

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Ю.В. Готт, В.А Курнаев., О.Л. Вайсберг

**КОРПУСКУЛЯРНАЯ ДИАГНОСТИКА
ЛАБОРАТОРНОЙ И КОСМИЧЕСКОЙ
ПЛАЗМЫ**

Под редакцией В.А. Курнаева

*Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технология»
в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений*

Москва 2008

УДК 621.039.66(075)
ББК 22.333я7
Г74

Готт Ю.В., Курнаев В.А., Вайсберг О.Л. Корпускулярная диагностика лабораторной и космической плазмы: *Учебное пособие* / Под ред. В.А. Курнаева. – М: МИФИ, 2008. – 144 с.

Рассмотрены основные методы корпускулярной диагностики плазмы, применяемые в установках управляемого термоядерного синтеза с магнитным удержанием и в космическом пространстве. Рассмотрены основные типы анализаторов ионов и нейтральных атомов, а также детекторов, применяемых в корпускулярной диагностике. Изложены методы нахождения ионной температуры по нейтралам перезарядки в установках токамак, а также основные методы активной корпускулярной диагностики. Кратко изложена специфика измерений потоков частиц в космическом пространстве и описаны применяемые для этого аналитические приборы.

Предназначено для студентов, аспирантов и специалистов, работающих в области физики плазмы, в том числе горячей.

Пособие подготовлено в рамках Инновационно-образовательной программы МИФИ.

Рецензент проф., д-р физ.-мат. наук В.С. Стрелков

ISBN 978-5-7262-0958-6

© Московский инженерно-физический институт
(государственный университет), 2008

Содержание

Предисловие.....	5
Введение.....	7
Глава 1. Основные представления об анализе потоков заряженных частиц по энергиям и массам.....	9
1.1. Анализ частиц по энергиям и массам.....	11
1.2. Общие требования к анализаторам.....	27
1.3. Восстановление истинного распределения частиц в регистрируемом потоке.....	29
Глава 2. Детекторы ионов и нейтралов.....	35
Глава 3. Анализаторы потоков быстрых нейтральных атомов	50
3.1 Методы ионизации (конверсии) потока нейтралов в ионы.....	51
3.2 Схемы анализаторов потоков нейтралов.....	65
Глава 4. Корпускулярная диагностика плазмы в установках с магнитным удержанием.....	72
4.1. Потоки эмитируемых плазмой атомов перезарядки.....	73
4.2. Особенности применения методов корпускулярной диагностики для определения ионной температуры плазмы в токамаках.....	80
4.3 Результаты измерений на токамаках методом пассивной корпускулярной диагностики.....	85
4.4.Активные методы корпускулярной диагностики плазмы.....	95
Глава 5. Корпускулярная диагностика космической плазмы.....	109
Заключение.....	123

Приложение 1. Эффективность регистрации нейтральных атомов водорода анализатором с фольговым конвертером.....	124
Приложение 2. Скоростные коэффициенты взаимодействия для определения параметров потоков нейтралов перезарядки.....	126
Список литературы.....	136

ПРЕДИСЛОВИЕ

Данное учебное пособие – четвертое из серии «Учебная книга по диагностике плазмы» начатой в 2003 году. Основой данного пособия послужили обзорные доклады, прочитанные авторами в МИФИ в рамках российских семинаров "Современные методы диагностики плазмы и их применение для контроля веществ и окружающей среды". Необходимость его издания связана с практически полным отсутствием учебной литературы по методам диагностики плазмы. Ставшая уже классической монография под редакцией Хаддлстоуна и Леонарда, лекции Подгорного [1], в которых рассмотрены различные виды диагностик, в том числе и корпускулярная, были написана более 40 лет назад. Последние монографии по диагностике высокотемпературной плазмы Кузнецова и Щеглова [1] и под редакцией С.Ю.Лукьянова [1] вышли более 20 лет назад. С тех пор содержание понятия «корпускулярная диагностика плазмы» существенно изменилось. Появились и стали основными совершенно новые методы. Выпуск чрезвычайно полезных для экспериментаторов сборников, издававшихся под редакцией М.И.Пергаменты по материалам всесоюзных конференций по диагностике высокотемпературной плазмы, прекратился в начале 1990-х. Вышедшая недавно в названной серии книжка В.С.Стрелкова [2] посвящена лишь краткому описанию физических основ различных диагностик плазмы в токамаках и не содержит столь необходимых для физиков-экспериментаторов подробностей. Таким образом, данное пособие можно считать первым систематическим изложением методов и приборов, используемых в корпускулярной диагностике плазмы.

Юрий Владимирович Готт – доктор физ-мат. наук, ведущий научный сотрудник РНЦ «Курчатовский институт», известный специалист в области диагностики плазмы. Именно им впервые был предложен анализатор нейтральных атомов перезарядки с твердотельным конвертером в виде сверхтонкой фольги и установлены важные закономерности при интерпретации результатов корпускулярной диагностики в токамаках. Хорошо известна и до сих пор пользуется большой популярностью его книга «Взаимо-

действие частиц с веществом в плазменных исследованиях», изданная в конце семидесятых годов и, пожалуй, первая на эту тему.

Олег Леонидович Вайсберг – доктор физ-мат. наук, профессор, главный научный сотрудник Института космических исследований РАН, один из пионеров корпускулярных исследований плазмы в космическом пространстве. Под его руководством разработано множество оригинальных приборов для корпускулярной диагностики и осуществлены важные эксперименты на искусственных спутниках Земли и межпланетных зондах.

Валерий Алесандрович Курнаев много лет занимался исследованием взаимодействия легких ионов с твердым телом применительно к термоядерным исследованиям. На базе созданных для этих целей установки и приборов в свое время была поставлена лабораторная работа для студентов кафедры физики плазмы по корпускулярной диагностике, в которой спектр нейтралов из термоядерной установки имитировался спектром нейтральных атомов, образовавшихся после взаимодействия ионного пучка с твердотельной мишенью.

Личный опыт авторов (а возможно, и их пристрастия) в определенной мере и определил конкретное содержание данного пособия, в котором наряду с наиболее важными для студентов и начинающих исследователей сведениями и понятиями приведена и более детальная информация, обобщение и изложение которой в одном издании представляется вполне целесообразным. Материал, который можно рассматривать как справочный, вынесен в приложения, а места, которые в первом чтении можно опустить, напечатаны другим шрифтом.

В качестве рекомендуемой учебной литературы можно взять книги из списка литературы к предисловию и введению.

ВВЕДЕНИЕ

Для понимания процессов, происходящих в лабораторной и космической плазме, необходимы сведения о функции распределения ее ионной компоненты по различным параметрам. В космической плазме необходимо измерять, в основном, распределение потоков ионов по массам и энергиям, хотя иногда приходится анализировать и потоки нейтральных атомов. Во многих лабораторных установках, например в установках для стационарного управляемого термоядерного синтеза, плазма удерживается магнитным полем, и использовать для анализа плазмы заряженные частицы в этом случае довольно сложно. Поэтому в таких установках приходится анализировать невзаимодействующие с магнитным полем нейтралы, возникающие в результате перезарядки ионов на атомах и рекомбинации ионов с электронами. В термоядерных установках с инерционным удержанием плазмы и других импульсных установках плазма существует лишь короткое время, поэтому предметом анализа являются импульсные потоки атомных частиц, сформировавшихся в момент образования и разлета плазмы.

Методы, используемые для исследований распределения заряженных частиц плазмы по массам и энергиям, называются методами корпускулярной диагностики.

В приборах, применяемых для измерений в лабораторной и космической плазме, используют ряд элементов, описание которых содержится в данном пособии. Для анализа частиц по энергиям в лабораторных и космических условиях обычно применяются методы, основанные на торможении или отклонении заряженных частиц в электростатических и магнитных полях. Анализ потоков частиц при помощи электростатических полей позволяет определить отношение энергии частицы к ее заряду, а при помощи магнитных полей – отношение импульса частицы к ее заряду. Для импульсных, а также в некоторых случаях и стационарных плазменных процессов иногда удобен анализ по времени пролета, который дает распределение частиц по скоростям. Поэтому для определения одновременно и массового, и энергетического состава

потока заряженных частиц обычно используют комбинацию различных методов.

В первой главе будет дано краткое описание некоторых типов электростатических, магнитных и других анализаторов, являющихся «элементарными ячейками» для аналитического оборудования. Более подробно с этими и другими типами анализаторов можно познакомиться в [3-5]. Во второй главе будут подробно рассмотрены детекторы, которые наиболее часто используются при регистрации ионов и нейтральных атомов в корпускулярной диагностике плазмы. Третья глава посвящена конструкциям анализаторов энергий потоков нейтральных частиц – основным приборам, используемым при корпускулярной диагностике в термоядерных установках с магнитным удержанием, а четвертая глава – особенностям измерений с их помощью параметров плазмы в установках типа токамак. Там же кратко описаны диагностические инжекторы нейтралов и методы измерения параметров плазмы с помощью ионных пучков. Пятая глава содержит описание анализаторов, применяемых при измерениях потоков атомных частиц в космическом пространстве

ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ОБ АНАЛИЗЕ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПО ЭНЕРГИЯМ И МАССАМ

Для дальнейшего обсуждения необходимо дать объяснение некоторых терминов, используемых в этой книге.

Монокинетический поток заряженных частиц с энергией E_0 при прохождении того или иного анализатора «размывается» по энергиям. Поэтому детектор регистрирует сигнал, имеющий некоторое распределение по энергиям. Это связано с тем, что пропускание анализатора, настроенного на определенную энергию E_0 , имеет некоторое распределение вокруг этой энергии (рис.1.1). Такое распределение называется *приборной линией* (или *аппаратной функцией*). Отношение E_0 к полной ширине на половине высоты (ПШПВ, $\Delta E_{1/2}$ или FWHM в английской аббревиатуре) называется *разрешающей способностью* по энергии

$$R_E = \frac{E_0}{\Delta E_{1/2}} \quad (1.1)$$

Аналогично определяются разрешающие способности по импульсу и по массе. Форма приборной линии, а, следовательно, и разрешающая способность прибора, зависит от геометрии пучка на входе анализатора, размеров входных и выходных щелей анализатора, качества фокусировки частиц на детектор, пространственного заряда в пучке. Величина, обратная разрешающей способности, называется *разрешением* прибора $\rho_E \equiv (R_E)^{-1} = \Delta E_{1/2}/E_0$.

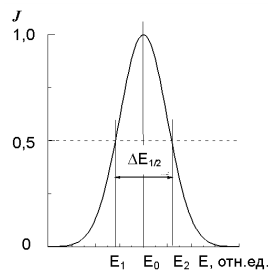


Рис.1.1. Приборная линия (аппаратная функция)

Коэффициентом, или *функцией пропускания* прибора T называется отношение зарегистрированного детектором потока частиц

с данной энергией к потоку частиц, попадающих в анализатор. В идеальном случае $T = 0$ или $T = 1$. В реальных условиях T является функцией энергии. Для каждого анализатора существует максимальный угол Ω , при котором частица еще регистрируется детектором. Такой угол называется телесным углом или *аксептансом* анализатора.

Отношение (обычно выраженное в процентах) количества частиц, зарегистрированных детектором, к полному количеству частиц, испускаемых источником за то же время, называется *светосилой* (относительным углом) анализатора,

$$G_{\%} = \frac{\Omega}{4\pi} 100 \quad (1.2)$$

Энергогеометрическим фактором прибора называется произведение эффективной площади входной щели прибора $S_{\text{вх}}$, телесного угла анализатора и ПШПВ:

$$K = S_{\text{вх}} \Omega \Delta E_{1/2} \text{ см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{кэВ}, \quad (1.3)$$

а *геометрическим фактором* – произведение двух первых величин.

Чувствительностью называется минимальный поток частиц, попадающий на вход анализатора, который еще может быть зарегистрирован. Чувствительность анализатора определяется его геометрическим фактором, энергетической полосой пропускания, эффективностью детектора и также, в общем случае, зависит от ширины энергетического и углового окна прибора (аппаратной функции) по отношению к этим же величинам измеряемого потока.

Диспергирующие анализаторы, т.е. те, в которых отклонение заряженных частиц от своих первоначальных траекторий зависит от величины приложенного поля (электрического или магнитного), могут использоваться для анализа потоков заряженных частиц в режиме *спектрометра* или в режиме *спектрографа*. В последнем случае весь спектр (или его значительная часть) регистрируется одновременно, а роль переменной играет координата в фокальной плоскости прибора. В спектрометрах же анализ параметров пучка частиц осуществляется при изменении значений диспергирующих электрического или магнитного полей и (или) времени с использованием одноканального детектора.

1.1. Анализ частиц по энергиям и массам

Метод задерживающего потенциала. На рис. 1.2 приведена схема прибора, реализующего этот метод. Обычно экран 1 и коллектор 3 (через измерительный прибор 4) соединяются с землей, а на сетку 2 подается (относительно земли) потенциал V , создающий между сеткой и экраном тормозящее для анализируемых частиц электрическое поле. Если энергия влетающих через отверстие в экране заряженных частиц меньше величины eV , то частицы отражаются от тормозящего поля, а если $E > eV$ – то частицы попадают на коллектор. Здесь E и e – энергия и заряд частицы. Метод задерживающего потенциала является интегральным методом, поскольку количество частиц, попавших

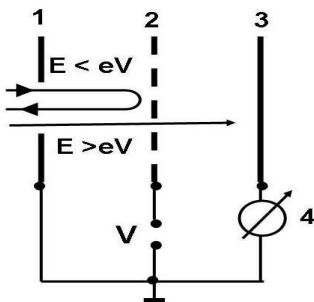


Рис.1.2 Метод задерживающего потенциала 1 – экран, 2 – тормозящая сетка, 3 – коллектор, 4 – измерительный прибор.

на коллектор, равно

$$n(eU) = \int_{eU}^{\infty} n(E') dE' . \quad (1.4)$$

Функция распределения ионов по энергиям находится дифференцированием (1.4) по eU :

$$n(E) = - \frac{dn(eU)}{d(eU)} . \quad (1.5)$$

Достоинством такого метода является его простота. К недостаткам относится то, что прикладываемое к анализирующей сетке напряжение сравнимо с энергией анализируемых ионов и то, что для нахождения энергетического распределения необходимо дифференцировать экспериментально найденную зависимость. Дифференцирование экспериментальных данных приводит к большим ошибкам в определении функции распределения. Из-за отсутствия фокусировки чувствительность метода довольно низкая. Другим недостатком этого метода является зависимость от-

сечки по энергии от угла падения частиц и, как следствие этого, необходимость знания углового распределения в потоке анализируемых частиц.

На практике при изготовлении прибора, который предназначен для измерений методом задерживающего потенциала, нужно учитывать искажения полученных данных, вносимые провисанием электрического поля в ячейках сетки, и вторичную электронную эмиссию с коллектора, вызванную его бомбардировкой ионами. Искажения, вносимые провисанием поля, можно значительно уменьшить, если в качестве анализирующего элемента использовать две сетки под одним потенциалом, расположенные друг от друга на расстоянии, в несколько раз превышающем размер ячейки сетки. Для устранения влияния вторичной электронной эмиссии между коллектором и анализирующей сеткой устанавливается еще одна сетка, на которую подается отрицательное относительно коллектора напряжение 50-100 В.

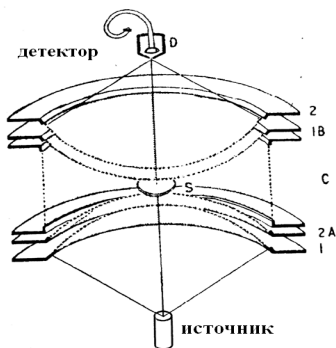


Рис.1.3. Дифференциальный метод задерживающего потенциала: *A* – тормозящие сферические сетки, *B* – фокусирующие сетки, *C* – цилиндрическая сетка, *S* – экран

цилиндрической сеткой *C*, на которую подан потенциал, превышающий одинаковый потенциал сеток *2A* и *1B*. Этот потенциал служит для отражения от сетки *C* частиц с минимальными энергиями ε , прошедшими тормозящее поле (и соответственно, фокусировки их на сетку *1B*). Между сетками блока *B* приложена уско-

Интересное устройство анализатора с задерживающим потенциалом представлено на рис.1.3 [6]. Анализатор состоит из двух блоков (*A* и *B*), содержащих по две концентрические сферические сетки. Источник электрически соединен с сеткой *1* блока *A*. Между сетками *1A* и *2A* блока *A* прикладывается тормозящий потенциал U_A . При прохождении через сетки частицы с зарядом e теряют часть своей кинетической энергии, равную eU_A . Если начальная энергия частиц $E_0 > eU_A$, то они попадают в пространство, ограниченное ци-

ряющая разность потенциалов U_B . Частицы, попавшие между этими сетками, приобретают энергию eU_B и те из них, которые перед этим имели энергию $\varepsilon \ll eU_B$, фокусируются на диафрагму D и регистрируются детектором 2. Эта диафрагма размещена вблизи общего центра сферических сеток B . Частицы с более высокими первоначальными энергиями не фокусируются на диафрагму D и поэтому практически не регистрируются. Экран S предотвращает прямое попадание частиц из источника в детектор. Таким образом, предложенная система, в отличие от классического метода задерживающего потенциала, позволяет сразу определять функцию распределения частиц источника по энергиям. Из-за большой светосилы эта система имеет очень хорошее отношение сигнал-шум. Разрешающая способность собранного по этой схеме анализатора составила 0.8 %. Анализатор обладает большой светосилой, поскольку собирает частицы из источника в телесном угле 2π и с относительно большой площади.

Анализаторы с плоскопараллельными пластинами. Простейшим анализатором является плоский конденсатор или анализатор с плоскопараллельными пластинами. Схема такого анализатора приведена на рис.1.4. Заряженные частицы влетают в зазор между двумя параллельными пластинами, между которыми приложена разность потенциалов U . Если длина пластин a , расстояние между ними d и расстояние от пластин до приемника b , то смещение частицы L_1 в плоскости приемника относительно первоначального направления ее движения описывается выражением

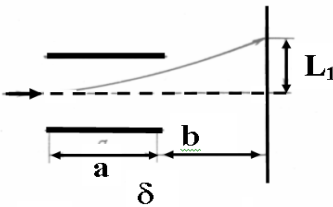


Рис.1.4. Анализатор с плоскопараллельными пластинами

$$L_1 = \frac{Z_1 e U}{2 E d} a (b + a / 2), \quad (1.6)$$

где $Z_1 e$ – заряд частицы, а E – ее энергия. Измерение величины L позволяет определить энергию частицы по формуле (1.6) Фокусировка в таком анализаторе отсутствует. Преимуществом его

является возможность использовать малые потенциалы для измерения больших энергий.

На рис.1.5 изображен плоскопараллельный анализатор, в котором частицы попадают в анализирующее поле через щель в одной из пластин.

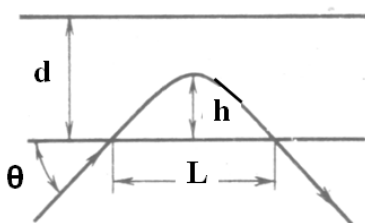


Рис.1.5. Анализатор с плоскопараллельными пластинами и тормозящим полем

Между пластинами приложена отклоняющая разность потенциалов U . Под действием электрического поля частицы описывают параболу и выходят из анализатора через щель, расположенную на расстоянии L от первой. Если θ –

угол влета частицы в анализатор, то

$$L = \frac{2Ed \sin 2\theta}{Z_1 e U}. \quad (1.7)$$

Максимальное удаление частиц от пластины со щелями равно

$$h = tg \frac{\theta}{4}. \quad (1.8)$$

Разрешающая способность по энергиям равна

$$R = \frac{1}{s/L + f(\Delta\theta)}. \quad (1.9)$$

Здесь s – сумма значений ширин входной и выходной щелей, $\Delta\theta$ – угловая расходимость потока частиц при входе в анализатор:

$$f(\Delta\theta) = \begin{cases} 1.6(\Delta\theta)^3 & \text{для } \theta=30^\circ \\ 1.4(\Delta\theta)^2 & \text{для } \theta=45^\circ \end{cases} \quad (1.10)$$

Такой анализатор фокусирует частицы только в плоскости рисунка. Фокусировка достигается при $\theta = 45^\circ$. Достоинство прибора заключается в простоте его конструкции. Для анализа требуется приложить потенциал только одного знака (обычно пластина со щелями заземляется). К недостаткам относится анализ только для направления скорости параллельной плоскости рисунка, и то, что

величина тормозящего электрического поля сравнима с энергией анализируемых частиц.

Модификацией анализатора с плоскими электродами является так называемый «коробчатый» анализатор с электродами, расположенными в виде прямоугольного параллелепипеда. Соотношение геометрических параметров анализатора и потенциалы на электродах находят методами компьютерного моделирования. Такой анализатор более компактен и позволяет осуществлять фокусировку частиц в двух взаимно перпендикулярных направлениях,

Анализатор Юза-Рожанского представляет собой часть конденсатора, образованного двумя цилиндрическими пластинами с радиусами r_1 и r_2 (рис. 1.6). Напряженность электрического поля в анализаторе обратно пропорциональна радиусу. Если в этот конденсатор влетают заряженные частицы, имеющие разброс направлений влета $\pm \alpha$, то они будут двигаться таким образом, что их траектории пересекутся при повороте на угол

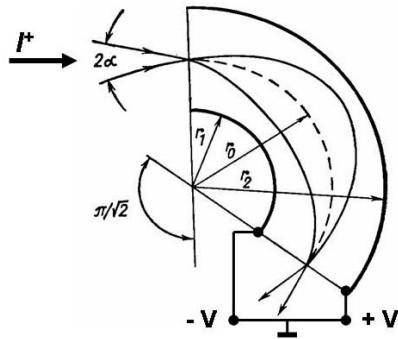


Рис.1.6. Анализатор Юза-Рожанского при регистрации положительных ионов

$$\varphi = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \approx 127^{\circ}17' . \quad (1.11)$$

Таким образом, φ – это угол фокусировки частиц в плоскости рисунка. В плоскости, перпендикулярной плоскости рисунка, фокусировка отсутствует.

Зависимость между разностью потенциалов, приложенных между пластинами анализатора, и анализируемой энергией имеет вид

$$U = \frac{2E}{Z_1 e} \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right) . \quad (1.12)$$

Для того чтобы потенциал на центральной траектории r_0 относительно земли был равен нулю, необходимо специально под-

бирать потенциалы на пластинах, или, в крайнем случае, использовать *парафазное напряжение*, т.е. прикладывать к отклоняющим электродам потенциалы равные по абсолютному значению, но противоположные по знаку.

Разрешающая способность прибора приближенно описывается формулой

$$R = \frac{1}{s/r_0 + 4\alpha^2/3}, \quad (1.13)$$

где $r_0 = (r_1 + r_2)/2$.

Полусферический анализатор образован двумя сферическими обкладками радиусов r_1 и r_2 . Подробно свойства такого анализатора описаны в [7]. В частном случае, когда угол фокусировки φ равен 180° , энергия частиц, проходящих через анализатор, связана с разностью потенциалов на обкладках соотношением

$$E = \frac{ZeU_1 r_2}{r_2^2 - r_1^2}. \quad (1.14)$$

Разрешающая способность анализатора равна

$$R = \frac{1}{s/(r_1 - r_2) + 0,5\Delta\alpha^2} \quad (1.15)$$

Полусферический анализатор фокусирует частицы не только в радиальном, но и в аксиальном направлениях и поэтому имеет большую чувствительность, чем описанные выше анализаторы сравнимых размеров. Кроме полусферического используются анализаторы с электродами сферической формы, но с меньшим, чем π , углом. При этом фокусировка осуществляется в точке, лежащей на прямой, которая проходит через источник и центр сфер (рис.1.7).

