относительно общего сигнала "СТОП".

Для измерения функции отклика регистрирующей электроники была разработана процедура генераторной калибровки. При калибровке сигналы с генератора калибровок поочередно подаются на калибровочные входы предусилителей "левого" и "правого" концов проволоочки. Калибровочные константы определяются из совместной аппроксимации зависимостей амплитудного кода платы T2A от амплитуды сигнала генератора, поданного на каждый из концов проволоочки, квадратичной функцией. Дифференциальная нелинейность не превышает 0,3 % и не ухудшает разрешение при измерении продольной координаты.

В период с декабря 2003 г. по май 2004 г. проводилась экспериментальная проверка прототипа и измерение его физических характеристик с помощью космических частиц,  $\beta$ - и  $\gamma$ -изотопов. Схемы измерений приведены на рис.4.

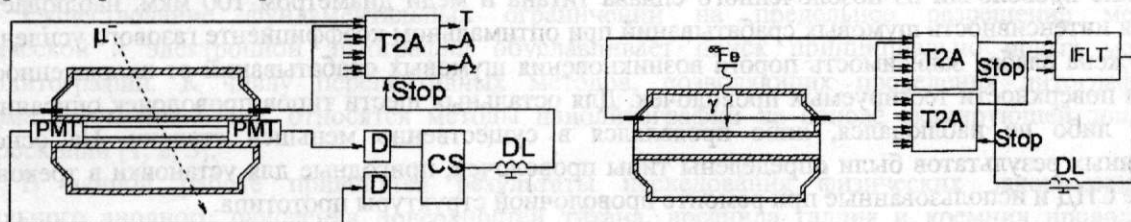


Рис. 4 Схемы экспериментов с прототипом трековой системы: слева — для измерений с космическими частицами, справа — для измерений с изотопом  $^{55}\text{Fe}$ . Обозначения на схемах: PMT — фотоэлектронные умножители, D — дискриминаторы, CS — схема совпадений, DL — линия задержки, IFLT — интерфейс первичного триггера, T2A — оцифровывающая плата.

Основными целями экспериментов с космическими частицами является измерение координатного и энергетического разрешения трековой системы и определение эффективности регистрации. При измерениях с космическими частицами вдоль оси прототипа был расположен сцинтилляционный счетчик на основе пластмассы. На торцах счетчика были расположены два фотоэлектронных умножителя ФЭУ-87. Сигнал с каждого ФЭУ подавался на дискриминатор и далее на схему совпадений, выходной сигнал с которой использовался для запуска оцифровывающей электроники прототипа трековой системы. Скорость счета схемы совпадений составляла около 0,2 Гц.

Всего было проведено 48 экспериментальных заходов с космическими частицами общей продолжительностью более 1000 часов, записано около 0,7 млн. экспериментальных событий. В настоящий момент ведется обработка накопленной статистики.

Эксперименты с радиоактивным изотопом  $^{55}\text{Fe}$  с энергией  $\gamma$ -квантов 5,9 кэВ проводились для измерения счетной характеристики и коэффициента газового усиления. При измерениях объем камеры облучался изотопом через специальное бериллиевое окно толщиной 0,3 мм во внешней обечайке прототипа. Загрузка событиями от изотопа на плато счетной характеристики составила  $\approx 1$  кГц.

Результаты измерения коэффициента газового усиления и их сравнение с расчетными значениями приведены на рис.5. Различие экспериментальных и расчетных значений не превышает  $\approx 5\%$ .

