

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Физический факультет
Кафедра общей ядерной физики

На правах рукописи

УДК 539.12

Вохмянина Кристина Анатольевна

**УПРАВЛЕНИЕ ПУЧКАМИ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ С
ПОМОЩЬЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КАНАЛОВ**

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Г.П. Похил

<Москва 2007>

Содержание

Введение	3
Краткий обзор литературы.....	9
Глава 1. Анализ области транспортировки ионов в диэлектрическом канале.....	24
1.1 Модель движения частиц в цилиндрическом канале.....	25
1.2 Упрощенные модели для цилиндрического и плоского каналов.....	32
1.3 Механизм транспортировки заряженных частиц (краевые эффекты, силы Миллера).....	45
п.1 <i>Краевые эффекты</i>	45
п.2 <i>Силы Миллера</i>	49
п.3 <i>Движение ионов в плоском канале, образованном двумя параллельными одномерными решетками</i>	54
п.4 <i>О возможности образования двумерного кулоновского кристалла на поверхности диэлектрика</i>	59
Глава 2. Анализ области рассеяния ионов.....	67
2.1 Экспериментальное исследование зависимости тока ионов, прошедших через капилляр, от угла падения пучка на капилляр.....	67
2.2 Теоретическая модель управления пучком ионов, проходящих через плоский капилляр.....	74
Глава 3. Эффект двойного управления пучком положительных ионов с помощью плоских диэлектрических каналов.....	81
3.1 Экспериментальное исследование эффекта.....	83
п.1 <i>Эксперимент с пучком протонов</i>	83
п.2 <i>Эксперимент с пучком Ar^{8+}</i>	86
3.2 Модель эффекта двойного управления пучком с макрораспределением поверхностного заряда на стенке плоского капилляра.....	97
Заключение	101
Список литературы	103

Введение

Актуальность работы

Пучки заряженных частиц в настоящее время находят широкое применение в различных областях науки. Они используются в фундаментальных исследованиях (создание материалов с заданными свойствами, изучение свойств материалов и т. д.), в технике (ионная имплантация, электронно-лучевая сварка и т. п.), в медицине (лечение онкологических заболеваний). Важной задачей является транспортировка пучка к объекту исследования или обработки, поэтому проблемы, решаемые в диссертации актуальны.

Проблема взаимодействия пучков с диэлектриками до настоящего времени рассматривалась в основном в связи с необходимостью нейтрализации заряда, накапливаемого диэлектриком при его облучении заряженными частицами. Влияние же заряженного диэлектрика на пучок изучено относительно слабо. Но в последние годы проводится ряд экспериментов, указывающих на возможность транспортировки пучков ускоренных заряженных частиц с помощью диэлектрических каналов без потери энергии и без потери начального зарядового состояния. Перенос положительных ионов через диэлектрический канал без соударения со стенками впервые наблюдался недавно, в 2002 году. В экспериментах в основном используются цилиндрические и конусные капилляры, поскольку их использование уже сейчас представляет большой практический интерес.

Однако чтобы понять физическую основу процессов, возникающих при взаимодействии ионов с поверхностью диэлектрика, необходимы численные и теоретические модели. Такие модели проще построить для т. н. плоских капилляров, которые состоят из двух диэлектрических пластин, расстояние между которыми много меньше их длины. Данная работа посвящена исследованию транспортировки заряженных частиц с помощью плоских стеклянных капилляров. Основные модельные предположения и

выводы, сделанные в работе, могут быть использованы для изучения прохождения ионов через диэлектрические капилляры любой формы. Кроме того, в ходе работы с плоскими каналами был получен новый эффект двойного управления пучками ионов, теоретическая модель которого также построена в диссертации.

Цель работы

Целью настоящей диссертационной работы является экспериментальное и теоретическое исследование прохождения пучков положительных ионов через плоские диэлектрические каналы и анализ свойств поверхностной проводимости диэлектриков при воздействии на них скользящих пучков ионов.

Научная новизна

Впервые проведены экспериментальное и теоретическое исследования прохождения пучков положительных ионов через плоские диэлектрические каналы. Впервые экспериментально обнаружен и объяснен эффект двойного управления пучками положительных ионов с помощью плоских диэлектрических капилляров. Впервые показано, что поверхностная проводимость диэлектрика скачкообразно зависит от величины заряда, накопленного на нем, при воздействии на эту поверхность скользящих пучков ионов.

Практическая значимость

Работы по взаимодействию скользящих пучков с диэлектриками ранее не проводились. Эта проблема возникла в связи с обнаружением эффекта бесконтактного прохождения ионов через цилиндрические диэлектрические капилляры. Исследования прохождения ионов через плоские капилляры позволяет глубже понять изменение свойств поверхности диэлектрика, подвергающегося облучению ионами, что важно для практического

применения эффекта управления пучками с помощью капилляров. Проведенные исследования позволяют подойти к проблеме изучения поверхностной проводимости диэлектриков при воздействии на них ионизирующего излучения. Диэлектрические капилляры имеют широкие перспективы практического применения, в частности, в медицине и биологических исследованиях, и уже в настоящее время ведутся эксперименты по прицельной бомбардировке ядра биологической клетки единичными ионами.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Теоретическое доказательство того, что прохождение пучка через капилляр в области транспортировки обеспечивают два механизма воздействия заряда, возникающего на стенке канала, на движущиеся ионы. Первый механизм обусловлен действием краевых сил, за которые ответственна конечная длина канала. Эти силы обеспечивают движение частиц при условии, что аспектное отношение канала не слишком велико. При большом аспектном отношении в средней части капилляра транспортировку ионов обеспечивает однонаправленная градиентная сила Миллера-Гапонова.

2. Экспериментальное исследование и модель захвата пучка в режим управляемого движения при входе пучка в наклоненный капилляр.

3. Метод исследования поверхностной проводимости изолятора при наличии заряда на его поверхности и одновременном воздействии скользящего пучка ионов.

4. Экспериментальное обнаружение и теоретическая модель нового явления – двойного управления пучком ионов с помощью плоского диэлектрического капилляра. Явление заключается в том, что плоский капилляр управляет пучком ионов не только при наклоне капилляра, но и при повороте капилляра вокруг оси, перпендикулярной его плоскости, т. е. без нарушения симметрии относительного положения пучка и капилляра.

Апробация работы:

Основные результаты работы докладывались на международных конференциях и совещаниях:

1. На 17-ой Международной конференции ВИП – 2005, Звенигород, Россия, август 2005 г.
2. На 35, 36 и 37-ой Международных конференциях по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, Москва, Россия, 2005, 2006 и 2007 года.
3. На Международной конференции SCCS (Strongly Coupled Coulomb Systems), Москва, Россия, июнь 2005 г.
4. На конференции «Ломоносов-2005», Москва, апрель 2005 г.
5. На 21-ой Международной конференции по уравнениям состояния вещества, Эльбрус, Россия, март 2006 г.
6. На 16-ой Международной конференции по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям ESACCEL, Обнинск, Россия, июнь, 2006 г.
7. На 3-й Международной конференции SPARC, Париж, Франция, февраль, 2007 г.

Результаты работы обсуждались на семинарах по взаимодействию излучения с веществом ЛВИВ НИИЯФ МГУ и на семинарах в лаборатории атомной физики научно-исследовательского центра RIKEN, Япония.

Личный вклад автора

Все результаты, представленные в диссертации, получены при непосредственном участии автора в экспериментах по транспортировке пучка ионов через плоские капилляры, в обработке экспериментальных данных и в моделировании изучаемых процессов.

Публикации

1. K.A. Vokhmyanina, L.A. Zhilyakov, V.S. Kulikauskas, V.P. Petukhov, G.P. Pokhil, Proton beam transportation via quartz tube // Proceedings of SPIE – The International Society for Optical Engineering, Bellingham, Washington, USA, 2005. V. 5943, p. 35-39.

2. К.А. Вохмянина, Л.А. Жилияков, А.В. Костановский, В.С. Куликаускас, Г.П. Похил, В.П. Петухов, А.Ф. Тулинов, Транспортировка пучка протонов через кварцевую трубку// Поверхность 2005. №3, с. 55-58.

3. Г.П. Похил, В.П. Петухов, К.А. Вохмянина, Л.А. Жилияков, А.Ф. Тулинов, Транспортировка и фокусировка пучков заряженных частиц с помощью диэлектрических каналов // Труды 17 Межд. конф. ВИП - 2005. Звенигород, 25 – 29 августа 2005, с. 194 - 199 (расширенные тезисы).

4. Г.П. Похил, К.А. Вохмянина, Транспортировка и фокусировка пучков заряженных частиц с помощью диэлектрических каналов // Тез. докл. XXXV Межд. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Москва, 31 мая – 2 июня 2005, с. 22.

5. K.A. Vokhmyanina, L.A. Zhilyakov, A.V. Kostanovsky, V.S. Kulikauskas, V.P. Petukhov, G.P. Pokhil, Transportation and focusing of accelerated protons beams by means of dielectric channels, SCCS 2005, poster 2005, 20-25 June, Moscow, Russia.

6. К.А. Вохмянина, Г.П. Похил, Транспортировка и фокусировка пучков заряженных частиц с помощью диэлектрических каналов // Тез. докл. конференции «Ломоносов-2005», апрель 2005. Том 1, с. 32.

7. К.А. Вохмянина, Л.А. Жилияков, Г.П. Похил, В.Б. Фридман, А.Ф. Тулинов, Модель транспортировки пучков заряженных частиц в диэлектрических каналах // Поверхность 2006. №4, с. 94-100.

8. Г.П. Похил, К.А. Вохмянина, В.Б. Фридман, Л.А. Жилияков, T. Ikeda, Y. Iwai, T. Kojima, Y. Kanai, Y. Yamazaki, Двойной эффект

управления пучком ионов с помощью плоского капилляра // Тез. докл. XXXVI Межд. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Москва, 30 мая – 1 июня 2006, с. 20.

9. Л.А. Жиляков, К.А. Вохмянина, А.В. Костановский, Г.П. Похил, В.В. Фридман, А.Ф. Тулинов, Механизм самоизоляции пучков ускоренных заряженных частиц при их скользящем взаимодействии с диэлектрической поверхностью // Тез. докл. XXI Межд. конф. по уравнениям состояния вещества, Эльбрус, Россия, 1-6 марта, 2006, с. 121.

10. К.А. Вохмянина, Л.А. Жиляков, В.С. Куликаускас, Г.П. Похил, В.П. Петухов, В.Б. Фридман, Эффект управления пучками ионов с помощью диэлектрических капилляров // Тез. докл. XVI Межд. конф. по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям ESACCEL, Обнинск, Россия, 6-8 июня, 2006.

11. К.А. Vokhmyanina, L.A. Zhilyakov, A.V. Kostanovsky, V.S. Kulikauskas, V.P. Petukhov, G.P. Pokhil, Transportation and focusing of accelerated proton beams by means of dielectric channels // Phys. A: Math. Gen. **39** (2006) 4775–4779 (<http://www.iop.org/EJ/abstract/-search=29664073.1/0305-4470/39/17/S73>)

12. Г.П. Похил, В.П. Петухов, К.А. Вохмянина, Л.А. Жиляков, В.Б. Фридман, А.Ф. Тулинов, Транспортировка и фокусировка пучков заряженных частиц с помощью диэлектрических каналов // Изв. РАН, серия Физическая, 2006. Том 70, №6, с. 828-833.

13. Г.П. Похил, К.А. Вохмянина, Л.А. Жиляков, Y. Yamazaki, T. Ikeda, Y. Kanai, T. Kojima, Y. Iwai, Особенности прохождения ионов через плоский капилляр // Тез. докл. XXXVII Межд. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Москва, 29 мая – 31 мая 2007, с. 19.

14. Г.П. Похил, К.А. Вохмянина, Дрейфовая модель guiding эффекта // Тез. докл. XXXVII Межд. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Москва, 29 мая – 31 мая 2007, с. 29.

Краткий обзор литературы

В 80-х годах была экспериментально продемонстрирована и исследована транспортировка и фокусировка импульсных сильноточных электронных пучков (энергия пучка до 800 кэВ, ток – до 80 кА) в вакуумных каналах с диэлектрическими стенками [1,2]. В вакуумном канале с металлическими стенками в отсутствии внешних фокусирующих полей пучок быстро расширяется и уходит на стенки. Однако в вакуумной камере в канале с диэлектрическими стенками пучок может сам создать условия для своего прохождения без контакта со стенками. Авторы работ [1,2] предложили следующее объяснение этого явления. На входе в канал фронтальная часть электронного сгустка рассыпается под действием сил пространственного заряда, и электроны пучка заряжают стенки канала до напряжения пробоя. В результате пробоя вблизи стенок образуется слой плазмы. Поле пространственного заряда основной части сгустка электронов вытягивает из плазмы ионы, которые, ускорившись, по инерции проникают в центр сгустка и компенсируют силы расталкивания электронов. Таким образом, фронтальная часть каждого сгустка пучка на всех участках канала обеспечивает условия беспрепятственного прохождения остальной части электронов.

Перенос положительных ионов через диэлектрический канал без соударения со стенками впервые наблюдался в 2002 году [3]. В работе исследовалось прохождение пучков многозарядных ионов Ne^{7+} через диэлектрические нанокапилляры с большим, порядка 100, аспектным отношением (отношение длины капилляра к его внутреннему диаметру), которые создавались следующим образом. Сначала пленка PET (polyethylene terephthalate) толщиной 10 мкм облучалась быстрыми ионами ксенона (несколько сотен МэВ), затем треки ионов химически травилась в щелочи NaOH. В результате образовывались прямые капилляры диаметром 100 нм и длиной 10 мкм. Чтобы избежать зарядки фронтальной и задней

поверхностей пленки и обеспечить стекание заряда, на обе поверхности напылялся слой золота толщиной около 30 нм.

Пучок ионов Ne^{7+} с энергией 3 кэВ и током 1.3 нА пропусклся через пленку под углом 0° к оси каналов, и на выходе исследовалось зарядовое состояние прошедших через капилляры ионов. Оказалось, что большая часть ионов сохраняет свое начальное зарядовое состояние, как если бы ионы не испытывали соударений со стенками. (Это удивительно, т. к. многозарядные ионы при движении в канале должны перезаряжаться благодаря захвату электронов с внутренних стенок канала.)

Причем первые несколько минут выход Ne^{7+} был незначительным, но с течением времени он увеличивался и примерно через 3 мин. достигал насыщения (рис.1).

Затем ось капилляра наклоняли относительно оси пучка, и обнаружилось, что ток прошедшего пучка слабо меняется в пределах от -5 до $+5$ градусов. Захват ионов в капилляр наблюдался даже при наклоне на 25° , причем пик выхода прошедших ионов также отклоняется на 25° , т. е. капилляры оказывают направляющее действие на пучок (рис.2). Этот эффект был назван *guiding*-эффектом или эффектом управления пучком с помощью диэлектрического капилляра. Позже подобные результаты были неоднократно воспроизведены и исследовались для PET пленок [4-11] и при работе с капиллярами в изоляторах SiO_2 [11,12] и Al_2O_3 [13]. В большинстве экспериментов использовались пучки многозарядных ионов Ne^{7+} с энергиями от 1 до 10 кэВ. Наряду с неоном в ряде работ исследовалась транспортировка ионов молекулярного водорода H_2^+ и H_3^+ с энергией 1 кэВ через PET пленки [9], транспортировка протонов с энергией 240 кэВ через стеклянные (боросиликатные) трубки длиной до 25 см и диаметром 0.2 мм [14]. Во всех экспериментах наблюдается эффект *guiding*-а.

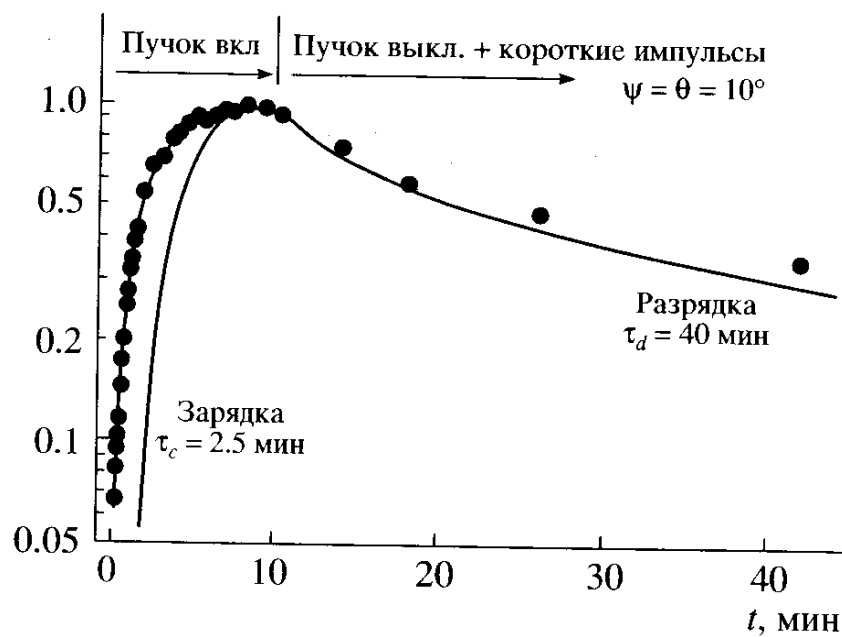


Рис.1 Зависимость тока прошедших ионов Ne^{7+} [3],
не испытывавших перезарядку, от времени

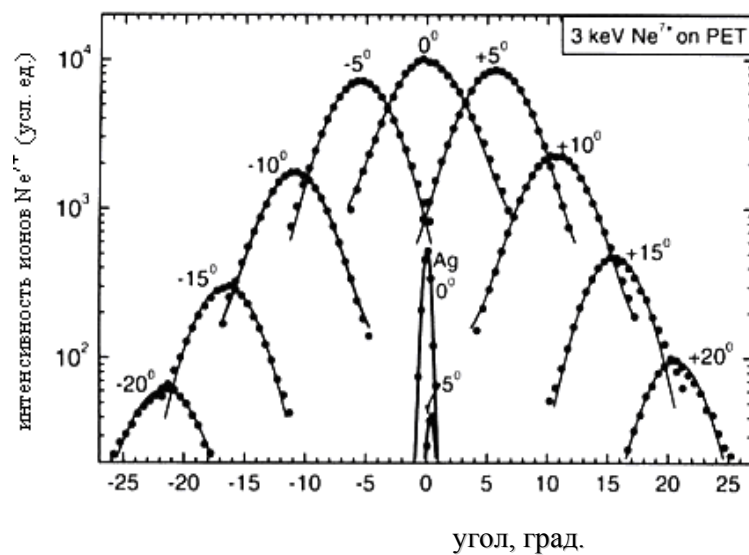


Рис.2 Угловое распределение ионов Ne⁷⁺, прошедших через капилляры в РЕТ [3] (узкий пик в центре соответствует угловому распределению ионов, прошедших через капилляр, внутренняя поверхность которого была покрыта серебром)

Образованием плазмы этот эффект объяснить нельзя, т. к. объемный заряд пренебрежимо мал из-за малой плотности тока пучка. По мнению авторов [3-13,15], guiding-эффект является следствием самоорганизации системы пучок-капилляр за счет того, что ионы определенным образом заряжают стенки каналов. Было предположено, что в канале образуются две заряженные области: область рассеяния (scattering) и область транспортировки (guiding) (рис.3).

Предположение о наличии области транспортировки объясняется тем, что при любом повороте капилляров относительно оси пучка ширина углового распределения на выходе одна и та же. Т. е. пучок, пройдя определенный путь, как бы «забывает» изначальный угол входа, и движение во второй области продолжается так, как будто ионы вошли под нулевым углом к оси капилляра. В области рассеяния ионы падают на стенку до тех пор, пока на ее поверхности не образуется заряженное «пятно», которое препятствует дальнейшей зарядке стенки и способно отклонять все ионы пучка на определенный угол, практически параллельно оси капилляра. Далее частицы пучка, испытывая соударения со стенкой, подзаряжают ее. Постепенно образуется область, в которой основная часть пучка, потерявшая память о начальном направлении, транспортируется без взаимодействия со стенкой до выхода из капилляра. Причем эффективный потенциал удержания ионов Ne^{7+} от соударения со стенками в области транспортировки можно оценить по расходимости пучка ± 2.5 град. (после области рассеяния), он составляет порядка 1В. Авторы [3] оценили полный заряд, образующийся на стенке каждого капилляра в PET пленке при прохождении многозарядных ионов. Он оказался равен приблизительно 5500 е. Если предположить, что заряд равномерно распределяется на внутренней поверхности капилляра, то среднее расстояние между зарядами составляло около 25 нм. Однако, по мнению авторов [3], из-за слишком большой длины трубки поле в ней мало (в бесконечном капилляре поле равно 0) и недостаточно для транспортировки ионов.

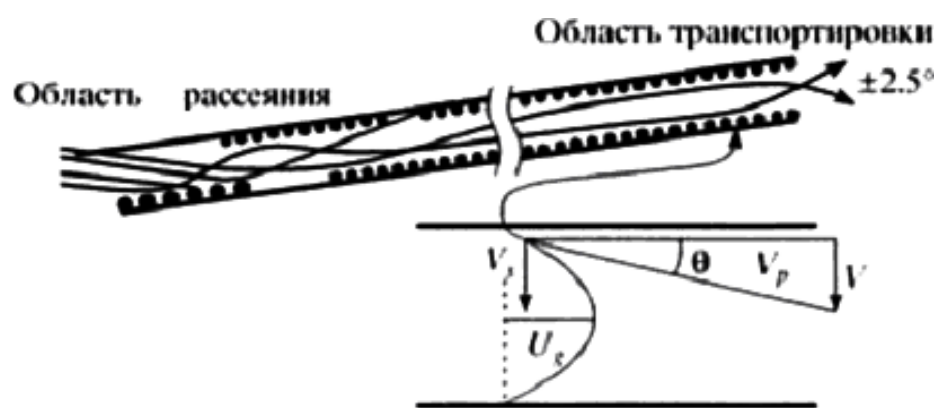


Рис.3 Схема движения ионов в капилляре [3]

Авторы [3] предположили, что заряд на внутренней поверхности капилляра распределен неравномерно по азимуту, т. е. может образовывать систему квадрупольных линз.