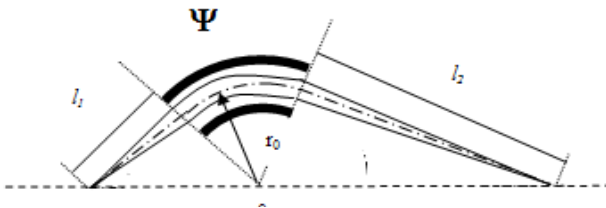


Рис.1.7. Радиальная фокусировка в секторном электростатическом анализаторе с электродами сферической формы

Изменение входного плеча анализатора (расстояния от источника до входа в поле) автоматически приводит к изменению выходного плеча (расстояния от выхода частиц из поля до точки фокуса). Например, если источник поместить на входе (на границе поля) четвертьсферического дефлектора, то на выходе получится параллельный поток частиц.

На рис.1.8 в качестве примера приведена фотография четвертьсферического дефлектора с радиусом центральной траектории 20 см. При ширине входной и выходной щелей 0,3 мм его разрешение составляет $\sim 0,2\%$.

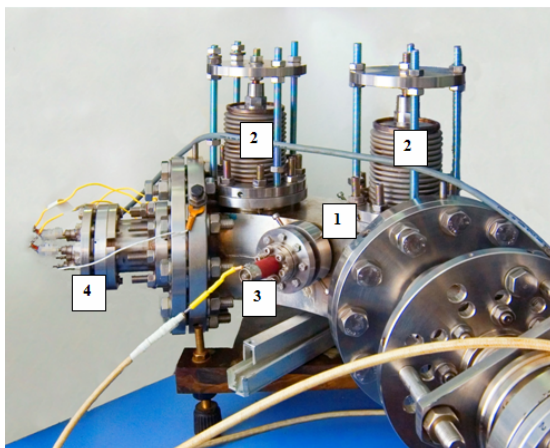


Рис. 1.8. Четвертьсферический электростатический энергоанализатор: [10]: 1 – сверхвысоковакуумная камера анализатора, 2 – система подвеса обкладок анализатора, 3 – электрический ввод на фланце CF16, 4 – выходная диафрагма и коллектор

Анализатор с пластинами специальной формы. Анализатор Юза-Рожанского и полусферический анализатор имеют фиксированные углы фокусировки, если же придать пластинам анализатора в плоскости, перпендикулярной плоскости рис.1.6, специальную форму, то можно фокусировку осуществить при любых углах (см. ниже). Способ расчета формы обкладок такого прибора описан в [3, 4].

Цилиндрический анализатор. В приборе данного типа для анализа потока частиц используется поле конденсатора, образованного двумя соосными цилиндрами с радиусами r_0 и R_0 (рис.1.9).

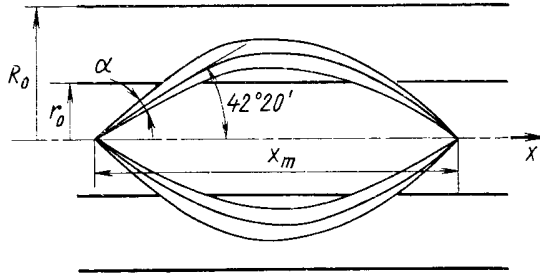


Рис.1.9. Цилиндрический анализатор с точечным источником

Если источник расположен на оси анализатора, то частицы, попадающие в него под некоторым углом θ к оси системы, фокусируются на оси на расстоянии x_m от источника

$$x_m(p) = \frac{2r_0}{\operatorname{tg}\theta} \left[1 + \sqrt{\pi} p \exp(p^2) \Phi(p\sqrt{2}) \right]. \quad (1.16)$$

Расстояние между входной и выходной щелями на поверхности внутреннего цилиндра равно

$$x_r = 4r_0 \sqrt{\frac{E}{Z_1 e a}} \cos \theta \exp(p^2) \Phi(p\sqrt{2}). \quad (1.17)$$

Здесь $a = U / \ln(R_0 / r_0)$, $p = \sqrt{E / Z_1 e a} \sin \theta$,

$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x \exp(-t^2 / 2) dt$ – интеграл вероятности.

Для точечного источника, расположенного на оси прибора, наилучшие условия фокусировки достигаются при $\theta = 42^\circ 20'$,

$p = 0,77$, $x_m/r_0 = 6.12$, при этом высота подъема траектории частиц над внутренним цилиндрическим электродом анализатора равна $h = 0.81r_0$. Разрешающая способность цилиндрического анализатора равна

$$R = \frac{1}{r_0 / R_0 + 2,8\alpha^3}. \quad (1.18)$$

Если на оси расположен источник конечных размеров (рис.1.10), то оптимальный угол фокусировки равен $\theta = 38^{\circ}50'$.

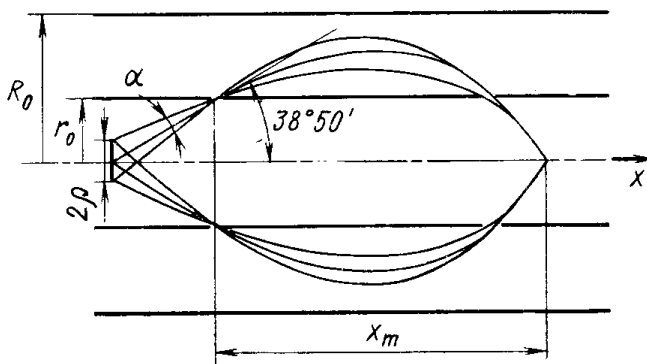


Рис.1.10 Цилиндрический анализатор с источником конечного размера

Цилиндрический анализатор осуществляет фокусировку частиц как в радиальном, так и аксиальном направлениях.

Тороидальный анализатор. В некоторых случаях возникает необходимость использовать прибор с большим геометрическим фактором. Увеличение геометрического фактора может быть обеспечено за счет увеличения отношения входной площади к выходной. Один из таких анализаторов – тороидальный анализатор [8, 9] – изображен на рис.1.11. Такой анализатор имеет высокое разрешение по углу и энергии. Геометрический фактор тороидального анализатора на два-три порядка величины превосходит геометрический фактор анализаторов другой конструкции таких же размеров.

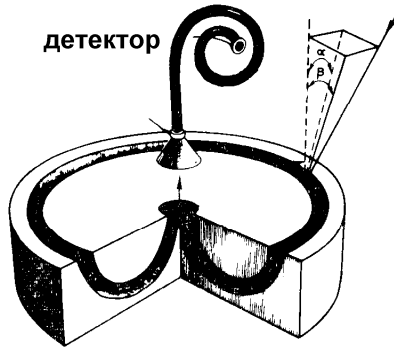
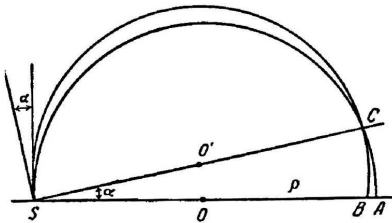


Рис.1.11. Тороидальный анализатор

Магнитные анализаторы. Для анализа распределения потока заряженных частиц по массам (импульсам) обычно используется прохождение ионов через область магнитного поля. Схема простейшего магнитного анализатора изображена на рис.1.12. Если



частица массы M влетает со скоростью v в область поля B под углом 90° к прямой SA в точке S , то она опишет половину дуги и пересечет прямую в точке A , причем

$$SA = 2Mv/c/eB \quad (1.19)$$

Рис.1.12 Магнитный анализатор Демпстера

где c – скорость света. Если частица с теми же параметрами влетит в поле под углом α к направлению влета первой, то она пересечет прямую SA в точке B .

Нетрудно убедиться, что $AB = SA (1 - \cos\alpha)$. Если угол α мал, то $\cos\alpha \approx 1 - \alpha^2/2$ и

$$AB \approx \rho\alpha^2 \quad (1.20)$$

Очевидно, что все частицы, направления влета которых в магнитное поле лежат внутри угла α , пересекут прямую SA между точками

ми A и B . Такой анализатор фокусирует частицы только в плоскости рисунка.

Простейший анализатор с однородным секторным магнитным (рис.1.13) полем фокусирует частицы только в одной плоскости.

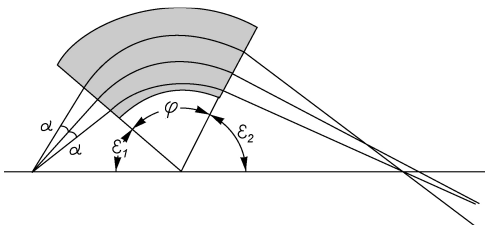


Рис.1.13 Фокусировка частиц в секторном однородном магнитном поле при ортогональном входе в него частиц

(рис.1.13). Это справедливо для случая, когда частицы влетают в магнитное поле под прямым углом. Наклон границы поля на угол χ эквивалентен добавке линзы с фокусным расстоянием $f = -r_0 / \tan \chi$. Таким образом, изготовив секторный магнит с изменяемыми углами влета и вылета частиц, можно варьировать как входное, так и выходное плечи анализатора. На рис.1.14 показана конструкция подобного магнитного анализатора с изменяемыми границами поля.

Угол поворота траектории может быть любой, но при этом, как и в случае электростатического анализатора секторного типа (рис.1.7), точка фокуса лежит на прямой, соединяющей источник и центр кривизны центральной траектории в магнитном поле

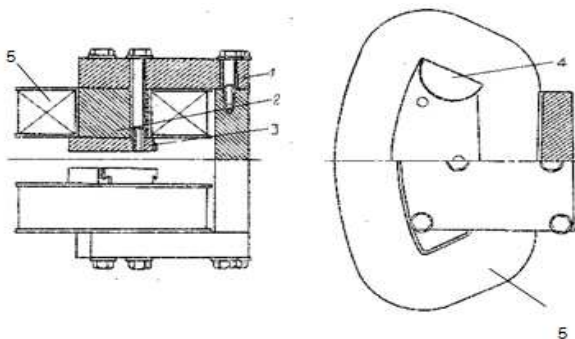


Рис.1.14. Устройство спектрометра с однородным полем, углом поворота траектории 60° и радиусом центральной траектории 20 см [11]: 1 – магнитопровод, 2 – kern, 3 – полюсные накладки, 4 – поворачиваемый башмак (все изготовлены из магнитомягкой стали Армко), 5 – катушка электромагнита

В самом общем виде свойства анализаторов с секторными полями могут быть определены с применением теории [12] (см. также в [3]). При этом траектория частиц ищется в виде разложения по малым параметрам, в качестве которых используются углы вылета частиц в горизонтальной плоскости α , β , отклонение траектории частицы от центральной траектории в магнитном поле $\eta = (r-r_0)/r_0$ в радиальном направлении и в перпендикулярном ему направлении $\xi = (z-r_0)/r_0$, а также относительное смещение точки вылета от центра траектории в радиальном a/r_0 и перпендикулярном ему направлении b/r_0 . Выражение для отклонения частицы от центральной траектории в точке фокуса представляется в виде разложения по указанным выше малым параметрам. Кроме того, в виде таких параметров могут быть использованы вариация массы и энергии частиц анализируемого пучка. Приравнявая нулю коэффициенты при параметрах в первой степени, получают условия *фокусировки первого порядка* по тому или иному параметру. Приравнявая нулю коэффициенты при малых параметрах во второй степени, получают условия *фокусировки второго порядка* и так далее. Так, для фокусировки первого порядка по углам α и β получаются следующие соотношения, связывающие относительную длину входного и выходного плеч $\lambda_1=l_1/r_0$, $\lambda_2=l_2/r_0$ и угол поворота траектории φ (рис.1.15):

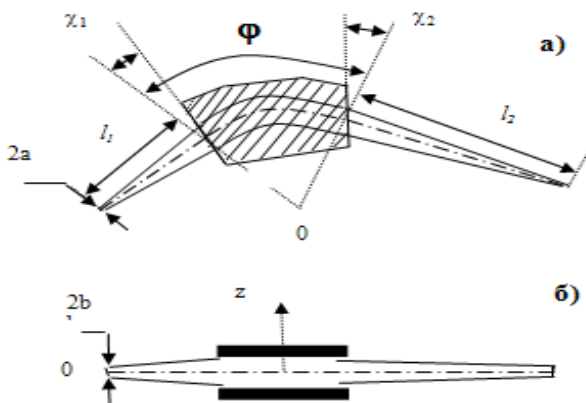


Рис.1.15. Ионно-оптическая система секторного магнитного анализатора с наклонными границами поля: а) траектории частиц, фокусируемых в радиальном направлении, б) фокусировка в аксиальном направлении

$$\frac{\operatorname{tg} \omega \varphi}{\omega} = \frac{\lambda_1 [1 - \lambda_2 \operatorname{ctg} \chi_2] + \lambda_2 [1 + \lambda_1 \operatorname{ctg} \chi_1]}{\omega^2 \lambda_1 \lambda_2 - [1 + \lambda_1 \operatorname{ctg} \chi_1][1 + \lambda_2 \operatorname{ctg} \chi_2]}$$

$$\frac{\operatorname{tg} \Omega \varphi}{\Omega} = \frac{\lambda_1 [1 + \lambda_a \operatorname{ctg} \chi_2] + \lambda_2 [1 - \lambda_1 \operatorname{ctg} \chi_1]}{\Omega^2 \lambda_1 \lambda_2 - [1 - \lambda_1 \operatorname{ctg} \chi_1][1 + \lambda_a \operatorname{ctg} \chi_2]}. \quad (1.21)$$

Здесь ω и Ω – полупериоды «колебания» отклонения траектории от центральной соответственно в радиальном и аксиальном направлениях, λ_a – выходное плечо анализатора в аксиальном направлении, выраженное в единицах радиуса равновесной траектории. ω и Ω зависят от характера распределения поля в зазоре по радиусу $\omega = 1 + A_1$ и $\Omega = -A_1^2$, где A_1 – коэффициент при линейном члене в разложении поля по радиусу $H = H_0(1 + A_1 r + A_2 r^2 \dots)$. Для однородного поля ($A_1 = 0$) $\omega = 1$.

Условие *двойной фокусировки по углам* α и β соответствует $\omega = \Omega$, что, например, для ортогонального входа и выхода частиц из поля (котангенсы углов наклона границ поля в (1.21) равны нулю) приводит к значению $A_1 = -1/2$. Это неоднородное поле, спадающее по мере увеличения радиуса. Кроме того, приравнивая нулю коэффициенты в разложении отклонения частицы от центральной траектории в точке фокуса при других упомянутых выше малых параметрах, можно получить условия фокусировки по энергии, по поперечным размерам источника и т.д. Входная граница поля может быть не только прямой, но и криволинейной, что добавляет дополнительные возможности для варьирования ионно-оптических свойств анализатора. Очевидно, что такой подход наиболее точные результаты дает для *параксиальных*, т.е. близких к центральной траектории пучков частиц.

Таким образом, варьируя форму полюсных наконечников магнита, можно изготовить анализатор с фокусировкой в обеих плоскостях и с любыми заданными ионно-оптическими свойствами.

Следует отметить, что описанный выше подход позволяет рассчитать оптические свойства и электростатических полей описанных выше энергоанализаторов, а также комбинаций электрического и магнитного полей. В общем случае выражения для ω и Ω имеют вид:

$$\omega = [(1+K)(1+K+A_1) - K(3+B_1)]^{1/2}$$

$$\Omega = [K(1+B_1) - A_1(1+K)]^{1/2},$$

где $K = -E_0 r_0 / 2V_0$ – безразмерная величина, связывающая поле в анализаторе E_0 с разностью потенциалов, ускоряющую ионы в источнике V_0 , B_1 – коэффициент при первой степени разложения электрического поля по радиусу $E = E_0(1 + B_1 r + B_2 r^2 + \dots)$. В чисто электрическом поле $K = -1$, в чисто магнитном $K = 0$.

Времяпролетный анализатор. Для измерения скорости частиц можно использовать времяпролетный анализатор, схема действия которого приведена на рис. 1.16.

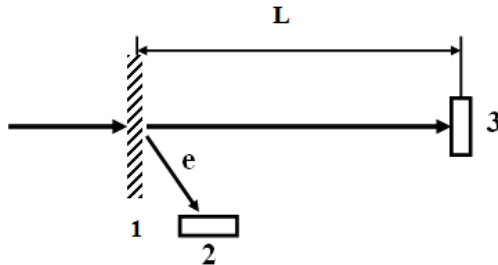


Рис.1.16. Времяпролетный анализатор: 1 – мишень, 2 – детектор сигнала «старт», 3 – детектор сигнала «стоп»

Анализируемые частицы пролетают через тонкую мишень 1 , вызывая из нее эмиссию электронов, которые попадают на детектор 2 и формируют стартовый сигнал. Сами анализируемые частицы попадают на детектор 3 и формируют сигнал «стоп». Скорость частицы определяется отношением расстояния L между тонкой мишенью и детектором 3 к временному интервалу между сигналами «старт» и «стоп». В качестве мишени обычно используют углеродную фольгу. Толщина фольги должна быть достаточно малой, чтобы минимизировать влияние потерь энергии и рассеяния частиц в мишени. Анализ частиц по времени пролета можно также осуществлять, прерывая анализируемый поток электрически (или механически) так, чтобы сформировать пакеты частиц с длительностью много меньшей времени пролета частиц до детектора. В импульсных установках, когда время существования плазмы очень мало (например, при создании плазмы под действием лазерного импульса или в разряде микросекундной длительности), времяпролетные измерения синхронизуют с импульсом, создающим плазму.

Фильтр скоростей Вина. Для анализа потоков заряженных частиц по скоростям можно воспользоваться тем, что во взаимно перпендикулярных магнитном и электрическом полях при выполнении условия

$$v = c \frac{E}{B}, \quad (1.22)$$

сила F_E , действующая на частицу в электрическом поле E , компенсирует силу действия магнитного поля F_B [13]. Схема такого анализатора представлена на рис. 1.17.

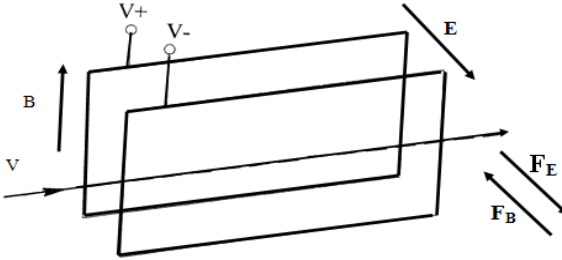


Рис.1.17. Фильтр скоростей Вина

Масс-анализатор Томсона. Метод, позволяющий определять массы ионов (точнее отношение их масс к их заряду), впервые был предложен Дж. Дж. Томсоном в 1911 году и получил название метода парабол Томсона. В масс-анализаторе Томсона используются параллельные электрические и магнитные поля, перпендикулярные потоку анализируемых ионов (рис.1.18). Пусть электрическое поле отклоняет частицы по оси x , а магнитное – по оси z .

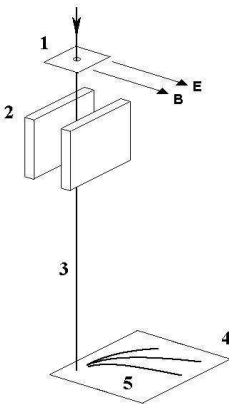


Рис.1.18. Схема масс-анализатора (спектрографа) Томсона: 1 – входное окно, 2 – полюса магнита и отклоняющие пластины, 3 – траектория неотклоненного пучка ионов, 4 – плоскость регистрации, 5 – параболы, вдоль которых ионы разных энергий и разных масс попадают на плоскость регистрации

Тогда отклонение вдоль x описывается соотношением

$$x = A_E \frac{Z_1 e}{Mv}, \quad (1.23)$$

а вдоль z – соотношением

$$z = A_B \frac{Z_1 e}{Mv^2}, \quad (1.24)$$

где A_E и A_B - постоянные прибора.

Из (1.23) и (1.24) следует, что в этом анализаторе в одном направлении частица отклоняется на величину, обратную ее импульсу, а в перпендикулярном направлении – обратную энергии. Зависимость между x и z является параболической:

$$z^2 = \frac{A_B^2}{A_E} \frac{Z_1 e}{M} x. \quad (1.25)$$

Таким образом, все ионы с определенным отношением заряда к массе, независимо от их энергии, пересекут плоскость, перпендикулярную анализируемому потоку ионов, по одной параболе, описываемой уравнением (1.25). Ионы разных энергий располагаются вдоль этой параболы, и их распределение по энергиям определяется из выражения (1.24). Очевидно, что данный прибор является спектрографом. Одновременный анализ по массам и энергиям является достоинством метода парабол Томсона. Этот анализатор – не фокусирующий, и, чтобы избежать наложения парабол, соответствующих ионам разных масс, необходимо использовать узкие (параксиальные) пучки частиц. Поэтому чувствительность такого метода невелика.

Квадрупольный масс-анализатор состоит из четырех параллельно расположенных электродов (рис.1.19). Для получения оптимальных результатов форма электродов должна быть близка к гиперболической, однако часто электроды изготавливаются в виде круглых стержней. Между парами электродов прикладывается постоянное напряжение U и переменное V , изменяющееся с частотой ω . Ионы, попавшие в высокочастотное поле, начинают колебаться с некоторой амплитудой. У ионов с определенной массой эта амплитуда мала - и они проходят через анализатор, амплитуда колебаний всех других ионов велика - и они гибнут на электродах. Условие прохождения ионов через анализатор зависит от длины

электродов, расстояния между ними, от частоты колебаний и от амплитуды постоянного и переменного полей. Анализ по массам осуществляется изменением амплитуды постоянного и переменного напряжений.

Монопольный масс-анализатор состоит из одного уголкового электрода и второго, имеющего гиперболическую или круговую конфигурацию (рис.1.20). Уголкового электрода обычно заземляется, а на второй электрод подаются постоянное и переменное напряжения $u = U + V \cos \omega t$. Ионы попадают в анализатор через диафрагму, расположенную вблизи вершины уголкового электрода. Как и в случае квадрупольного анализатора, через этот анализатор проходят ионы только определенной массы.

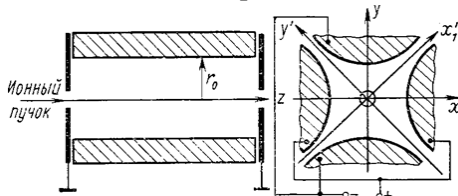


Рис.1.19. Квадрупольный высокочастотный анализатор

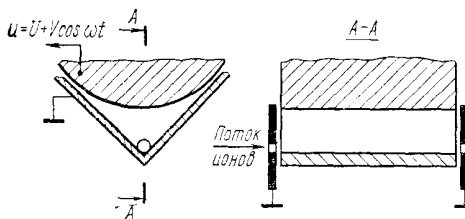


Рис.1.20. Монопольный высокочастотный анализатор

1.2. Общие требования к анализаторам

При проектировании и изготовлении анализаторов необходимо учитывать факторы, которые могут заметно исказить ту идеальную картину, которая была описана выше. Основным из таких факторов является искажение распределения электрических и магнитных полей из-за краевых эффектов. Например, в методе задерживающего потенциала эффективный задерживающий по-

тенциал может заметно отличаться от того, который был приложен к тормозящей сетке. Действительно, электрическое поле в каждой ячейке сетки неоднородно, оно минимально в середине ячейки. Чем больше размер ячеек, тем сильнее эта неоднородность. На практике определения эффективного задерживающего потенциала необходимо калибровать прибор. Можно также использовать две сетки, расположенные на расстоянии в несколько раз большем размера ячейки. В этом случае между сетками образуется пространство, потенциал которого совпадает с анализирующим.