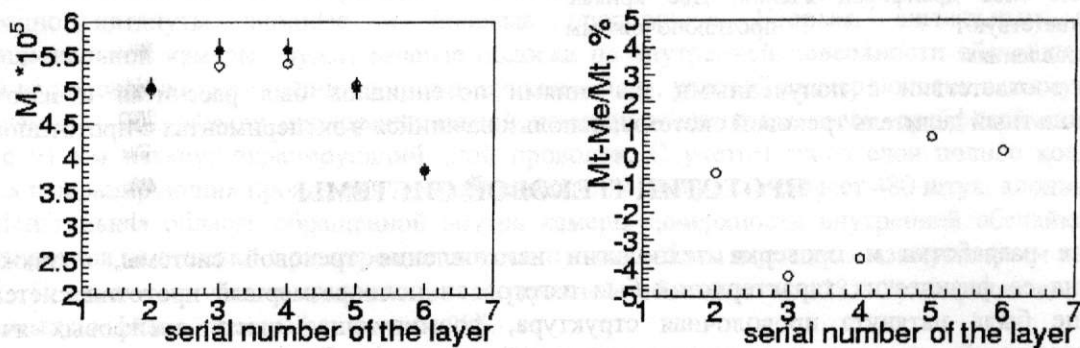


Рис. 5 Слева — измеренный (темные точки) и рассчитанный (светлые точки) коэффициент газового усиления для внутренних слоев дрейфовой ячейки. Справа — относительное различие результатов расчета и измерения коэффициента газового усиления.

При измерении счетной характеристики прототипа было обнаружено резкое возрастание интенсивности шумовых срабатываний при близком к рабочему напряжении на камере. Предполагается, что причинами возникновения шумовых срабатываний являются низкое качество поверхности используемых в прототипе полевых и экранирующих проволочек и высокая напряженность электрического поля на их поверхности.

Для проверки этих предположений была рассчитана и изготовлена специальная модель дрейфовой ячейки. Конструкция модели позволяет варьировать в широком диапазоне напряженность поля на поверхности тестируемых катодных проволочек при неизменной напряженности поля на анодной проволочке и, следовательно, постоянном коэффициенте газового усиления.

Измерения проводились для девяти различных типов проволочек диаметром от 100 мкм до 200 мкм. Было показано, что для трех типов проволочек, в том числе и для используемой в прототипе проволочки из позолоченного сплава титана и меди диаметром 100 мкм, наблюдается высокая интенсивность шумовых срабатываний при оптимальном коэффициенте газового усиления. Обнаружена слабая зависимость порога возникновения шумовых срабатываний от напряженности поля на поверхности тестируемых проволочек. Для остальных шести типов проволочек описанный эффект либо не наблюдался, либо проявлялся в существенно меньшей степени. На основе полученных результатов были определены типы проволочек, пригодные для установки в трековой системе СНД и использованные при ремонте проволочной структуры прототипа.

В настоящее время завершена замена проволочной структуры прототипа, проводится контроль качества сборки и распайка регистрирующей электроники. В ближайшее время будут продолжены измерения с прототипом и начато изготовление основной трековой системы СНД.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках модернизации детектора СНД для экспериментов на коллайдере ВЭПП-2000 изготавливается новая трековая система. К настоящему времени завершен первый этап испытаний прототипа трековой системы, осуществлен его ремонт и подготовка к новым измерениям, изготовлена газовая система, завершены подготовительные работы по сборке основной трековой системы, созданы первые версии программ считывания данных, калибровки электроники, реконструкции и моделирования событий.

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<sup>+</sup> e<sup>-</sup> 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.
6. Г.Н.Абрамов, В.М.Аульченко, М.Н.Ачасов и др., Статус работ по модернизации детектора СНД, Препринт ИЯФ 2004-46, Новосибирск, 2004.
7. F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN 77-09, Geneva, 1977.
8. П.В.Филатов, Расчет электрических полей трековой системы детектора СНД, Квалификационная работа на соискание степени бакалавра, Новосибирский государственный университет, Новосибирск 2004.
9. <http://consult.cern.ch/writeup/garfield>.

## НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ НАНОЛИТОГРАФИИ ЗОНДОМ АТОМНО-СИЛОВОГО МИКРОСКОПА\*

**Д. В. Щеглов, Е. Е. Родякина, С. С. Косолюбов, Д. А. Насимов, А. В. Латышев, А. Л. Асеев**

*Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, [sheglov@thermo.isp.nsc.ru](mailto:sheglov@thermo.isp.nsc.ru)*

\*по материалам одноименной статьи из журнала «Микросистемная техника», 9 (2004) 8-16.

Существование фундаментальных ограничений на предельное разрешение методов оптической и электронной литографии обуславливает поиск принципиально новых методов нанолитографии. К числу перспективных методов, позволяющих проведения литографии в нанометровом диапазоне, относятся методы нанолитографии на основе сканирующей зондовой микроскопии [1, 2, 3].

В данной работе приводятся результаты исследования физических закономерностей локального анодного окисления поверхностей титана, арсенида галлия и кремния проводящим зондом атомно-силового микроскопа. Особое внимание уделено особенностям оптимизации метода для создания наноразмерных структур, демонстрирующих особенности переноса заряда в таких структурах.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Шукин В.А., Копьев П.С., Алфёров Ж.И., Бимберг Д. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры // ФТП. 1998. Т. 32, N 4. С. 385–410.
2. Пчеляков О. П., Болховитянов Ю. Б., Двуреченский А. В., Соколов Л. В., Никифоров А. И., Якимов А. И., Фойхтлендер Б. Кремний-германиевые наноструктуры с квантовыми точками: механизмы образования и электрические свойства // ФТП. 2000. Т. 34, N 11. С. 1281–1299.
3. Двуреченский А.В., Якимов А.И. Квантовые точки в системе Ge/Si // Известия ВУЗов. Материалы электронной техники. 1999. N 4. С. 4–10.
4. Якимов А. И., Двуреченский А. В., Никифоров А. И., Блошкин А. А. // Письма в ЖЭТФ. 2003.
5. Стёпина Н. П., Якимов А. И., Ненашев А. В., Двуреченский А. В., Никифоров А. И. Прыжковая фотопроводимость и ее долговременная кинетика в гетеросистеме с квантовыми точками Ge в Si // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 78, № 9. С. 1077–1081.
6. Ненашев А. В., Двуреченский А. В., Зиновьева А. Ф., Тимонова М. Н. Электронная структура и локализация дырок в массиве туннельно связанных квантовых точек Ge в Si // Материалы III-й конференции молодых ученых, посвященной М.А.Лаврентьеву, Новосибирск, 1-3 декабря 2003, ч. 1. С. 137–142.
7. Ненашев А. В., Двуреченский А. В., Зиновьева А. Ф. Эффект Зеемана для дырок в системе Ge/Si с квантовыми точками // ЖЭТФ. 2003. Т. 123, № 2. С. 362–372.
8. Nenashev A. V., Dvurechenskii A. V., Zinovieva A. F. Wave functions and g-factor of holes in Ge/Si quantum dots // Phys. Rev. B. 2003. V. 67, 205301

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДОЛГОВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В КИЛЬВАТЕРНОМ УСКОРИТЕЛЕ

**К. В. Лотов, А. В. Петренко**

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

Допустимые электрические поля в металлических ускоряющих структурах ограничены величиной порядка 100 МВ/м [1]. Дальнейшее повышение темпа набора энергии сталкивается с проблемой пробоя внутри ВЧ-структуры. В связи с достижением предела возможностей традиционных схем в последнее время растет интерес к коллективным методам ускорения, и, в частности, к плазменному кильватерному ускорению [2–4]. Технологии, о которых пойдет речь в данной работе, способны обеспечить ускорение значительного числа заряженных частиц электрическим полем масштаба нескольких ГВ/м на протяжении многих метров и, таким образом, могут рассматриваться в качестве альтернативы традиционным ВЧ-системам в физике высоких энергий.