Эволюция тока в капилляре описывается следующим уравнением:

$$\frac{dQ}{dt} = I_0 - I_t(Q(t)) - I_d(Q(t)) \quad (1)$$

где I_0 – ток ионов, падающих на вход капилляра, I_t – ток прошедших ионов и I_d – ток стекающих из капилляра зарядов. Затем авторы [4-5] вводят из общих соображений довольно экзотическую экспоненциальную зависимость тока разрядки от заряда, накопленного на поверхности капилляра. Созданная таким образом модель достаточно неплохо описывает полученные экспериментальные результаты, но, по мнению авторов, является лишь одним из возможных теоретических объяснений эффекта guiding и нуждается в дальнейшей доработке.

Для того чтобы определить вид распределения заряда на внутренней стенке капилляров в PET пленке при прохождении через нее многозарядных ионов был проведен ряд компьютерных расчетов [16]. Результаты расчетов затем сравнивались с экспериментальными результатами работ [3] и [11]. В работе [16] исследовался коэффициент прохождения ионов через капилляры и угловое распределение прошедших частиц на выходе. В расчетной программе были учтены зарядка поверхности падающими на стенку ионами, а также разрядка стенок за счет диффузии. Поскольку коэффициент диффузии зарядов по поверхности и в объеме материала PET неизвестен, то использовался один свободный параметр, а именно, характерное время разрядки, введенное в работе [3]. Этот параметр в модели варьировался для достижения результатов, наиболее близких к экспериментальным. Оказалось, что расчеты хорошо описывают экспериментально измеренные временные зависимости при значении свободного параметра, на порядок меньше измеренного в эксперименте [3]. Кроме того, расчетная ширина углового распределения прошедших через капилляры ионов оказалась много меньше

реально измеренной для PET пленок и удовлетворительно описывала угловое распределение для капилляров в SiO₂. Авторы [16] связывают полученные расхождения компьютерных расчетов с экспериментальными данными со специфическими свойствами поверхностной проводимости материала PET. Более широкое угловое распределение в эксперименте они объясняют возможным образованием некоторого объемного заряда пленки вблизи выхода капилляров, который увеличивает расходимость пучка на выходе.

В работах, выполненных в 2001—2003 годах в НИИЯФ [17,18], изучалось взаимодействие скользящих пучков протонов с поверхностью диэлектрической пластины. Схема эксперимента следующая (рис.4). В вакуумной камере пучок протонов (диаметр пучка 1 мм, энергия от 50 до 500 кэВ, ток частиц от 0.5 до 100 мкА) направлялся вдоль поверхности диэлектрической (стеклянной) пластины и прижимался к ней с помощью электрического поля плоского конденсатора (пластина располагалась на отрицательной обкладке конденсатора). Длина отклоняющего конденсатора 130 мм, расстояние между его пластинами 10 мм. Отклоняющий конденсатор закреплялся на гониометре, позволяющем менять угол наклона плоскости конденсатора по отношению к пучку. На пластины конденсатора подавалось напряжение от 0 до 5000 В. Для изучения геометрических характеристик пучка после прохождения через указанную систему, за конденсатором помещался экран, покрытый сцинтиллятором. Расстояние от оси падающего пучка до диэлектрической пластины 1.5 мм. След исходного пучка – круг диаметром 1 мм. При постепенном увеличении напряжения на конденсаторе, прижимающего пучок к стеклянной пластине, сначала отмечалось смещение следа пучка на экране, затем происходило касание пластины (рис.5). При дальнейшем повышении напряжения сечение пучка преобразовывалось из круглого в тонкую (серповидную) изогнутую в направлении от пластины полосу с длиной в несколько раз превышающей диаметр исходного пучка.

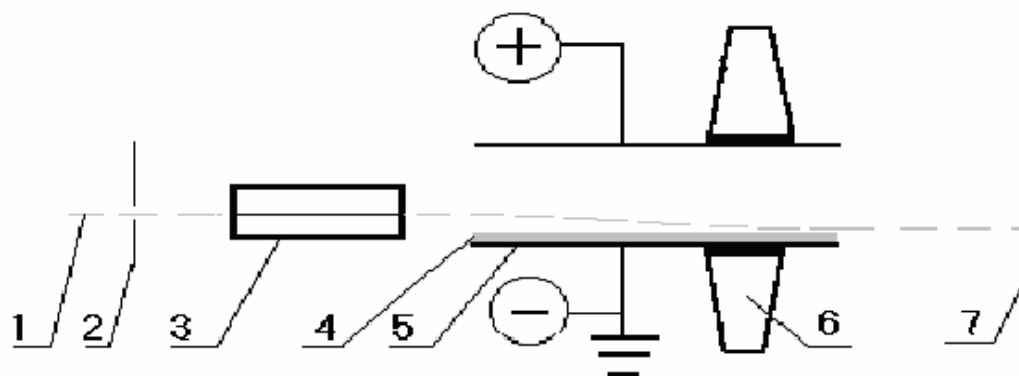


Рис.4 Схема экспериментальной установки: 1- направление движения пучка; 2 - щелевая диафрагма; 3 - квадрупольная линза; 4 - диэлектрическая пластина; 5 - отклоняющий конденсатор; 6 - гониометр; 7 - экран, покрытый сцинтиллятором [17,18]

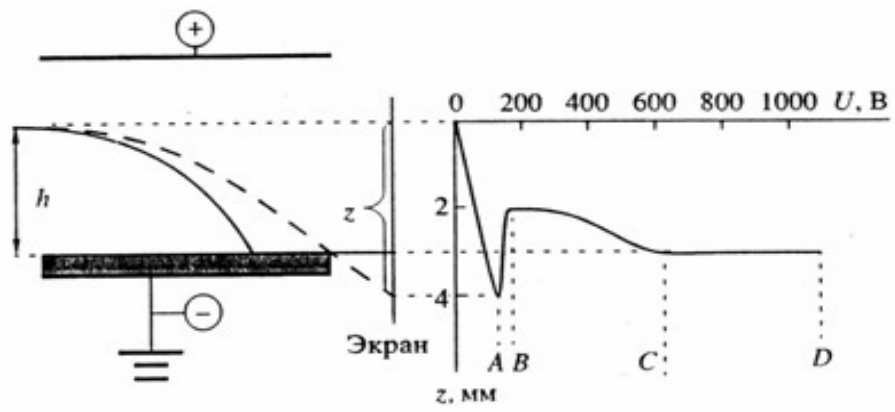


Рис.5 Зависимость смещения следа пучка на экране от отклоняющего напряжения [17,18]

Также было замечено, что при напряжении 2000 В след пучка разделяется на две области с повышенной интенсивностью свечения по краям. Между этими областями имеется промежуток с пониженной интенсивностью в центре. Измерение энергетических спектров ионов показало, что движение пучка вдоль поверхности происходит без ионизационных потерь энергии.

Таким образом, экспериментально было показано, что при прохождении пучка протонов, прижимаемого к диэлектрической пластине электрическим полем и падающего на поверхность под малым углом, поверхность диэлектрика приобретает одноименный с пучком заряд и вблизи поверхности создается электростатическое поле, изолирующее пучок от непосредственного контакта с поверхностью пластины.

Для более детального изучения структуры пучка движение частиц было промоделировано на компьютере. Результаты, полученные численным моделированием, качественно совпали с экспериментальными результатами и показали, что указанное выше взаимодействие обладает свойством самоорганизации – электризация поверхности диэлектрика происходит таким образом, что при этом обеспечиваются условия скольжения пучка вдоль поверхности без ионизационных потерь энергии.

Группа японских ученых не так давно опубликовала работу [19], в которой экспериментально изучалась фокусировка пучка ионов гелия с энергией 2 МэВ и интенсивностью $7 \cdot 10^4$ ионов/(с*мм²) диэлектрическим капилляром, имеющим форму конуса (рис.6). Пучок частиц проходил через стеклянный капилляр, длина которого 50 мм, диаметр входного отверстия 0.8 мм, выходного — 0.8 мкм. Максимальный выход ионов составил 1.8 % от входного пучка, это означает, что плотность частиц на выходе из капилляра увеличилась более чем на 4 порядка по сравнению с первоначальной плотностью пучка. Причем прошедшие ионы не испытали значительных энергетических потерь. Авторы работы предположили, что такое поведение

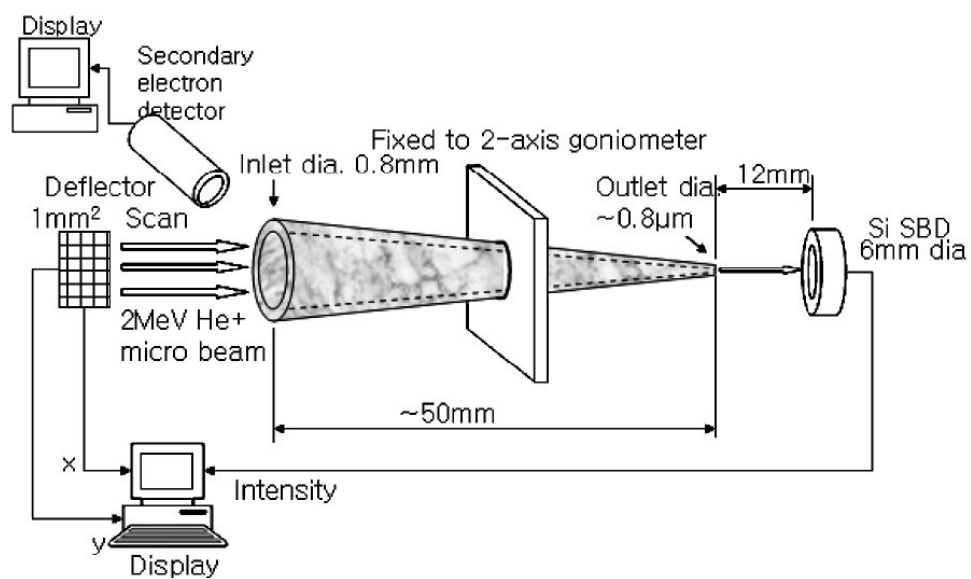


Рис.6 Схема экспериментальной установки [19]

пучка объясняется поверхностным каналированием, т. е. тем, что ионы, падающие на поверхность под очень малыми углами скольжения, отражаются от нее практически зеркально. Они также не исключили возможность зарядки стенок капилляра, однако такая электростатическая зарядка, по мнению авторов [19], лишь мешает бесконтактному прохождению ионов через канал.

В этот же период в НИИЯФ проводилось исследование [20] по прохождению протонов с энергией 0.1-0.3 МэВ через кварцевые трубки длиной 100 мм и диаметром 1.6 мм. Было обнаружено, что при параксиальном расположении трубки относительно направления распространения доля прошедшего пучка составляет примерно 80% исходного. Прохождение пучка через трубку наблюдалось и при отклонении оси трубки от направления пучка в пределах 3° . Объяснялся этот эффект следующим образом. В первые моменты прохождения пучка протоны сталкиваются со стенкой трубки и заряжают ее, забирая на себя заряд протона и благодаря электронной эмиссии. Столкновения частиц со стенкой происходят до тех пор, пока не образуется поверхностный заряд, создающий поле, которое отклоняет протоны от стенки. Таким образом, имеет место самоорганизация системы пучок - заряд стенки. Проводились также эксперименты по прохождению пучка через капилляр, имеющий форму конуса (длина 50 мм, диаметр входного отверстия 1.5 мм, диаметр выходного отверстия 0.5 мм). На выходе из конуса наблюдалось увеличение плотности пучка до 5 раз по сравнению с первоначальной плотностью.

В 2006 году была опубликована работа японских исследователей, в которой представлены результаты экспериментов по прохождению многозарядных ионов (Ag^{8+}) с энергией 8 кэВ и током пучка порядка 0.1-0.01 пА через стеклянные конические капилляры длиной 5 см [21]. В экспериментах использовались капилляры с входными диаметрами 2 мм и 0.8 мм и выходными диаметрами 55 мкм и 24 мкм соответственно. Плотность пучка на выходе при его падении вдоль оси капилляра увеличивалась в 10 раз.

При прохождении через такие капилляры ионы сохраняли свое начальное зарядовое состояние даже при наклоне капилляров на угол ± 100 мрад и управлялись капиллярами при повороте в соотношении один к одному (рис.7).

Авторы работы [21] объясняют полученные эффекты, так же как и авторы других работ по управлению пучками с помощью капилляров[3-15], образованием на внутренней поверхности капилляров самоорганизующейся системы зарядов, препятствующей столкновению проходящих ионов со стенками капилляра.

В настоящее время продолжается проведение экспериментов по транспортировке пучков различных ионов через пленки PЕТ, трубки и капилляры в форме конусов [22-25]. Все эксперименты свидетельствуют о существовании эффекта управления пучком с помощью диэлектрических каналов различных форм.

Таким образом, эксперименты по прохождению заряженных частиц через диэлектрические капилляры указывают на самоорганизующийся характер взаимодействия пучка ионов со стенками капилляра, если он изготовлен из хорошего изолятора. Данная работа посвящена теоретическому и экспериментальному анализу, а также численному моделированию процессов взаимодействия заряженных частиц с поверхностью изолятора при их прохождении через каналы.

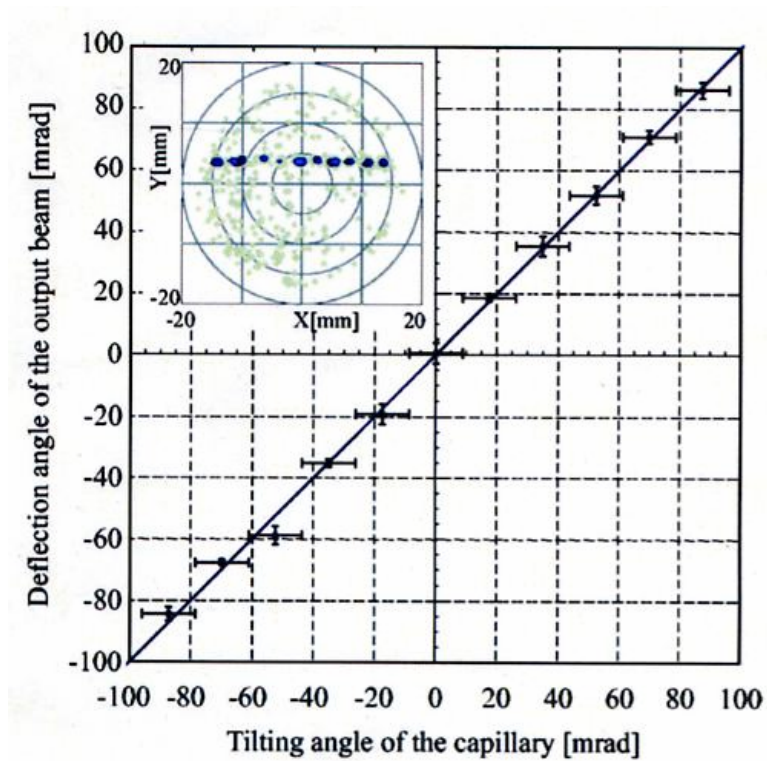


Рис.7 Зависимость положения пика пучка проходящих через конический капилляр ионов от угла поворота капилляра (в левом верхнем углу представлен сдвиг позиции пятна прошедшего пучка при повороте капилляра, полученный с помощью позиционно чувствительного детектора) [21]

Глава 1. Анализ области транспортировки ионов в диэлектрическом канале

Аспектное отношение исследуемых в работе капилляров велико, обычно больше 100, поэтому можно в первом приближении считать капилляры бесконечными. При равномерном распределении заряда на внутренней поверхности бесконечной трубки поле внутри нее отсутствует. Поэтому естественно ожидать, что внутри капилляра образуется некоторая структура заряда с неоднородным распределением заряда, которое создает поле, изолирующее пучок от стенок. Необходимо понять, какова эта возможная структура.

Следуя авторам работы [3], мы также полагаем, что для описания прохождения положительных ионов через капилляр заряженный канал удобно разделить на две части: область рассеяния и область транспортировки.

Для анализа распределения заряда в области транспортировки была построена компьютерная модель. Некоторое время после включения пучка при прохождении заряженных частиц через диэлектрический канал, его стенка заряжается благодаря внедрению в нее ионов и эмиссии электронов с ее поверхности при столкновениях с ней ионов. Затем, когда формируется определенное распределение заряда, частицы пучка перестают сталкиваться со стенками, и большая доля частиц проходит через капилляр без потерь энергии и без перезарядки. Причем, как показывают эксперименты [3-5], некоторая часть пучка (около 20%) все время осаждается на стенках. Так как заряд не может копиться на поверхности диэлектрика бесконечно, должно происходить его стекание со стенок. Таким образом, при прохождении пучка через капилляр создается некоторая самоорганизующаяся система пучок-капилляр, которая находится в динамическом равновесии.

Была поставлена задача на основе такого представления о механизме самоорганизации системы пучок-капилляр построить компьютерную модель движения ионов в диэлектрическом канале, чтобы определить каково же

должно быть распределение заряда, обеспечивающее бесконтактное прохождение иона через капилляр. Однако для упрощения анализа распределения поверхностного заряда мы будем рассматривать модель, в которой стекание заряда учитываться не будет.

1.1 Модель движения частиц в цилиндрическом канале

Авторами работ [3-5] было предположено, что распределение заряда на внутренней поверхности капилляра неравномерно по азимуту и создает либо систему линз Энзеля, либо систему квадрупольных линз. Прежде всего, требовалось проверить это предположение, в связи с чем, нами была создана компьютерная модель прослеживания траекторий частиц при движении их в цилиндрическом капилляре. Модель заключается в следующем. Проводится некоторое количество испытаний. В каждом испытании прослеживается путь отдельного положительного иона с энергией 0.3 МэВ в пределах капилляра длиной $L = 5$ мм и диаметром $d = 0.2$ мм. Если частица, не выходя за пределы канала, достигает его стенки, ее координаты фиксируются и она «заряжает» стенку (рис.8).

Каждая следующая частица движется в поле, создаваемом всеми предыдущими, «упавшими» на стенку канала ионами. В модели для протонов, движущихся в кулоновском поле, создаваемом теми протонами, которые столкнулись со стенкой и зарядили ее, методом Рунге-Куты решались уравнения Гамильтона в декартовой системе координат:

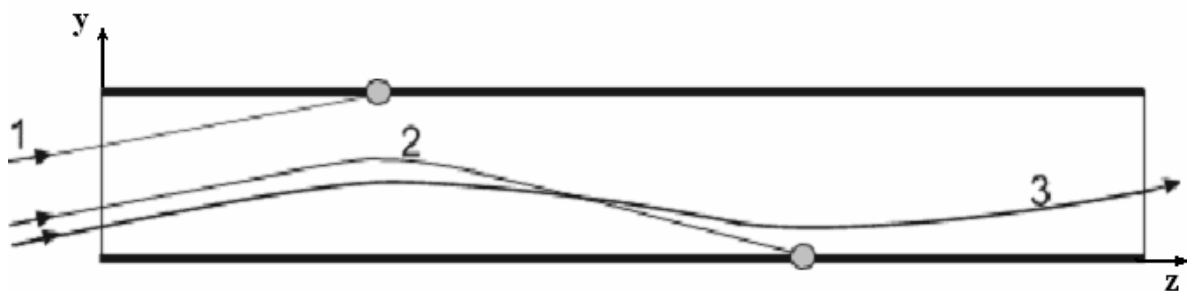


Рис.8 Модель движения частиц в цилиндрическом канале

$$\left\{ \begin{array}{l} v_{xi} = v_{xi-1} + \frac{F_{xi}}{m} t \\ v_{yi} = v_{yi-1} + \frac{F_{yi}}{m} t \\ z_i = z_{i-1} + v_o t \\ x_i = x_{i-1} + v_{xi} t \\ y_i = y_{i-1} + v_{yi} t \end{array} \right. \quad (1)$$

где z – продольная координата, x и y – поперечные координаты, v_o , v_x и v_y – продольная и поперечные скорости соответственно, F_x и F_y – силы, действующие на пролетающую частицу массы m со стороны всех предыдущих упавших на стенку зарядов; t – шаг по времени, i – номер шага. Продольная скорость считалась постоянной.

В реальной ситуации заряд, создаваемый столкнувшейся со стенкой частицей, определяется числом выбитых электронов, но в модели величина этого заряда является параметром, который выбирается в зависимости от условий машинного эксперимента. Дело в том, что при моделировании невозможно провести число испытаний, приближающееся к количеству ионов, проходящих через капилляр в реальном эксперименте (при токе пучка 0.1-2 мкА, за первые секунды проходит порядка 10^{13} частиц, тогда как при численном моделировании реально набрать лишь 10^5 частиц за сутки). Поэтому в модели заряд, образующийся одной частицей, принимается много больше единицы. Входные параметры частиц (начальные координата и скорость) задавались случайным образом в пределах границ сечения канала. Продольное движение считалось равномерным, учитывалось действие электростатических сил только в поперечном направлении. Поперечные компоненты кулоновской силы (рис.9), действующие со стороны одного заряда с координатами $(x_1; y_1; z_1)$ на поверхности стенки на пролетающую частицу $(x; y; z)$ определялись выражениями:

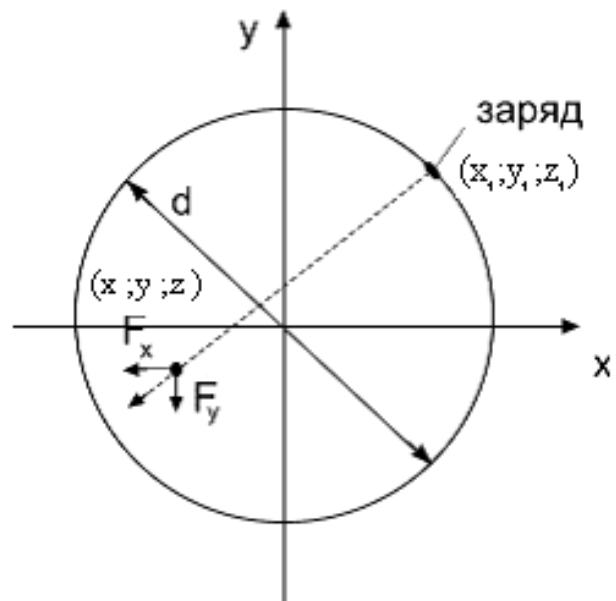


Рис.9 Поперечное сечение цилиндрического канала для расчета сил, действующих в плоскости oxy на частицу с координатами $(x;y;z)$ со стороны заряда с координатами $(x_1;y_1;z_1)$

$$F_x = -ne^2 \frac{x_1 - x}{\left((x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (z_1 - z)^2 \right)^{3/2}}$$

$$F_y = -ne^2 \frac{y_1 - y}{\left((x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (z_1 - z)^2 \right)^{3/2}} \quad (2)$$

Здесь n – множитель, характеризующий величину заряда, создаваемого на стенке при столкновении с ней протона, e – единичный заряд электрона.