Для электростатических анализаторов считается, что заметное искажение электрического поля вблизи краев пластин происходит на расстояниях, в два-три раза больших чем расстояние между анализирующими пластинами. Для того, чтобы частицы двигались в не искаженном краями поле, поперечный размер анализатора должен в 6-7 раз превышать зазор между пластинами. Чтобы уменьшить размер анализатора, вблизи краев электродов в зазоре между ними можно расположить систему дополнительных электродов, на которые подать потенциалы, которые компенсировали бы краевые эффекты. В магнитных анализаторах для компенсации краевых эффектов полюсным наконечникам, определяющим геометрию магнитного поля, придают специальную форму.

Другим фактором, искажающим результаты измерений, является влияние частиц и света, рассеянных от пластин. Для борьбы с этими искажениями пластины делают из сеток, устанавливают специальные ловушки, используют пластины с рифленой поверхностью. Для уменьшения влияния отраженного от пластин света их покрывают специальной чернью (никелевой или золотой) [14].

Во многих случаях необходимо учитывать влияние на полученный результат вторичных электронов, выбитых частицами из элементов конструкции анализатора.

1.3. Восстановление истинного распределения частиц в регистрируемом потоке

Главную роль при восстановлении истинных распределений по энергии или по импульсам в потоке заряженных частиц, зарегистрированных с помощью дисперсионных анализаторов, играет ап-

паратная функция используемого анализатора $A(x,y)$. Математически $A(x,y)$ является ядром интегрального уравнения, связывающего результаты измерения распределения $\varphi(x)$ как функции приложенной разности потенциалов $x=\Delta U$ или величины магнитного поля $x = H$ с истинным распределением частиц $f(y)$ по искомому параметру $y = E$ (энергии) или $y=P = Mv$ (импульсу):

$$\varphi(x) = \int_{-\infty}^{\infty} A(x, y) f(y) dx . \quad (1.26)$$

На практике аппаратную функцию измеряют, используя моноэнергетический пучок заряженных частиц (рис.1.21).

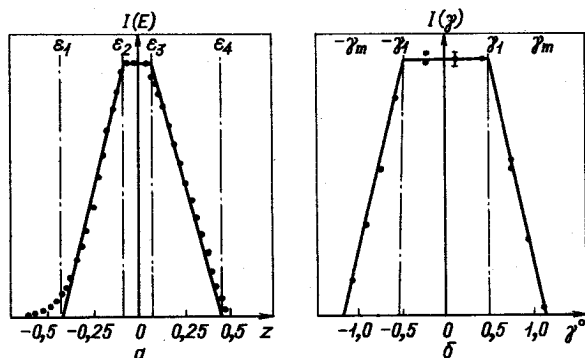


Рис.1.21. Результаты исследования аппаратной функции энергоанализатора мононаправленным (угловой разброс $0,2^\circ$) моноэнергетическим ($\Delta E/E = 2 \cdot 10^{-5}$) пучком ионов [15] точки – экспериментальные значения, сплошная линия – аппроксимация: а) при изменении энергии настройки, где z – относительное изменение энергии настройки в %, б) при изменении угла влета

Однако форма $A(x,y)$ зависит и от углового распределения частиц на входе в анализатор. Поэтому экспериментально найденная аппаратная функция дает точный результат при нахождении истинного распределения, например, по энергиям частиц лишь при условии, что угловое распределение анализируемого потока частиц соответствует тому, которое было при калибровке анализатора.

Восстановление истинного распределения по энергиям в спектрографах и спектрометрах различно. В спектрографах аппаратная функция не зависит от энергии частиц, поэтому связь сигнала на выходе анализатора $I(x)$ с функцией распределения в первом приближении определяется уравнением свертки:

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} A(y - kx)f(y)dx, \quad (1.27)$$

где $y \equiv E$ для электростатического анализатора, $y \equiv P$ для магнитного, а kx – энергия (импульс) настройки анализатора. (Например, для электростатического анализатора варьируемым параметром является разность потенциалов на его обкладках ΔU , которая в максимуме выходного сигнала $I(\Delta U)$ однозначно определяет энергию настройки $x = W = k \cdot Ze\Delta U$ для ионов с зарядом Z).

В спектрометрах частиц нерелятивистских энергий разрешение по энергиям (импульсам) постоянно: $\rho_E \equiv (R_E)^{-1} = \Delta E_{1/2}/E_0 = \text{const}$, а значит полуширина аппаратной функции $\Delta E_{1/2}$ линейно зависит от энергии (импульса) частиц. В этом случае сигнал на выходе спектрометра связан с аппаратной функцией $f(x)$ уравнениями:

$$I(x) = \int_0^{\infty} A(qH / P)f(P)dP \quad (1.28)$$

для магнитного анализатора и

$$I(U_1, \dots, U_n) = \int_0^{\infty} A(qU_1 / E \dots qU_n / E)f(E)dE \quad (1.29)$$

для электростатического анализатора. Здесь q – заряд частицы.

При линейной связи потенциалов на электростатическом анализаторе приведенное уравнение является уравнением свертки меллиновского типа.

В первом приближении истинное распределение частиц по энергиям на входе $f(E)$ в электростатический энергоанализатор можно найти по выходному сигналу $I(W)$ в зависимости от энергии настройки W в соответствии с выражением

$$f(E) \approx I(W)/A(E_0, W) = I(W)/[\gamma(E_0) \rho_w W], \quad (1.30)$$

$\gamma(E_0)$ – измеренное при калибровке анализатора ионами с энергией E_0 отношение амплитуды аппаратной функции (максимума сигнала на выходе анализатора) к току на входе в анализатор, ρ_w – разрешение анализатора по энергии. Аналогичное соотношение справедливо для магнитных спектрометров, где вместо энергии настройки W следует использовать импульс настройки $P=kH_I$, соответствующий максимуму сигнала при значении магнитного поля H_I .

Таким образом, для нахождения истинного распределения частиц в анализируемом потоке по энергиям (импульсам) сигнал прибора помимо калибровочного множителя следует делить на энергию (импульс частиц). В случае широких распределений эта операция приводит к существенному различию в форме регистрируемого спектра по сравнению с истинным распреде-

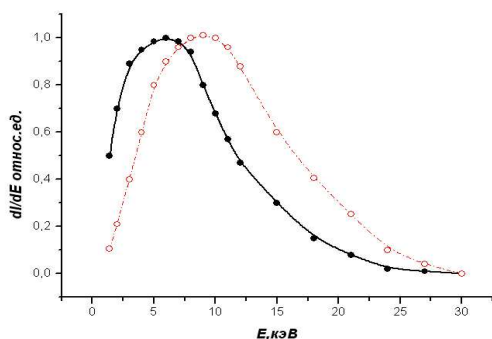


Рис.1.22. Сравнение сигнала с электростатического анализатора как функции энергии настройки пропорциональной разности напряжений на обкладках (пунктирная кривая) и восстановленного в соответствии с (1.30) истинного энергетического распределения (сплошная кривая)

Из рис.1.23 следует, что игнорирование операции восстановления истинного энергетического распределения частиц может, например, привести к существенной ошибке в оценке соотношения разных по энергии компонент инжектируемого в плазму пучка быстрых нейтронов.

Рис. 1.24 демонстрирует «реакцию» электростатического анализатора на спектр, состоящий из семи одинаковых по интенсивности, но расположенных в разных областях энергий линий.

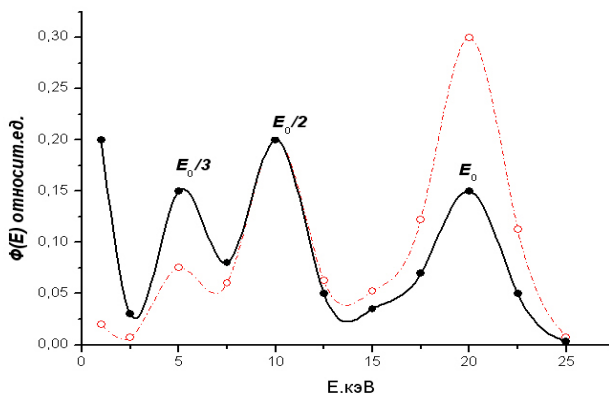


Рис.1.23 Энергетический спектр регистрируемых частиц при инъекции в токамак пучка быстрых нейтральных атомов: пунктир – без учета операции восстановления истинного спектра, сплошная кривая – с учетом восстановления по (1.30). Спектры нормированы к одинаковой амплитуде при энергии, равной половине начальной

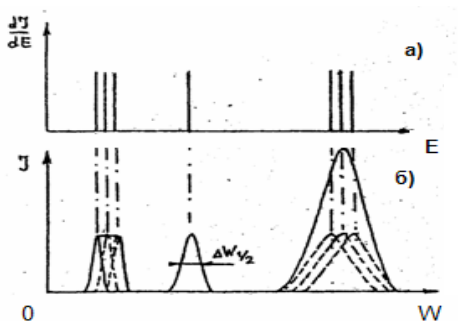


Рис.1.24. Модельный спектр $dJ(E)/dE$, состоящий из отдельных моноэнергетических линий (а), и «реакция» на него $J(W)$ электростатического анализатора диспергирующего типа (б)

Видна существенная разница в виде регистрируемого анализатором сигнала, которая может привести экспериментатора, не использующего корректную процедуру обработки, к большим ошибкам в интерпретации данных. Следует иметь в виду, что приведенное выражение (1.30) справедливо и для спектрографов с учетом того, что для последних постоянной является величина

$\rho_w W$, а, следовательно, делить зарегистрированный спектр на энергию не следует.

Для узких энергетических спектров с шириной порядка ширины аппаратной функции анализатора для восстановления истинного распределения необходимо точное решение уравнений (1.28), (1.29). Для диспергирующих (дисперсионных) анализаторов оно может быть представлено в виде ряда:

$$f(E) = \sum_{n=0}^{\infty} B_n I^{(n)}(U) U^{n-1} \Big|_{u=w/k}, \quad (1.31)$$

где $B_0 = 1/kC_{00}$, $B_n = -\frac{1}{C_{n0}} \int_{i=0}^{n-1} B_i \frac{C_{i(n-1)}}{(n-1)!}$, $C_{mn} = \int_0^{\infty} z^{n-1} (z-k)^n A(q/z) dz$

$I^{(n)}(U)$ – n -я производная по напряжению U от сигнала на выходе анализатора.

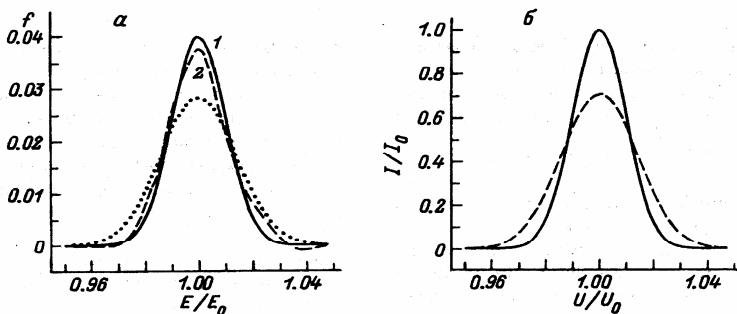


Рис.1.25. Пример восстановленного энергетического спектра для квазимоноэнергетического пучка, зарегистрированного электростатическим дисперсионным анализатором. а) результаты восстановления истинного энергетического распределения: 1 – распределение, восстановленное в соответствии с (1.31), 2 – то же, но с точностью до поправок, связанных со второй производной, пунктир - восстановление выходного сигнала анализатора делением на энергию в соответствии с (1.30), б) сравнение аппаратной функции анализатора с сигналом на его выходе (пунктир)

На рис.1.25 приведен пример восстановления истинного распределения для квазимоноэнергетического пучка. Видно, что упрощенная процедура восстановления спектра, связанная с делением сигнала анализатора на энергию, применяемая для широких распределений, приводит к систематической ошибке в определении амплитуды сигнала $\sim 25\%$.

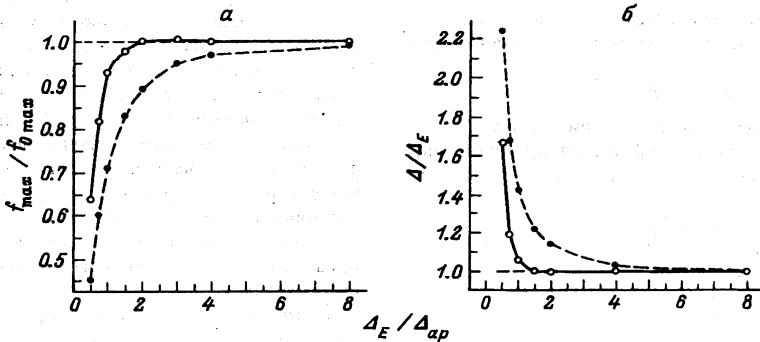


Рис.1.26. Ошибки в определении истинной высоты (а) и полуширины (б) восстанавливаемого спектра в зависимости от полуширины аппаратной функции [16]. Сплошные линии – восстановление по (1.31), пунктирные линии – результат деления на энергию.

Влияние на результаты точного определения истинного значения амплитуды регистрируемого спектра и его полуширины в зависимости от отношения последней к ширине аппаратной функции иллюстрирует рис. 1.26. Как следует из этих рисунков, простую процедуру восстановления истинного распределения в спектре, соответствующую (1.30), можно применять с приемлемой точностью, если ширина аппаратной функции в 7-8 раз меньше ширины регистрируемых спектров.

ДЕТЕКТОРЫ ИОНОВ И НЕЙТРАЛОВ

Метод детектирования ионов оказывает заметное влияние на чувствительность и разрешающую способность анализаторов. Поэтому при выборе детектора необходимо учитывать ряд особенностей. Детектор должен минимально искажать характеристики всего анализатора, обладать стабильными временными характеристиками и необходимыми чувствительностью и быстродействием.

Так как при исследованиях лабораторной и космической плазмы во многих случаях энергия регистрируемых частиц не превышает нескольких десятков килоэлектронвольт, рассматривать применение полупроводниковых и сцинтилляционных детекторов не будем. В настоящем разделе рассматриваются детекторы, наиболее часто употребляемые для регистрации потоков частиц относительно малых энергий. Более подробно с различными типами детекторов частиц и особенностями их практического применения можно познакомиться в [17].

Цилиндр Фарадея. Простейшим детектором заряженных частиц является цилиндр Фарадея, у которого, длина больше его диаметра, с расположенной на входе диафрагмой. Диаметр отверстия в диафрагме должен быть меньше внутреннего диаметра цилиндра для того, чтобы регистрируемые частицы не попадали на его стенки. В классическом варианте длина цилиндра в 5-7 раз больше его внутреннего диаметра, а дно скошено под углом $\sim 45^\circ$. Все это делается для того, чтобы уменьшить вероятность обратного вылета из цилиндра электронов вторичной ионно-электронной эмиссии и заряженных фракций отраженных частиц. Так как этот детектор

регистрирует все заряженные частицы, попавшие в него, то требуется предварительное разделение частиц по знаку заряда. Цилиндр Фарадея имеет низкую чувствительность, и поэтому при регистрации слабых токов в настоящее время применяется довольно редко. Тем не менее, будучи ионной ловушкой с эффективностью, близкой к 100% этот простой прибор незаменим при калибровке других детекторов.

Иногда возникает необходимость измерения потока нейтральных атомов водорода и гелия с энергиями в диапазоне от единиц до нескольких десятков кэВ. В том случае можно использовать зарядонечувствительные датчики в виде модифицированных цилиндров Фарадея, входное окно которых закрыто тонкой фольгой (рис.2.1) [18]. Из-за большого сечения перезарядки легких ионов или атомов в рассматриваемом диапазоне энергий после прохождения нескольких первых атомных слоев фольги в пучке устанавливается равновесное зарядовое распределение, зависящее лишь от энергии и сорта частиц, что делает подобный детектор одинаково чувствительным как к ионам, так и нейтральным атомам того же сорта и энергии. Эффективность подобных детекторов из-за наличия фольги на входе зависит от энергии частиц, но усиление регистрируемого сигнала за счет вторичной ионно-электронной эмиссии позволяет сделать коэффициент преобразования входного потока в регистрируемый ток при энергиях ~ 10 кэВ и выше больше единицы. При меньших энергиях эффективность растет линейно от $\sim 0,1$ при 1 кэВ до 1,0 при 10 кэВ для ионов водорода, для ионов гелия она на $\sim 30\%$ меньше.

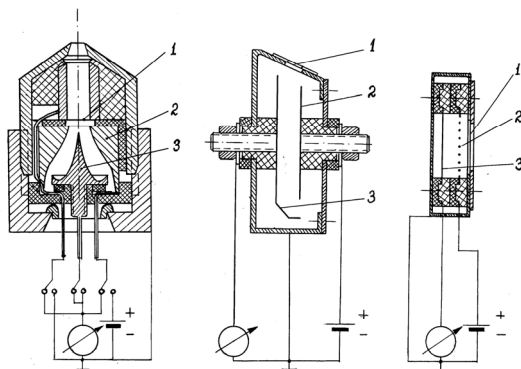


Рис.2.1. Фольговые детекторы легких ионов и нейтральных атомов кэВ-ных энергий: 1 – тонкая фольга, 2 – электрод под положительным потенциалом, увеличивающий ток вторичных электронов, 3 – коллектор

Ионно-электронный преобразователь (детектор Дейли).

Схема детектора Дейли [19] приведена на рис. 2.2. Поток положительно заряженных частиц через отверстие в диафрагме 1 попадает в ускоряющее электрическое поле и выбивает электроны из электрода-эмиттера 2. Вторичные электроны ускоряются в том же поле, проходят через заземленный слой алюминия 3 и попадают в сцинтиллятор 4. Световые вспышки в сцинтилляторе регистрируются фотоумножителем 5. К достоинствам такого прибора относится то, что он имеет довольно низкий темновой ток, и его характеристики не изменяются со временем. Основной недостаток этого детектора – необходимость введения в вакуум высокого (до 40 кВ) напряжения. Это может привести к появлению паразитных разрядов и, таким образом, к увеличению темнового тока. Борьба с такими разрядами представляет большие технические трудности.

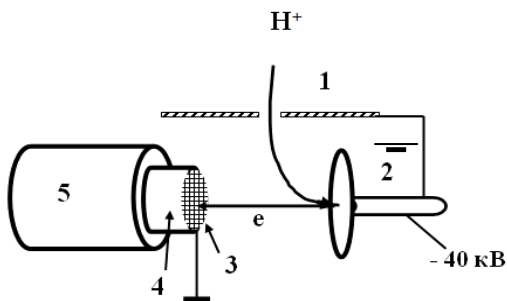


Рис. 2.2. Детектор Дейли: 1 – входная диафрагма, 2 – электрод-эмиттер, 3 – заземленный слой алюминия, 4 – сцинтиллятор, 5 – фотоумножитель

Вторично-электронные умножители открытого типа

ВЭУ с дискретной диодной системой. Типичным примером таких умножителей являются выпускаемые отечественной промышленностью умножители типа ВЭУ-1 и ВЭУ-2. Их принципиальная схема приведена на рис. 2.3. Поток излучения

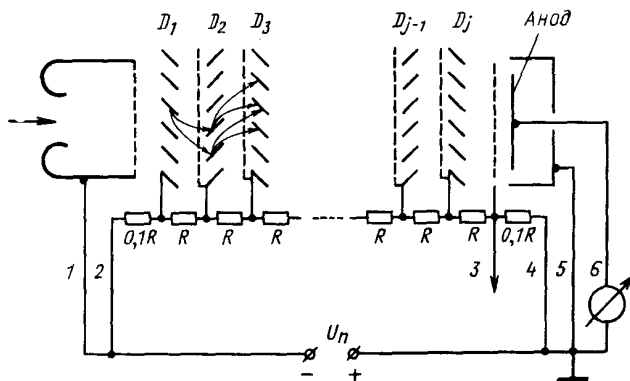


Рис.2.3. Схема умножителей ВЭУ-1 и ВЭУ-2: 1 – вывод сетки первого динода и экранирующего колпачка, 2 – вывод первого динода, 3 – вывод экранирующей сетки анода, 4 – вывод последнего звена встроенного делителя, 5 – экранирующее кольцо анода, 6 – измерительный прибор, D_1-D_j – диноды

выбивает вторичные электроны из первого динода D_1 . Вторичные электроны под действием электрического поля направляются на второй электрод и т.д. Электроны, выбитые с последнего динода D_j , собираются на анод и регистрируются прибором 6. В умножителях этого типа используются диноды в виде жалюзи, которые изготовлены из неактивированного алюминия. Умножители имеют изготовленные в виде шайб из восстановленного свинцовосиликатного стекла встроенные делители, расположенные между динодами. Коэффициент усиления таких умножителей существенно зависит от условий эксплуатации, вакуумных условий, предварительной подготовки, (обычно прогрев в вакууме). В оптимальных условиях коэффициент усиления достигает 10^6 . Величина коэффициента усиления зависит от напряжения питания умножителя. Рабочее напряжение составляет 4-4.5 кВ.

Зачастую никакого прогрева умножителей не производится и, следовательно, их диноды покрываются адсорбированными газами и другими загрязнениями. В результате этого коэффициент усиления уменьшается (иногда даже на порядок

величины), но зато характеристики ВЭУ в значительной степени перестают зависеть от окружающих условий.

На рис.2.4 приведена зависимость эффективности регистрации электронов от их энергии для умножителя ВЭУ-1 [20]. Что же касается эффективности регистрации фотонов, протонов и других частиц, то таких данных практически нет.

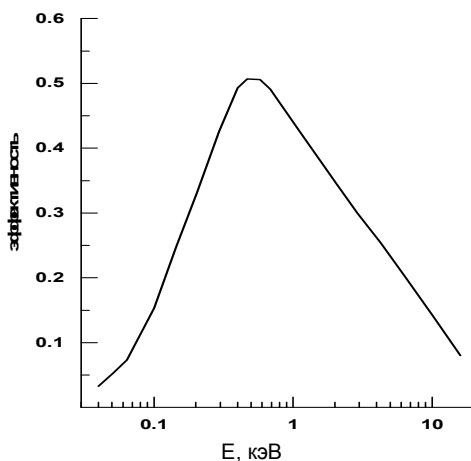


Рис.2.4. Зависимость от энергии эффективности регистрации электронов умножителем ВЭУ-1

Имеющиеся в литературе отрывочные данные позволяют утверждать, что эффективность регистрации протонов с энергией порядка 10 кэВ составляет 60-70% [21]. Фотография умножителя ВЭУ-1 приведена на рис. 2.5.



Рис.2.5. Умножитель ВЭУ-1

ВЭУ с непрерывным динодом. В настоящее время промышленность выпускает два типа умножителей с непрерывным динодом: каналовые умножители каналотроны (channeltron) [17], кератроны (ceratron) [22] и умножители на микроканальных пластинах МКП (МСП) [23]. Каналотроны и кератроны отличаются друг от друга тем, что первые изготавливаются из специальных стекол, а вторые – из керамики. В остальном они похожи и по конструкции, и по свойствам.

Каналотроны (КЭУ). КЭУ представляет собой трубку с внутренним диаметром d и длиной l , изготовленную из стекла с невысоким удельным сопротивлением. Отношение l/d называется калибром канала. Обычно оно составляет 50-100 при $d = 1 \div 2$ мм. Схема КЭУ приведена на рис.2.6.