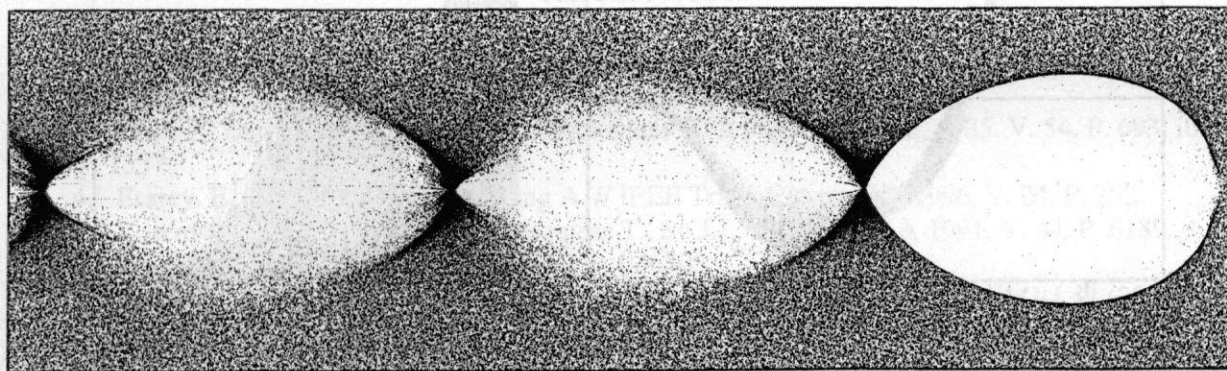


Рис. 1. Идея кильватерного ускорения. 1 — ведущий сгусток (драйвер), 2 — ускоряемый сгусток (витнесс), черными точками обозначены плазменные электроны. Сгустки движутся слева направо. На рисунке показана характерная структура кильватерной волны, образующейся за электронным сгустком, плотность которого намного больше плотности плазмы (blowout-режим)

Электрическое поле, пригодное для ускорения заряженных частиц, возникает в плазме после прохождения релятивистского сгустка (драйвера), расталкивающего электроны на своем пути (рис. 1). Неподвижные ионы создают возвращающую силу, вследствие чего смещенные электроны начинают колебаться — возбуждается ленгмюровская волна большой амплитуды. Распределение электронной плотности позади релятивистского сгустка таково, что кроме продольного поля создается еще и фокусирующее электромагнитное поле, способное удерживать частицы в удобной для ускорения фазе волны. С точки зрения пучка кильватерная волна неподвижна, поэтому ультрарелятивистские частицы, помещенные позади драйвера, находятся все время в одной фазе волны и, следовательно, могут длительное время ускоряться.

В плазме плотности  $n_i$  можно создать электрическое поле с амплитудой порядка [4]

$$E_0 = \frac{mc\omega_p}{e} = \sqrt{4\pi n_i mc^2},$$

где  $\omega_p = \sqrt{4\pi n_i e^2 / m}$  — плазменная частота,  $m$  — масса электрона,  $c$  — скорость света,  $e$  — элементарный заряд. Например,  $n_i = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  соответствует  $E_0 = 3 \text{ ГВ/м}$ . При этом кильватерные