При прохождении каждой частицы учитывалось действие на нее сил со стороны всех зарядов, созданных предыдущими частицами. Частицы, не задевшие стенку, считались вылетевшими. На выходе из капилляра фиксировалась их поперечная скорость, что позволяло получить угловое распределение протонов на выходе.

Чтобы не возникало особенностей, связанных с дискретностью заряда на стенках (поскольку для машины заряд записывается в дискретный массив), были сделаны следующие приближения. Когда частица движется далеко от стенок (на расстоянии, больше примерно $0.05d$), на нее действуют силы, записанные выше (формула 2). Когда же частица приближается к стенке, то нельзя использовать выражение (2), т.к. в этом случае со стороны самого близкого участка поверхности на нее действует сила точечного источника, хотя в реальности заряд распределен. Поэтому на расстоянии, меньше, чем $0.05d$, самый близкий к частице участок заменялся заряженной плоскостью.

Чтобы проверить возможность объяснения бесконтактного прохождения образованием системы квадрупольных линз необходимо исследовать азимутальное распределение возникающего на стенах заряда. Для этого поверхность цилиндрического капилляра делилась на четыре сектора (рис.10), и заряды каждого сектора для каждого фиксированного значения продольной координаты z суммировались. Полученные распределения заряда вдоль продольной координаты канала для четырех секторов показаны на рис.11.

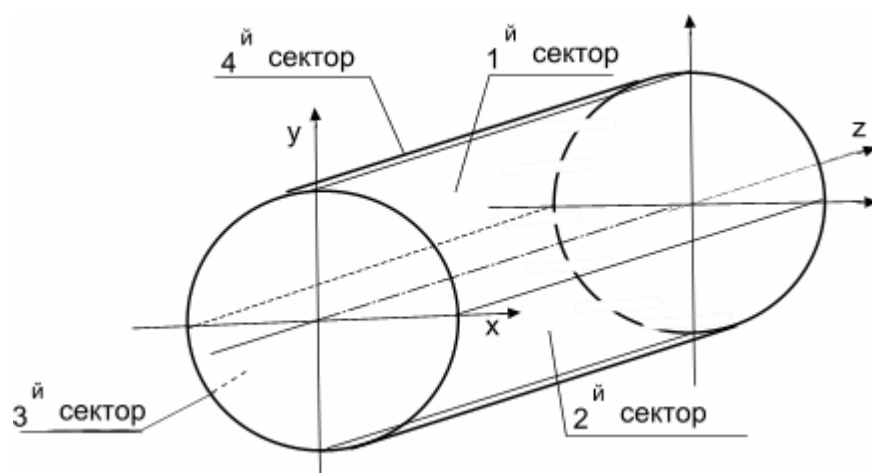


Рис.10 Разделение цилиндрического канала на четыре сектора, для определения зависимости азимутального распределения заряда от продольной координаты z

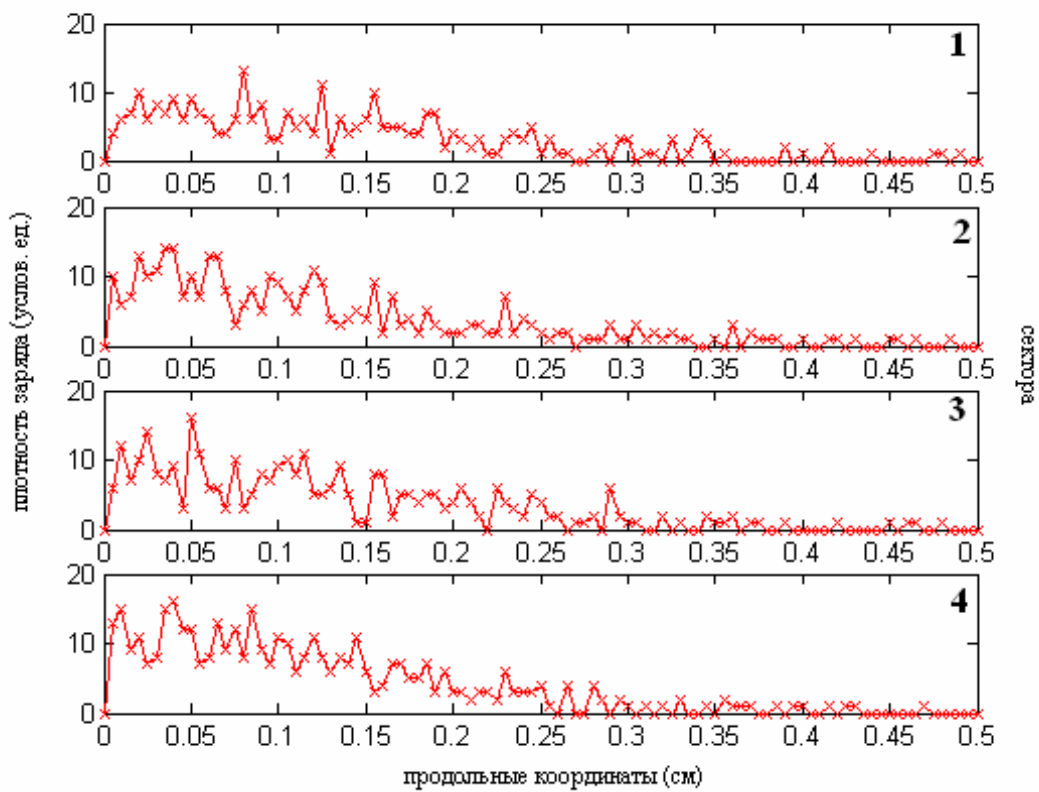


Рис.11 Распределение зарядов вдоль канала для четырех секторов

В пределах статистической точности проведенных расчетов можно полагать, что создаваемый на стенке заряд обладает аксиальной симметрией.

Таким образом, моделирование показало, что предположение о возникновении системы фокусирующих квадрупольных линз не может быть использовано для объяснения бесконтактной транспортировки ионов через капилляр. Кроме того, анализ полученных распределений заряда (рис. 11) показывает, что на стенке капилляра не образуется и аксиально-симметричная, осциллирующая по продольной оси плотность поверхностного заряда. Т. е. и предположение об образовании линз Энзеля нельзя положить в основу механизма транспортировки ионов через диэлектрические капилляры.

Надо сказать, что описанная выше программа разыгрывания траекторий частиц оказалась слишком медленной и не могла обеспечить достаточную статистическую точность для исследования распределения заряда вдоль капилляра, поэтому были разработаны другие модели.

1.2 Упрощенные модели для цилиндрического и плоского каналов

Чтобы улучшить статистику расчетов, и, следовательно, увеличить скорость прослеживания траекторий частиц, были созданы две новые программы.

м.1. Как показало моделирование, проведенное выше, заряд создаваемый на стенке канала не образует квадрупольные линзы, т. к. имеет аксиальную симметрию. Учитывая эту симметрию, для ускорения программы будем считать, что при попадании частицы на стенку она заряжает не малый участок поверхности, а кольцо с продольной координатой, соответствующей точке попадания иона (рис.12). Кроме того, для быстроты счета сила взаимодействия частицы с одним кольцом была затабулирована в массив. Затем, в основной программе, описанной выше в разделе 1.1, не производилось вычисление на каждом шаге, занимающее много времени, а

использовался указанный массив. Поле кольца, находящегося на произвольном расстоянии от иона находилось путем сдвига массива по продольной координате канала в соответствии с положением кольца. Скорость счета этой программы на порядок превышала скорость предыдущей. С ее помощью были получены угловые распределения на выходе канала, а также распределения заряда вдоль канала (рис.13,14).

Из рисунка 14 видно, что в продольном направлении никакой яркой структуры распределения заряда нет. Грубо можно считать, что распределение однородно по продольной координате. К сожалению, из полученного распределения заряда стенки вдоль канала тоже нельзя сделать однозначный вывод о механизме фокусирующего действия создаваемого пучком заряда.

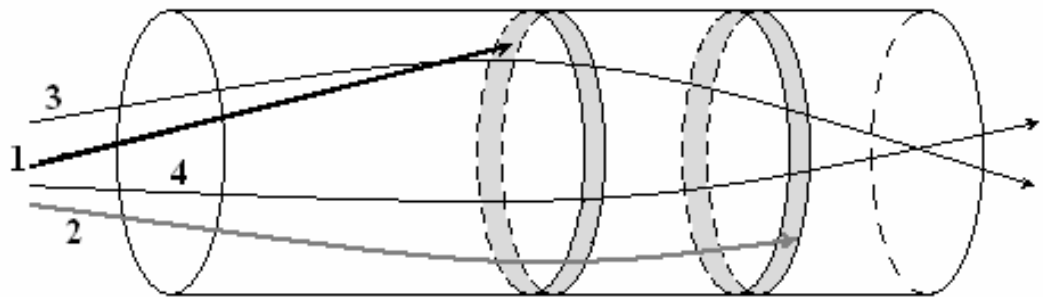


Рис.12 Движение частиц в поле заряженных колец, образующихся при попадании ионов на стенку

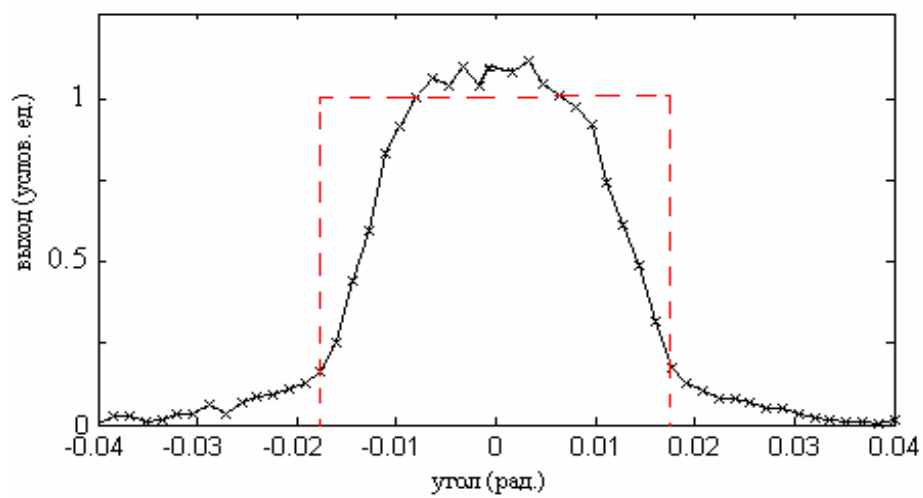


Рис. 13 Угловое распределение частиц на выходе из цилиндрического канала (сплошная кривая), пунктиром показано распределение на входе

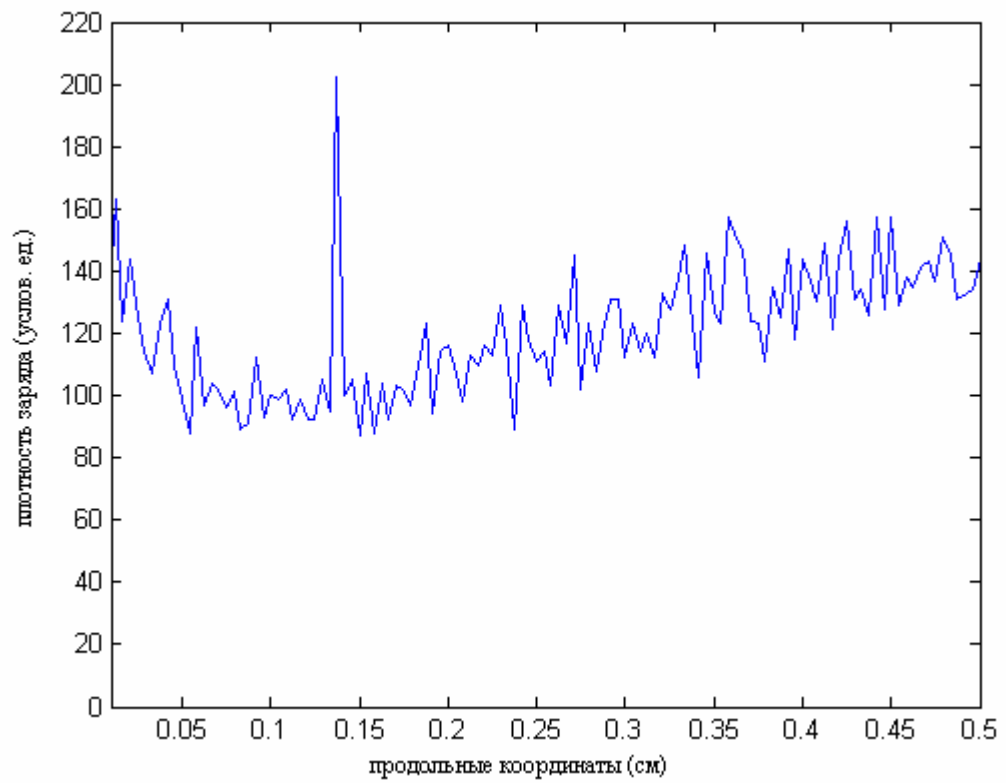


Рис.14 Распределение заряда вдоль цилиндрического канала

м.2 Для существенного ускорения программы было сделано дополнительное упрощение. Было решено для выяснения распределения заряда вдоль капилляра, перейти к одномерному движению в поперечной плоскости, т.е. перейти от задачи с цилиндрическим капилляром к задаче с плоским каналом, состоящим из двух пластин, расстояние между которыми много меньше их длины. В этом случае количество выполняемых машиной операций значительно уменьшается, скорость прослеживания траекторий частиц увеличивается, следовательно, статистику можно существенно улучшить, т. е. получить более точный результат.

Итак, теперь частицы движутся в плоском диэлектрическом канале длиной L , образованном двумя плоскостями, находящимися друг от друга на расстоянии d . Механизм зарядки аналогичен механизму, описанному выше, но выражение для силы запишется иначе. Теперь заряжаются не точки или кольца, а нити (перпендикулярные направлению движения иона), лежащие в плоскости стенок, с линейной плотностью заряда $\rho \cdot q_i$. Здесь ρ - модельный множитель аналогичный по смыслу множителю n в формуле (2). Вводится сетка по продольной координате, q_i - зарядовый множитель, зависящий от того, какое число ионов попадает на стенку в точку с данной продольной координатой (т. е. с соответствующим номером i), он может равняться 0 в случае, если в точке с данной продольной координатой нет упавших частиц. Кроме того, для того чтобы вблизи стенок не возникало особенностей (бесконечностей), связанных с дискретностью распределения, заряд располагается не непосредственно на стенке, а на небольшом расстоянии ℓ вне канала (рис.15).

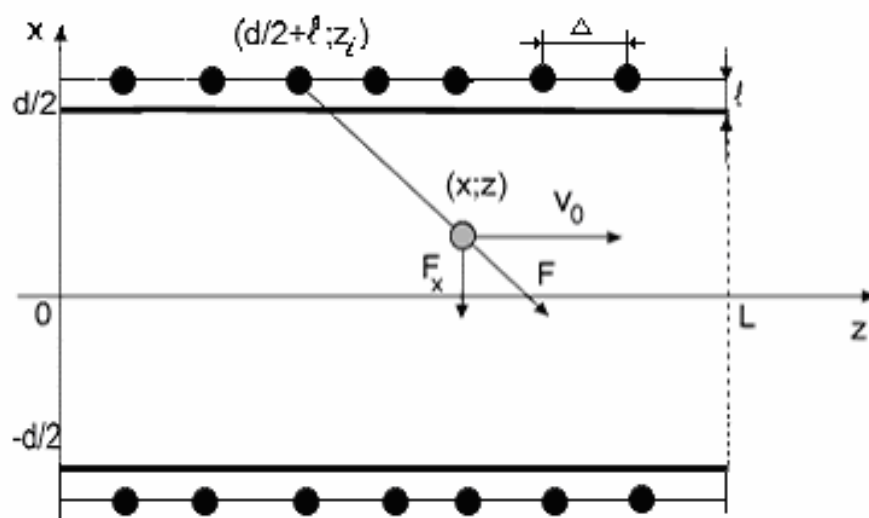


Рис.15 Схема для определения силы взаимодействия пролетающей частицы с зарядом на внутренней поверхности канала (Δ – расстояние между соседними нитями)

Выражение для силы взаимодействия между нитью с координатой $(d/2 + \ell; z_i)$ (где z_i – ее продольная координата) и движущейся частицей (z – продольная координата частицы, меняется от 0 до L , а x – поперечная координата для частицы может меняться в пределах $[-d/2; d/2]$) имеет следующий вид:

$$F_x^i = -2\rho \cdot q_i \frac{d/2 + \ell - x}{(d/2 + \ell - x)^2 + (z_i - z)^2}. \quad (3)$$

Распределения заряда на стенке канала и вылетевших частиц по углам, показанные на рисунках 16 и 17 соответственно, получены при длине канала $L = 2.5$ см, межплоскостном расстоянии $d = 0.1$ см и $\ell = d/15$, $\rho = 1,67 \cdot 10^7$ е/см. При этом через канал без потерь энергии проходит около 70% частиц первоначального пучка.

Судя по угловому распределению (рис. 17), большая часть протонов, попадая в канал, движется в фокусирующем потенциале, который создают стенки, заряженные столкнувшимися с ними частицами. Эффективную величину непрерывного потенциала такой дискретно заряженной плоскости легко оценить следующим образом. Пускаем частицы под различными углами к плоскости капилляра из точки, лежащей на его оси, с продольной координатой z , на некотором расстоянии от середины канала по длине ($z = L/2$, L – длина канала). Затем прослеживаем траектории этих частиц до $z = L/2 + \delta$ (рис. 18). Малая добавка $\delta \ll L/2$ вводилась, чтобы исключить артефакты, связанные с дискретностью заряда стенки. В центре канала ($x = 0$) потенциал нулевой, и полная поперечная энергия частицы равна кинетической:

$$E_{\perp} = \frac{m(v_{\perp})^2}{2} = E_0 \varphi^2. \quad (4)$$

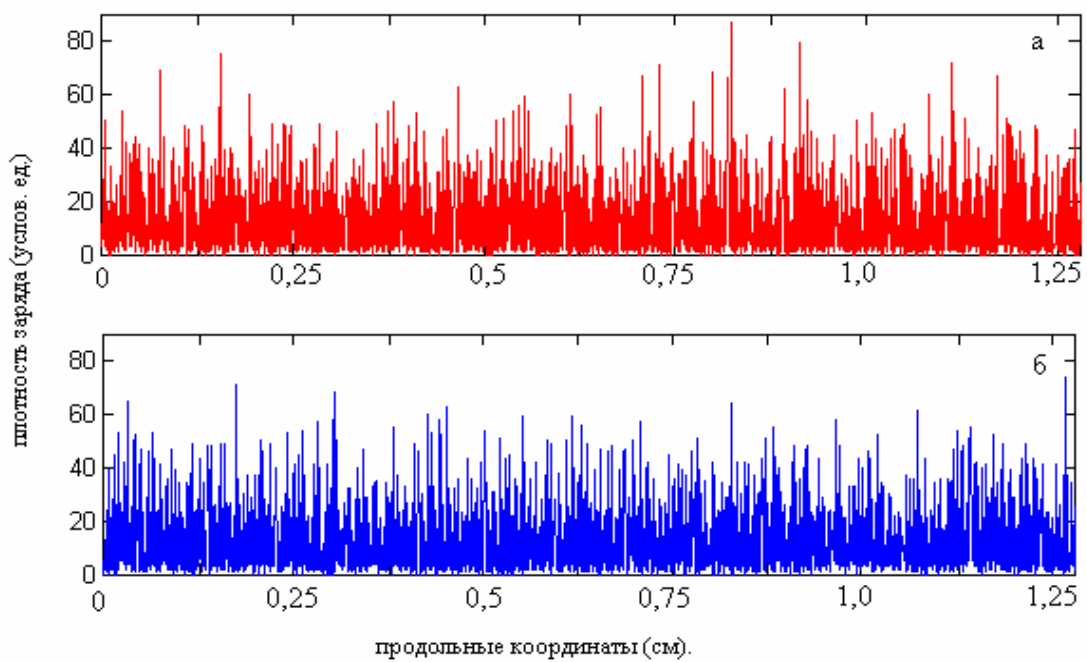


Рис. 16 Распределение заряда на стенках плоского канала
(а – верхняя стенка, б – нижняя стенка)