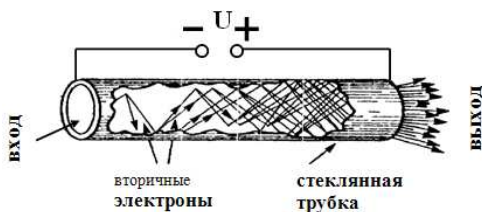


Рис.2.6. Схема каналного умножителя

Электромагнитные кванты или частицы (фотоны, электроны, ионы или нейтральные атомы), попадая на вход канала, выбивают из его стенок вторичные электроны. Эти электроны ускоряются в распределенном вдоль канала электрическом поле, попадают на стенки, выбивают из них электроны, и если коэффициент вторичной электрон-электронной эмиссии больше единицы, то процесс многократно повторяется, приводя к образованию на выходе лавины электронов. Длительность лавины 20-30 нс. Вышедшие из канала электроны собираются анодом и регистрируются. Разность потенциалов U , прикладываемая к каналу, составляет 3-4 кВ. Коэффициент усиления такого КЭУ не превышает 10^5 . Такое ограничение связано с тем, что фотоны, выбитые из стенок вблизи выхода, и

ионы, образовавшиеся в канале из-за ионизации остаточного газа, попадают на стенки канала около входа в него, выбивают вторичные электроны и т.д., т.е. возникает положительная обратная связь между входом и выходом КЭУ. Для борьбы с этим явлением канал изгибают.



Рис.2.7. Умножитель ВЭУ-6

На рис. 2.7 приведена фотография промышленного канального умножителя ВЭУ-6. Умножитель смонтирован в керамической коробочке, верхняя крышка с которой снята. Видно, что стеклянная трубочка изогнута в спираль, а на входном конце к ней прикреплен раструб. Этот раструб нужен для увеличения входной площади умножителя. У данного КЭУ диаметр входного отверстия равен 8 мм. Изогнутая форма канала позволяет увеличить коэффициент усиления до 10^8 . Следует иметь в виду, что коэффициент вторичной электрон-электронной эмиссии зависит не только от энергии, которую набрали в канале электроны, но и от состояния поверхности канала, изменение эмиссионных свойств канала из-за оседания паров масла или других загрязнений приводит к деградации умножителя. В отличие от диодных умножителей восстановление КЭУ затруднено.

Эффективность умножителей зависит от коэффициентов эмиссии электронов под действием регистрируемых частиц или

квантов излучения γ . Этот коэффициент различен для фотонов, электронов и ионов и зависит как от энергии, так и массы частиц. Для ионов различают потенциальную и кинетическую ионно-электронные эмиссии. В первом случае вырывание электрона происходит за счет разницы энергий электрона в твердом теле и в атоме, поэтому такая эмиссия может происходить при нулевых скоростях частиц и характерна для ионов инертных газов. Кинетическая эмиссия зависит от потерь энергии частицами на возбуждение электронов в твердом теле и линейно растет от нуля с ростом энергии частиц. При $\gamma < 1$ регистрируется лишь некоторая часть из попавших в умножитель частиц. Кроме того, из-за статистической природы эмиссии не каждая частица с достаточной для эмиссии энергией обязательно эмитирует электроны.

На рис. 2.8 приведены эффективности регистрации КЭУ соответственно для фотонов, электронов и протонов различных энергий.

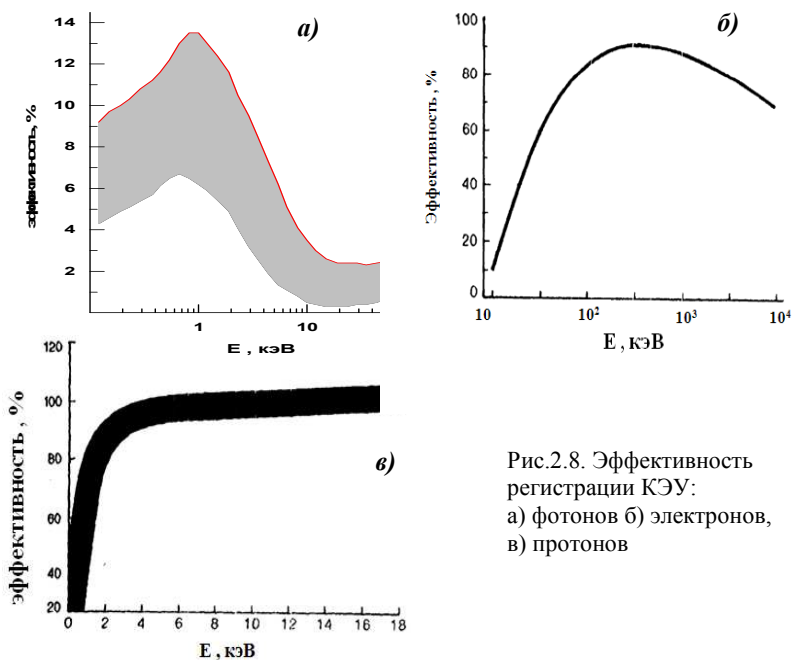


Рис.2.8. Эффективность регистрации КЭУ:
 а) фотонов б) электронов,
 в) протонов

Данные об эффективностях взяты из каталога одного из производителей КЭУ [24]. Затененные области на рисунках показывают разброс коэффициентов усиления для разных экземпляров КЭУ. Следует отметить, что характеристики КЭУ зависят не только от материала канала, особенностей окружающей среды, но и от его калибра. При увеличении калибра увеличивается как коэффициент усиления, так и рабочее напряжение питания.

Данные об эффективностях взяты из каталога одного из производителей КЭУ [24]. Затененные области на рисунках показывают разброс коэффициентов усиления для разных экземпляров КЭУ. Следует отметить, что характеристики КЭУ зависят не только от материала канала, особенностей окружающей среды, но и от его калибра. При увеличении калибра увеличивается как коэффициент усиления, так и рабочее напряжение питания.

Как видно из рис. 2.8, при энергии ионов выше 3-4 кэВ эффективность регистрации выходит на насыщение, поэтому при регистрации положительно заряженных ионов достаточно иметь на входном раструбе (или на первом диноде жалюзийного ВЭУ) достаточный для генерации электронной лавины отрицательный потенциал 3-4 кВ при заземленном выходном электроде. Однако при регистрации отрицательно заряженных ионов, последние будут тормозиться перед ВЭУ и при энергиях ниже приложенного потенциала вообще не будут зарегистрированы. Поэтому при необходимости регистрации отрицательно заряженных ионов, начиная с их минимальных энергий, на входной раструб подают положительный относительно земли потенциал (3-4 кВ), а для того, чтобы обеспечить умножение сигнала за счет размножения электронов, на выход подают еще более высокое положительное напряжение, так, чтобы падение напряжения на умножителе соответствовало его рабочему значению. Чтобы обеспечить регистрацию ионов и нейтральных атомов одной энергии с одинаковой эффективностью, на входной электрод можно подать потенциал близкий к потенциалу земли, а на выходной электрод - положительное относительно земли напряжение. В последних

двух случаях возникают проблемы с регистрацией сигнала, так как регистрирующий прибор (или усилитель) должен находиться под высоким потенциалом. Для счетного режима проблема решается применением емкостных или трансформаторных развязок с последующим формированием стандартного импульса для счетчика частиц.

Темновой ток современных канальных умножителей составляет менее 0.05 импульса за секунду. Максимальное значение выходного тока, при котором еще сохраняется его линейная зависимость от входного тока, для большинства выпускаемых промышленностью КЭУ не превышает 1 мкА, однако есть КЭУ, у которых эта величина составляет 5-10 мкА. В счетном режиме импульс тока, образуемый электронной лавиной, определяется отношением умноженного на коэффициент умножения КЭУ элементарного заряда к длительности лавины и составляет доли миллиампера. После регистрации очередного импульса необходимо некоторое время для деионизации канала, поэтому при работе в счетном режиме максимально допустимая скорость счета не превышает 10^4 - 10^5 с⁻¹.

В принципе все открытые электронные умножители могут работать не только в счетном, но и в токовом режиме, т.е. регистрировать пришедший на коллектор заряд в единицу времени. Но для этого надо применять нано (пико) амперметры. Наиболее чувствительные приборы такого рода, действующие как усилители постоянного тока, позволяют измерять токи на уровне 10^{-13} - 10^{-14} А. Но при этом ток умножителя при регистрации темнового будет определяться коэффициентом умножения. Например, для ВЭУ жалюзийного типа (см. таблицу 2.1) при темновом токе 1 имп/с и коэффициенте умножения 10^6 ток на выходе будет составлять $6 \cdot 10^{-12}$ А, но уже при загрузке $\sim 10^6$ с⁻¹ выходной ток возрастает до 6 мкА. При этом необходимо принимать во внимание максимально допустимый ток, который можно пропускать через диоды (или через непрерывный диод) умножителя, определяемый его сопротивлением. Этот ток питания умножителя должен не менее чем на порядок превышать регистрируемый ток с тем, чтобы избежать серьезных ошибок в определении измеряемого

тока. Допустимый ток питания максимален для ВЭУ жалюзийного типа и составляет порядка 10 мкА, для остальных ВЭУ он значительно меньше, что ограничивает их применение в токовом режиме, так как резко снижается динамический диапазон измеряемых токов.

Умножитель на микроканальных пластинах фактически представляет собой набор каналových умножителей, соединенных параллельно. Микроканальные пластины (МКП), из которых собирают умножители, имеют либо прямоугольную форму, либо форму диска толщиной 0,5-1 мм и изготовлены из свинцового стекла. Эти пластины пронизаны большим количеством цилиндрических микроканалов. Диаметр канала обычно равен 10-50 мкм, а расстояние между каналами – 20-60 мкм. Для исключения влияния ионной обратной связи каналы имеют некоторый наклон относительно поверхности МКП.

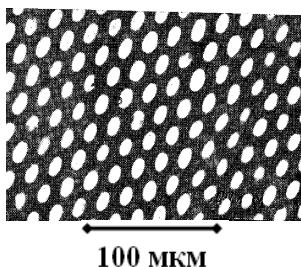


Рис.2.9. Микрофотография поверхности МКП

На рис. 2.9 представлена микрофотография поверхности МКП. В умножителях обычно используются 2 или 3 МКП, которые образуют «шеvronную» сборку (рис. 2.12). Поток излучения падает на поверхность первой пластины. Электронная лавина, образующаяся в каналах первой пластины, попадает на поверхность второй пластины, в каналах которой происходит дальнейшее увеличение электронного потока.

Вышедшие из второй пластины электроны попадают на анод, и сигнал передается в регистрирующее устройство. Делитель R_1 - R_2 задает необходимое распределение потенциалов. Коэффициент усиления для сборки из двух МКП достигает 10^7 .

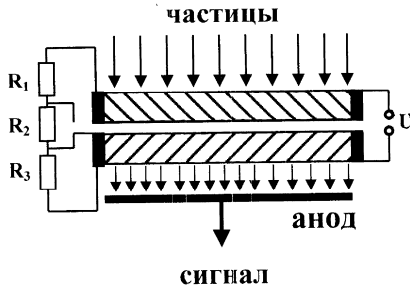


Рис.2.10. Схема умножителя на МКП

Темновой ток составляет приблизительно $1 \text{ имп/с}\cdot\text{см}^2$. Такие усилители могут работать в пикосекундном диапазоне. Умножители на МКП удобны для разработки позиционно-чувствительных детекторов. На рис. 2.11 приведены зависимости от энергии эффективности регистрации МКП протонов (кривая 1), электронов (кривая 2) и фотонов (кривая 3). Фотография умножителя на МКП ВЭУ-7 приведена на рис. 2.12.

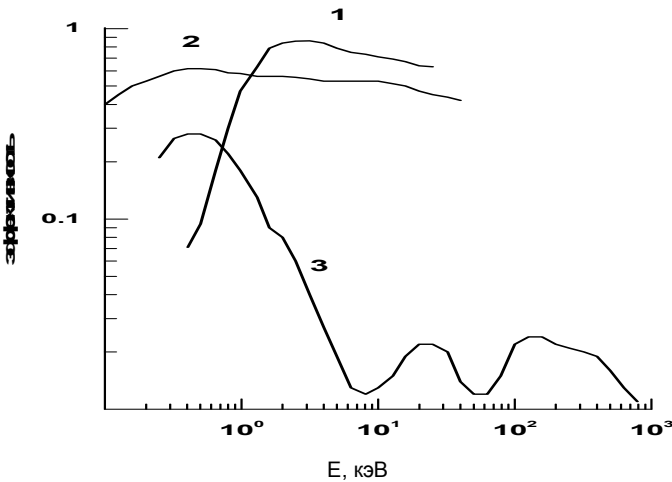


Рис.2.11. Зависимость от энергии эффективности регистрации МКП протонов (1), электронов (2) и фотонов (3)

Влияние магнитного поля на умножители с непрерывным динодом

Влияние магнитного поля на работоспособность умножителей с непрерывным динодом зависит от направления магнитного поля [25].

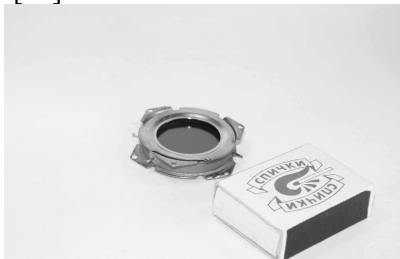


Рис.2.12. Умножитель ВЭУ-7

Так, если магнитное поле направлено перпендикулярно площади входного раструба, характеристики ВЭУ-6 неизменны при полях напряженностью менее 100-150 Гс. Если магнитное поле направлено параллельно оси спирали, то характеристики постоянны при напряженности менее 200-250 Гс. У ВЭУ-7 характеристики постоянны для поля, направленного перпендикулярно входной плоскости, при $B \leq 2400$ Гс, а для поля, направленного параллельно входной плоскости – при $B \leq 1200$ Гс.

Из данных работы [25] можно сделать вывод о том, что при напряженностях магнитных полей менее 50 Гс работоспособность КЭУ сохраняется при всех направлениях магнитного поля относительно умножителя. Но в термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы поля составляют величины от долей до десятка тесла, поэтому использовать эти умножители без специальных экранов, уменьшающих магнитное поле невозможно.

Для того, чтобы использовать столь эффективные как ВЭУ регистраторы потоков частиц для диагностики плазмы в токамаках со значительными магнитными полями, создаваемыми током плазмы вне пределов тороидального соленоида, (которое легко определить по формуле

$B(\Gamma c) = 0,2I_p(A)/R(\text{см})$, где R – расстояние от тороидальной оси тока) можно использовать экранировку магнитного поля.

Как известно, внутри полой сферы из магнитомягкого материала с относительной магнитной проницаемостью μ с внешним и внутренним радиусами соответственно R_2 и R_1 значение индукции поля уменьшается по сравнению с его значением вне сферы B_0 согласно формуле:

$$B = B_0 \frac{1}{1 + \frac{2}{9} \left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^3 \right] \left(\frac{1}{\mu} + \mu - 2 \right)}. \quad (2.1)$$

Если $R_2 - R_1 \equiv \Delta \ll R = (R_1 + R_2)/2$, то при $\mu \gg 1$ (2.1) преобразуется к виду

$$B \approx B_0 \frac{1}{1 + \frac{2}{3} \mu \frac{\Delta}{R}}.$$

Из последней формулы видно, что ослабление поля зависит от толщины экрана и его магнитной проницаемости. В свою очередь, магнитная проницаемость различных ферромагнитных материалов немонотонно зависит от напряженности поля. Так, при поле 1кГс для магнитомягкого материала – ст.3 $\mu \sim 500$ и возрастает до $\mu \sim 1500$ при 10кГс. В то же время при слабых полях порядка десятков гаусс для сплава 80НХС (пермаллой) магнитная проницаемость очень велика – $\mu \sim 1,2 \cdot 10^5$! Поэтому хорошей экранировки от внешнего магнитного поля можно достичь, применив два экрана: внешний из магнитомягкого материала типа ст.3, ст.10 или железа Армко, а внутренний – тонкий из пермаллоя. Необходимо отметить, что высокая магнитная проницаемость этого материала достигается только после его отжига.

В табл. 2.1 приведены сводные данные о параметрах разных вторично-эмиссионных множителей.

При корпускулярной диагностике импульсной плотной плазмы иногда применяют специальные детекторы, описание которых можно найти в [26].

В заключении следует упомянуть недавно появившиеся кремниевые фотодиоды АХUV с тонким защитным слоем для регистрации ультрафиолета и рентгеновского излучения с высокой эффективностью. Эти фотодиоды позволяют также регистрировать протоны, начиная с энергий в сотни эВ, и могут использоваться в корпускулярной диагностике. Описание их конструкции, принципа действия, а также параметры можно найти в [266].

Таблица 2.1. Основные параметры ВЭУ открытого типа

Единицы	С дискретными диодами		КЭУ		МКП шевр. тип	КЭУ (Chann eltron)
	ВЭУ-1	ВЭУ-2	ВЭУ-4	ВЭУ-6	ВЭУ-7	5778
Размеры входа, мм	Ø19		2×6	Ø8	Ø25	Ø1
Габариты, мм	Ø46×125		60×36×15	35×35×20	Ø50×10	45x45
Коэффициент усиления	$10^5 \div 5 \cdot 10^7$	$10^6 \div 5 \cdot 10^7$	$10^7 \div 10^8$	$10^8 \div 10^9$	10^7	$10^5 \div 10^7$
Темновой ток, имп/с	0,3÷3	0,03÷3	0,01÷1		1	5·10 ⁻¹² А при 2000 В
Выходной ток, мкА	5÷15		0,1÷2		15 max	0÷50
Максимальная загрузка, имп/с	≈ 10 ⁸		$3 \cdot 10^4 \div 1,5 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^3 \div 6 \cdot 10^4$	$10^4 \div 10^5$	-
Фактор шума $F = \frac{\psi_{ex}^2}{\psi_{вых}^2}$, где ψ - отношение сигнал-шум.	1,2÷1,4		1÷1,1		1,1÷1,3	-
Фронт нарастания импульса, нс	8÷10		2÷5		≤ 0,5	-
Длительность импульса, нс	≈ 20		2÷30		≤ 1	-
Напряжение питания, кВ	4,0		3,5÷4,0	2,3÷3,5	3,5	2,8-3,5
Максимальная температура прогрева °С	350÷370		170		270÷230	-
Наибольшее давление остаточного газа, Па	≈ 10 ⁻²		$\leq \frac{3 \cdot 10^5}{M}$		$\leq 10^{-3} \div 10^{-4}$	≈ 10 ⁻²

АНАЛИЗАТОРЫ ПОТОКОВ БЫСТРЫХ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ

Для энергетического анализа потоков нейтральных атомов возможно применение времяпролетных методик с последующей регистрацией сигнала по вторичной электронной эмиссии или по другим, вызываемым быстрыми нейтральными атомами эффектам, например, фотолюминесценции. В случае стационарных или квазистационарных плазменных процессов для использования времяпролетных методик необходимо периодическое прерывание потока нейтралов с помощью прерывателей пучка или «чопперов», которые представляют собой вращающиеся диски с прорезями (рис.3.1).

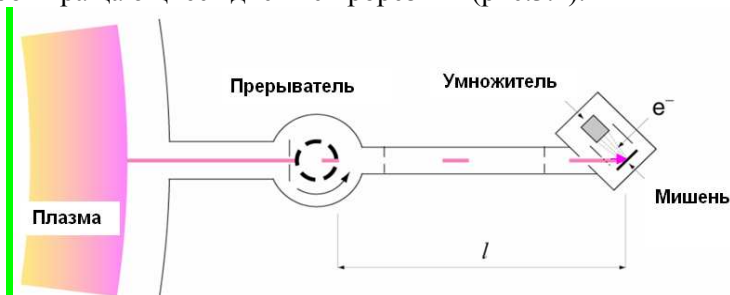


Рис.3.1 Анализатор времяпролетного типа энергетического спектра нейтралов из плазменной установки

Кроме того, как уже упоминалось, коэффициент вторичной электронной эмиссии зависит от энергии частиц и при низких значениях может быть весьма мал. Для достаточно энергетичных частиц возможно применение фотоэмulsionей с последующим анализом образованных треков и другие методы. Однако для нейтральных атомов в диапазоне единиц – десятков килоэлектронвольт наилучшее энергетическое и временное разрешение, а также разрешение по массам получают при

ионизации (конверсии в ионы) нейтральных атомов с последующим анализом образовавшихся ионов в электрических и (или) магнитных полях.

3.1. Методы ионизации (конверсии) потока нейтралов в ионы

Прямая ионизация потока нейтральных атомов *электронным ударом* широко применяется при анализе поверхности твердого тела по распыленным ионным пучком ионам и атомам (метод вторично-ионной масс-спектрометрии ВИМС (SIMS) с ионизацией нейтралов) [27]. В этом случае поверхность облучается ионным пучком, который выбивает из нее атомы и ионы. Распыленные атомы имеют энергии в диапазоне единиц электронвольт, и поэтому прямая ионизация оказывается достаточно эффективной. Действительно, рассмотрим вероятность ионизации потока нейтральных атомов электронным пучком. Вероятность w ионизации потока нейтрала, летящего со скоростью v_a , пучком электронов с плотностью тока j_e на длине L при сечении ионизации σ_i^e примерно может быть оценена как

$$w = (j_e/e) \sigma_i^e \cdot L \cdot (v_a)^{-1} \quad (3.1)$$

Например, при максимальной плотности тока электронов $\sim 10 \text{ А/см}^2$, определяемой эмиссионной способностью вольфрамового катода, вероятность ионизации атома железа с энергией 1 эВ на длине в 1 см согласно (3.1) составляет примерно 3%

Однако для нейтрального атома водорода с энергией $\sim 5 \text{ кэВ}$, представляющего интерес при корпускулярной диагностике горячей плазмы, вероятность ионизации составит всего $\sim 4 \cdot 10^{-5}$. Кроме того следует отметить, что создание интенсивного пучка электронов с относительно низкой энергией, соответствующей максимуму сечения ионизации ($\sim 10^2 \text{ эВ}$), достаточно сложно. Приведенные оценки показывают сложности прямой ионизации электронным ударом эмитируемых плазмой быстрых нейтральных атомов водорода.

Известны примеры использования для этих же целей резонансной перезарядки нейтралов на специально создаваемой

плазменной мишени [28, 29] (сечение такой перезарядки много больше сечения ионизации электронами (см. рис.4.4.)), однако из-за сложности устройства и большого рассеяния нейтралов в такой мишени, подобные конвертеры нейтралов в ионы распространения не получили.