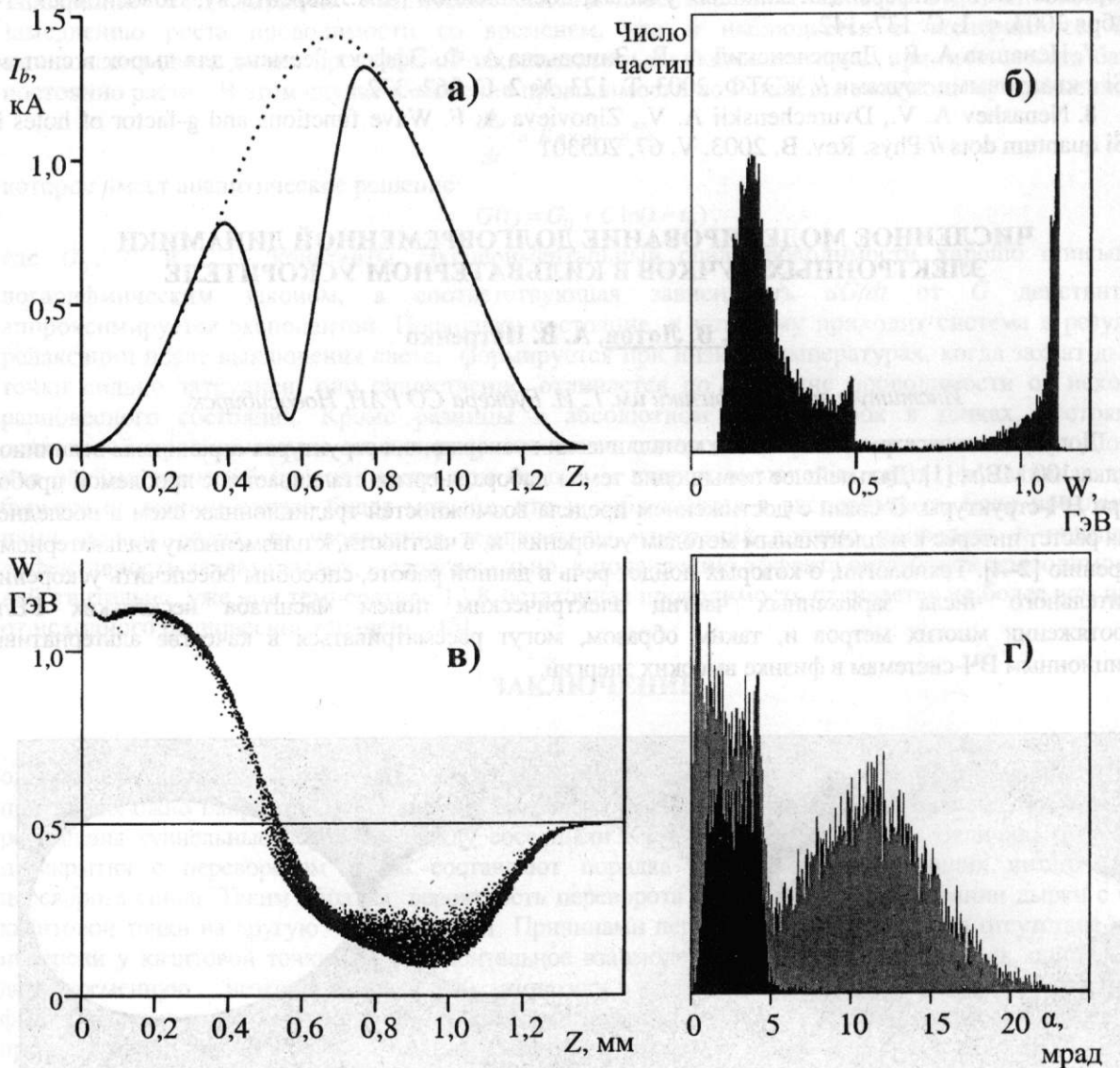


Рис. 2. Моделирование эффективного режима: а) распределение тока пучка по длине перед входом в плазму (штриховая линия показывает профиль тока в отсутствие коллиматора), б) конечный энергетический спектр пучка, в) изображение пучка на плоскости «энергия—продольная координата» на выходе из плазмы, г) угловое распределение пучка на выходе из плазмы (более темным показаны ускоренные

поля экранируются на поперечном размере масштаба плазменной длины волны, и электрическое поле на стенках камеры остается не выше, чем это нужно для генерации плазмы.

Если плотность пучка превосходит плотность плазмы, то реализуется сильно нелинейный (blowout) режим [5, 6], при котором все плазменные электроны полностью вытесняются полем пучка из некоторой области (рис. 1). При правильном подборе формы и тока ускоряющего и ускоряемого пучков [7] в этом режиме возможно одновременно достичь высокой эффективности обмена энергии между пучками, большого числа ускоренных частиц, малого энергетического разброса и высокого темпа набора энергии, необходимого для минимизации эммиттанса ускоряемого сгустка.