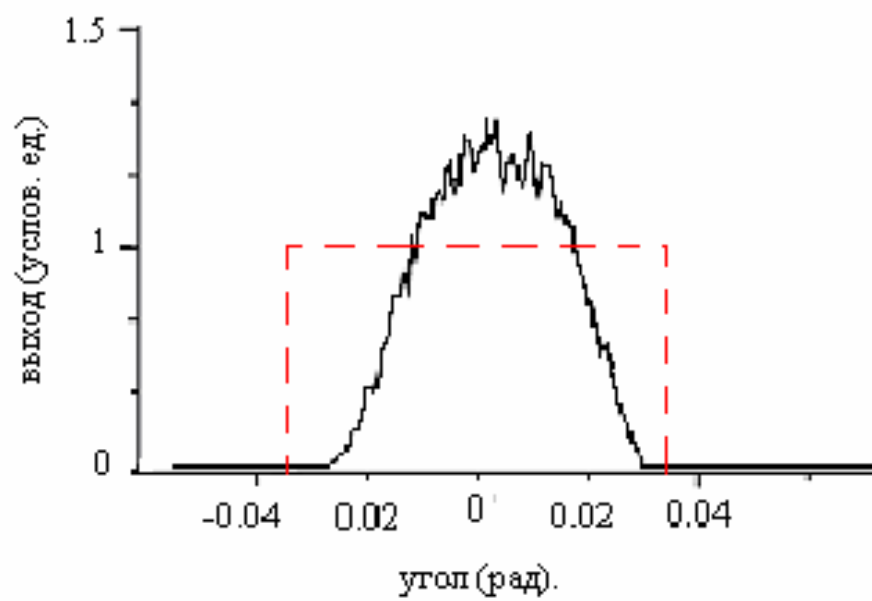


Рис. 17 Угловое распределение частиц на выходе из плоского канала (сплошная кривая), пунктиром показано распределение на входе

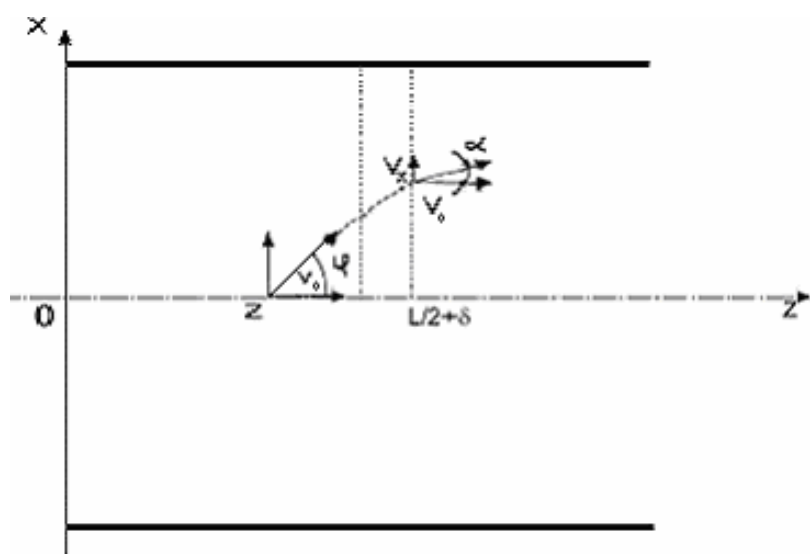


Рис. 18 Расчет эффективной потенциальной энергии протонов в плоском канале

В точке с координатой $z=L/2+\delta$ фиксировались поперечная координата x и угол α , который равен v_x/v_o . Тогда потенциальная энергия в точке $(x, L/2+\delta)$ будет определяться выражением:

$$U(x) = E_o(\varphi^2 - \alpha^2). \quad (5)$$

Рассчитанная по такой схеме эффективная потенциальная энергия показана на рисунке 19. Потенциальная энергия здесь приведена в условных единицах, поскольку она зависит от выбора параметра ρ , и его можно подбирать, зная глубину потенциальной ямы в реальном эксперименте. А в данном случае для анализа важна форма зависимости потенциала от поперечной координаты.

Из графиков на рисунке 19 видно, что эффективный непрерывный потенциал, который создают осевшие на стенках ионы, оказался потенциалом гармонического осциллятора. Справа на рисунке (рис.19) показана производная полученного потенциала (т. е. сила). Видим, что сила, действующая на протоны в канале, линейно зависит от поперечной координаты (рис. 19(справа)).

Как объяснить такой характер поведения силы? Если бы длина канала была бесконечной, то поле внутри него было бы нулевым и, следовательно, и потенциал внутри канала был бы нулевым. В реальных экспериментах и при моделировании мы работаем с конечным каналом и для правильного анализа взаимодействия частиц со стенками, прежде всего, необходимо оценить и понять роль краевых эффектов.

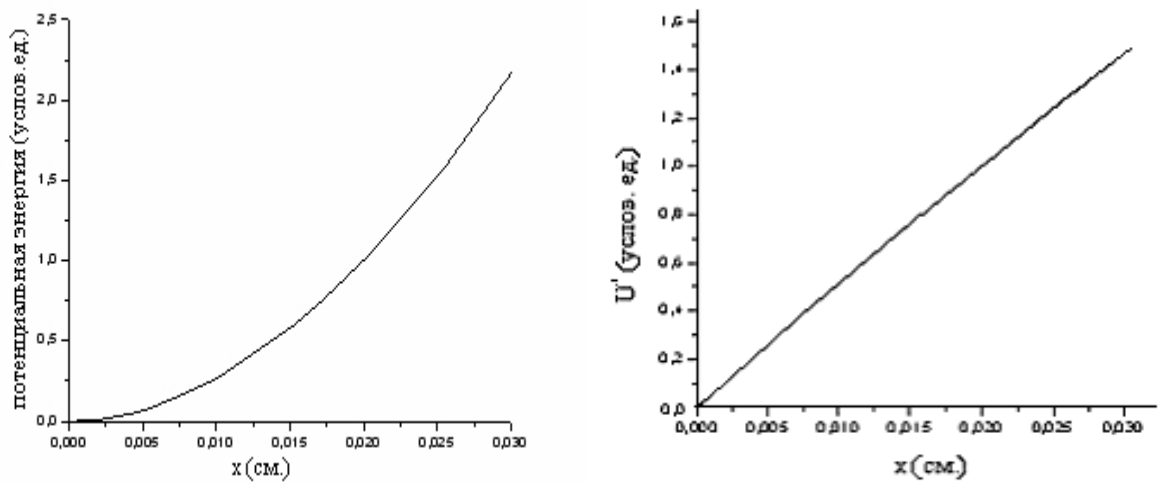


Рис. 19 Зависимость потенциальной энергии (слева) и средней силы (справа) от поперечной координаты в середине канала

1.3 Механизм транспортировки заряженных частиц (краевые эффекты, силы Миллера)

п.1 Краевые эффекты

Рассмотрим поле между двумя равномерно и одноименно заряженными плоскостями конечной длины. Естественно это поле не является однородным как в бесконечном капилляре (рис.20).

Вычислим поперечную составляющую силы поля, возникающего в плоском канале длиной L при расстоянии между плоскостями d (схема для расчета показана на рис. 21). В произвольной точке A с координатами (x,z) сила со стороны отрезка GP нижней стенки компенсируется действием силы отрезка BC верхней стенки. Таким образом, на частицу действуют поперечная сила со стороны отрезка CD верхней плоскости и сила с противоположным знаком со стороны отрезка PS нижней плоскости.

Величина поперечной силы запишется интегралом:

$$F_{\perp}(x, z) = 2\sigma e \left[\int_{\frac{z}{d/2+x}}^{L-z} \frac{(d/2-x)}{(d/2-x)^2 + y^2} dy - \int_{\frac{z}{d/2-x}}^{L-z} \frac{(d/2+x)}{(d/2+x)^2 + y^2} dy \right] =$$

$$= 2\sigma e \left[\operatorname{arctg} \frac{L-z}{d/2-x} - \operatorname{arctg} \frac{z}{d/2+x} - \operatorname{arctg} \frac{L-z}{d/2+x} + \operatorname{arctg} \frac{z}{d/2-x} \right]$$

Приблизительно это выражение можно записать в виде:

$$F_{\perp}(x, z) = 4\sigma \cdot e \frac{x}{L} \begin{cases} \frac{1}{L \left(1 - \frac{z}{L}\right)}, & \text{при } z \gg d \\ 1 + \frac{zL}{\left(\frac{d}{2}\right)^2 - x^2}, & \text{при } z \sim d \end{cases} \quad L \gg d \quad (6)$$

Из формулы (6) видно, что при $z > d$ (т. е. везде, кроме области вблизи торца капилляра) сила линейно зависит от x . Поэтому практически во всем канале потенциал квадратично зависит от x (рис. 22).

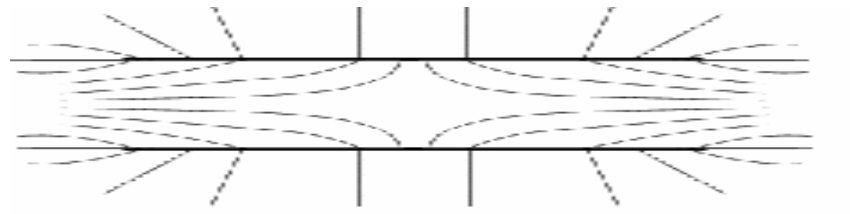


Рис. 20 Схематическое изображение силовых линий между двумя одноименно заряженными плоскостями (поле между конечными пластинами неоднородно)

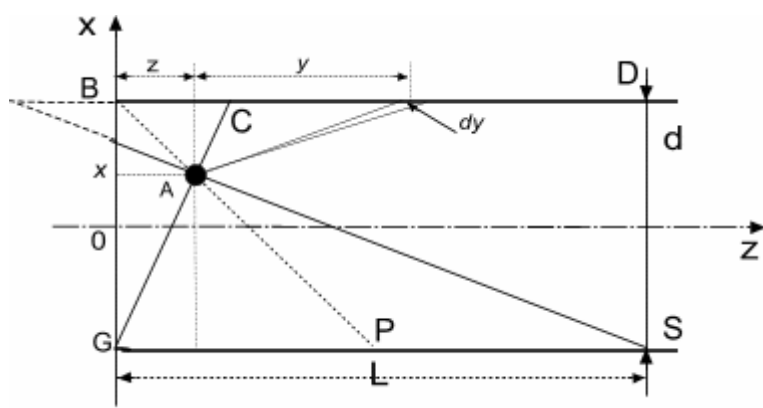


Рис. 21 Схема для расчета силы, возникающей из-за конечной длины канала

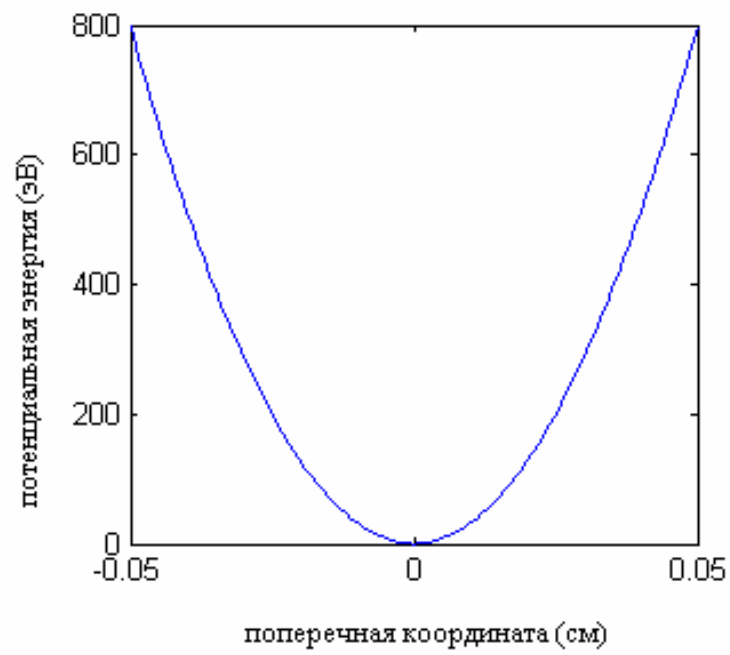


Рис. 22 Потенциал (в центре канала), обусловленный конечной длиной пластин, т. е. краевыми эффектами

На рисунке 23 показан график зависимости поперечной силы от продольной координаты при поперечной координате $x = -0.025$ см. При всех значениях поперечной координаты зависимость от продольной координаты подобна (6). Естественно, около торцов краевое поле максимально и при удалении от торцов убывает обратно пропорционально расстоянию от них.

В приведенном на рисунке примере сила и потенциальная энергия были рассчитаны для плотности заряда на плоскости $\sigma = 334$ СГСЭ/см² (эта величина соответствует плотности заряда в эксперименте Stolterfoht et al. [3]), длины канала 2.5 см, расстояние между плоскостями составляло 0.1 см. Оказывается, что при таком соотношении между межплоскостным расстоянием и длиной канала (аспектное отношение равно 25) краевые эффекты играют решающую роль в формировании потенциала и прекрасно объясняют численно полученные результаты (рис. 19).

Но при большом аспектном отношении (более 10³) фокусирующее действие канала уже нельзя объяснить краевыми силами, поскольку при увеличении длины канала величина поперечной составляющей поля в средней части капилляра стремится к нулю как $1/L$ (см. формулу (6)). А это значит, что должен существовать другой механизм, который обеспечил бы бесконтактное прохождение пучка протонов через очень длинный канал.

п. 2 Силы Миллера

Итак, моделирование показало, что невозможно объяснить удержание частиц в изолирующем канале ни системой линз Энзеля, ни системой квадрупольных линз (1.1-1.2). И как было показано выше (1.3, п.1), равномерно распределенный заряд может обеспечить бесконтактное прохождение частиц лишь через не слишком длинные каналы (1.3, п.1). В длинных каналах (т.е. при больших аспектных отношениях L/d) необходимо искать другой, дополнительный механизм транспортировки пучка через диэлектрические каналы.

Возможно, возникающие в канале силы, предотвращающие столкновение ионов со стенкой, связаны с флуктуирующим характером

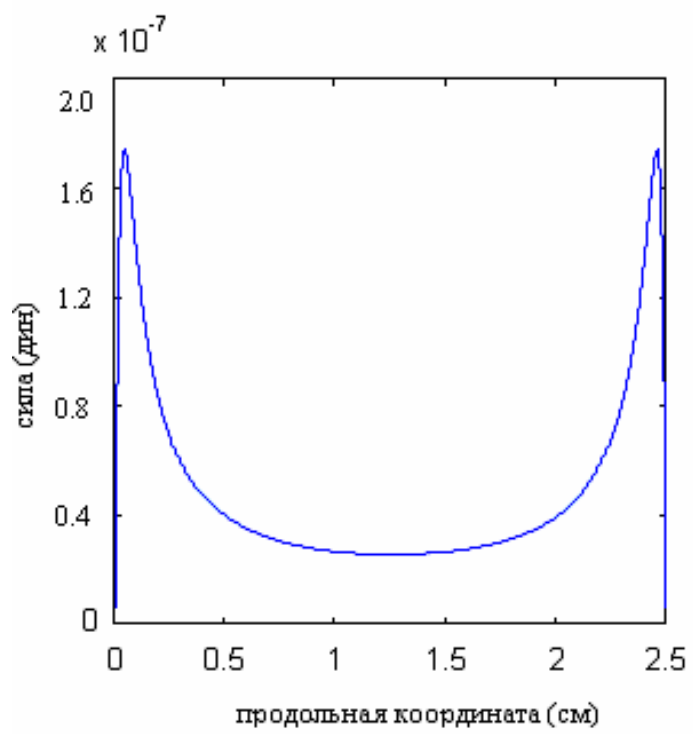


Рис.23 Зависимость поперечной силы от продольной координаты, обусловленная конечностью капилляра

распределения заряда. Известно, что быстро осциллирующая сила, действующая на частицу, приводит к возникновению однонаправленной силы, т. н. градиентной силы (силы Миллера-Гапонова) [26-28].

Мы полагаем, что именно эти силы и обеспечивают механизм бесконтактного прохождения ионов через длинный изолирующий канал.

Рассмотрим сначала случай, когда плотность заряда на внутренней стенке распределена вдоль трубки по гармоническому закону. Уравнение поперечного движения частицы в быстро осциллирующем силовом поле со средним значением силы равным нулю и с амплитудой, зависящей от поперечной координаты, можно записать в виде [28]:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = f(x) \sin(\omega t), \quad (7)$$

где $\omega = 2\pi v_o / \lambda$ – частота осцилляций силы, действующей на движущийся в канале ион со стороны заряда стенки канала, λ – длина волны периодического распределения заряда, v_o – продольная скорость движения частицы, $f(x)$ – амплитуда осцилляций поперечной компоненты кулоновского поля, зависящая от поперечной координаты x .

Решение этого уравнения будем искать в виде суммы двух слагаемых [28]:

$$x = \bar{x} + \xi \sin(\omega t), \quad (8)$$

где \bar{x} – медленно меняется с течением времени, а ξ – амплитуда быстро осциллирующей добавки.

Подставив в уравнение (7) разложение (8), получим с точностью до первого порядка по ξ :

$$m \frac{d^2 \bar{x}}{dt^2} - m \xi \omega^2 \sin(\omega t) = f(\bar{x}) \sin(\omega t) + \frac{df(\bar{x})}{dx} \xi \sin^2(\omega t). \quad (9)$$

Приравнивая в уравнении (9) члены при синусе справа и слева, получаем выражение для амплитуды быстро осциллирующей добавки ξ :

$$\xi = -\frac{f(\bar{x})}{m \omega^2}. \quad (10)$$

В результате уравнение (7) после усреднения по времени приобретает следующий вид:

$$m \frac{d^2 \bar{x}}{dt^2} = - \frac{d}{dx} \left(\frac{f^2(\bar{x})}{4m\omega^2} \right)$$

С учетом того, что $\omega = 2\pi\nu_0 / \lambda$, можно записать полученное выражение в виде:

$$m \frac{d^2 \bar{x}}{dt^2} = - \frac{\lambda^2}{32E\pi^2} \frac{d}{dx} f^2(\bar{x}) \quad (11)$$

здесь $E = m\nu_0^2 / 2$ – кинетическая энергия частицы, скорость которой ν_0 .

Из уравнения (11) видно, что на частицу в быстро осциллирующем поле с амплитудой осцилляций, зависящей от поперечной координаты, действует сила, которая не осциллирует и направлена по градиенту амплитуды осциллирующей силы:

$$F^{(1)}_{grad} = - \frac{\lambda^2}{32E\pi^2} \frac{d}{dx} f^2(\bar{x}), \quad F^{(1)}_{grad} = - \frac{dU_{grad}}{dx} \quad (12)$$

Потенциальная энергия градиентных сил имеет следующий вид:

$$U^{(1)}_{grad} = \frac{\lambda^2}{32E\pi^2} f^2(\bar{x}), \quad (13)$$

Полученная выше сила возникла, благодаря тому, что при осцилляции поперечной координаты частица то приближается к источнику силы, то отдаляется от него. Причем она движется на большем расстоянии, когда притягивается, и на меньшем расстоянии, когда отталкивается. И хотя усредненное поле при фиксированной поперечной координате равно нулю, при учете осцилляций траектории действие сил отталкивания оказывается больше действия сил притяжения. Отметим, что направление действия этой силы не зависит от знака заряда частицы.

Рассматриваемая здесь задача отличается от задачи, рассмотренной в [28]. В нашем случае осциллирующая зависимость силы от времени возникает благодаря движению частицы в стационарном поле, которое периодически зависит от продольной координаты движения. Поэтому надо

учесть, что кроме осцилляции поперечной координаты, осциллирует и продольная скорость частицы. Это также приводит к появлению однонаправленной силы, т. к. в области отталкивания частица замедляется и проводит больше времени, чем в области притяжения (при этом среднее по продольной координате z значение поперечной силы равно нулю). Усредним поперечную силу по периоду движения в пространственно периодическом поле, считая поперечную координату постоянной:

$$F_{grad}^{(2)} = \frac{1}{T} \int_0^T dt \left(-\frac{\partial}{\partial x} U(z, x) \right) = \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \frac{dz}{\sqrt{1 - \frac{2U(z, x)}{m v^2}}} \left(-\frac{\partial}{\partial x} U(z, x) \right) =$$

$$= -\frac{1}{4E\lambda} \int_0^\lambda dz \frac{\partial}{\partial x} U^2(z, x)$$

где: $U(z, x) \ll E$

Можно оценить градиентную силу и потенциал, например, для плоскости, состоящей из периодически расположенных заряженных нитей. В этом случае потенциальная энергия запишется в виде $U = \sum_n a_n(x) \sin \frac{2\pi n z}{\lambda}$, где $a_n(x)$ – амплитуда n -ой гармоники, зависящая от поперечной координаты x .

Из уравнения Лапласа для потенциала $\Delta U = 0$ получаем для $a_n(x)$ уравнение

$$\frac{d^2 a_n(x)}{dx^2} = \left(\frac{2\pi n}{\lambda} \right)^2 a_n(x). \text{ Для первой гармоники амплитуда } a(x) \text{ будет иметь}$$

$$\text{вид: } a(x) = a_0 e^{-x/\delta}, \text{ где } \delta = \lambda / 2\pi.$$

Тогда потенциальная энергия системы цепочек с учетом только главного члена разложения в гармонический ряд запишется, как

$U(z, x) = a(x) \sin\left(\frac{2\pi z}{\lambda}\right)$, и сила, связанная с осцилляциями скорости,

$$F_{grad}^{(2)} = -\frac{1}{8E} \frac{\partial}{\partial x} a^2(x).$$

Учитывая, что $a(x) = a_0 e^{-\frac{x}{\delta}}$, получим выражения для градиентных сил, вызванных осцилляциями и поперечной координаты, и продольной скорости:

$$U_{grad}^{(1)} = \frac{\lambda^2 a_0^2}{32\pi^2 E \delta^2} e^{-\frac{2x}{\delta}}, \quad F_{grad}^{(1)} = \frac{\lambda^2}{16\pi^2 E \delta^3} a_0^2 e^{-\frac{2x}{\delta}}, \quad (14)$$

и
$$U_{grad}^{(2)} = \frac{a_0^2}{8E} e^{-\frac{2x}{\delta}}, \quad F_{grad}^{(2)} = \frac{1}{4E\delta} a_0^2 e^{-\frac{2x}{\delta}} \quad (15)$$

Таким образом, в пространстве между двумя плоскостями, с зарядом на них, плотность которого периодически осциллирует, возникает потенциальная яма, которая не зависит от длины канала и может обеспечивать бесконтактное прохождение ионов через капилляр при произвольной его длине.