Впервые *анализатор с газовой мишенью* для ионизации частиц перезарядки был предложен в работе [30]. Коэффициент преобразования потока нейтралов в ионы в камере обдирки, т.е. отношение числа попадающих в анализатор ионов к числу попадающих в камеру быстрых нейтралов, зависит как от вероятности преобразования нейтрала в положительно заряженный ион, так и от вероятности попадания этих ионов в анализатор. При прохождении пучка через газовую мишень возможны процессы не только потери, но и захвата электрона. Так, динамика изменения положительно заряженной фракции η^+ (т.е. отношения числа положительно заряженных частиц к суммарному по зарядам числу частиц) двухкомпонентного пучка, состоящего, например, из положительных ионов и нейтральных атомов (что соответствует $\eta^+ + \eta^0 = 1$) вдоль направления распространения z в мишени описывается очевидным уравнением:

$$\frac{d\eta^+}{dz} = \eta^0 \sigma_n - \eta^+ \sigma_3 = \sigma_n - (1 - \eta^+) \sigma_3, \quad (3.2)$$

где σ_n – сечение потери электрона нейтральным атомом, σ_3 – сечение захвата электрона положительным ионом. Решение этого уравнения дает следующую зависимость положительной фракции пучка от пройденного в мишени пути z :

$$\eta^+ = \frac{\sigma_n}{\sigma_n + \sigma_3} \left\{ 1 + \exp \left(- (\sigma_n + \sigma_3) \int_0^z n dz \right) \right\}. \quad (3.3)$$

На бесконечности зарядовая фракция оказывается лишь функцией соотношения зависящих от энергии сечений σ_n и σ_3 , таким образом, при достаточно «толстой» ($(\sigma_n + \sigma_3)nl \gg 1$)

мишени зарядовый состав пучка будет определяться только энергией частиц, что соответствует равновесному зарядовому составу. Кроме процессов захвата и потери электронов частицы анализируемого пучка рассеиваются на атомах (молекулах) мишени, что приводит к изменению углового распределения частиц в пучке (рис.3.2).

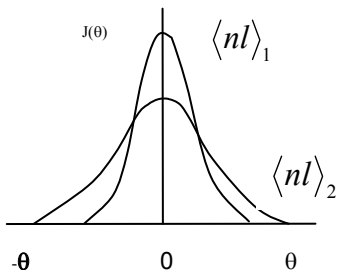


Рис.3.2. Изменение углового распределения в пучке частиц после прохождения мишени с эффективной толщиной

$$\langle nl \rangle_2 > \langle nl \rangle_1$$

однократных соударений $n\sigma_n l \ll 1$.

Эффективность обдирки для камеры длиной L с учетом ослабления пучка за счет рассеяния $F(nl, E)$ можно представить в виде:

$$K_{об} = n\sigma_n(E) L \cdot F(nl, E), \quad (3.4)$$

где $F(nl, E) = \exp\left\{-\int n(z)\sigma_s(\theta, E, M_1, M_2) dz\right\}$.

Здесь $\sigma_s(\theta, E, M_1, M_2)$ – сечение рассеяния, которое в рассматриваемом диапазоне энергий растет с уменьшением энергии и увеличением масс сталкивающихся частиц.

Эффективность обдирки для камеры длиной 5 см [31], представленная на рис.3.3, как и следует из приведенных рассуждений, зависит и от концентрации газа в мишени, и от энергии частиц. Видно, что эффективность обдирки максимальна при энергии нейтральных атомов водорода порядка 10 кэВ и

быстро падает при энергиях менее 1 кэВ. Нижняя граница обдирки нейтральных атомов водорода в газовой мишени ~ 200 эВ. Кроме того, существует вероятность не только потери электрона нейтральным атомом, но и захвата дополнительного электрона, поэтому после камеры обдирки в потоке присутствуют нейтральные, положительно и отрицательно заряженные частицы.

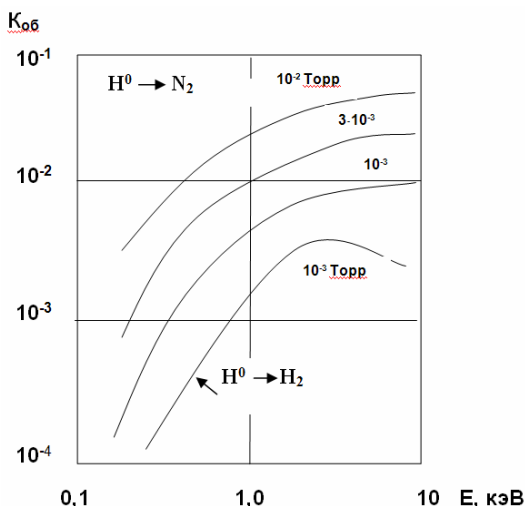


Рис.3.3. Эффективность конверсии (обдирки) нейтральных атомов водорода в протоны в зависимости от энергии при разных давлениях в камере обдирки. Три верхние кривые относятся к обдирке в азоте, нижняя – в водороде

Для увеличения эффективности обдирки иногда применяют импульсные газовые мишени с давлением до 0,1 Торр [32, 33]. Время существования такой мишени не превышает нескольких миллисекунд, поэтому такие анализаторы не нашли широкого применения на современных термоядерных установках, длительность разряда в которых может составлять десятки секунд и даже минут. Для того, чтобы рабочий газ не поступал в вакуумный объем установки и в область электростатического анализатора и детектора, площадь входной и выходной щелей газовой мишени приходится делать достаточно малой (порядка

нескольких десятых квадратного сантиметра) и применять дифференциальную высоковакуумную откачку.

В ФТИ им.А.Ф.Иоффе в Санкт Петербурге были разработаны многочисленные модификации анализаторов нейтралов перезарядки с газовыми мишенями [34,35], которые нашли применение практически на всех крупных термоядерных установках, как в нашей стране, так и за рубежом. Конкретные схемы анализаторов будут приведены ниже.

Основным недостатком анализатора с газовой мишенью является необходимость применения дифференциальной откачки, что увеличивает размеры прибора и усложняет его эксплуатацию. Чувствительность прибора оказывается малой из-за малых площадей входной и выходной диафрагм.

Анализатор, свободный от указанных недостатков, был предложен в работах [36,37] – это **анализатор с твердой мишенью (АТМ)**. Обдирку (точнее получение заряженных фракций) быстрых нейтральных атомов можно производить не только на газовых, но и на твердотельных мишенях. Если использовать тонкую фольгу, потери энергии в которой для частиц анализируемого пучка оказываются много меньше их энергии, то после фольги энергетическое распределение для начального монохроматического пучка оказывается достаточно узким (квазимонохроматическим), и такую тонкую фольгу можно использовать для анализа энергетического спектра по образующимся при взаимодействии с фольгой ионным фракциям. Это особенно удобно для легких ионов с энергиями, для которых коэффициент распыления материала фольги мал, поэтому фольги могут выдерживать большие дозы облучения. Из-за большого сечения захвата ($2-3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$) и потери ($\sim 10^{-16} \text{ см}^2$) электронов в диапазоне энергий единицы-десятки килоэлектронвольт зарядовое распределение устанавливается при прохождении частицами всего лишь нескольких атомных слоев (см.(3.2)). Поэтому зарядовое распределение в пучке для данных энергий не зависит от толщины фольги, а определяется лишь энергией покинувших ее частиц. Особенно удобными оказались углеродные пленки: аморфная [36] или алмазоподобная [38], толщину которых удалось довести до 50 Å (а в некоторых случаях и даже меньше). Поэтому в дальнейшем в качестве

конвертеров нейтралов в ионы рассматриваются только углеродные (в том числе алмазоподобные) пленки толщиной 50 – 100 Å.

Обычно читатель с трудом может представить размер в 50 Å. Однако все знают, что вирус – это что-то очень маленькое.

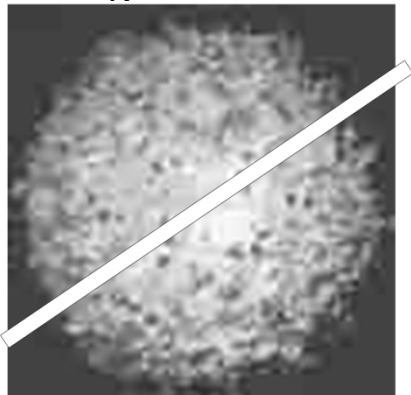


Рис.3.4. Микрофотография вируса гриппа (диаметр 1200 Å) и схематическое изображение мишени толщиной 50 Å (светлая полоса)

Для сравнения на рис.3.4 приведена микрофотография вируса гриппа (диаметр – 1200 Å) и схематическое изображение мишени толщиной 50 Å. Таким образом, толщины используемых в анализаторах мишеней в 12-24 раза меньше диаметра вируса гриппа. Конечно, надо иметь в виду, что свободными фольги такой толщины с заметной площадью сделать нельзя, для анализа используются пленки на мелкоструктурных сетках с размером ячейки в несколько десятков микрон. Прозрачность таких металлических сеток составляет 60-70%.

В анализаторе с твердотельной мишенью (АТМ) никаких принципиальных ограничений на ее размер не существует. Поэтому, увеличивая площадь мишени, можно заметно увеличить чувствительность анализатора. Так, в [39] указывается, что чувствительность АТМ превосходит чувствительность анализатора с газовой мишенью на один-два порядка величины. На рис.3.5 показан энергетический спектр протонов после фольги, облученной моноэнергетическим потоком нейтральных атомов водорода, а на рис.3.6 – зарядовые фракции в прошедшем через

углеродную фольгу пучке в зависимости от энергии падающих частиц для ионов водорода и гелия.

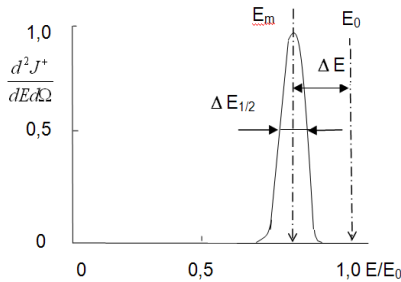


Рис.3.5. Энергетический спектр протонов после прохождения тонкой фольги

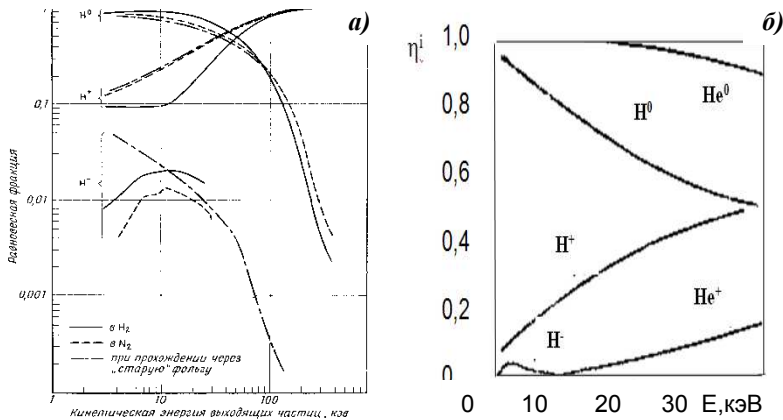


Рис.3.6. Равновесное распределение по зарядам для пучка ионов водорода в диапазоне 1-1000 кэВ а) прошедших через «равновесную» газовую мишень в камере обдирки, наполненную водородом или азотом, а также через фольгу, покрытую сорбированным газом [1], б) при прохождении через углеродную фольгу ионов водорода и гелия в характерном для корпускулярной диагностики диапазоне энергий [42]

В первом приближении удельные потери энергии dE/dx в тонких углеродных фольгах линейно зависят от скорости частиц (вплоть до энергий $\sim 15-20$ кэВ),

$$dE/dx \equiv \varepsilon = k\sqrt{E}, \quad (3.5)$$

поэтому сдвиг максимума спектра после фольги ΔE по сравнению с начальной энергией E_0 (или потери энергии) одинаков для различных изотопов водорода с равной скоростью и может быть представлен в виде:

$$\Delta E = \int_0^L \left(\frac{dE}{dx} \right) dx,$$

где L – толщина фольги. Используя для фольги известной толщины значение тормозной способности k , можно определить сдвиг спектра ионов $\Delta E \approx k L \sqrt{E}$.

Ширина энергетического распределения, как показал анализ [40], в основном определяется флуктуациями толщины фольги. Действительно, если предположить, что число осажденных в произвольной точке фольги атомов углерода при вакуумном их напылении подчиняется закону Пуассона, то, используя (3,5) легко получить для полуширины спектра выражение:

$$\Delta E_{1/2} = E_m 4\sqrt{\ln 2} \cdot k \left(\frac{L \cdot a}{M_1 E} \right)^{1/2}, \quad (3.6)$$

где L – средняя толщина фольги, a – межатомное расстояние, M_1 – масса тормозящихся атомов. Таким образом, разрешающая способность фольги по энергии $R_E = E_m / \Delta E_{1/2}$ растет обратно пропорционально тормозной способности вещества фольги для данных ионов, т.е. изменяется как корень из энергии и падает с ростом толщины фольги. Для различных изотопов водорода из (3.6) следует, что для дейтерия и трития разрешение лучше, чем для протия.

Тщательный анализ различных факторов, приводящих к уширению спектра частиц после фольги, проведенный на основании решения кинетического уравнения [41] с учетом возможных флуктуаций потерь энергии частицами в фольге и искривления их траекторий позволил получить точное выражение для полуширины энергетического спектра частиц после прохождения ими слоя вещества толщиной L и флуктуацией толщины ΔL , соответствующей дисперсии в распределении фольги по толщине z :

$$F(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta L} \exp\left\{-\frac{(L-z)^2}{2(\Delta L)^2}\right\}$$

При падении пучка по нормали к фольге выражение для полуширины энергетического спектра частиц после ее прохождения

имеет следующий вид:

$$\Delta E_{1/2} \cong 2\sqrt{2\ln 2} \cdot a\sqrt{E_0} \left\{ (\Delta L)^2 + \frac{\langle \varepsilon^2(E_0) \rangle}{[\varepsilon(E_0)]^2} L + \frac{\langle \Theta^2(E_0) \rangle^2}{360} L^4 \right\}^{1/2}. \quad (3.7)$$

В этой формуле $\langle \varepsilon^2(E_0) \rangle$ - средний квадрат энергии, потерянной частицей на единицу длины пути, $\langle \Theta^2(E_0) \rangle$ - средний квадрат угла рассеяния частицы на единице длины пути.

Эксперименты по прохождению легких ионов через тонкие фольги и компьютерное моделирование с помощью программ Монте-Карло показали хорошее качественное соответствие зависимости относительной полуширины спектров от начальной энергии и массы изотопов водорода в формуле (3.6) именно для тонких фольг 50-100 А. Для более толстых фольг необходимо учитывать также и статистический характер потерь энергии в веществе в соответствии с (3.7).

Попытаемся на основе простых степенных аппроксимаций найти качественное описание эффективности регистрации с помощью дисперсионного электростатического анализатора потока нейтральных атомов I_0 , конвертируемого в положительные ионы тонкой фольгой. Экспериментальный анализ угловых распределений частиц после прохождения ими фольги позволяет аппроксимировать интенсивность рассеяния на нулевой угол зависимостью от энергии вида:

$$J_0 = I_0 k_\Omega E^{-\nu}, \quad (3.8)$$

где $\nu \approx 2$. Самая простая аппроксимация положительной зарядовой фракции (рис.3.6б) может быть представлена в виде

$$\eta^+(E) = k_\eta \cdot E^\mu, \quad (3.9)$$

где $k_\eta \approx 0.08$, $\mu \approx 0,5$, а E выражено в кэВ. Положим, что амплитуда попадающего на вход энергоанализатора после камеры обдирки ионного тока J^+ может быть приближенно выражена через интенсивность рассеяния на нулевой угол J_0 , зарядовую фракцию и полуширину энергетического спектра

$J^+ \approx J_0 \eta^+(E) / (\Delta E_{1/2})$. Учитывая (3.8), (3.9), а также зависимость от энергии аппаратной функции дисперсионного электростатического анализатора (1.30) $J_m^+ = J^+ / (\rho_w \varpi)$, окончательно получим:

$$\frac{J_m^+}{I_0} = \frac{k_\Omega E^v k_\eta E^\mu E \rho_w \varpi M_1^{1/2}}{4\sqrt{\ln 2} k L^{1/2} a^{1/2} E^{1/2}} = \frac{K_f \rho_w \varpi M_1^{1/2}}{k L^{1/2}} E^{v+\mu+1/2}, \quad (3.10)$$

где $K_f = k_\Omega k_\eta (a^{1/2} 4\sqrt{\ln 2})^{-1}$. Полагая в соответствии с указанными выше аппроксимациями экспериментальных данных $v \approx 2$, $\mu \approx 0,5$, получаем кубическую зависимость эффективности регистрации от энергии и корневую зависимость от массы изотопа $J_m^+ / I_0 \propto M_1^{1/2} E^3$.

В приложении 1 приведен более тщательный и аккуратный анализ эффективности регистрации нейтральных атомов водорода с помощью фольгового конвертера, который позволяет определить эффективность в более широком энергетическом интервале.

На рис.3.7 представлены результаты сравнения с экспериментальными данными расчетной эффективности регистрации нейтральных атомов водорода анализатором с фольговым конвертером, определенной по приведенным в приложении 1 формулам, а также нормированной к значению эффективности при $E = 20$ кэВ соответствующей формуле (3.10) кубической зависимости от E . Из рисунка видно, что результаты более точных расчетов хорошо описывают экспериментальные данные в диапазоне энергий частиц от 100 эВ до 60 кэВ, а приближенные оценки по формуле (3.10) качественно соответствуют зависимости эффективности регистрации от энергии. Там же приведены значения эффективности регистрации для отражательного конвертера, о котором пойдет речь ниже.

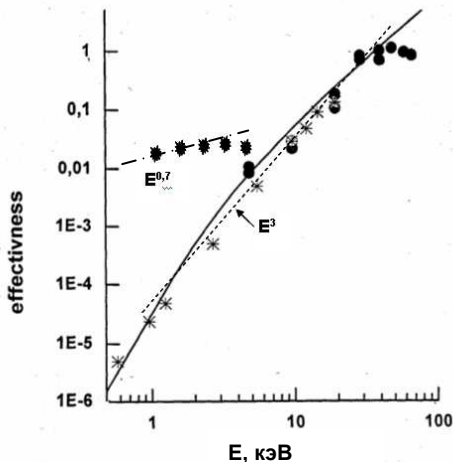


Рис. 3.7. Эффективность анализаторов с твердотельными конвертерами нейтральных атомов водорода в положительно заряженные ионы в зависимости от энергии регистрируемых частиц. Сплошная кривая – анализатор с фольговой мишенью, пунктир – зависимость E^3 . «Лохматые» точки – анализатор с отражательным конвертером, штрих-пунктир – зависимость $E^{0.7}$

При *отражении атомов водорода от* поверхности твердого тела также происходит ионизация части атомов. Анализатор, работающий на этом принципе, был предложен в [43], но он не нашел практического применения. Однако в тех случаях, когда просмотр нужной области плазмы затруднен из-за конструктивных особенностей установки, можно использовать рассеяние потока частиц перезарядки от металлической поверхности для того, чтобы направить его в АТМ [44]. При расчете эффективности регистрации в этом случае необходимо учесть как зависимость коэффициента отражения от энергии частиц, так и изменение их энергии [45,46].

Рассмотрим эффективность регистрации нейтралов в случае применения *отражательных конвертеров*. При отражении частиц от поверхности происходит не только изменение зарядового состава пучка, но также рассеяние частиц и потери ими энергии в веществе мишени. При скользящем падении пучка на мишень с большим атомным номером M_2 частицы отражаются в основном вблизи угла зеркального отражения и формируют

узкий энергетический спектр (см. рис.3.8 а, б), что и позволяет использовать отражательные конвертеры в аналитических цепях.

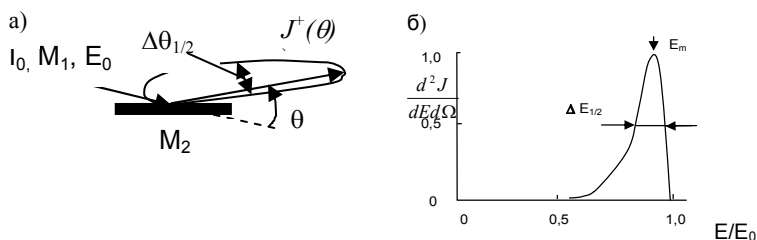


Рис. 3.8. Основные характеристики отражения легких ионов от поверхности твердого тела при скользящем падении пучка: а) угловое распределение отраженных ионов $J^+(\theta)$ при скользящем падении пучка на мишень: $\Delta\theta_{1/2}$ – полуширина углового распределения, J_m – интенсивность отраженного потока в максимуме углового распределения, б) энергетический спектр ионов, отраженных на малый угол

Исследование закономерностей отражения легких ионов (водорода, гелия) от поверхности твердых тел [45] показали, что относительная полуширина энергетического спектра отраженных частиц $\Delta E_{1/2}/E_m$ в диапазоне энергий единицы – десятки килоэлектронвольт линейно растет с увеличением начальной энергии ($\Delta E_{1/2}/E_m = k_R E_0$), атомного номера материала мишени M_2 и падает с ростом угла рассеяния θ . Такое поведение спектров отражает конкуренцию процессов торможения частиц при проникновении в глубь мишени и их рассеяние от ее атомов. Потери энергии происходят в основном за счет торможения на электронах, а многократное рассеяние определяется сечением упругого рассеяния на атомах мишени, которое растет с увеличением атомных номеров взаимодействующих частиц и быстро падает с ростом энергии и угла рассеяния. Таким образом, малоугловое рассеяние легких ионов от мишени с большим атомным номером похоже на их прохождение через тонкий слой вещества (как в случае с фольгами). Однако в отличие от фольговых конвертеров разрешение по энергии с ее уменьшением не падает, а возрастает. Электронный обмен между поверхностью твердого тела и взаимодействующим с ним атомом значительно сложнее, чем в случае прохождения через тонкие фольги, так как частица значительно большее время проводит вблизи поверхности на подлете к ней и при вылете.

Поэтому зарядовый состав отраженного пучка сильно зависит не только от энергии частиц и углов вылета, но и от электронной структуры поверхности [45]. Тем не менее, в случае использования отражательных конвертеров, на поверхности, которая не подвергалась специальной процедуре очистки, будут точно такие же адсорбированные слои, как и на поверхности помещенной в ту же установку тонкой фольги. В этом случае, как и для фольг, зарядовый состав не зависит от угла вылета частиц из фольги, а определяется лишь энергией, с которой частицы покидают поверхность, и в большинстве случаев, соответствует данным, измеренным на фольгах (рис.3.6).

Оценим подобно тому, как это мы делали для фольг, эффективность регистрации нейтралов электростатическим анализатором с отражательным конвертером.

Полагая в соответствии с экспериментальными данными, что максимум интенсивности в угловом распределении отраженных частиц J_0 обратно пропорционален квадрату полуширины этого распределения $J_0 = k_{RS}(\theta_{1/2})^{-2}$ [47], учитывая, что полуширина энергетического распределения линейно зависит от энергии ($\Delta E_{1/2}/E_0 \approx k_R E_0$), и затем представляя максимум энергетического спектра отраженных ионов, как и в случае фольг, в виде $J_m^+ \approx J_0 \cdot \eta^+(E) / (\Delta E_{1/2})$, получим:

$$J_m^+ \approx I_0 k_{RS}(\theta_{1/2})^{-2} \cdot \eta^+(E) / k_R E_0$$

Из экспериментов [47] также следует, что полуширина углового распределения отраженных ионов частиц может быть аппроксимирована степенной функцией от энергии

$$\theta_{1/2} = k_0 E^{-\beta}, \quad (3.11)$$

где β для гладких поверхностей из материалов с разным атомным номером лежит в интервале $0,08 < \beta < 0,15$. Используя зависимость полуширины углового распределения от энергии (3.11), степенную зависимость от энергии положительной зарядовой фракции (3.9) и, учитывая аппаратную функцию анализатора по (1.30), окончательно имеем:

$$\frac{J_m^+}{I_0} = \frac{k k_\eta E^\mu E^{2\beta} \rho_w \varpi}{k_\theta k E_0} \approx K_M E^{\mu+2\beta}. \quad (3.12)$$

Полагая $\mu \approx 0,5$, $\beta \approx 0,1$, получим

$$\frac{J_m^+}{I_0} \propto E^{0,7},$$

т.е зависимость эффективности регистрации от энергии для отражательного конвертера значительно слабее, чем в случае тонких фольг.