Эффективный режим может быть экспериментально продемонстрирован на установке по кильватерному ускорению, проектируемой на базе инжекционного комплекса ВЭПП-5 [8, 9]. Эта установка позволит работать с различными конфигурациями и токами пучков, а также менять плотность плазмы в широких пределах. Кроме собственно кильватерного ускорения с электронными и позитронными драйверами могут быть исследованы неустойчивость и самоорганизация длинных пучков, различные режимы плазменной линзы, а также динамика неоднородно нагретой плазмы, остающейся после прохождения пучка. Результаты моделирования различных вариантов работы установки будут опубликованы в отдельной статье. Здесь же мы рассмотрим только эффективный двухсгустковый режим, представляющий наибольший интерес с точки зрения коллайдерных применений кильватерного ускорения.

В эффективном режиме реакция плазмы на пучок является существенно нелинейной и не допускает достаточно полного аналитического исследования. Учет динамики пучков дополнительно усложняет задачу. Для исследования динамики пучка и плазмы использовалось численное моделирование с помощью программы LCODE [10-12].

Подбором степени сжатия исходного пучка, положения модулирующих пластин коллиматора, плотности и длины плазмы были найдены оптимальные параметры, одновременно обеспечивающие большой набор энергии при максимальном количестве ускоренных частиц и малом энергетическом разбросе. На рис. 2 показан результат оптимизации. Пучок с «двугорбым» профилем тока (рис. 2а), сфокусированный до радиуса 26 мкм, после прохождения 95 см плазмы с плотностью  $1,7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  существенно изменяет свой энергетический спектр (рис. 2б,в). Передняя часть пучка ( $10^{10}$  частиц) отдает 54% своей энергии плазме и тормозится, в среднем, с 510 МэВ до 240 МэВ. Задняя часть пучка ( $3,3 \cdot 10^9$  частиц) снимает большую часть энергии кильватерной волны (63%) и ускоряется с 510 МэВ до 1.1 ГэВ, что соответствует КПД передачи энергии от сгустка к сгустку 34% и темпу ускорения 600 МэВ/м. Конечный энергетический разброс ускоренных частиц составляет 9% (рис. 2б), угловой разброс — менее  $0,3^\circ$  (рис. 2г).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 03-02-16160), Сибирского отделения РАН (грант для молодых ученых), а также грантом Президента Российской Федерации для поддержки ведущих научных школ (НШ-229.2003.2).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Tazzari S., Ferrario M. // Rep. Prog. Phys. 2003. V. 66. P.1045.
2. Tajima T., Dawson J. M. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 267.
3. Chen P., Dawson J. M., Huff R. W., Katsouleas T. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 693; *ibid.* V. 55. P. 1537.
4. Esarey E., Sprangle P., Krall J., Ting A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1996. V. 24. P. 252.
5. Rosenzweig J.B., Breizman B., Katsouleas T., Su J.J. // Phys. Rev. A 1991. V. 44. P. 6189.
6. Lotov K.V. // Phys. Rev. E 2004. V. 69. P. 046405.
7. Lotov K.V. // Proc. 31st EPS Conference on Plasma Phys. London, Vol.28G, O-1.31 (2004).
8. Burdakov A.V., et al // Proc. 31st EPS Conference on Plasma Phys. London, Vol.28G, P-5.026 (2004).
9. Petrenko A.V., et al // Proc. EPAC-2004, p.740 (2004).
10. Lotov K. V. // Phys. Plasmas 1998. V. 5. P. 785.
11. Lotov K. V. // Phys. Rev. ST Accel. Beams 2003. V. 6. P. 061301.
12. Программа LCODE и ее описание доступны по адресу <http://www.inp.nsk.su/~lotov/lcode>.