п.3 Движение ионов в плоском канале, образованном двумя параллельными одномерными решетками

Для проверки правильности нашего вывода о роли градиентных сил была создана компьютерная модель движения частиц в плоском канале.

Теперь мы сами задаем распределение заряда на стенках. А именно, будем считать, что протоны движутся в поле заряженных нитей, расположенных на одинаковом расстоянии λ друг от друга и на расстоянии ℓ от стенок (рис.24). Сила, которая действует на движущиеся частицы, рассчитывается по формуле (3).

Была рассчитана зависимость поперечной силы, действующей на движущиеся ионы, как функция продольной координаты. Полученный результат представлен на рисунке 24. Кроме рассчитанной силы на графике обозначена полученная нами ранее аналитически сила, обусловленная тем, что длина канала конечна (рис.23). Видно, что средняя составляющая численно рассчитанной осциллирующей силы практически совпадает с силой, полученной аналитически.

Нам надо найти градиентную силу. Для этого в рассматриваемом случае надо определить, как зависит амплитуда осцилляций силы от поперечной координаты. Проводился расчет осциллирующей силы, подобный рис.25 при различных значениях поперечной координаты x . И из этих расчетов получили искомую зависимость. Она показана на рис. 26.

Как было показано выше (рис. 22), краевые силы создают в канале потенциал, пропорциональный квадрату поперечной координаты. Эти силы спадают плавно при удалении от стенки диэлектрического канала. Градиентные силы Миллера-Гапонова, согласно формуле (12), ведут себя иначе. Из графика на рисунке 26 видно, что эти силы короткодействующие, они резко спадают при удалении от стенки и практически равны нулю в центре канала.

Сила, обусловленная конечностью капилляра, с увеличением его длины уменьшается, согласно формуле (6), тогда как величина осцилляций от длины канала не зависит, и, следовательно, и величина силы Миллера-Гапонова не зависит от длины канала. Таким образом, при длинах меньше некоторой краевые силы превышают градиентные силы Миллера-Гапонова, а при больших – наоборот, силы Миллера-Гапонова больше краевых.

Чтобы для данной модели оценить длину канала, при которой потенциал градиентных сил Миллера-Гапонова равен потенциалу краевых сил, были использованы формулы (6) и (12) и зависимость $f(x)$, представленная на графике рисунка 26.

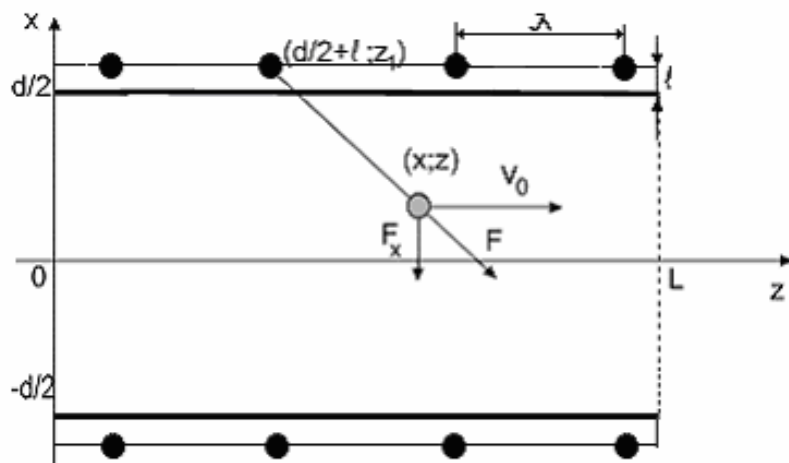


Рис. 24 Схема для определения силы взаимодействия пролетающей частицы с зарядом на внутренней поверхности канала

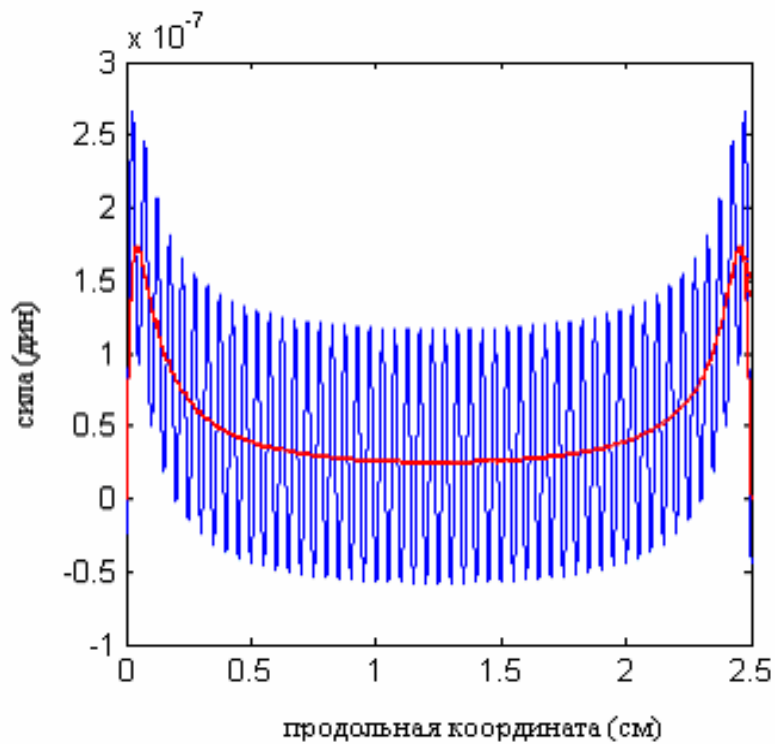


Рис. 25 Зависимость поперечной силы от продольной координаты, красным пунктиром обозначена сила, обусловленная краевыми эффектами, сплошная синяя кривая—сумма вкладов краевой и быстро осциллирующей силы (в данных расчетах длина канала 2.5 см, межплоскостное расстояние $d=0.1$ см, $\ell =0,01$ см, $\lambda = d/4$, $x = -0.025$ см)

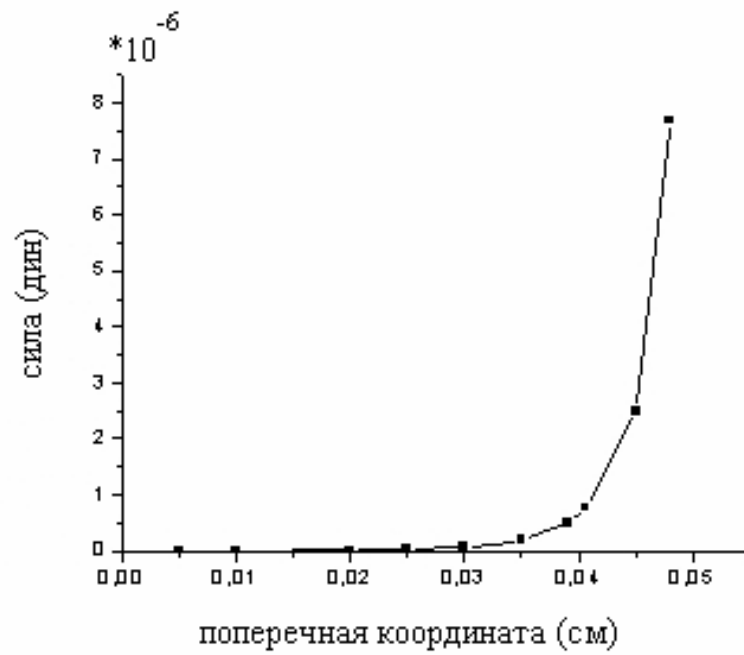


Рис. 26 Зависимость амплитуды $f(x)$ от поперечной координаты (расчет проведен для $\sigma=334$ СГСЭ/см², $d=0,1$ см, $\lambda=d/4$ и $x\sim 0.932*d/2$)

В результате для $\sigma = 334 \text{ СГСЭ/см}^2$, $d=0,1 \text{ см}$, $\lambda = d/4$ и $x \sim 0.932 * d/2$ было получено, что при длине канала, меньше, чем $L_1 \sim 40 \text{ см}$, преобладают краевые силы, и силы Миллера учитывать не надо. А при большей длине становится существенным действие градиентных сил. Высоты потенциального барьера в средней части канала для обеих сил становятся равными при $L_1 \sim 40 \text{ см}$, т. е. при аспектном отношении 400 (L/d) и равны приблизительно 55 эВ (рис. 27).

Таким образом, оказалось, что механизм бесконтактного прохождения ионов через диэлектрические каналы обеспечивается разными причинами при различных длинах канала и то, какой из механизмов является определяющим, определяется величиной аспектного отношения.

Числовые параметры, использованные при моделировании, подбирались максимально удобными для компьютерных расчетов, и поэтому полученные результаты не дают реального представления о значениях сил и потенциалов, однако они хорошо демонстрируют характерные зависимости и могут рассматриваться как иллюстрация описанных выше эффектов.

п.4 О возможности образования двумерного кулоновского кристалла на поверхности диэлектрика

Итак, для объяснения отталкивания движущихся ионов от стенок в длинном капилляре необходимо учитывать действие сил Миллера. Возникает вопрос, каков источник периодической силы действующей на движущуюся частицу? Плотность зарядов на поверхности стенок флуктуирует, и это, конечно, является источником осцилляций силы. Благодаря дрейфу зарядов и их диффузии эти флуктуации должны сглаживаться.

Но надо помнить, что в любом случае заряды распределены дискретно, т. е. существует минимальный элементарный заряд. Эти элементарные заряды отталкиваются друг от друга и стремятся организовать структуру с минимумом энергии взаимодействия.

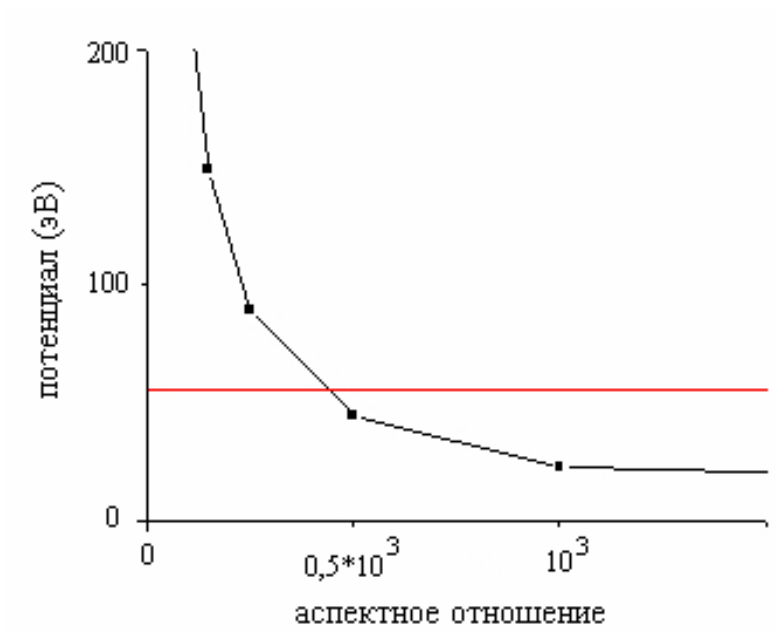


Рис. 27 Зависимость потенциалов, создаваемых краевыми силами (черная кривая с точками) и градиентными силами Миллера-Гапонова (красная сплошная прямая) от аспектного отношения

В работе [3] дана оценка величины полного заряда, возникающего на поверхности капилляра при прохождении через него ионов Ne^{7+} ($Q=5500e$, диаметр капилляра $d=10^{-5}$ см, длина $L=10^{-3}$ см). Из нее следует, что среднее расстояние между зарядами на поверхности его стенки $\sim 240 \text{ \AA}$. Один элементарный заряд создает на расстоянии 240 \AA электрическое поле напряженностью $\sim 24 \text{ кВ/см}$. Такое поле достаточно велико, чтобы в весьма совершенном изоляторе (каковым поверхность пленки РЕТ не является) с величиной подвижности $\sim 10^{-10} \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ заряд перемещался на расстояние 100 \AA за доли секунды. Из этой оценки следует, что заряды на поверхности изолятора (если поверхность достаточно совершенна) стремятся образовать двумерный гексагональный кулоновский кристалл, т. к. такая структура соответствует минимуму энергии системы зарядов. Поскольку в капилляре везде кроме самой его центральной части есть большой градиент электрического поля, направленный вдоль его оси, следует ожидать, что этот кристалл ориентирован, как показано на рис.28.

Такая решетка зарядов создает электрическое отталкивающее положительное ионы поле. Нулевая гармоника, т. е. постоянная составляющая этого поля в длинном капилляре равна нулю, т. к. она компенсируется полем противоположной стенки капилляра. Поэтому мы будем вычислять только переменную составляющую, которая быстро убывает при удалении от стенки и не может быть скомпенсирована противоположащим участком стенки капилляра. На рис.29 показана переменная составляющая потенциала цепочек, направленных вдоль оси капилляра (т. е. потенциал усреднен по продольной координате), как функция расстояния от поверхности (x) и координаты, лежащей на поверхности и направленной перпендикулярно оси капилляра (y). В таком потенциале на ион Ne^{7+} , движущийся вдоль капилляра под углом $\sim 0.15^\circ$ к его оси (такова расходимость пучка в опытах работы [3-5]) действует градиентный потенциал (см. формулы (14) и (15))

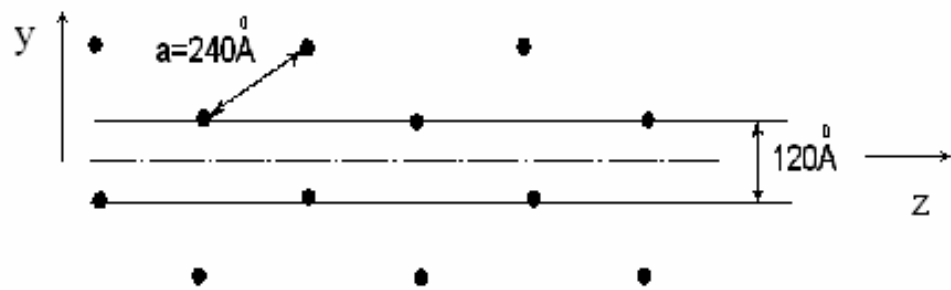


Рис.28 Двумерный кулоновский кристалл

$$U_{grad} \approx 35 \exp\left(-\frac{2x}{(120/2\pi)\text{Å}}\right) \text{ Вольт}$$

Этого потенциала вполне достаточно, чтобы обеспечить «бесконтактное» прохождение ионов через капилляр при большом аспектном отношении.

Для проверки модели было проведено компьютерное моделирование движения заряженных частиц в поле единичных зарядов, образующих гексагональную структуру, описанную выше (двумерный кристалл, рис.28). На рис.30 показана траектория иона Ar^{8+} с энергией 50 кэВ, движущегося в поле точечных зарядов, расположенных на расстоянии 24 нм друг от друга под углом 0.15° к его оси. Кроме зарядов лежащих в плоскости на частицу действовало внешнее, прижимающее частицы к плоскости поле, немного превышающее величину $2\pi\sigma$, для возврата частицы к заряженной плоскости после отражения от нее за счет сил Миллера. Из траектории видно, что частица совершает два колебательных движения. Одно высокочастотное с периодом равным периоду пересечения цепочек зарядов. И второе низкочастотное с периодом много большим чем период пересечения цепочек. Отражение иона от плоскости обеспечивается силой Миллера, возникающей благодаря действию на частицу периодической силы со стороны цепочек. А возврат частицы к плоскости осуществляет специально подобранное внешнее поле. Таким образом, моделирование показало, что двумерный кулоновский кристалл способен обеспечить бесконтактное прохождение частицы через диэлектрический капилляр.

Простая оценка показывает, что энергия кулоновского взаимодействия точечных зарядов при плотности заряда, возникающей в эксперименте по прохождению ионов через изолирующий капилляр, одного порядка с их тепловой энергией (т. е. энергией разупорядочения).

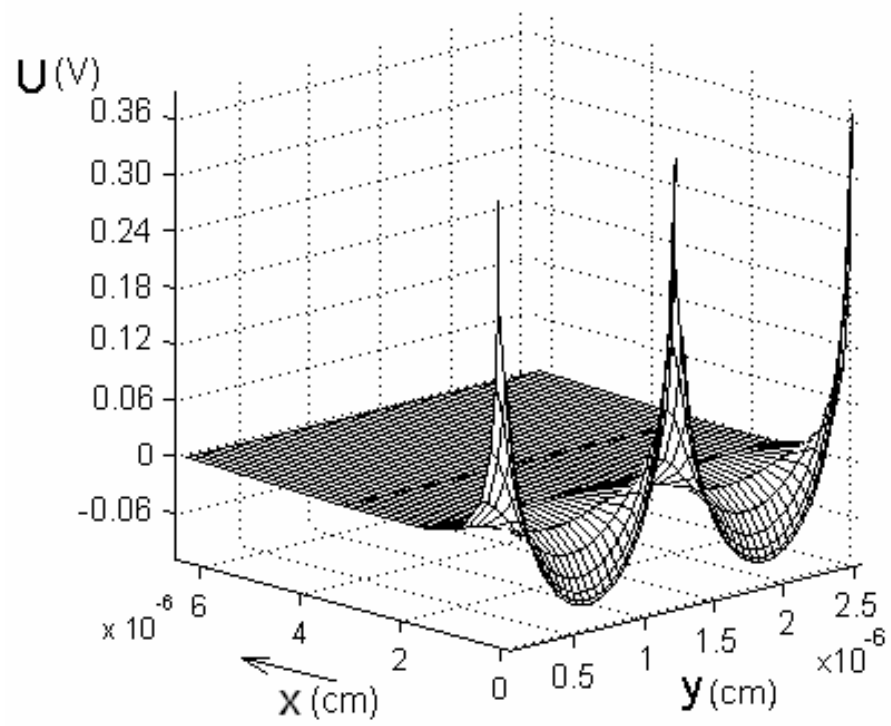


Рис.29 Потенциал, создаваемый цепочками элементарных зарядов, лежащих на внутренней поверхности капилляра

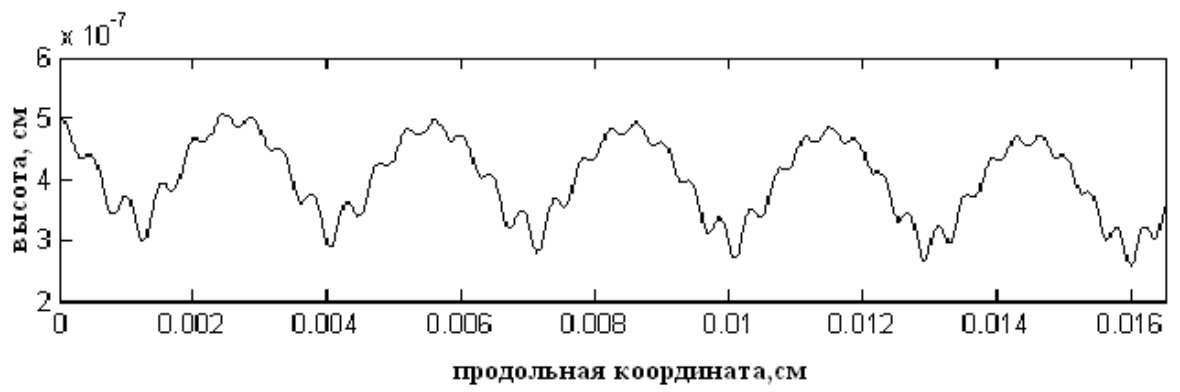


Рис. 30 Траектория движения иона Ar^{8+} в поле двумерного кристалла

Поэтому образование полностью упорядоченной структуры вряд ли возможно, поскольку, как известно из работ по образованию двумерного кулоновского кристалла на поверхности жидкого гелия [28], для образования кристалла необходимо стократное превышение кулоновской энергии над тепловой. Т. е. монокристалл, по-видимому, невозможен. Также невозможно и аморфное распределение зарядов, т. к. энергия взаимодействия зарядов не мала по сравнению с тепловой энергией. На небольших участках поверхности возможно упорядочение. Заряд образует отдельные упорядоченные области. Возникает двумерный аналог поликристалла. Причем, картина расположения элементарных зарядов не стационарная, а меняется со временем. Происходит постоянная перестройка “поликристалла” за счет теплового движения. Наличие большого градиента электрического поля вдоль направления оси капилляра должно приводить к выстраиванию “кристаллитов”, но при этом будет сильный разброс по углам ориентации. Такая структура вполне может обеспечить отражение движущегося иона за счет сил Миллера.

Глава 2. Анализ области рассеяния ионов

В проведенных экспериментах с диэлектрическими цилиндрическими капиллярами и конусами показано, что зависимость прохождения пучков положительных ионов через капилляры от угла падения пучка имеет весьма нетривиальный вид (например, см. рис.2). Частицы отклоняются капиллярами от первоначального направления на достаточно большие углы (много больше геометрического пропускания рис.7), причем большая часть ионов сохраняет начальное зарядовое состояние и энергию. Этот эффект был назван эффектом управления пучком ионов с помощью диэлектрического канала (эффект *guiding*).

Для исследования зависимости проходящего через плоский капилляр тока ионов Ar^{8+} от угла наклона плоскости капилляра по отношению к пучку нами был проведен эксперимент в научном центре RIKEN, Япония.

Затем была построена теоретическая модель. Чтобы объяснить экспериментальные результаты, было введено предположение о скачкообразной зависимости поверхностной проводимости облучаемого изолятора от величины наведенного на ней заряда. Модель позволила удовлетворительно объяснить полученные эффекты, что говорит о справедливости сделанного предположения. Таким образом, можно утверждать, что обнаружено новое интересное свойство изолятора, находящегося под воздействием ионного облучения.