В качестве примера на рис.3.9 приведены зависимости эффективности регистрации потока нейтральных атомов водорода и полуширины энергетического распределения отраженных протонов при использовании отражательного конвертера из мишени с напыленным тонким слоем золота и электростатического энергоанализатора с большой светосилой и энергетическим разрешением $\rho_w = 0,06$ при характерных углах падения 85° (угол скольжения равен 5°) и угла отражения $\sim 7^\circ$ [47].

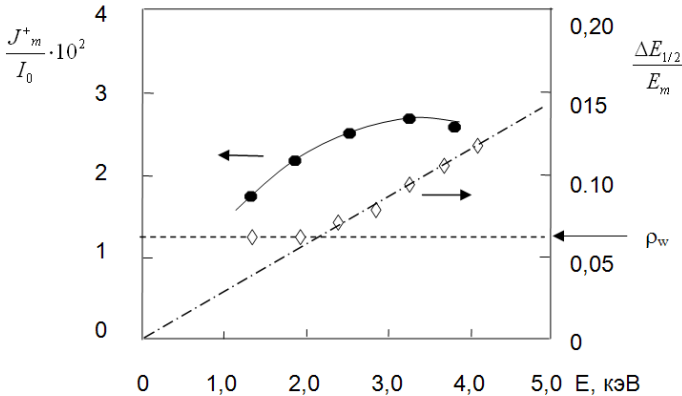


Рис.3.9. Эффективность регистрации нейтральных атомов водорода и относительная ширина регистрируемого спектра для электростатического энергоанализатора с отражательным конвертором из металлической пластины с напыленным слоем золота. Угол скольжения -5° , угол рассеяния $8 \pm 2^\circ$. Разрешение по энергии анализатора $\rho_w = 0,06$.

Сравнение с приведенной на рис.3.7 эффективностью регистрации АТМ с углеродной фольгой показывает, что в

диапазоне энергий ниже ~ 5 кэВ эффективность отражательного конвертера может быть выше (причем при энергиях ниже ~ 1 кэВ значительно выше).

Следует также заметить, что путем изменения электронных свойств поверхности конвертера, например, за счет нанесения цезия на поверхность вольфрама, можно значительно увеличить фракцию отраженных от него отрицательно заряженных ионов водорода (до 40 % при энергиях 2-5 кэВ [45]) и, тем самым, резко увеличить эффективность регистрации нейтральных атомов водорода при низких энергиях, анализируя спектры ионов H^+ . Однако поддержание субмолекулярного слоя атомов цезия на поверхности достаточно сложно, поэтому такие конвертеры в диагностике плазмы применения не получили.

3.2. Схемы анализаторов потоков нейтралов

Схема первого анализатора нейтралов перезарядки с использованием обдирки на газовой мишени [30], представлена на рис.3.10. Поток частиц из плазмы через входную щель s_1 попадает в анализатор. Для того, чтобы устранить из потока заряженные частицы, его пропускают через электростатический конденсатор K_1 .

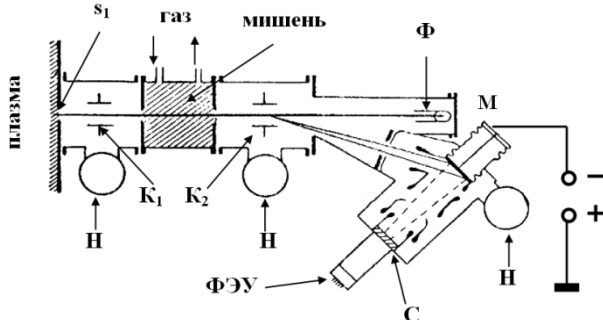


Рис. 3.10. Схема анализатора нейтралов с газовым конвертером (обдирочной мишенью)

Затем поток частиц попадает в газовую мишень, в которой нейтральные частицы ионизируются. После газовой мишени ионы анализируются в электростатическом анализаторе с плоскопараллельными пластинами K_2 и регистрируются детектором Дейли, состоящим из мишени M , устройства, фокусирующего на сцинтиллятор C электроны и

фотоумножителя ФЭУ. В качестве рабочего газа в газовой мишени обычно используется азот при давлении 10^{-4} - 10^{-3} Торр, иногда применяется и гелий. В такой мишени ионизация (или обдирка) атомов водорода происходит за счет однократного столкновения с атомами мишени. В изображенном на рис.3.10 приборе использованы три высоковакуумных насоса H . Цилиндр Фарадея Φ применяется во время калибровки прибора на отдельном стенде.

Схема анализатора атомных частиц с твердой мишенью (АТМ) представлена на рис.3.11. Поток частиц перезарядки из плазмы (H^0) через входной патрубок 1 и диафрагму 2 попадает на твердую мишень 3 – углеродную фольгу толщиной ~ 50 Å.

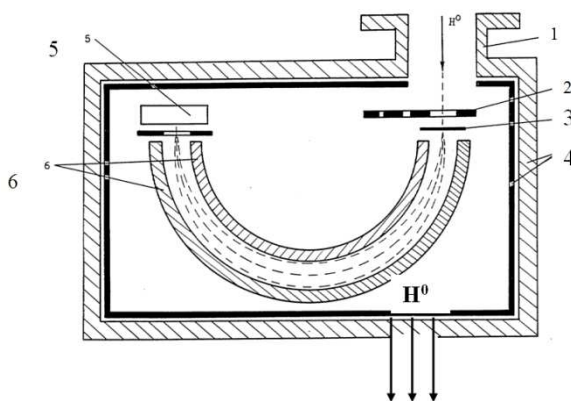


Рис. 3.11. Анализатор атомных частиц с твердой мишенью: 1 - входной патрубок, 2 - диафрагма, 3 - мишень, 4 - магнитный экран, 5 - электростатический анализатор, 6 - детектор

Ионы, вышедшие из мишени, анализируются по энергиям при помощи электростатического анализатора 5 и регистрируются детектором 6. Для защиты анализатора от воздействия рассеянных магнитных полей установки все устройство помещено в двойной магнитный экран 5, который одновременно является и вакуумным объемом. Предварительная откачка анализатора производится отдельным насосом, а основная – через рабочий объем камеры.

Анализатор, изображенный на рис.3.11, дает возможность измерять только энергетический состав потока частиц

перезарядки. Схема АТМ, позволяющего осуществлять анализ потока частиц перезарядки не только по энергиям, но и по массам, приведена на рис.3.12 [39].

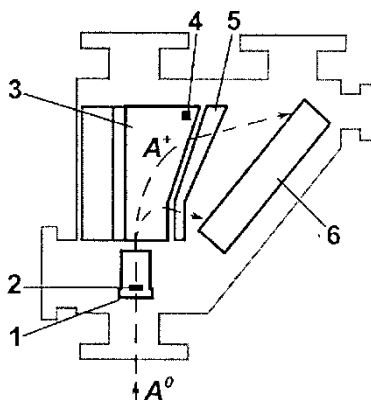


Рис. 3.12. Анализатор атомных частиц с твердой мишенью, позволяющий анализировать поток частиц перезарядки по массам. 1 – блок мишени, 2 – мишень, 3 – магнитный анализатор, 4 – датчик Холла, 5 – электростатический анализатор, 6 – позиционно-чувствительный детектор

Поток частиц перезарядки A^0 попадает в блок мишени 1 и проходит через твердую мишень 2. Для увеличения эффективности регистрации в области малых энергий на мишень подается ускоряющее ионы напряжение +5 кВ. Анализ по массам осуществляется магнитным анализатором 3, а по энергиям – электростатическим анализатором 5. В результате прохождения магнитного и электростатического анализатора ионы с разной массой отклоняются в перпендикулярном к плоскости рисунка направлении, а ионы с разной энергией – в плоскости рисунка. Детектирование ионов осуществляется позиционно-чувствительным детектором 6, состоящим из набора КЭУ, расположенных в два ряда – для регистрации протонов и дейтронов. Датчик Холла 4 позволяет контролировать напряженность магнитного поля в зазоре магнитного анализатора.

Так же, как и в случае анализа ионов плазмы в собственном магнитном поле установки (см. главу 2), возможен анализ нейтралов с обдиркой на твердотельном конвертере (фольге) с последующим анализом заряженных фракций по импульсам в собственном поле установки. Заманчивость такого предложения в том, что анализатор

получается исключительно простым и компактным и может быть расположен в различных частях разрядной камеры. Разработка этого подхода [48] показала, что с применением прерывателя потока нейтралов в виде вращающегося диска можно даже измерять энергетические спектры нейтралов, эмитированных из разных сечений плазменного шнура.

На рис.3.13 приведена схема анализатора нейтралов, предложенного для реактора ИТЭР [49]. Так как в ИТЭРе предстоит осуществлять контроль плазмы в стадии термоядерного горения, при которой наряду со всеми изотопами водорода в плазме присутствуют также ионы гелия (в реакциях DT синтеза образуются альфа-частицы с энергией 3,52 МэВ), то комплекс корпускулярной диагностики включает в себя два прибора: анализатор энергий нейтральных атомов с энергиями 10-200 кэВ и анализатор для атомов гелия с энергиями 0,1-4,0 МэВ. Оси анализаторов пространственно разделены, поэтому они могут работать независимо. В обоих случаях для обдирки нейтралов предусмотрены тонкие графитовые пленки. Однако для обеспечения равновесного распределения по зарядам после фольги (см. формулу (3.3)) высокоэнергетичных ионов и атомов гелия применяется более толстая фольга (~30 нм). С целью повышения отношения сигнал/шум при анализе атомов водорода, спектр которых имеет максимум именно в области низких энергий (см. главу 4), в анализаторе 2 ионные фракции после фольги ускоряются за счет подачи на фольгу положительного потенциала до 100 кВ.

Анализаторы положительных ионных фракций представляют собой последовательную комбинацию сепарирующего магнитного поля и электростатического. Такая комбинация позволяет разделить поток частиц по массам и энергиям. (Действительно, в магнитном поле по одной траектории движутся ионы с постоянным значением $(ME)^{1/2}/Z$, в то время как в электрическом – с постоянным значением E/Z). Поэтому после электростатического поля ионы с одинаковым импульсом, но разной массой окажутся сфокусированными в разных точках. Для гелиевого анализатора такая комбинация полей позволяет расширить диапазон измерения энергий за счет независимого детектирования содержащейся в пучке после фольги фракции дважды заряженных ионов He^{++} (однозарядные и двухзарядные

ионы детектируются двумя наборами детекторов, смещенных относительно друг друга по вертикали). В анализаторе изотопов водорода пространственно размещены детекторы соответственно для ионов протия, дейтерия и трития. С тем, чтобы уменьшить влияние сильного нейтронного и гамма-излучений, в качестве детекторов предложено использовать микронной толщины сцинтилляторы CsI в комбинации с малогабаритными ФЭУ. Чувствительность таких детекторов к нейтронам очень мала ($\sim 10^{-7}$ имп/нейтрон).

Прежде, чем переходить к результатам измерений на плазменных установках, кратко подытожим результаты рассмотрения анализаторов и детекторов, проведенного в трех первых главах, с точки зрения правильной интерпретации выходного сигнала при регистрации энергетического распределения в потоке нейтралов. В принципе, необходимо учитывать три искажения, вносимые различными элементами анализатора, в истинное распределение по энергиям в первичном потоке частиц. Первое, при преобразовании потока нейтралов с помощью конвертера в заряженные частицы необходимо учитывать зависимость коэффициента преобразования от энергии частиц. Для газовой мишени – это эффективность обдирки $K_{об}(E)$ (см., например рис.3.3) или эффективность преобразования первичного потока нейтралов на твердотельных мишенях в регистрируемые анализатором заряженных частиц ионы. Второе, учет аппаратной функции анализатора заряженных частиц предполагает процедуру деления на энергию частиц (см.(1.30)) или импульс в зависимости от того, используем ли электростатический или магнитный анализатор. Третье, необходимо учитывать зависимость от энергии эффективности детектора $K_{дет}(E)$ (см. например, рис.2.10). Поэтому корректное определение энергетического спектра нейтралов по выходному сигналу анализатора предполагает учет всех трех факторов. Так, например, при использовании в анализаторе нейтралов электростатического энергоанализатора с камерой обдирки на входе и вторично-электронным множителем в качестве детектора истинное распределение нейтралов по энергиям $F(E)$ приближенно может быть найдено по выходному сигналу $J(W)$ следующим образом:

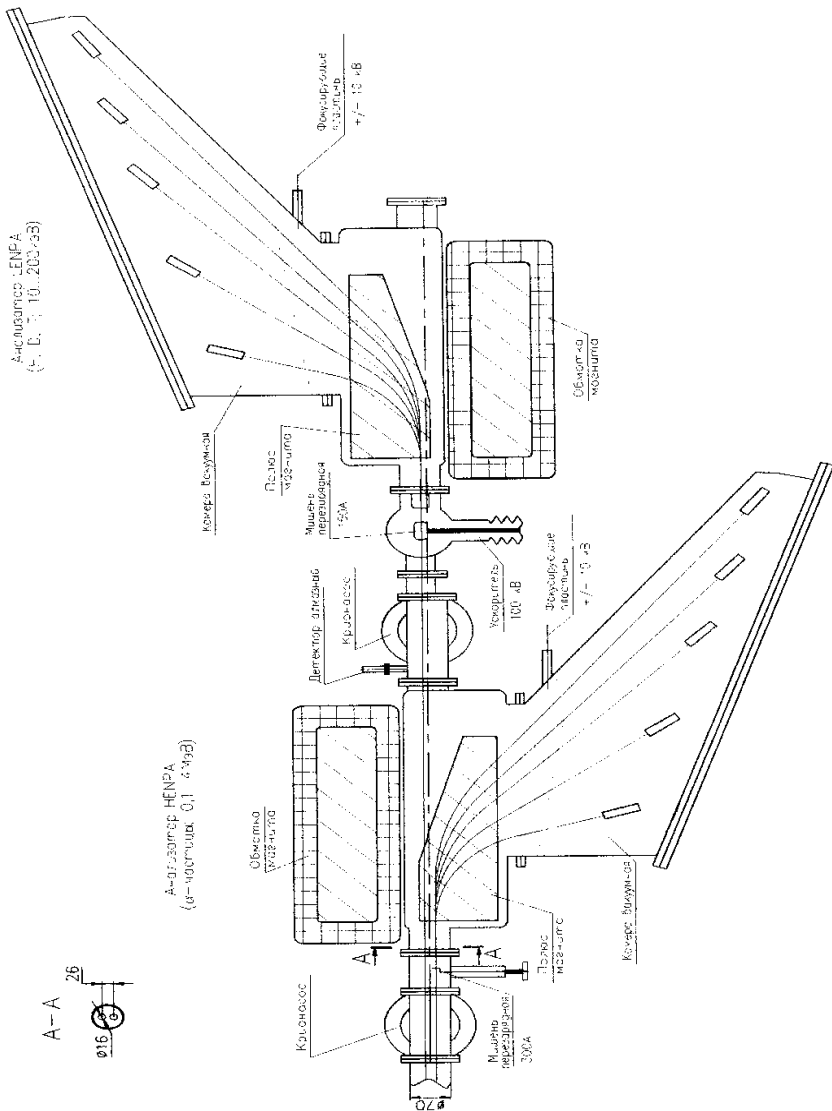


Рис.3.13. Проект анализатора нейтралов для ИТЭР

$$f(E) \approx \frac{J(W)}{K_{\text{об}}(E)\gamma(E)\rho_w WK_{\text{дем}}(E)}, \quad (3.13)$$

где $\gamma(E)$ – амплитуда аппаратной функции (отношение сигнала анализатора ионов к входному току), ρ_w – разрешающая способность анализатора.

В случае, если нейтралов анализатор непосредственно откалиброван на пучке нейтральных атомов известной массы и энергии, следует использовать соответствующую калибровочную кривую (эффективность анализатора), см.рис.3.7.

КОРПУСКУЛЯРНАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ В УСТАНОВКАХ С МАГНИТНЫМ УДЕРЖАНИЕМ

Для понимания процессов, происходящих в плазме, необходимы сведения о ее ионной температуре. Метод корпускулярной диагностики является одним из основных методов измерения ионной температуры плазмы в термоядерных установках с магнитным удержанием.

В результате перезарядки ионов плазмы на атомах и рекомбинации образуются быстрые нейтральные частицы, энергетическое распределение которых совпадает со спектром ионов плазмы. Нейтральные частицы не удерживаются магнитным полем. Измерив энергетический спектр выходящих из плазмы нейтральных частиц (атомов перезарядки), можно восстановить энергетический спектр ионов плазмы

Для определения энергии атомов перезарядки они анализируются по времени пролета или ионизируются тем или иным способом и образовавшиеся при этом ионы анализируются по энергиям и массам в электростатических или магнитных анализаторах, как описано в гл.3.

Методы корпускулярной диагностики делятся на *пассивные* и *активные*. В пассивных методах используются потоки частиц перезарядки, образовавшиеся в самой плазме, и поэтому в анализатор попадают лишь нейтральные атомы, образовавшиеся в областях плазмы, расположенных вдоль линии наблюдения. Таким образом, пассивные методы позволяют определять ионную температуру, усредненную с некоторым весом вдоль линии наблюдения.

В активных методах [29,50] в плазму инжектируется поток атомов, который создает в выбранной области плотность нейтральных частиц, превышающую плотность атомов, проникающих в нее извне и образующихся за счет рекомбинации. В этом случае в анализатор попадают частицы как из областей

вдоль всей линии наблюдения «пассивный» сигнал, так и из области пересечения линии наблюдения с линией, вдоль которой инжектируются нейтральные частицы «активный» сигнал. Если удастся выделить «активный» сигнал на фоне «пассивного», активная корпускулярная диагностика позволяет определять локальные характеристики плазмы.

В настоящем издании особенности пассивной корпускулярной диагностики для измерения ионной температуры в установках токамак будут рассмотрены более подробно как первичные и наиболее простые для реализации. Методы активной корпускулярной диагностики будут рассмотрены лишь бегло ввиду большого разнообразия этих методов и ограниченного объема издания. С другими возможностями применения этих методов можно ознакомиться в работах [29, 34, 35].

Методы корпускулярной диагностики все время совершенствуются, появляются все новые и новые области их применения, и поэтому любой обзор устаревает прежде, чем он будет опубликован. У читателя остается только одна возможность следить за прогрессом в этой области – изучать текущие научные публикации.

4.1. Потоки эмитируемых плазмой атомов перезарядки

Как указывалось выше, методы пассивной корпускулярной диагностики позволяют анализировать энергетическое распределение потока частиц перезарядки, выходящего из плазмы вдоль выбранного направления (линии наблюдения). Перемещая линию наблюдения перпендикулярно вертикальной оси установки, можно получить информацию о потоках частиц перезарядки, образовавшихся на разных расстояниях от магнитной оси, и, тем самым, определить радиальное распределение ионной температуры плазмы. Одной из особенностей конструкции токамака является то, что используемые для диагностики патрубки, расположены в промежутках между катушками тороидального магнитного поля. Поэтому обычно измеряются только потоки частиц, которые вылетают из плазмы в пределах малого угла относительно направления перпендикулярного тороидальной магнитной оси, т.е. потоки частиц, продольная по

отношению к тороидальному направлению скорость которых много меньше их поперечной скорости.

Рассмотрим энергетическое распределение нейтралов, формирующееся вдоль некоторого направления наблюдения в результате перезарядки ионов плазмы на «холодных» нейтральных атомах. Кинетическое уравнение для функции распределения образовавшихся в результате перезарядки быстрых нейтралов f_0 в этом случае имеет вид:

$$\frac{df_0}{dt} = \frac{\partial f_0}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial f_0}{\partial r} = I,$$

где I – интеграл столкновений, который для данного процесса может быть представлен в виде:

$$I = \int d^3\bar{v}_a f_a(\bar{v}_a) |\bar{v}_0 - \bar{v}_a| \sigma_{cx}(\bar{v}_0 - \bar{v}_a) f(\bar{v}). \quad (4.1)$$

Здесь $f(\bar{v})$ – функция распределения по скоростям ионов, $f_a(\bar{v}_a)$ – функция распределения по скоростям нейтральных атомов, на которых происходит перезарядка, по скоростям \bar{v}_a , σ_{cx} – сечение перезарядки, зависящее от соотношения скоростей сталкивающихся частиц.

Так как при перезарядке скорость частиц практически не меняется, то для плотности потока образовавшихся быстрых нейтралов, летящих в заданном направлении x в узком интервале скоростей $d^3\bar{v}_a$, можно написать:

$$dj_x = f_0 v_x d^3\bar{v}_a = f_0 v_x v^2 dv d\Omega. \quad (4.2)$$

В стационарном случае ($\frac{\partial f_0}{\partial t} \equiv 0$) из (4.1) и (4.2) для плотности потока быстрых нейтралов в единицу телесного угла в единичном интервале скоростей имеем:

$$\frac{dj_x}{dv d\Omega} = v^2 f_0 v_x = v^2 \int_{x_1}^{x_2} v_x \frac{df_0}{dx} dx \equiv v^2 \int_{x_1}^{x_2} I_{cm} dx. \quad (4.3)$$

Если теперь предположить, что скорость «холодных» нейтральных атомов, участвующих в перезарядке, много меньше скорости ионов $|\bar{v}_a| \ll |\bar{v}_i|$, и, более того, положить, что все они имеют одинаковую скорость $f_0(\bar{v}_a) = n_a(x) \delta(\bar{v}_a)$, где $\delta(\bar{v}_a)$ –

дельта-функция, а $n_a(x)$ – плотность холодных нейтральных атомов, то интеграл столкновений существенно упрощается:

$$I \approx n_a(x) v \sigma_{cx}(\bar{v}_0) f_i(\bar{v}), \quad (4.4)$$

и для распределения быстрых нейтралов по скоростям имеем:

$$\frac{d^2 j_x}{dv d\Omega} = v^2 \int_{x_1}^{x_2} n_a(x) \sigma_{cx}(v) v f_i(v) dx. \quad (4.5)$$

Если распределение ионов в плазме максвелловское

$$f_i(v, x) = \frac{n_i(x)}{(2\pi T_i / M_i)^{3/2}} \exp\left[-\frac{M_i v_i^2}{2T_i(x)}\right], \quad (4.6)$$

то, переходя в формуле (4.5) от распределения по скоростям к распределению по энергии, и учитывая возможную потерю образовавшихся быстрых нейтралов в плазме с помощью коэффициента $\eta(x, E)$, получаем:

$$\frac{d^2 j_x}{dE d\Omega} = \frac{E \sigma_{cx}(E)}{\pi(2\pi M_i)^{1/2}} \int_{x_1}^{x_2} n_a(x) n_i(x) \frac{\exp\left\{-\frac{E}{T_i(x)}\right\}}{[T_i(x)]^{3/2}} \eta(x, E) dx \quad (4.7)$$

Энергетический спектр нейтралов, эмитируемых слоем толщиной a оптически (для нейтралов) тонкой плазмы, в пределах которого параметры плазмы n_a , n_i , T_i постоянны, может быть представлен согласно выражению (4.7) в виде (рис.4.1):

$$F(E) \equiv \frac{d^2 j_x}{dE d\Omega} = \frac{E \sigma_{cx}(E)}{\pi(2\pi M_i)^{1/2}} n_a n_i \frac{\exp\left\{-\frac{E}{T_i}\right\}}{[T_i]^{3/2}} a. \quad (4.8)$$

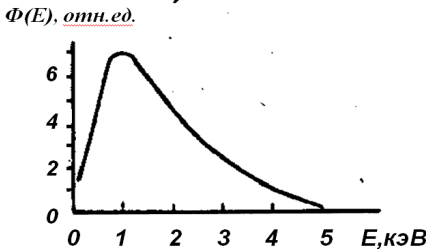


Рис.4.1. Распределение частиц по энергиям в мононаправленном потоке атомов перезарядки из слоя плазмы с постоянной ионной температурой и плотностью участвующих в перезарядке частиц (4.8)

Положение максимума этого распределения близко к значению ионной температуры (а в приближении $\sigma_{cx}(E) = \text{const}$, что в соответствии с рис.4.4 можно допустить для сечения резонансной перезарядки водорода при энергиях $E < 10$ кэВ, соответствует ей точно, последнее легко проверить дифференцированием (4.8)).

Температуру плазмы из выражения (4.8) можно найти, взяв логарифм и производную по E :

$$T_i = \left\{ -\frac{d}{dE} \ln \left[\frac{F(E)}{E\sigma_{cx}(E)} \right] \right\}^{-1} \quad (4.9)$$

В реальных установках с магнитным удержанием горячей плазмы (например, в токамаках) параметры плазмы (температура, концентрация заряженных частиц и «холодных» нейтральных атомов) сильно меняются от центра шнура к его периферии (рис.4.2). Если, например, разбить сечение плазменного шнура на ряд концентрических зон, в пределах которых значения параметров можно считать постоянными, то, используя (4.8), можно найти полный энергетический спектр покидающих установку быстрых нейтралов, суммируя спектры от каждой из зон (рис.4.3).

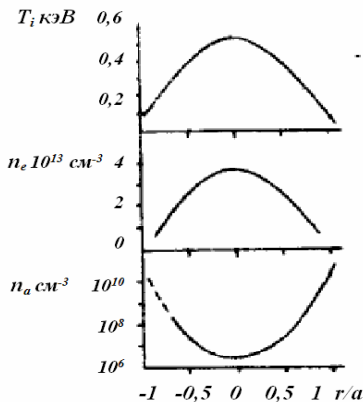


Рис.4.2. Типичное распределение по радиусу плазменного шнура небольшого токамака ионной температуры, плотности плазмы и концентрации тепловых нейтральных атомов

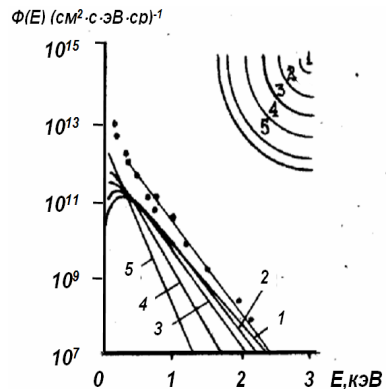


Рис.4.3. Энергетический спектр нейтралов перезарядки как сумма спектров эмитированных из различных зон токамака [51]

На рис.4.3 приведено сравнение подобного рода вычислений со спектром, экспериментально измеренным на небольшом токамаке PULSATOR [51]. Номера зон на рисунке соответствуют номерам спектров, вычисленных по выражению (4.7). Из рисунка видно, что высокоэнергетичная часть измеренного спектра более всего близка к спектру частиц, испущенных центральной зоной установки, где плазма наиболее горячая. Таким образом, качественный анализ показывает, что температуру наиболее горячей зоны установки можно найти из предела выражения (4.9) в области высоких энергий. Однако, как будет показано ниже, и при высоких энергиях частиц также возможны искажения спектра, поэтому, формулу (4.9) можно использовать при $2-3 T_i < E < 7-10 T_i$.

По наклону высокоэнергетичного «хвоста» спектра нейтралов перезарядки максимальную температуру можно определить, если плазма достаточно прозрачная (или оптически тонкая) для быстрых нейтралов ($\lambda_{cx} \gg a$), когда изменением спектра за счет разной по скорости гибели нейтралов в разных зонах можно пренебречь. Оценим длину пробега (выгорания) нейтралов для рассмотренного выше примера. Полагая среднее значение концентрации плазмы $n_i \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а $\sigma_{cx}(E \approx 0,3 \text{ кэВ}) \approx 10^{-15} \text{ см}^{-2}$, получаем $\lambda_{cx} = 1/(n_i \sigma_{cx}) \approx 50 \text{ см} > a = 20 \text{ см}$. То есть приведенные выше простые формулы находятся на грани применения.

В современных крупных установках с большей концентрацией плазмы и большим радиусом подобный простой подход неприменим. Во-первых, плазму нельзя считать прозрачной для нейтралов. Во-вторых, в поток быстрых нейтралов дает вклад фоторекомбинация горячих ионов с электронами, а вероятность выживания в горячей плазме покинувшего стенку установки холодного нейтрального атома крайне мала, и к тому же из за эстафетной перезарядки их распределение по скоростям меняется.

Гибель быстрых нейтралов в плазме, приводящая к ослаблению их потока, происходит за счет тех основных процессов, сечения которых приведены на рис.4.4: это перезарядка на ионах σ_{cx} , ионизация электронным ударом с сечением σ_i^e и ударом с сечением σ_i^i .

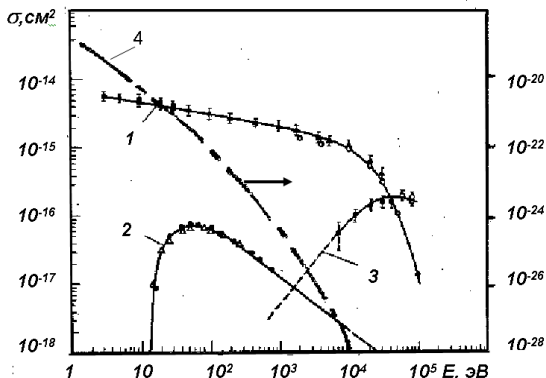


Рис.4.4 Зависимость от энергии наиболее важных для образования и гибели нейтральных атомов водорода сечений элементарных процессов: 1 – перезарядки протонов и атомов водорода, 2 – ионизации электронным ударом, 3 – ионизации нейтралов протонами, 4 – фоторекомбинации

Поэтому коэффициент ослабления $\eta(x, E)$ можно представить в виде:

$$\eta(x, E) = \exp \left[- \int_x \frac{dx}{\lambda_{cx}} \right] = \exp \left[- \frac{1}{v_0} \int_x S^\Sigma dx \right], \quad (4.10)$$

где v_0 – начальная скорость быстрых нейтралов, S^Σ – суммарная скорость процессов, приводящих к их гибели:

$$S^\Sigma = \langle \sigma_{cx} v_{0i} \rangle n_i + \langle \sigma_{ie}^e v_e \rangle n_e + \langle \sigma_{i\nu}^i v_{0i} \rangle n_i. \quad (4.11)$$

Здесь v_{0i} – относительная скорость движения нейтрала и иона, а концентрация электронов в силу квазинейтральности связана с концентрацией ионов через эффективный заряд плазмы $n_e = Z_{эфф} n_i$.

Если учесть образование быстрых нейтралов перезарядки в процессах фоторекомбинации, возможность их гибели по пути в анализатор из-за перечисленных выше процессов, а также тот факт, что в область горячей плазмы нейтральные атомы поступают с периферии за счет каскадных процессов перезарядки на ионах, каждый раз повышая свою температуру в соответствии с

ее ростом от периферии к центру, то кинетическое уравнение для функции распределения нейтралов запишется в виде:

$$\bar{v} \frac{\partial f_0}{\partial r} = f_i \{ n^* \langle \sigma_{cx} v_{0i} \rangle + n_e \langle \sigma_r v_e \rangle \} - S^\Sigma f_0, \quad (4.12)$$

где n^* – суммарная концентрация нейтралов в плазме, в том числе рожденных в результате фоторекомбинации и перезарядки. Решение подобного уравнения для f_0 находится методом последовательных приближений с начальным значением $n^*(x) = n_a(x)$. По аналогии с (4.5), плотность потока нейтралов может быть представлена следующим образом:

$$\frac{d^2 j_x}{dv d\Omega} = v^2 \int_{x_1}^{x_2} [n^*(x) \langle \sigma_{cx}(v) v \rangle + n_e(x) \langle \sigma_r(v) v \rangle] f_i(v) \exp \left\{ -\frac{1}{v_0} \int_{x_1}^{x_2} S^\Sigma dx' \right\} dx$$

В итоге, для плотности потока нейтралов в единицу телесного угла в единичный энергетический интервал вдоль линии наблюдения, расположенной на расстоянии z от экваториальной плоскости установки, имеем [52]:

$$\frac{d^2 j_x}{dE d\Omega} = \sqrt{E} \int_{x_{min}}^{x_{max}} [n_i n^*(x) \langle \sigma_{cx} v \rangle + n_i n_e(x) \langle \sigma_r v_e \rangle] f_i^* \exp \left\{ -\frac{1}{v_0} \int_x^{x_{max}} S^\Sigma dx' \right\} dx \quad (4.13)$$

В этой формуле использована перенормированная на единицу функция распределения ионов $f_i = n f_i^*$, $x_{max} = \sqrt{a^2 - z^2}$, a – малый радиус токамака, $x_{min} = -x_{max}$, n^* – плотность нейтральных частиц, n_i – плотность ионов, $\langle \sigma_{cx} v \rangle$ – усредненная по распределению нейтральных частиц скорость перезарядки σ_{cx} ,

Задача о нахождении $n_0(r)$ сводится к решению трехмерного линейного интегрального уравнения Фредгольма первого рода. Однако из-за сложности решения такого уравнения часто ограничиваются решением одномерной задачи, а отличие от решения трехмерной задачи компенсируется введением некоторого параметра, о котором будет сказано ниже.

Одномерное уравнение, описывающее распределение $n_0(r)$ может быть представлено в виде [52]:

$$\frac{n_0(x)}{n_0(a)} = K \int_{-a}^a \frac{n_i n_0 \langle\langle \sigma_{cx} v_{rel} \rangle\rangle + n_i n_e \langle \sigma_r v_e \rangle}{v_{eff}} \exp\left(-\int_x^a \frac{dy}{\lambda_1}\right) dx' \quad (4.14)$$

здесь K - нормировочный коэффициент, $v_{eff} = v_i / \sqrt{3}$, параметр $\sqrt{3}$ введен для учета отличия одномерной задачи от трехмерной, $\lambda_1 = v_{eff} / (n_i \langle\langle \sigma_i v_{pi} \rangle\rangle + n_e \langle \sigma_e v_e \rangle)$, двойные угловые скобки $\langle\langle \rangle\rangle$ означают, что соответствующая величина усреднена как по функции распределения нейтральных частиц по энергии, так и по функции распределения по энергии ионов плазмы. Так как скорость электронов v_e обычно много больше скорости ионов v_i , то соответствующие скоростные коэффициенты усреднялись только по функции распределения электронов в плазме. Выражение (4.14) записано без учета рециркуляции плазмы (рециркуляции в виде атомов) на стенках камеры.

Из формул (4.13) и (4.14) видно, что при расчетах потоков частиц перезарядки и радиального распределения нейтральных частиц в плазме используются скоростные коэффициенты, усредненные по энергетическим распределениям взаимодействующих частиц. В приложении 2 приведены аналитические выражения и аппроксимации, позволяющие провести необходимое вычисления энергетических распределений нейтральных атомов по (4.13) и (4.14), а также представлены рекомендуемые для вычислений зависимости скоростных коэффициентов характерных элементарных процессов от энергии и их аналитические аппроксимации.

4.2. Особенности применения методов корпускулярной диагностики для определения ионной температуры плазмы в токамаках

При измерении радиального профиля температуры ионов в токамаках, как было показано в работах [52, 53], существенную роль играет отличие функции распределения ионов по энергиям от локально-максвелловской функции f_M . В тороидальных системах это отличие в основном обусловлено частицами, запертыми на неоднородностях магнитного поля. Такие неоднородности возникают, во-первых, из-за того, что тороидальное магнитное поле создается набором дискретных

катушек, между которыми продольное поле несколько ослабляется (гофра), и, во-вторых, из-за того, что продольное магнитное поле уменьшается при увеличении большого радиуса. Ионы с малой продольной скоростью отражаются от участков с повышенной напряженностью поля и оказываются либо захваченными в гофры (локально-запертые частицы), либо образуют тороидально-запертые частицы (так называемые банановые частицы). При определении ионной температуры методами корпускулярной диагностики, из-за конструктивных особенностей установок, обычно измеряются потоки частиц, у которых составляющая скорости вдоль тороидального магнитного поля $v_{\parallel} \rightarrow 0$, и поэтому функция распределения именно этих частиц оказывает существенное влияние на получаемые результаты.

Функция распределения локально-запертых частиц. локально-запертые частицы – это частицы, у которых доля продольной (по отношению к тороидальному магнитному полю) энергии частицы меньше глубины гофрировки δ , т.е. доля продольной скорости $v_{\parallel} / v < \sqrt{2\delta}$, где

$$\delta = \frac{B_{\max} - B_{\min}}{B_{\max} + B_{\min}}, \quad (4.15)$$

B_{\max} и B_{\min} – максимальное и минимальное значения магнитного поля в гофрах.

Локально-запертые частицы испытывают тороидальный дрейф со скоростью

$$v_{dr} = \frac{m_p v_p^2 c}{2eB_0 R}, \quad (4.16)$$

где B_0 – напряженность поля на магнитной оси установки.

Функция распределения запертых частиц может быть приближенно представлена в виде [52]

$$f_i(z) = \frac{n_p(z^*)}{[T_p(z^*)]^{3/2}} e^{-\frac{E}{T_i(z^*)}}, \quad (4.17)$$

где $z^* = z \pm \Delta z$, Δz – расстояние, на которое частица сдрейфовывает в гофре. Для ионов величина Δz находится из решения интегрального уравнения

$$\Delta z = v_{dr} \tau = v_{dr} \left[\int_{z \pm \Delta z}^z \frac{2\delta - \sin^2 \psi}{v_{ii}} dz \right]^{1/2}. \quad (4.18)$$

Здесь

$$v_{ii} = \frac{4\sqrt{\pi}}{3\sqrt{m_i}} \frac{e^4 n Z_{eff} \ln \Lambda}{E^{3/2}} \quad (4.19)$$

v_{ii} – частота ионно-ионных соударений, $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм, ψ – питч-угол (угол между вектором скорости иона и вектором магнитного поля) иона. Если $\Delta z \ll z$, то, разлагая уравнение (4.18) в ряд по Δz , получим функцию распределения локально-запертых частиц, совпадающую с найденной в работе [54]. Более точно функция распределения была найдена в работе [55].

Из (4.16) и (4.18) видно, что $\Delta z \sim E^{5/2}$. Из этого следует, что если область, из которой выходят частицы перезарядки, расположена вне экваториальной плоскости установки $z \neq 0$, то вероятность попадания в нее за счет дрейфа в гофре частиц с большей энергией намного больше, чем для частиц с меньшей энергией, поскольку за счет столкновений, частицы с малыми энергиями вылетают из гофры быстрее, чем частицы с большими энергиями. Действительно, расчеты показывают, что в той части тора, откуда частицы дрейфуют, функция распределения практически не изменяется. В той части тора, куда направлен дрейф, функция распределения оказывается обогащенной быстрыми ионами, что приводит к увеличению температуры плазмы, определяемой по формуле (4.10).

Избавиться от влияния частиц, запертых в гофрах, можно, если линию зрения прибора сместить в тороидальном направлении на угол, больший 2δ .

Функция распределения тороидально-запертых частиц.
Атомы перезарядки, образующиеся из ионов, ларморовские

центры которых движутся по банановой траектории, могут попасть в измерительный прибор только в том случае, если они образуются вблизи точки поворота траектории ведущего центра.

Из рис.4.5 видно, что в точку поворота попадают частицы из областей, в которых плотность и ионная температура плазмы больше, чем на радиусе, на котором образуются регистрируемые частицы перезарядки. Таким образом, измеряя температуру, близкую к температуре на радиусе r , приписываем ее радиусу z .

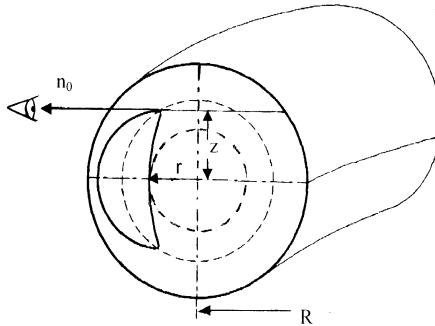


Рис.4.5. Схема измерений потока частиц перезарядки

Впервые функция распределения тороидально-запертых частиц была найдена в работе [52]. Расчеты отталкиваются от физически обоснованного предположения о том, что искомая функция при малой частоте соударений ($\tau_{ii} \gg \tau_b, \tau_{cx}$, где τ_b - период обращения частицы по банановой траектории, а τ_{cx} - среднее время жизни частицы до перезарядки) может быть найдена при усреднении локальной максвелловской функции вдоль ее банановой траектории

$$f_b = \frac{1}{L} \oint f_M(r, \vartheta) dL, \quad (4.20)$$

где f_M – максвелловская функция в точке с координатами r, θ , θ - полоидальный угол, dL – элемент длины траектории, L – длина траектории,

$$r(\vartheta) = r_0 + \sigma \Delta(\theta). \quad (4.21)$$

Здесь $r(\theta)$ – текущий радиус на траектории частицы, r_0 – радиус магнитной поверхности, на которой лежит точка поворота траектории, $\Delta r(\theta)$ текущее отклонение дрейфовой траектории от магнитной поверхности, $\sigma = \pm 1$. Проведенные расчеты показали, что в этом приближении функция распределения (4.20) может быть представлена в виде, аналогичном (4.17):

$$f_b \sim \frac{n_i(r^*)}{[T_i(r^*)]^{3/2}} e^{-\frac{E}{T_i(r^*)}}, \quad (4.22)$$

где $r^* = r_0 - \gamma \Delta r(\theta = 0) + \sigma \Delta r(\theta)$,

$$\lambda = \frac{1}{1 + \zeta + \zeta^2},$$

$$\zeta = \left| \frac{3 \rho_i q}{2 \sqrt{\varepsilon}} \frac{E}{T_{i0}} \frac{d \ln T_i}{dr} \right|^{-1}.$$

Здесь ρ_i – ларморовский радиус иона в поле B_0 , q – коэффициент запаса устойчивости, $T_{i0} = T_i(r = 0)$, $\varepsilon = r/R$.

С учетом частоты столкновений функция распределения банановых частиц была найдена в работах [56,57]:

$$f_b(r_0, \varphi) = f_M(r_0) - \frac{1}{1 - e^{-\mu}} \int_{\varphi - 2\pi\alpha/|\alpha|}^{\varphi} \frac{df_M}{dr_+} \frac{dr_+}{d\varphi_+} \exp\left(\int_{\varphi}^{\varphi_+} \alpha'_+ d\varphi'\right) d\varphi_+, \quad (4.23)$$

где угол φ связан с полоидальным углом θ соотношением $\kappa \sin \varphi = \sin \frac{\theta}{2}$, κ – стандартная неоклассическая величина, зависящая от магнитного момента частицы,

$$\alpha = \frac{3\sqrt{2\pi}\eta(\omega)}{4\omega^2 \sqrt{1 - \kappa^2 \sin^2 \varphi}} v_*,$$

$$\omega = E/T_i, \quad \eta(\omega) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\sqrt{\omega} + \left(1 - \frac{1}{2\omega}\right) \int_0^{\omega} \sqrt{x} e^{-x} dx \right),$$

$$v_* = \frac{\sqrt{2Rq}}{v_{iT} \varepsilon_{\text{eff}}^{3/2}} v_{ii},$$

$$v_{iT} - \text{тепловая скорость иона, } r_+ = r_0 + \frac{\rho_i(r)q}{\sqrt{\varepsilon}} \sqrt{\omega} \cos \varphi,$$

$$\mu = \int_0^{2\pi} |\alpha| d\varphi, \quad \varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon + \zeta^{2/3}, \quad \zeta = 2\rho q / R.$$

Переменные со знаком (+) являются функциями r_+ . На рис. 4.6 приведена максвелловская функция распределения (пунктирная прямая), функции распределения, рассчитанная по формуле (4.22) (точки) и по формуле (4.23) для $v_* \ll 1$ (сплошная кривая). Из рисунка видно, что функция распределения банановых частиц действительно обогащена, по сравнению с максвелловской, быстрыми частицами и что при малой частоте столкновений функции (4.22) и (4.23) практически совпадают.

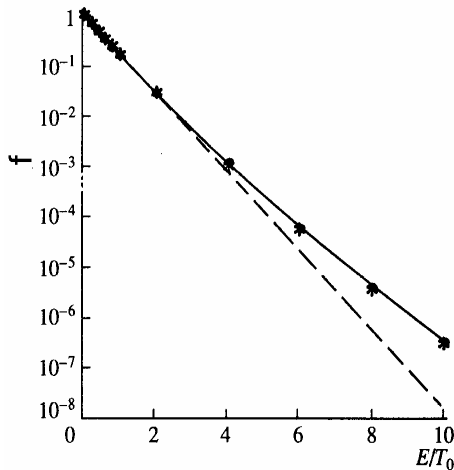


Рис. 4.6. Функции распределения: пунктир – максвелловская, сплошная – (4.22), точки – (4.23)

4.3. Результаты измерений на токамаках методом пассивной корпускулярной диагностики

Радиальное распределение «холодных» нейтральных атомов в плазме токамака. Для того, чтобы рассчитать ионную температуру в центре плазменного шнура, как мы видели ранее, необходимо знать распределение по радиусу нейтральных частиц, на которых происходит перезарядка ионов. На рис.4.7 приведено радиальное распределение нейтральных атомов в плазме токамака T-10, рассчитанное по формуле (4.14) и с помощью программы ASTRA [58]. Из рисунка видно, что результаты расчета двумя способами близки. Расчеты проводились для омического режима работы установки со следующими параметрами: большой радиус токамака $R=150$ см, малый радиус токамака $a=30$ см, напряженность тороидального поля $B=2.5$ Тл, разрядный ток $I_p=300$ кА, принималось, что электронная плотность плазмы

$$n = 6 \cdot 10^{13} \left(1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right)^{1.5} \quad \text{см}^{-3}, \quad \text{ионная температура}$$

$$T_i = 0.7 \cdot \left(1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right)^2 \quad \text{кэВ}, \quad \text{электронная температура}$$

$$T_e = 1.5 \cdot \left(1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right)^2 \quad \text{кэВ}, \quad \text{эффективный заряд плазмы } Z_{\text{эф}}=2.$$

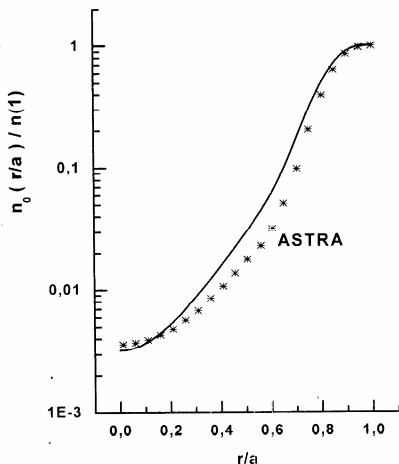


Рис.4.7. Радиальное распределение плотности нейтрального газа в токамаке T-10: кривая – расчет по формуле (4.14), точки – расчет по коду ASTRA

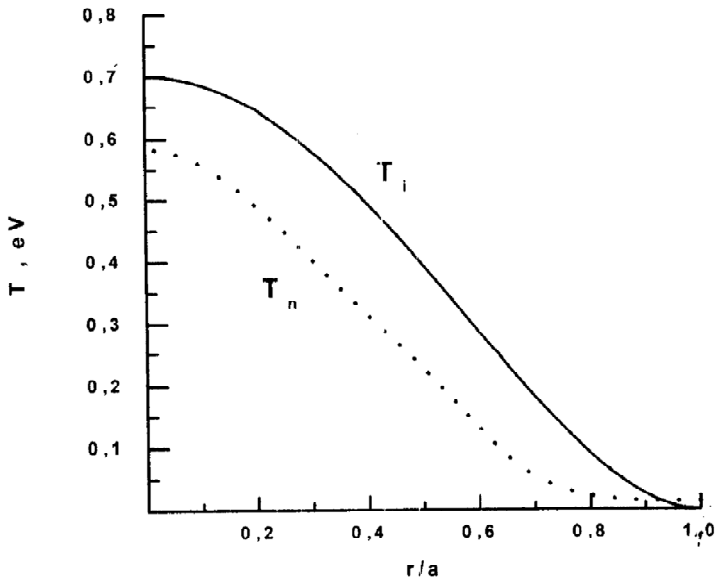


Рис.4.8. Сравнение радиального распределения ионной температуры (сплошная кривая) и температуры нейтральных атомов (пунктирная кривая)

При моделировании процессов в плазме часто принимается, что в некоторой области плазмы температура нейтральных частиц равна ионной температуре. В действительности это не всегда так. На рис.4.8 приведено сравнение радиальных распределений ионной температуры и температуры нейтральных частиц. Из рисунка видно, что на большей части плазменного шнура температура нейтральных частиц несколько ниже ионной, в то время как вблизи границы за счет поступления быстрых нейтралов температура нейтральных частиц несколько выше температуры ионов.