2.1 Экспериментальное исследование зависимости тока ионов, прошедших через капилляр, от угла падения пучка на капилляр

В экспериментах использовался плоский капилляр, который был образован двумя стеклянными пластинами длиной 75 мм, с расстоянием между ними около 120 мкм. Капилляр устанавливался в гониометре с помощью держателя с маской на входе и помещался в вакуумную камеру. На рис.31 показана фотография плоского капилляра в держателе. Внешняя

поверхность нижней пластины была покрыта алюминиевой фольгой и заземлена.

Схема эксперимента изображена на рис.32. Пучок ионов Ar^{8+} проходит через коллиматор с отверстием диаметром 2 мм и попадает в капилляр. Ионы, прошедшие через канал, попадают на фосфорный экран либо отклоняются с помощью отклоняющего плоского конденсатора на металлическую пластину, позволяющую измерять ток прошедшего пучка. С помощью гониометра можно наклонять плоскость капилляра относительно оси пучка (угол φ). След прошедшего через капилляр пучка на фосфорном экране фиксировался с помощью цифровой фотокамеры. Работа проводилась при вакууме в камере $\sim 1 \times 10^{-7}$ Торр, максимальное напряжение отклоняющего конденсатора $-/+ 1860$ В.

Методика измерений заключалась в следующем. Сначала при включенном конденсаторе измерялся ток пучка. Затем напряжение отключалось, и след пучка оказывался в центре покрытого фосфором экрана. С помощью фотокамеры делался снимок пятна и после этого пучок сразу же отклонялся конденсатором на проводящую часть экрана. Затем производился наклон пластин на небольшой угол относительно оси пучка, и прошедший пучок вновь выводился на экран для повторного снимка, и затем измерялся ток проходящих ионов. Угловые зависимости тока измерялись для нескольких энергий ионов 32 кэВ, 68 кэВ и 104 кэВ при токе падающего пучка 4 нА. Поскольку при прохождении ионов на стенках в капилляре после каждого измерения образуется некоторый положительный заряд, который стекает медленно и может исказить следующее измерение, то для его нейтрализации между измерениями пластинки облучались электронами низких энергий (около 2-х кэВ).

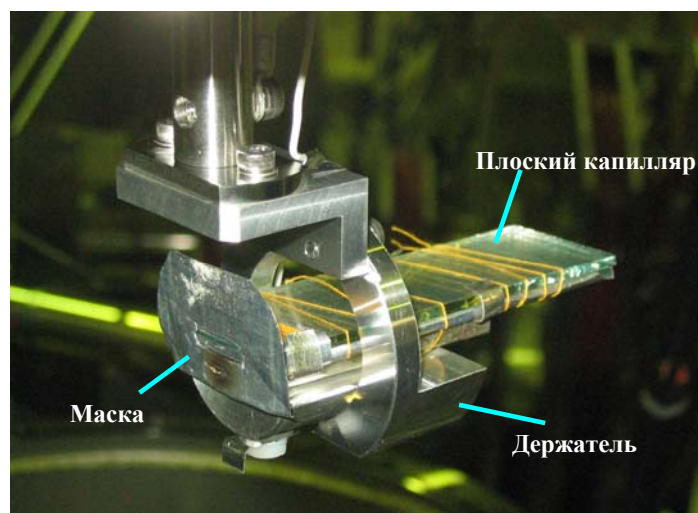


Рис.31 Плоский диэлектрический капилляр в держателе

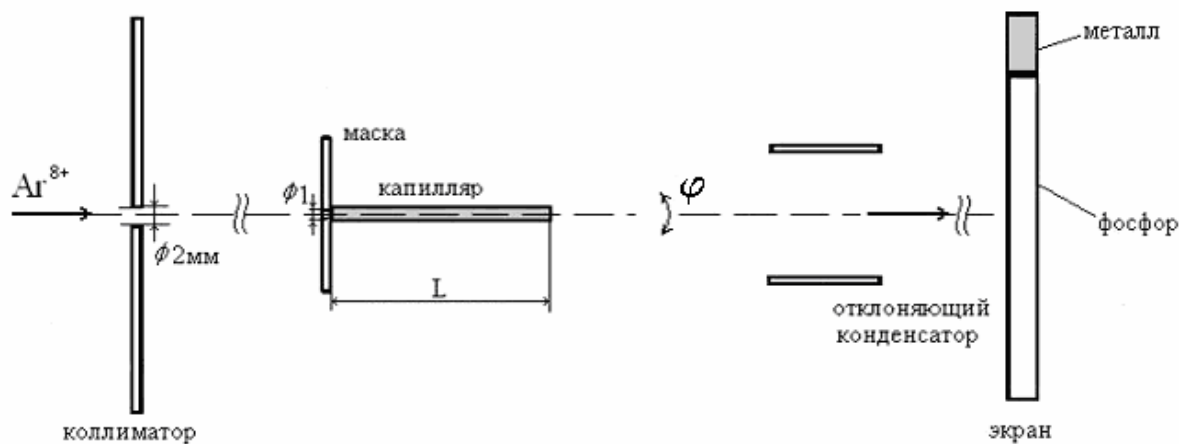


Рис.32 Схема эксперимента для исследования угловой зависимости проходящего через плоский капилляр тока ионов Ag^{8+} от угла наклона плоскости капилляра по отношению к пучку

При работе с малым током оказалось, что угловая зависимость (рис.33) имеет параболическую форму (квадратичная парабола). Экспериментальная зависимость аппроксимировались и гауссоидой, но оказалось, что парабола по критерию наименьших квадратов на порядок точнее, чем гауссоида, описывает полученные результаты.

Затем были проведены измерения тех же угловых зависимостей для энергии ионов 104 кэВ при разных величинах тока. Эти зависимости показаны на рис.34. Оказалось, что после пропускания большого тока (500 нА) через капилляр форма угловой зависимости меняется, она становится подобной трапеции. Причем возвращение к малому току после пропускания большого тока не меняет форму зависимости. Это означает что, после пропускания большого тока происходит какое-то изменение свойств поверхности изолятора, которое определяет угловую зависимость, и это новое состояние поверхности остается неизменным. В развитой ниже модели мы постараемся объяснить такое поведение угловой зависимости.

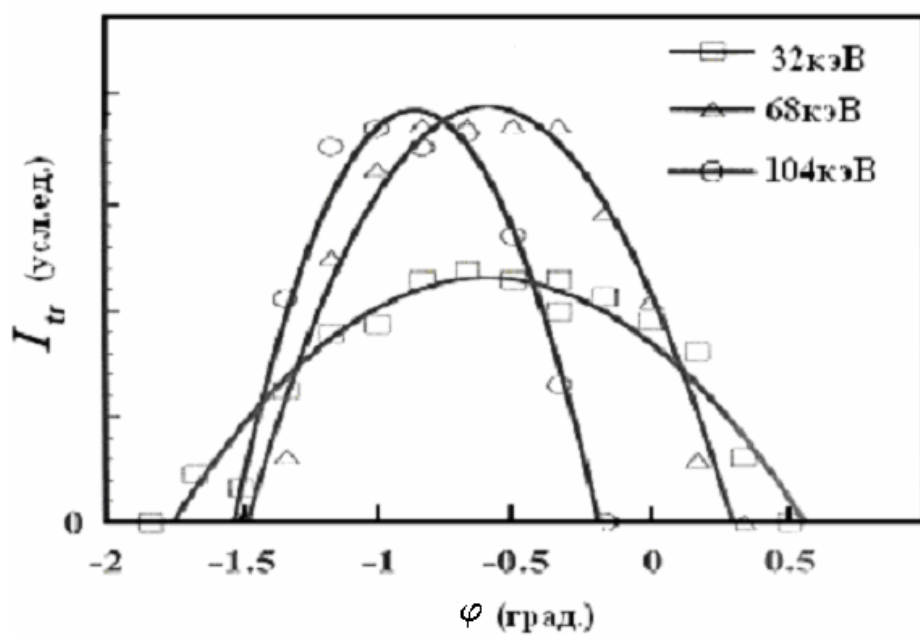


Рис.33 Угловая зависимость проходящего через плоский капилляр тока ионов Ag^{+8} различных энергий при малом токе (4 нА) от угла наклона плоскости капилляра по отношению к оси пучка

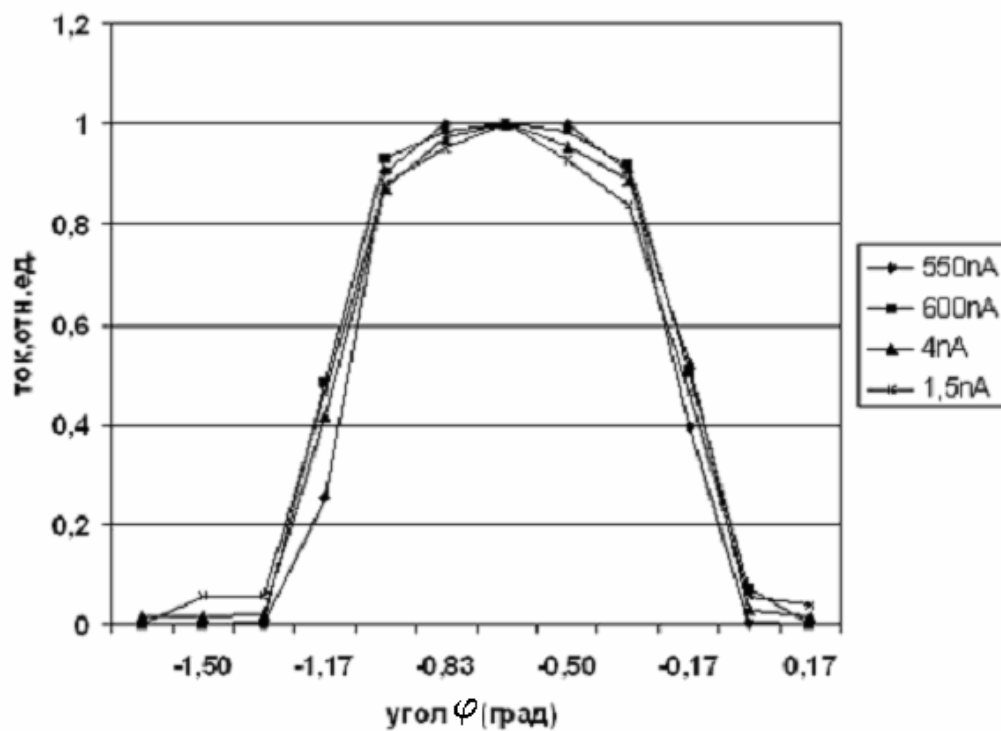


Рис.34 Угловая зависимость проходящего через плоский капилляр тока ионов Ar^{8+} с энергией 104 кэВ от угла наклона плоскости капилляра при разных токах после модификации поверхности большим током (500 нА)

2.2 Теоретическая модель управления пучком ионов, проходящих через плоский капилляр

Модель для объяснения экспериментально полученного поведения угловой зависимости, описанного в предыдущем разделе (рис.33,34), основана на предположении, что поверхностная проводимость изолятора при воздействии на него пучка ионов зависит от плотности образовавшегося на поверхности заряда. Причем эта зависимость достаточно резкая. Мы предполагаем ступенчатую зависимость, которая показана на рис.35. Если плотность заряда превышает некоторую критическую величину (σ_0), то проводимость резко возрастает на порядки. Вывод о резкой зависимости поверхностной проводимости от плотности поверхностного заряда был сделан также в работе [3] при исследовании прохождения ионов через цилиндрический капилляр. Правда, там предполагается не ступенчатая, а экспоненциальная зависимость.

Если предположить зависимость, показанную на рис.35, то механизм управления пучком с помощью плоского капилляра легко понять из рисунка 36. При падении пучка ионов под углом φ к оси капилляра после завершения переходных процессов и установления стационарного состояния некоторая часть пучка (β), попадая на стенку, создает и поддерживает плотность заряда σ_0 на участке верхней пластины капилляра длиной l . Плотность заряда на всей длине l постоянна и равна σ_0 , т.к. при превышении этой величины благодаря ступенчатой зависимости проводимости (рис.35) излишек мгновенно сбрасывается. Величина необходимой части пучка (β) определяется длиной l . А длина l определяется тем, какой путь необходимо пройти ионам в однородном поле $2\pi\sigma_0$, создаваемом зарядом на стенке, чтобы отклониться на угол φ . Эта длина подстраивается автоматически, если заряженный участок недостаточен, чтобы отклонить пучок на угол φ , то происходит расширение заряженной области до тех пор, пока ионы не станут отклоняться на этот угол.

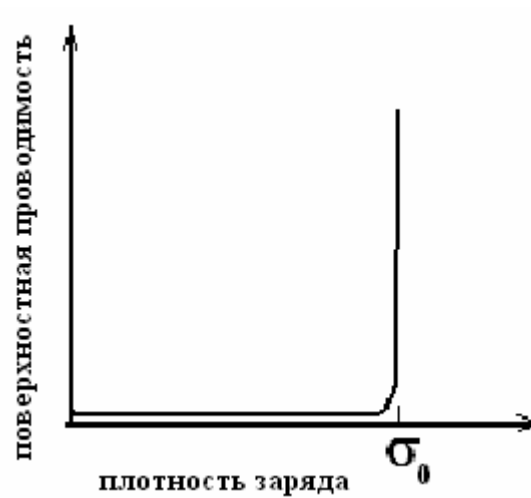


Рис.35 Зависимость поверхностной проводимости изолятора
стенки от поверхностной плотности заряда плоского капилляра
при воздействии пучка ионов

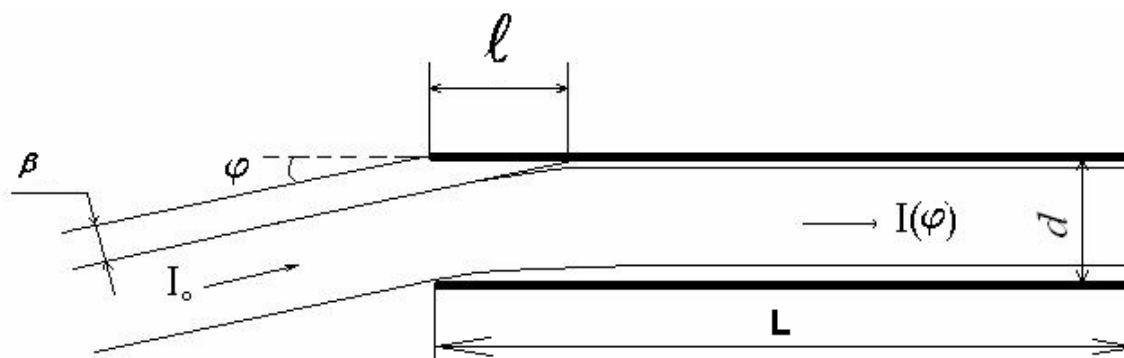


Рис. 36 Схема движения ионов при отклонении пучка от оси капилляра

После этого пучок проходит, не касаясь стенки канала, и зарядка прекращается. Электрическое поле на участке l однородно, т. к. l много больше расстояния d между стенками капилляра и плотность заряда постоянна. В таком поле все ионы кроме тех, которые подзаряжают участок l , отклоняются на один и тот же угол независимо от точки входа в капилляр. Таким образом, параллельный пучок, входящий в капилляр под углом φ , преобразуется в параллельный пучок, движущийся вдоль оси капилляра.

На оставшемся участке капилляра ионы движутся так же, как при нулевом угле входа пучка в капилляр (область транспортировки). Для прохождения ионов без контакта со стенками здесь также самоорганизующимся образом возникает поверхностный заряд, но он имеет величину существенно меньшую, чем σ_0 .

Очевидно, что при увеличении угла φ увеличивается длина l . Эта длина легко вычисляется:

$$v_{\perp} = ta_{\perp} \quad t = \frac{l}{v} \quad a_{\perp} = \frac{2\pi\sigma_0 ze^2}{M} \rightarrow$$

$$\rightarrow v\varphi = \frac{l}{v} \frac{2\pi\sigma_0 ze^2}{M}$$

откуда для длины l получаем:

$$l = \frac{\varphi E}{ze^2 \pi \sigma_0} < L, \quad E = \frac{Mv^2}{2}$$

Из этого простого вывода находим долю пучка падающих ионов, которая необходима для поддержания заряда на поверхности верхней пластины, необходимого для прохождения остальных ионов через капилляр.

$$\beta = \frac{\varphi E}{2} = \varphi^2 \frac{E}{ze^2 2\pi\sigma_0}$$

Легко вычислить долю прошедших ионов $(d - \beta) / d$:

$$\frac{I_{tr}}{I_o} = 1 - \varphi^2 \frac{E}{ze^2 2\pi\sigma_o d}.$$

Это выражение справедливо в двух ситуациях, если либо $l < L$ или $\varphi < \varphi_2$.

Естественным образом возникают два характерных угла φ_1 и φ_2 .

$$\varphi_1 = \sqrt{\frac{2\pi ze^2 d}{E}} \cdot \sqrt{\sigma_o}, \quad \varphi_2 = \frac{\pi ze^2 L}{E} \sigma_o$$

Первый соответствует обращению в ноль доли проходящих ионов. Это ситуация, при которой полного пучка недостаточно, чтобы зарядить участок стенки достаточный по длине для отклонения ионов на угол $\varphi > \varphi_1$. Т. е. при угле падения φ_1 уже нужен весь пучок, чтобы зарядить участок необходимый для отклонения ионов на этот угол, и не остается ионов для прохождения через капилляр. А второй критический угол соответствует ситуации, при которой вся длина верхней пластины капилляра уже заряжена и больше увеличиваться не может. Такая ситуация возникает, если значения либо σ_o либо L не достаточно велики.

В нашем эксперименте капилляр не менялся, т. е. и его длина не менялась, следовательно, форма угловой зависимости изменилась из-за того, что после обработки стенок капилляра большим током поверхность модифицировалась так, что величина критической поверхностной плотности заряда σ_o стала меньше. На рис.37 показано поведение критических углов φ_1 и φ_2 как функции σ_o . Видно, что есть некоторая граничная величина $\bar{\sigma}$, слева от которой будет наблюдаться трапецевидная форма угловой зависимости, а справа параболическая. Из уравнения $\varphi_1 = \varphi_2$ получим положение границы:

$$\bar{\sigma} = \frac{2Ed}{\pi ze^2 L^2}$$

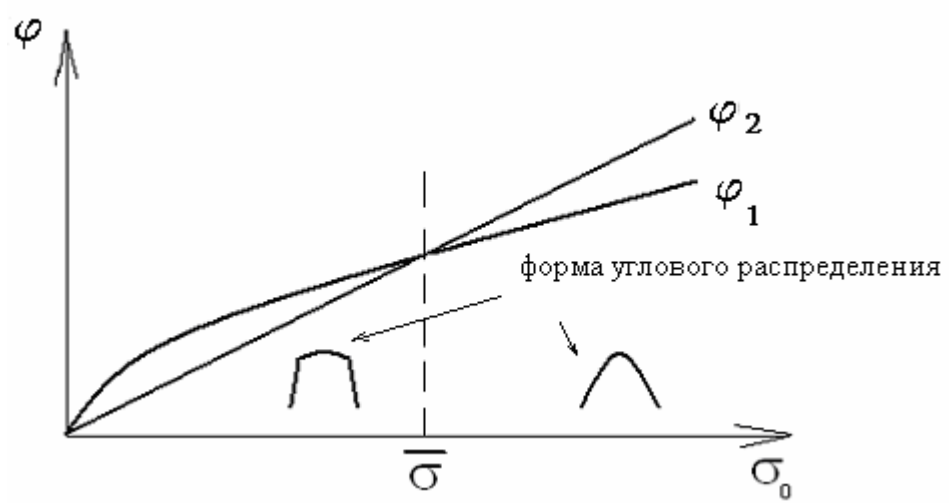


Рис. 37 Зависимость критических углов φ_1 и φ_2 от σ_0

Из этой формулы видно, как можно проверить справедливость построенной модели и, следовательно, справедливость определяющего предположения о ступенчатой зависимости поверхностной проводимости (рис.35). При энергии 13 кэВ/заряд мы получили трапецевидную зависимость. Если мы уменьшим теперь энергию (E), то уменьшится величина $\bar{\sigma}$, величина σ_0 станет больше чем $\bar{\sigma}$, и, следовательно, форма угловой зависимости должна стать параболической (рис.37). Это изменение произойдет при переходе по энергии ниже величины:

$$E_0 = \frac{\pi z e^2 L^2 \bar{\sigma}}{2d}$$

Такое изменение формы при изменении энергии явилось бы подтверждением и модели управления пучком с помощью капилляра и главное, необычной ступенчатой зависимости поверхностной проводимости диэлектрика как функции плотности поверхностного заряда. Предложенная ступенчатая зависимость проводимости вполне разумна, т. к. при воздействии пучка в поверхностном слое диэлектрика имеет место неравновесное распределение электронов по энергетическим состояниям, и проводимость сильно зависит от структуры этих состояний. В частности, играют важную роль состояния, обязанные своим существованием инородным атомам, осевшим на поверхность. После обработки поверхности интенсивным пучком ионов поверхность очищается, плотность таких состояний уменьшается и поэтому возрастает порог перехода изолятора (σ_0) в состояние с высокой поверхностной проводимостью. Постановка экспериментов по проверке предсказания модели представляет интерес с точки зрения изучения свойств проводимости изоляторов при облучении их быстрыми ионами.

Глава 3. Эффект двойного управления положительными ионами с помощью плоских диэлектрических каналов.

В предыдущих разделах рассматривались область транспортировки и область рассеяния, которые можно выделить в капиллярах для понимания механизма прохождения через них положительных ионов. Анализ области транспортировки для плоского капилляра, а также модель для угловой зависимости проходящего через плоский канал тока пучка, позволили объяснить и понять бесконтактное прохождение ионов через диэлектрические капилляры и эффект управления (guiding), возникающий в цилиндрических, конусных и плоских капиллярах. Однако в ходе исследования механизма транспортировки ионов через плоский канал, как уже упоминалось ранее, возникла идея об образовании на поверхности диэлектрика двумерного кулоновского кристалла (1.3, п.4). При этом возможно, возникает силовое поле, способное не только осуществлять управление пучком при отклонении плоскости капилляра от оси пучка (guiding), но и способное управлять пучком ионов при повороте плоского диэлектрического капилляра вокруг вертикальной оси без нарушения положения плоскости капилляра (рис.38). Это явление мы назвали эффектом двойного управления пучком ионов с помощью диэлектрического капилляра (double guiding). Экспериментально этот эффект впервые был обнаружен в НИИЯФ МГУ, а затем повторно воспроизведен нами в Японии. Ниже приведены описания экспериментов и их результаты, а также предложена теоретическая модель, способная объяснить полученный эффект.

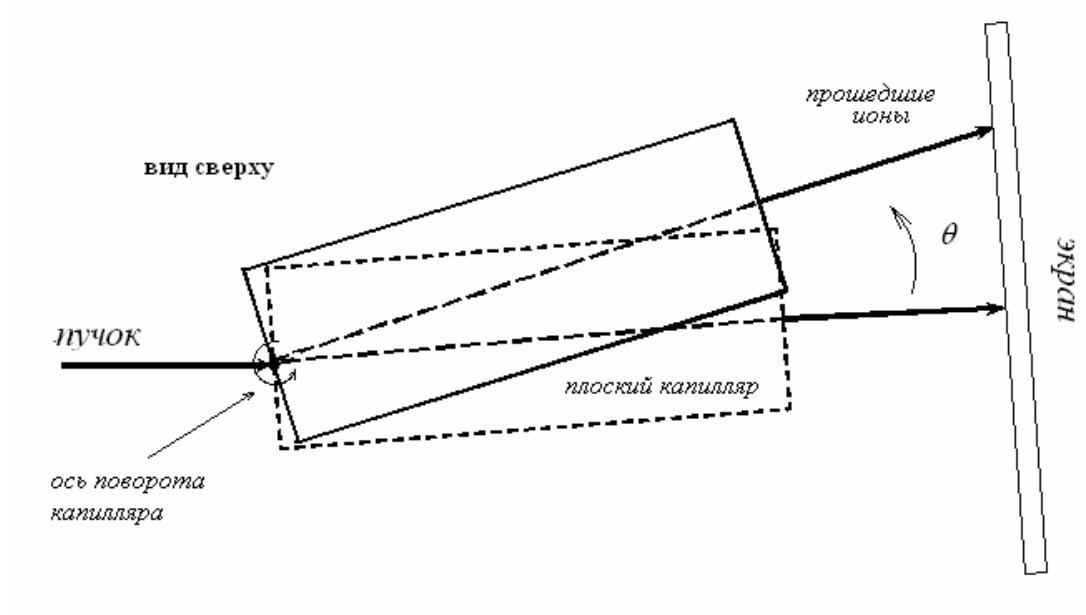


Рис. 38 Схематичное изображение эффекта двойного управления пучком с помощью плоского диэлектрического капилляра при его повороте без нарушения положения плоскости на угол θ (вид сверху)

3.1 Экспериментальное исследование эффекта

п.1 Эксперимент с пучком протонов

Эффект двойного управления многозарядными ионами с помощью плоского капилляра (double guiding) экспериментально впервые наблюдался в НИИЯФ МГУ в 2005 году.

На рисунке 39 показана схема эксперимента. Пучок протонов с энергией 100 кэВ проходит через плоский капилляр, образованный двумя диэлектрическими пластинами длиной 75 мм и с расстоянием между пластинами 0.1 мм. Капилляр устанавливался в гониометрическое устройство, позволяющее поворачивать его вокруг всех трех осей. Затем капилляр ориентировался вдоль пучка и удерживался в таком положении несколько минут. Потом производился поворот капилляра на малый угол в одну и другую стороны вокруг оси перпендикулярной плоскости капилляра. Геометрия эксперимента (положение плоскости капилляра) при этом не изменяется и, казалось бы, направление движения пучка должно сохраниться, тем не менее, на экране наблюдалось смещение пучка вслед за поворачивающимся капилляром (см. рис.40). Пучок следует за капилляром в пределах 1 градуса. Затем пучок возвращается к исходному направлению. Это наблюдение означает, что пучок, заряжая поверхность стенки, создает на ней какую-то структуру, которая сохраняется после поворота капилляра, поворачивается вместе с капилляром и заставляет пучок тоже поворачивать вслед за поворотом гониометра. То, что эта структура не является чисто механическим нарушением поверхности, следует из того, что после одного эксперимента можно провести второй с новым начальным направлением пучка и эффект управления повторится. Кроме того, анализ поверхности в оптическом микроскопе также не показал образование механических “борозд”. Следовательно, образуется некая зарядовая структура, имеющая либо микро, либо макро характер. Инициированы такие исследования были предположением о возможности образования двумерного кулоновского

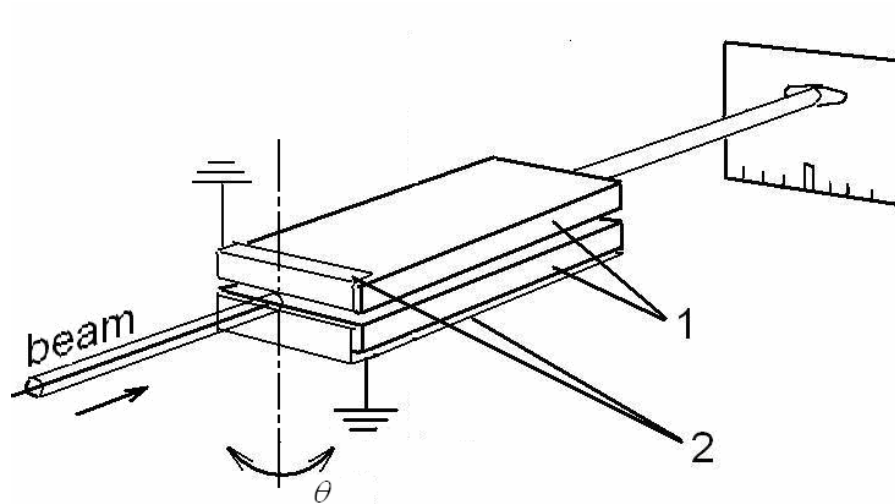


Рис.39 Схема эксперимента (1 – стеклянные пластины, 2 - алюминиевая фольга)

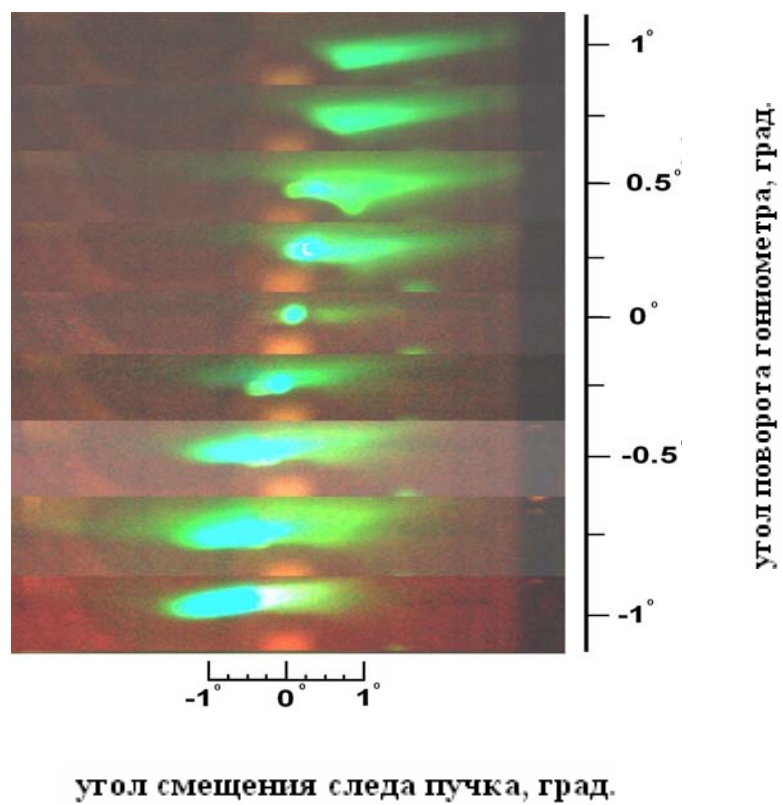


Рис.40 Смещение следа пучка на флюоресцирующем экране при повороте пластин

кристалла на поверхности изолятора, т. е. предположением об образовании микроструктуры в распределении заряда (см. выше). Обсуждение этого будет дано ниже.

п. 2 Эксперимент с пучком Ar^{8+} .

В 2006 году в совместном с группой японских ученых эксперименте в японском научно-исследовательском центре RIKEN эффект двойного управления пучком был воспроизведен на капилляре длиной 24 мм (рис.41).

Эксперимент проводился на пучке многозарядных ионов Ar^{8+} с энергией 100 кэВ. Схема установки изображена на рисунке 43.

В ходе эксперимента пучок ионов Ar^{8+} проходит через коллиматор с отверстием диаметром 2 мм и попадает в капилляр (на входе капилляра установлена медная маска). Ионы, прошедшие через канал, попадают на фосфорный экран либо отклоняются с помощью отклоняющего плоского конденсатора на металлическую пластину, позволяющую измерять ток прошедшего пучка. С помощью гониометра можно менять вертикальный угол φ (наклон плоскости капилляра) и вращать капилляр в горизонтальной плоскости без нарушения ориентации плоскости (угол θ). След прошедшего через капилляр пучка на фосфорном экране фиксировался с помощью цифровой фотокамеры.

Работа проводилась при вакууме в камере $\sim 1 \times 10^{-7}$ Торр, максимальное напряжение отклоняющего конденсатора $-/+ 1860$ В.

Следует заметить, что отклоняющий конденсатор использовался не только для того, чтобы измерять ток проходящего пучка, но и для того, чтобы избежать слишком долгого воздействия ионов пучка на фосфорное покрытие экрана, приводящее к его деградации.

Метод наблюдения эффекта заключался в следующем. Сначала при включенном конденсаторе измерялся ток пучка. Затем напряжение отключалось, и след пучка оказывался в центре экрана.

С помощью фотокамеры делался снимок пятна и после этого пучок сразу же отклонялся конденсатором на проводящую часть экрана. Затем

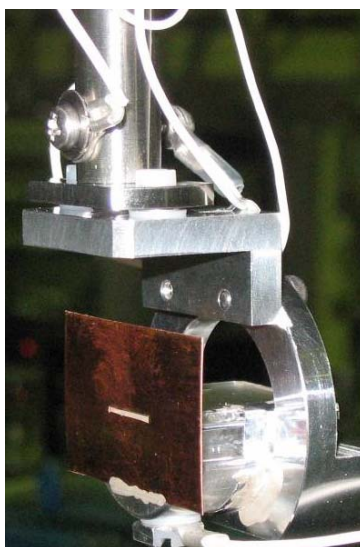


Рис. 41 Плоский диэлектрический капилляр в держателе

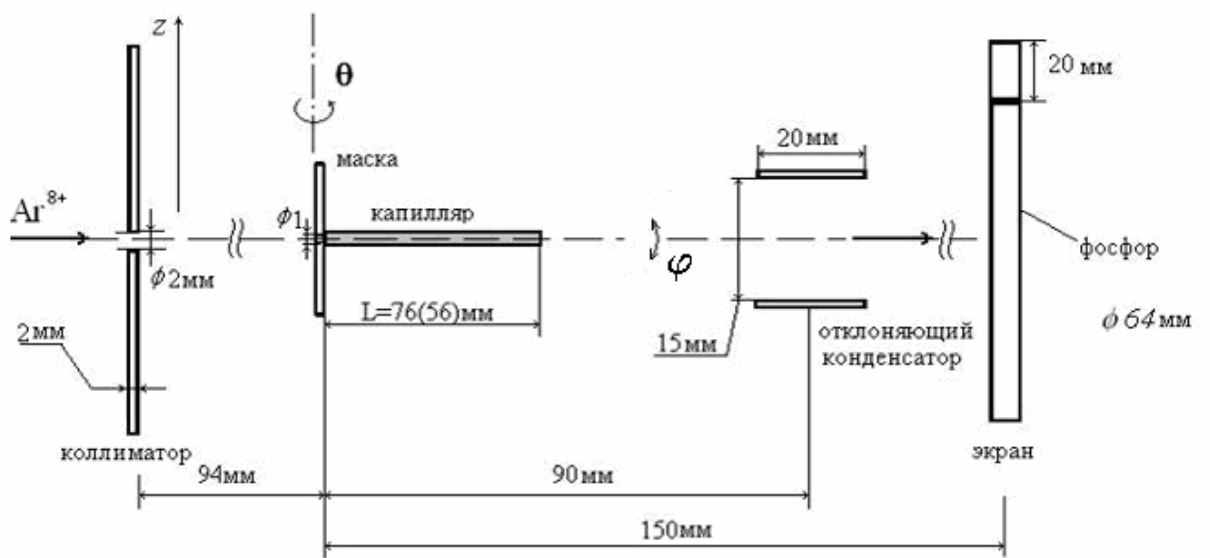


Рис.42 Схема установки

производился быстрый поворот капилляра вокруг вертикальной оси, и пучок вновь выводился на экран для повторного снимка.

Полученные таким способом фотографии совмещались друг с другом для определения сдвига между начальным и конечным следами пучка при повороте плоского капилляра. Так впервые был обнаружен эффект двойного управления пучком многозарядных ионов.

Однако этим способом не удавалось надежно повторять эффект, поскольку в последующих экспериментах часто след прошедшего пучка после поворота уширялся и менял структуру. Для надежного подтверждения существования эффекта двойного управления пучком с помощью плоского диэлектрического капилляра в 2007 году была проведена новая серия экспериментов, в которых использовался иной метод наблюдения эффекта. Эта серия экспериментов также проводилась в японском центре RIKEN совместно с японскими исследователями.

Для исследования эффекта двойного управления пучком многозарядных ионов (double guiding) была использована конфигурация капилляра, изображенная на рис. 43(слева). Нижняя пластина была покрыта алюминиевой фольгой. Для создания зазора между пластинами также использовалась алюминиевая фольга толщиной около 100 мкм. Все электроды из фольги заземлялись. Входной и выходной торцы капилляра покрывались проводящей пастой и соединялись с фольгой нижней пластины. Такой капилляр закреплялся в держателе (рис.43 справа) и помещался в вакуумную камеру на гониометрическом устройстве. Схема установки та же, что и в предыдущем эксперименте (рис.42). В этих экспериментах использовались капилляры длиной 76 мм и 56 мм, расстояние между пластинками составляло около 120 мкм.

Чтобы надежно проследить следование пучка за поворотом капилляра в горизонтальной плоскости, был разработан следующий метод. Сначала отключалась одна пластина отклоняющего конденсатора так, что след прошедшего пучка оказывался в верхней области фосфорного экрана (на

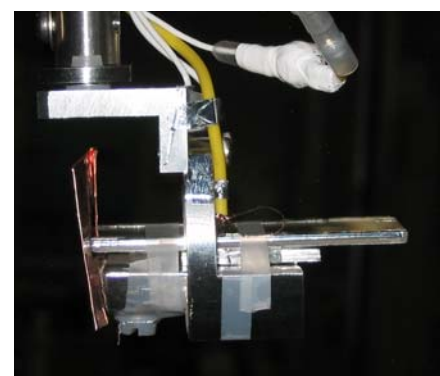
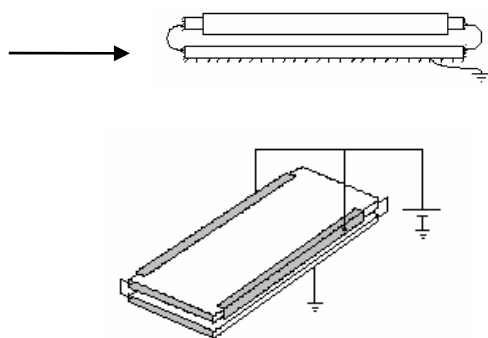


Рис. 43 Слева – схема плоского капилляра, использованная в экспериментах, справа – фотография капилляра в держателе

экране виден след пучка). Затем делался снимок, причем экспозиция фотоаппарата устанавливалась максимальной (в нашем случае 15 секунд) и во время съемки отключалась вторая пластина конденсатора. Конденсатор начинал разряжаться и след пучка на экране начинал двигаться вниз. Затем, в течение времени экспозиции получения снимка производился быстрый поворот пластины на небольшой угол θ .

В результате мы получили возможность не только видеть на экране начальное и конечное положения следа прошедших через капилляр ионов, но и полностью проследить траекторию движения этого следа на экране при повороте пластин капилляра. Т. е. получили развертку во времени поворота пучка вслед за капилляром.

На рис.44 представлена фотография движения следа пучка ионов Ag^{8+} с энергией 80 кэВ для капилляра длиной 76 мм. На этой фотографии в процессе съемки капилляр был повернут на угол -1° относительно вертикальной оси пучка (угол $\varphi = -1^{\circ}$). По тому, как ведет себя пятно от пучка на снимке, можно утверждать, что прошедшие ионы следуют за поворотом капилляра. Причем, используя полученное изображение, можно оценить угол поворота пучка и сравнить его с углом поворота капилляра. Но как видно не весь пучок следует за поворотом капилляра. След от пучка раздваивается. Одна часть поворачивает вместе с капилляром, а вторая не поворачивает. Появление группы ионов, которая не поворачивает, не позволяет увидеть поворот, если фиксировать только начальное и конечное положение следа ионов на экране. Поэтому, когда наблюдение проводилось по старой методике (без развертки процесса поворота во времени), не всегда удавалось зафиксировать поворот пучка.

На рис. 45 представлены полученные новым методом фотографии с поворотами пластин на углы θ в пределах 1.5 градуса в обоих направлениях при различных вертикальных углах наклона пластин φ .

Если пучок «отслеживает» поворот капилляра, то при повороте пластин в положительном направлении пучок на фотографии должен был сдвигаться

вправо. При отрицательных сдвигах – влево. Как видно на фотографиях, сдвиг пучка по направлению полностью соответствует повороту капилляра.

Измеряя величину сдвига следа пучка, можно оценить, насколько точно пучок следует за плоским капилляром. Такая зависимость представлена для капилляра длиной 76 мм на графике рисунка 46.

Из графика видно, что в пределах одного градуса пучок следует за поворотом капилляра в отношении практически один к одному. Как уже было сказано выше, это означает, что заряд образует на стенках капилляра структуру, силовое поле которой удерживает ионы и управляет пучком при вращениях капилляра в горизонтальной плоскости.

На рисунке 47 представлен график зависимости сдвига пятна на экране от угла поворота плоского капилляра длиной 56мм. Как видно из графика, в данном случае пучок также управляется, но соотношение поворота следа к углу поворота гониометра соответствует закону один к одному только в небольших пределах поворота и при увеличении угла поворота не соответствует. Сдвиг следа пучка ионов на экране становится меньше, чем угол поворота капилляра. Возможно, это говорит о том, что эффект двойного управления пучком зависит от длины капилляра и проявляется лучше на длинных капиллярах. Однако на основании данных результатов такой вывод однозначно делать рано, поскольку каждый капилляр исследовался отдельно, в несколько различных условиях (вакуум в камере, интенсивность и устойчивость пучка и др.). В настоящее время мы продолжаем экспериментальное исследование зависимости эффекта двойного управления пучком от параметров капилляров и параметров пучка.

На данном этапе, на основании всех проведенных экспериментов можно с достоверностью говорить о существовании эффекта двойного управления пучками протонов и многозарядных ионов с помощью плоских диэлектрических капилляров.

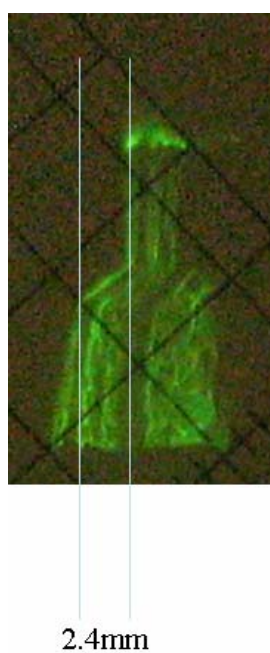


Рис.44 Движение следа пучка на экране при повороте капилляра
на угол $\theta = -1^\circ$

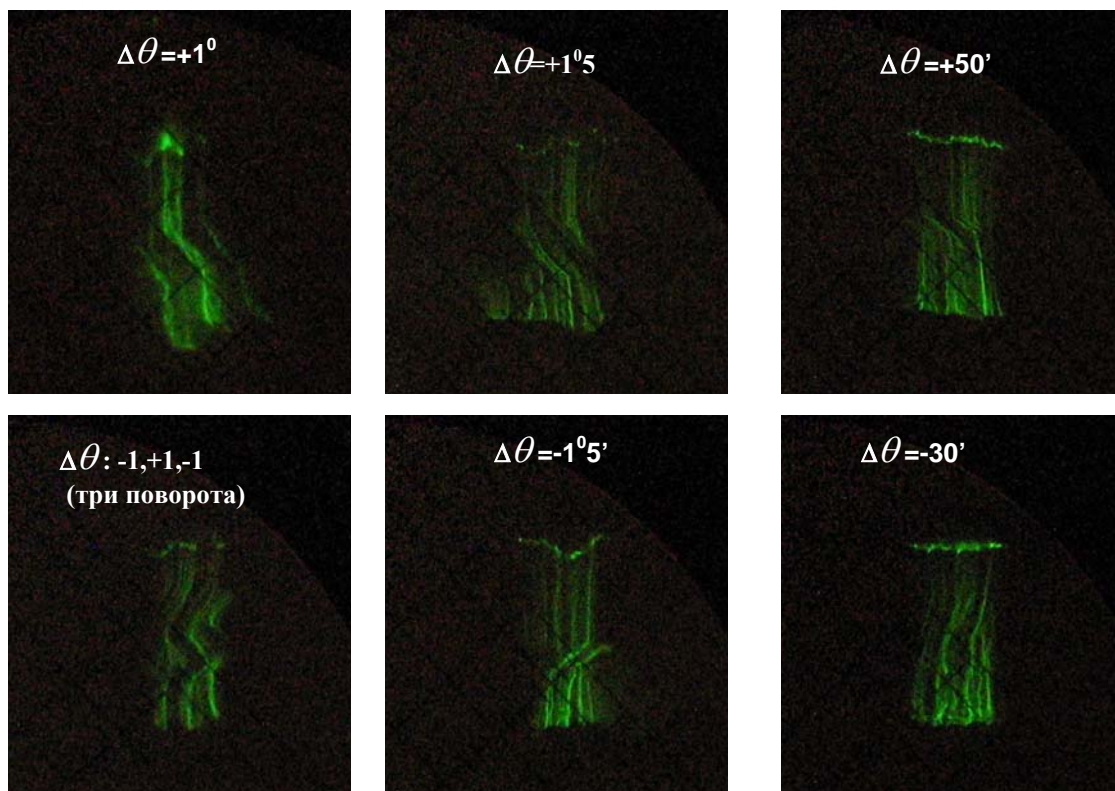


Рис.45 Примеры фотографий, полученных в ходе исследования эффекта двойного управления пучком многозарядных ионов с использованием развертки по времени

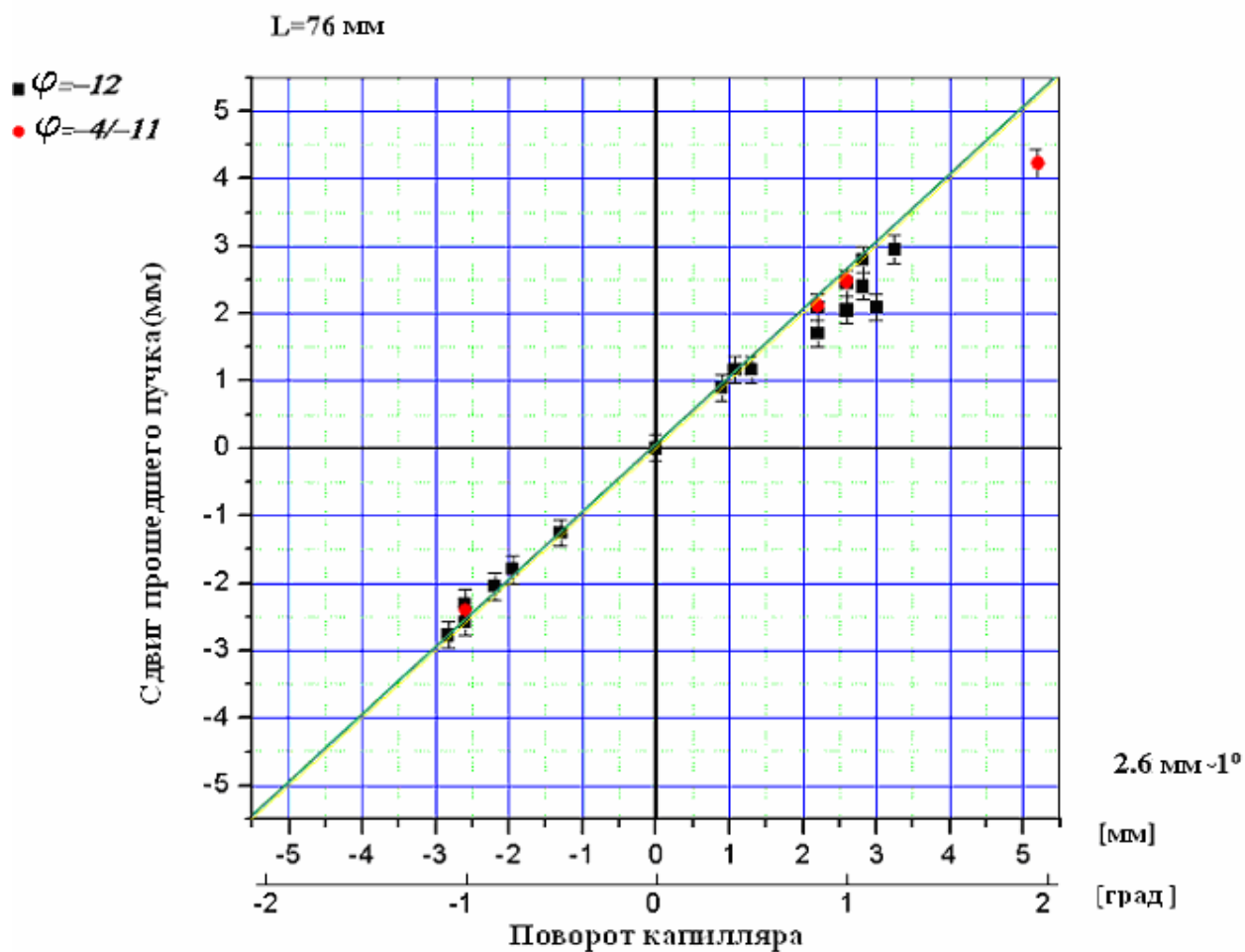


Рис.46 Зависимость сдвига пятна на экране от угла поворота плоского капилляра длиной 76 мм (сплошная зеленая линия соответствует следованию пучка повороту капилляра один к одному)

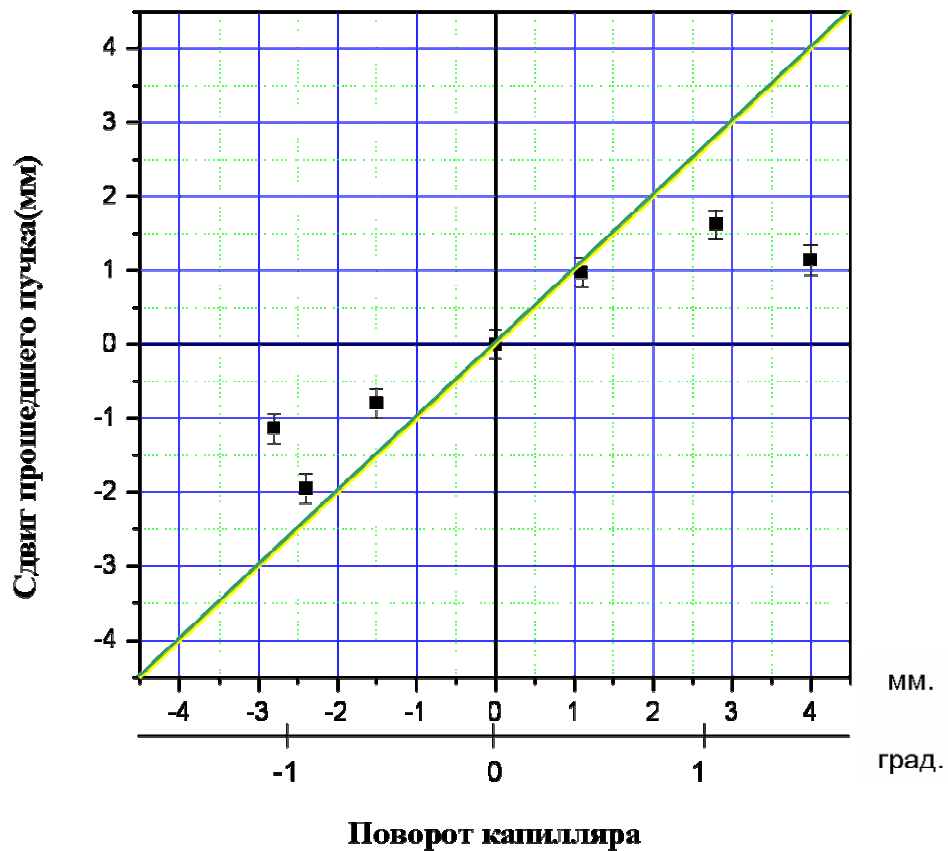


рис. 47 Зависимость сдвига пятна на экране от угла поворота плоского капилляра длиной 56 мм (сплошная зеленая линия соответствует следованию пучка повороту капилляра один к одному)

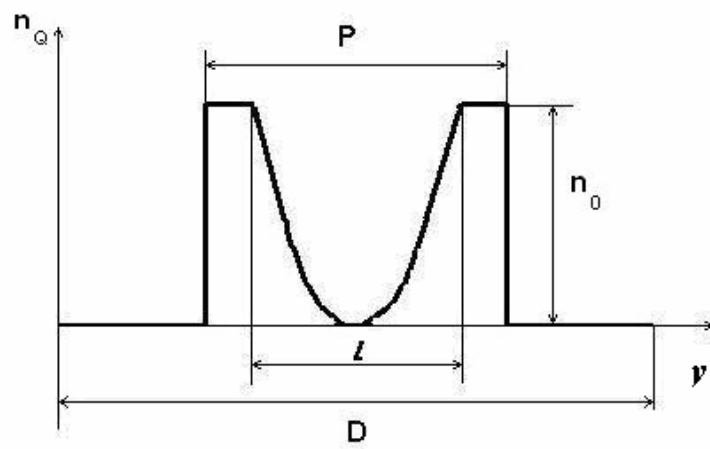
3.2 Модель эффекта двойного управления пучком с макро распределением поверхностного заряда на стенке плоского капилляра

Какое же зарядовое распределение образуется на стенке капилляра? Эксперименты, в которых был обнаружен эффект двойного управления пучком (double-guiding'a), начали проводиться с целью проверки идеи о том, что на поверхности диэлектрика при прохождении через капилляр заряженных частиц образуется двумерный кулоновский кристалл. К сожалению, сравнение кулоновской энергии взаимодействия с энергией теплового движения зарядов показывает, что нельзя говорить об образовании двумерного кулоновского монокристалла. Возможно лишь образование "поликристалла", который обеспечивает возникновение сил Миллера, т. е. обычное управление пучком при наклоне капилляра. И даже если этот "поликристалл" имеет выстроенную структуру с каким-то разбросом кристаллитов по углам ориентации, он не сможет обеспечить двойное управление пучком, т.к. величина потенциальных барьеров связанных с наличием цепочек зарядов на стенке капилляра недостаточна.

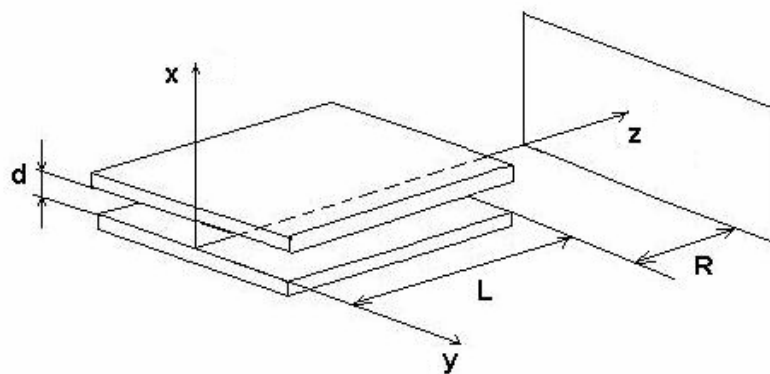
Поэтому, для объяснения эффекта двойного управления пучком была построена модель с образованием зарядовой макроструктуры на поверхности стенок капилляра. Поверхностная проводимость изолятора под действием пучка изменяется, она увеличивается в области непосредственно под пучком из-за возбуждения электронов в приповерхностном слое изолятора. В соседних частях поверхности, где ионы пучка не падают на нее, проводимость существенно ниже. Поэтому положительный заряд, образующийся в области под пучком за счет кулоновского расталкивания, стекает к границе области хорошей проводимости. Где пучок непосредственно не взаимодействует с поверхностью, проводимость низкая и заряд накапливается. Таким образом, в направлении поперечном к направлению движения ионов, образуется распределение заряда, имеющее высокие брустверы вдоль границы области поверхности подверженной воздействию частиц пучка.

Чтобы проверить такое представление, была создана следующая программа компьютерного моделирования. Полагаем, что распределение заряда по координате поперечной движению и лежащей в плоскости стенки имеет структуру, показанную на рис.48а. Параметры распределения: $l = 0.15$ см, $R = 0.33$ см, плотность элементарных зарядов $n_0 = 10^{14}$ е/см². Распределение на верхней и нижней пластинке капилляра одинаково. Вначале для такой конфигурации заряда вычисляется поле внутри капилляра. Затем прослеживаются траектории ионов, движущихся в этом поле. Схема расположения капилляра и экрана показана на рис. 48б. Длина пластин $L = 2.5$ см, расстояние от выхода из капилляра до экрана $R = 5$ см. Начальные координаты входа ионов в капилляр разыгрываются случайным образом внутри области $0 < z < d$ и $-y_0 < y < y_0$ ($y_0 < 0.5 l$) (рис.48б). Задается угол падения пучка относительно направления x и проводится 1000 испытаний.

На рис.49 показаны результаты моделирования для разных «ширин» пучка (т.е. для разного соотношения между шириной пучка y_0 и расстоянием между брустверами l). Из рисунка видно, что пучок движется вслед за капилляром в пределах 0.6 градуса в обоих направлениях. Конечно, это очень упрощенная модель распределения заряда на поверхности диэлектрика. Однако, она достаточно удовлетворительно описывает эффект двойного управления. Дальнейшее усложнение формы распределения позволит сделать его более близким к наблюдаемому в эксперименте и, возможно, позволит получить структуру пучка, которая наблюдалась в экспериментах (рис.45).



а



б

Рис.48 Распределение заряда на поверхности пластины капилляра
(поперечное сечение распределения) – сверху (а),
взаиморасположение пластин капилляра и экрана – снизу (б)

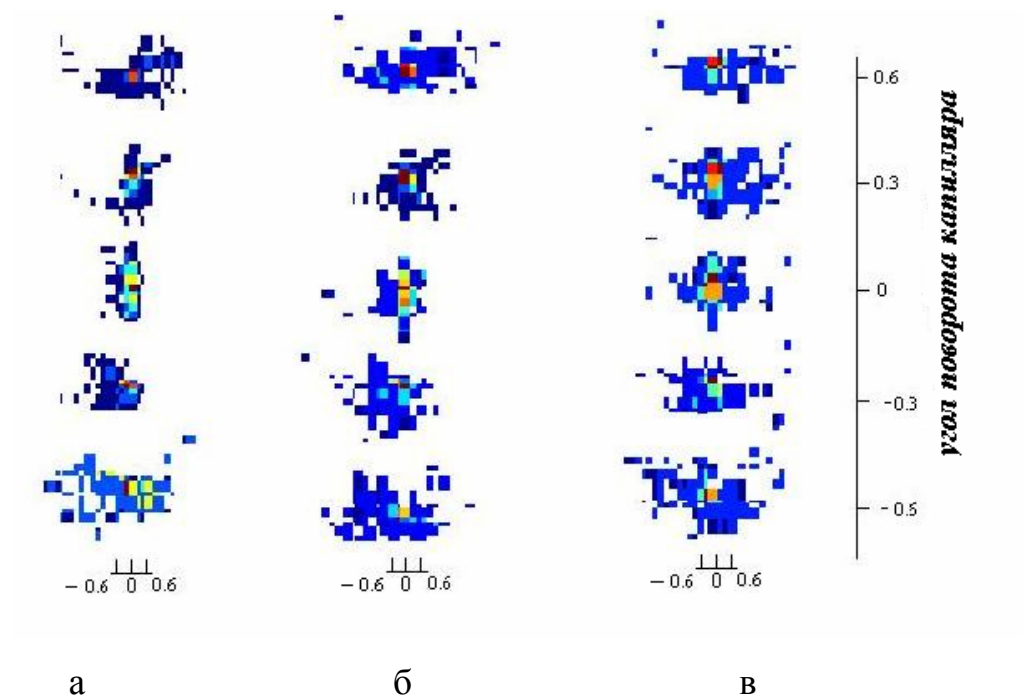


Рис.49 Результаты компьютерного моделирования для протонов (энергия 100 кэВ), прошедших через плоский капилляр
а – $2y_0 = 200$ мкм; б – $2y_0 = 330$ мкм; в – $2y_0 = 530$ мкм

Заключение

В диссертационной работе впервые исследована транспортировка пучков положительных ионов через плоские диэлектрические капилляры. Обнаружен и исследован новый эффект – двойное управление пучком ионов с помощью таких каналов. Обычное управление пучком осуществляется поворотом капилляра таким образом, что пучок ионов изменяет направление движения благодаря взаимодействию с наклоненной стенкой диэлектрического канала. Эффект двойного управления заключается в том, что пучок изменяет направление движения не только при наклоне капилляра, но и при повороте плоского капилляра с сохранением ориентации его плоскости. Созданы физические модели для объяснения обнаруженных эффектов.

- показано, что транспортировка ионов в капилляре без контакта со стенками обеспечивается кулоновскими силами, связанными с краевым эффектом, и градиентными силами, возникающими благодаря дискретной структуре заряда стенки канала;
- впервые экспериментально исследована «прозрачность» плоских капилляров при различных углах падения пучка относительно оси капилляра;
- на основе теоретической модели, объясняющей движение ионов в области рассеяния, показано, что пучок ионов отклоняется лишь один раз, не испытывая перерассеяния на противоположной стенке канала. При этом обнаружено интересное свойство диэлектриков, заключающееся в том, что при воздействии скользящего пучка ионов на диэлектрик его поверхностная проводимость скачкообразно зависит от заряда, который накапливается на стенке канала;

- разработана конструкция плоских диэлектрических капилляров, позволившая впервые наблюдать и затем неоднократно воспроизводить эффект двойного управления пучками положительных ионов,
- отработана методика проведения экспериментов по двойному управлению пучками протонов с энергией до 400 кэВ на ускорителе КГ-500 (НИИЯФ МГУ) и ионов Ar^{8+} с энергией до 100кэВ на установке в исследовательском центре RIKEN (Япония),
- впервые экспериментально показано, что пучок ионов следует за капилляром при его повороте без нарушения ориентации его плоскости вокруг оси, перпендикулярной плоскости капилляра, причем происходит поворот один к одному;
- построена теоретическая модель, объясняющая управление пучком при повороте пластин капилляра без нарушения ориентации их плоскости.

Список литературы.

1. *Крастелев Е.Г., Яблоков Б.Н.* // Письма в ЖТФ, 1977. Т.3, №15, с. 775.
2. *Агафонов А.В., Айранетов А.Ш., Коломенский А.А. и др.* // Физика плазмы, 1981. Т.7, №2, с. 267.
3. *N. Stolterfoht, J.-H. Bremer, V. Hoffmann et al.* //Phys.Rev.Lett. 2002. V.88, p. 133201.
4. *N. Stolterfoht, V. Hoffmann et al.*//Nucl. Instr. and Meth. in Phys. 2003. В 203, p. 246-253.
5. *N. Stolterfoht, R. Hellhammer, Z.D. Pes̃ic et al.* //Vacuum 2004. V.73, p. 31
6. *R. Hellhammer, P. Sobocinski, Z.D. Pes̃ic, J. Bundesmann et al.*// Nucl.Instr. and Meth. in Phys. 2005. В 232, p. 235–243.
7. *R. Hellhammer, Z.D.Pes̃ic, P. Sobocinski et al.* // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. 2005. В 233, p. 213–217.
8. *Gy. Viktor, R.T. Rajendra Kumar, Z.D. Pes̃ic* // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. 2005. В 233, p. 218–221.
9. *N. Stolterfoht, R. Hellhammer, P. Sobocinski* // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. 2005. В 235, p. 460–467.
10. *N. Stolterfoht, R. Hellhammer, J. Bundesmann, D. Fink, Y. Kanai, M. Hoshino* //in press.
11. *M.B. Sahana, P. Skog, Gy. Viktor, R.T. Rajendra Kumar, R. Schuch* // *Phys. Rev.* 2006. A 73 (4), p. 040901(R).
12. *R.T.R. Kumar, X. Badel, G. Viktor* // *Nanotechnology* 2005. V.16 (9), p. 1697.
13. *P. Skog, I.L. Soroka, A. Johansson and R. Schuch* //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. 2007. В 258, p. 145-149.
14. *Ф.Ф.Комаров, А.С. Камышан, А.Е. Лагутин* // Тез. Докл. XXXVII Межд. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, Москва, 2007, с. 26.
15. *K. Schiessl, W. Palfinger, K. Tokesi, H. Nowotny* // *Phys. Rev.* 2005. A 72, p. 062902

16. *K. Schiessl, W. Palfinger, C. Lemell, J. Burgdorfer // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. 2005. В 232, р. 228–234.*
17. *Жиляков Л.А., Костановский А.В., Иферов Г.А и др.// Поверхность, 2002, №11, с. 65.*
18. *Жиляков Л.А., Костановский А.В., Куликаускас В.С и др.// Поверхность, 2003, №4, с. 6.*
19. *T. Nebiki, T. Yamamoto, T.Narusava //J.Vac. Sci. Technol. 2003. A 21(5), р. 1671.*
20. *К.А. Вохмянина, Л.А. Жиляков, А.В. Константиновский и др.// Поверхность, 2005,№3, с. 55-58.*
21. *T.Ikeda, Y.Kanai, T.M.Kojima et al//App. Phys. Let. 2006. V.89, 163502.*
22. *Y. Yamazaki // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. 2007. В 258, р.139-144.*
23. *K. Schiessl, W.Palfinger, K.Tokesi et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. 2007. В 258, р.150-154.*
24. *Y.Kanai, M.Hoshino, T.Kambara et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. 2007. В 258, р.155-158.*
25. *R. Hellhammer, J.Bundesmann, D. Fink, N. Stolterfoht // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. 2007. В 258, р. 159-162.*
26. *А.В. Гапонов, М. А. Миллер // ЖЭТФ, 1958. Т.34, с.751.*
27. *А.В. Гапонов, М. А. Миллер// ЖЭТФ, 1958. Т.34, с.242.*
28. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Механика, Т.1, раздел «Движение частиц в быстро осциллирующем поле». Наука, Москва, 1988г.*
29. *M.I.Dykman //E.Y. Andrei(ed.), Two-Dimensional Electron Systems, 1997. P.89-123, Kluwer Academic Publishers.*