Измерение ионной температуры

Приведенные ниже данные по определению ионной температуры в плазме токамаков получены при помощи АТМ, изображенного на рис.3.10. При измерении ионной температуры

на установках на пластины электростатического анализатора подавалось переменное во времени парафазное напряжение (рис. 4.9,а). Таким способом на токамаке Т-10 удается получить спектр каждые 50мс в течение всего разряда на установке. Типичный вид сигнала с детектора анализатора представлен на рис.4.9,б.

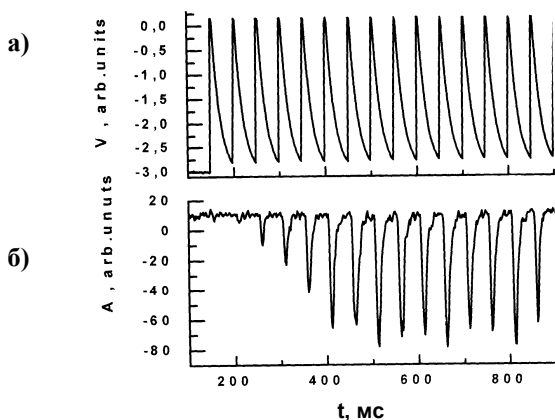


Рис.4.9. Изменение анализирующего напряжения во времени (а) и типичный сигнал с АТМ (б)

На рис. 4.10 и 4.11 приведены типичные распределения ионов плазмы по энергиям в установке Т-10 в разряде с малым током и малой плотностью и с большим током и большой плотностью. На рис.4.12 показано сравнение ионной температуры плазмы, измеренной АТМ, с результатами, рассчитанными по интенсивности нейтронного излучения [59]. Видно, что ионные температуры, определенные двумя различными методами, практически совпадают.

Измерения радиальных распределений ионной температуры на различных установках [60-63] показали, что температура вблизи границы плазмы аномально высока. Особенно это видно на установке Туман-3 [62,63]. Моделирование с использованием функций распределения (ПЗ.22), (ПЗ.27) или (ПЗ.30) позволяет, в принципе, восстановить истинный профиль температуры. На рис.4.13 приведены результаты такого восстановления. Из рисунка видно, что результаты проведенного различными

методами восстановления истинного профиля ионной температуры довольно хорошо совпадают.

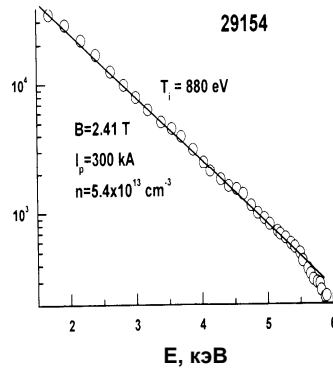
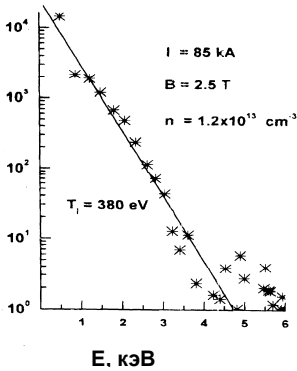


Рис.4.10. Функция распределения ионов в разряде T-10 с малым током и малой плотностью

Рис.4.11. Функция распределения ионов плазмы в разряде T-10 с большим током и большой плотностью

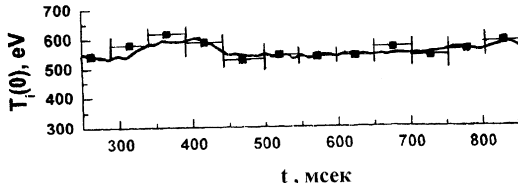


Рис.4.12. Сравнение ионной температуры плазмы, полученной при помощи АТМ (точки) и рассчитанной по интенсивности нейтронного излучения (сплошная линия)

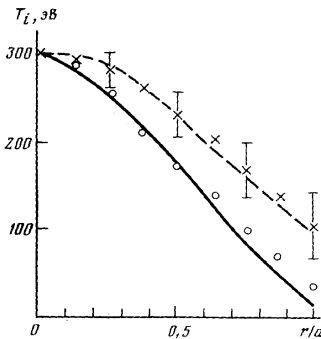


Рис.4.13. Радиальное распределение ионной температуры на установке T-11: x – экспериментальные результаты, o – и сплошная линия – восстановленный профиль

На рис.4.14 приводятся результаты восстановления истинного профиля температуры на установке Т-10, работающей в режиме с малым значением коэффициента запаса устойчивости ($q(a) \approx 2$) [61]. Величина магнитного поля в этих экспериментах была 1.5–1.6 Тл, ток в плазме – 230–270 кА, средняя плотность – $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Измерения проводились анализатором с газовой мишенью. Крестиками на этом рисунке обозначены экспериментальные значения, сплошной линией – восстановленный профиль, пунктиром – результаты численного эксперимента с учетом влияния частиц, запертых в гофрах магнитного поля. К сожалению, конструкция установки Т-10 не

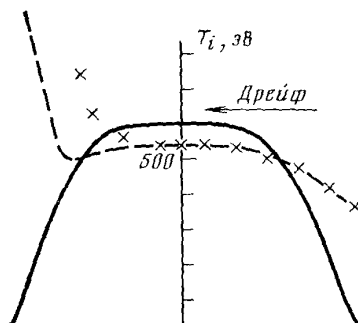


Рис. 14. Профиль ионной температуры на установке Т-10: – x – экспериментальные значения, пунктир – численный эксперимент

позволяет установить прибор таким образом, чтобы исключить влияние локально-запертых частиц. Из рисунка видно, что в центральной области плазмы измеренная температура примерно на 10% ниже восстановленной, что является следствием поглощения в плазме частиц перезарядки, вылетающих из центральной области.

На рис.4.15 приведена зависимость ионной температуры от плотности плазмы на магнитной оси токамака. Пунктирная кривая на рисунке – экспериментальное значение, рассчитанное по формулам (4.13) и (1П.1), а сплошная кривая – отношение независимо определенной «истинной» температуры ($T_{i0}=700 \text{ эВ}$) к экспериментально измеренной с помощью корпускулярной диагностики. Видно, например, что при плотности плазмы $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ поправка составляет около 10%, в то время как при плотности $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ достигает 25 %.

Еще одним примером применения АТМ может служить исследование ускорения ионов во время развития неустойчивости срыва в токамаке. Неустойчивость срыва в токамаке [64,65] приводит к нежелательным с точки зрения реакторных перспектив токамака последствиям: срыву тока, большим локальным тепловым и электродинамическим нагрузкам на конструктивные элементы вакуумной камеры. Интересное и еще до конца не понятое явление – ускорение во время срыва ионов до энергий, намного превосходящих тепловую.

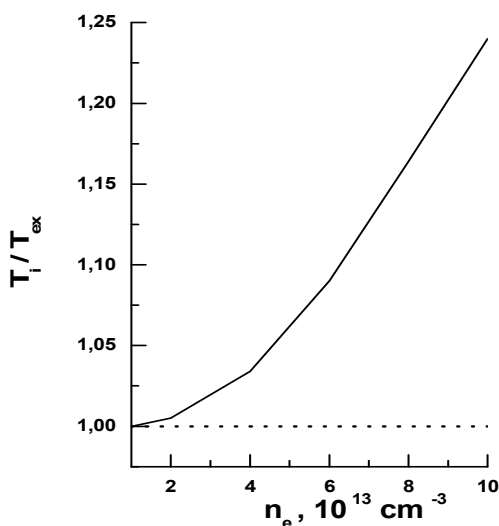


Рис.4.15. Зависимость отношения восстановленной ионной температуры к измеренной от плотности плазмы.

На рис.4.16 показано изменение во времени потоков частиц перезарядки, вылетающих перпендикулярно магнитному полю. На рис.4.16,а изображено (в относительных единицах) поведение так называемого напряжения на обходе (равного произведению тороидального тока плазмы на ее сопротивление). В момент срыва на сигнале этого напряжения появляется большой отрицательный выброс. Из

рисунков видно, что время ускорения ионов не превышает нескольких десятков микросекунд. Время жизни ускоренных ионов близко ко времени перезарядки. Поскольку ионная температура в этих экспериментах составляла около 110 эВ, появление ионов с энергиями, примерно в 20 раз превышающими тепловую, свидетельствует о возникновении во время срыва очень эффективного механизма ускорения.

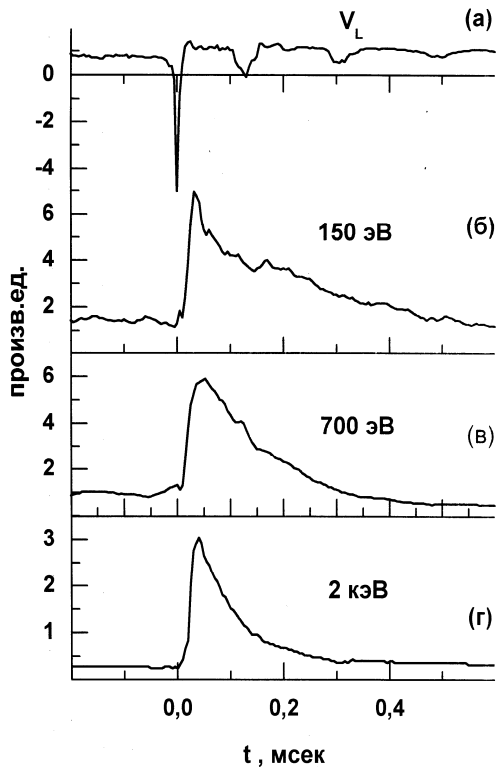


Рис. 4.16 Поток ионов разных энергий во время развития неустойчивости срыва в токамаке.

Измерение скорости тороидального вращения плазмы. Для простоты предположим, что анализаторы частиц перезарядки смотрят строго перпендикулярно полоидальной плоскости, т.е. в них попадают частицы, у которых поперечная скорость равна нулю. В анализатор A_1 (рис.4.17) попадают частицы, вылетающие в направлении, совпадающем с направлением тороидального вращения плазмы, а в анализатор A_2 – в противоположном направлении

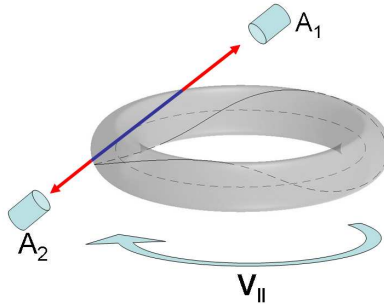


Рис.4.17 Схема измерения тороидального вращения плазмы

В этом случае функция распределения частиц f_+ , которые попадают в анализатор, смотрящий в направлении скорости тороидального вращения v_0 , в первом приближении (в пренебрежении зависимостью от скорости частиц знаменателя в (4. 9)) имеет вид:

$$f_+ \sim \exp\left[-\frac{M}{2T}(v - v_0)^2\right] = \exp\left(-\frac{E}{T} + \frac{2}{T}\sqrt{EE_0} - \frac{E_0}{T}\right)$$

Для анализатора, смотрящего в противоположном направлении, получаем:

$$f_+ \sim \exp\left[-\frac{M}{2T}(v + v_0)^2\right] = \exp\left(-\frac{E}{T} - \frac{2}{T}\sqrt{EE_0} - \frac{E_0}{T}\right)$$

Температуры, определяемые обоими анализаторами, в данном приближении находятся по формуле:

$$\frac{1}{T_{\pm}} = -\frac{d \ln f_{\pm}}{dE} = \frac{1}{T} \pm \frac{1}{T} \frac{\sqrt{E_0}}{\sqrt{E}}.$$

Отсюда температура плазмы без учета тороидального вращения (соответствующая измерениям в полоидальной плоскости)

$$T = \frac{2T_+T_-}{T_- + T_+}.$$

Таким образом, в первом приближении скорость тороидального вращения ионов плазмы по отношению к наиболее вероятной тепловой скорости составляет:

$$V_0 = V_{н.в.} \frac{T_+ - T_-}{T_+ + T_-}.$$

На рис.4.18 представлены результаты измерений, выполненные на установке TORE SUPRA (Франция) [66]. Тепловая скорость ионов дейтерия с температурой $\sim 1,2$ кэВ равна 340 км/с. Подставляя в последнюю формулу значения температур из рис.4.18, получаем значение скорости тороидального вращения ~ 18 км/с или около 5% от тепловой скорости ионов плазмы.

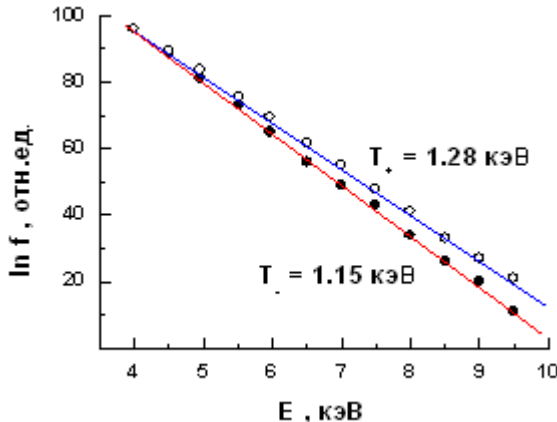


Рис.4.18. Энергетические спектры нейтралов перезарядки, измеренные на токамаке Тор Супра по схеме, приведенной на рис.4.17

Аналогично можно измерить и полоидальное вращение плазмы, соответствующим образом располагая анализаторы или изменяя направление полоидального вращения частиц.

Измерение изотопного состава плазмы является одним из наиболее важных применений корпускулярной диагностики. Описанные в главе 3 анализаторы позволяют одновременно

регистрировать различные изотопы водорода и гелия. Такие измерения особенно нужны при определении роли стенок камеры в захвате и последующем освобождении водорода (рециклинге). При переходе от одного к другому изотопу водорода изменяется время удержания плазмы, тогда как выделение из стенок при разряде ранее захваченного изотопа существенно меняет ее изотопный состав. Особенно необходима такая диагностика при переходе к реагирующей термоядерной плазме.

4.4. Активные методы корпускулярной диагностики плазмы

Как следует из выражений (4.10), (4.11), с ростом плотности и размеров плазмы поток нейтралов перезарядки существенно ослабляется и искажается. Увеличить этот поток можно, инжектируя в плазму пучки нейтральных атомов извне. Поэтому по мере роста размеров термоядерных установок все большее значение приобретают активные методы диагностики. Кроме того, пучки, достигающие центральных областей плазмы, позволяют использовать излучение, которое возникает при взаимодействии этих атомов с ионами рабочих газов и примесей. В последнем случае основанные на этом методы уместнее называть корпускулярно-спектроскопическими. Диагности-ческие возможности исследования плазмы при инъекции в нее пучков частиц, связаны с особенностями их взаимодействия с компонентами плазмы. Первый обзор активных и комбинированных методов диагностики был представлен в [29].

Ослабление в плазме интенсивности зондирующего пучка $I_0(M_0, Z_0, E_0)$ нейтральных атомов массы M_0 , атомного номера Z_0 и начальной энергии E_0 позволяет определить содержание в плазме различных частиц. Это ослабление происходит за счет тех же процессов, которые определяли ослабление возникших в плазме нейтралов перезарядки (см. формулу (4.10)), поэтому для пучка, прошедшего в плазме путь L вдоль направления l , (в пренебрежении усреднением по распределению частиц плазмы по скоростям) можно написать:

$$I_0(0) = I_0(L) \exp \left[-\frac{1}{v_0} \int_l S^\Sigma dl \right], \quad (4.24)$$

где S^Σ – суммарная скорость «гибели» инжектируемых частиц.

При энергии зондирующих частиц, много большей ионной температуры T_i возможна ситуация, когда сечения перезарядки и ионизации электронным ударом существенно преобладают над сечением ионизации электронным ударом, например, область энергий нейтральных атомов водорода с энергиями $E_0 > 30$ кэВ (см. рис.4.4). В этом случае, например, плотность протонов в плазме n_p можно определить по суммарному сечению $\sigma^\Sigma = \sigma_{cx} + \sigma_i^i$

$$\bar{n}_p = \ln \left(\frac{I_0}{I_L} \right) / (\sigma^\Sigma L). \quad (4.25)$$

В начале 1970-х годов был предложен **метод локального измерения температуры плазмы по уширению энергетических спектров** зондирующих нейтралов при их рассеянии на некоторый угол θ от направления инжекции [67] (рис.4.19).

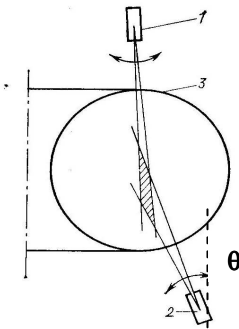


Рис.4.19 Схема активной корпускулярной диагностики.

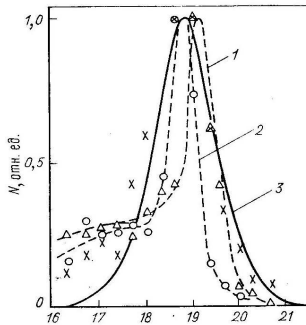


Рис.4.20 Энергетические спектры рассеянных частиц: 1– рассеяние в Кг., рассеяние в D₂, 3 –расчетный контур, × –рассеяние в плазме [68]

Если скорость зондирующих атомов много больше тепловой скорости ионов, то при однократном рассеянии полуширина энергетического спектра рассеянных частиц связана с температурой плазмы простой формулой [68]:

$$\Delta E_{1/2} \cong 4\sqrt{\ln 2}\theta \left(T_i E_0 \frac{M_0}{M_i} \right)^{1/2}, \quad (4.26)$$

где M_i масса ионов плазмы, θ – угол рассеяния в лабораторной системе координат (см. рис.4.19).

К этой формуле приводит рассмотрение функции распределения по скоростям $f_i'(v'_\theta)$ частиц, рассеянных на ионах плазмы, имеющих функцию распределения по скоростям $f_i(v_i)$

$$f_i'(v'_i) = \frac{1}{q} \left(\frac{M_1 + M_2}{M_2} \right)^2 \int f_2(v_2) \sigma(u, \chi) d^2 u_\perp,$$

где $\sigma(u, \chi)$ - сечение упругого рассеяния зондирующих частиц на ионах мишени, χ угол рассеяния в системе центра инерции,

$\vec{q} = \vec{v}_1 - \vec{v}'_1$ изменение скорости частицы после соударения, u – относительная скорость сталкивающихся частиц, а u_\perp – ее компонент в плоскости, перпендикулярной вектору \vec{q} . При максвелловском распределении ионов плазмы и малых углах рассеяния данное выражение и приводит к (4.26).

На рис.4.20 показан энергетический спектр нейтралов, рассеянных на рабочем газе, наполняющим разрядную камеру токамака Т-4, в сравнении со спектром, зарегистрированным, когда температура плазмы была равна $\sim 0,1$ кэВ [68]. Зависимость относительного уширения энергетического спектра рассеянных нейтралов для более широкого интервала отношения E_0 и T_i показана на рис. 4.21.

Из формулы (4.26) следует, что точность определения температуры плазмы возрастает как с использованием для зондирования атомов более тяжелых, чем ионы плазмы, так с и увеличением угла рассеяния. Следует однако иметь в виду, что с ростом массы налетающей частицы и угла θ резко падает сечение рассеяния, а при $M_1/M_2 > 1$ оно вообще невозможно на углы больше $\theta = \arcsin(M_2/M_1)$.

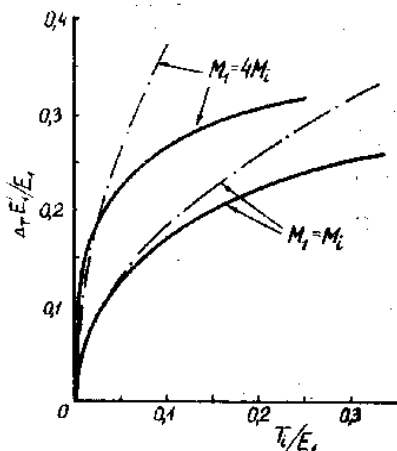


Рис.4.21. Изменение относительной полуширины энергетических спектров нейтралов как функции отношения ионной температуры к энергии инжектируемых частиц для разного соотношения массы инжектируемых частиц M_i и массы ионов плазмы M_i

Расходимость зондирующего пучка и апертура анализатора нейтралов определяют степень локальности измерения параметров плазмы. Следует также иметь в виду, что интенсивность рассеяния зависит от концентрации плазмы, поэтому по изменению интенсивности спектра рассеянных нейтралов при сканировании области регистрации частиц можно судить о распределении концентрации плазмы по сечению. Таким образом, в отличие от метода пассивной диагностики, при использовании зондирующего пучка можно получить зависимость функции распределения ионов по скоростям от радиуса, если же эта функция максвелловская, то - радиальный профиль температуры $T_i(r)$.

Наряду с рассеянными нейтралами зондирующего пучка в анализатор попадают и атомы, образующиеся в плазме, потоки которых были рассмотрены выше при анализе метода пассивной перезарядки. Поэтому необходимо «отстраиваться» от фона, измеряя сигнал, превышающий фон, и (или) модулируя пучок быстрых зондирующих атомов.

Наличие в плазме пучка зондирующих нейтральных атомов повышает вероятность перезарядки на них ионов (искусственная перезарядка), что также позволяет найти профиль температуры с использованием анализаторов, применяемых при пассивной диагностике. Поэтому метод перезарядки ионов на пучке водородных атомов получил широкое распространение на термоядерных установках. Одновременная регистрация двумя анализаторами как спектров рассеянных частиц пучка, так и перезарядившихся частиц основной плазмы, увеличивает возможности диагностики ионной компоненты плазмы, особенно в случае, когда функция распределения ионов по скоростям отлична от максвелловской.

Проблемы, связанные с потерями нейтралов в плазме при увеличении размеров установок и повышении параметров удерживаемой в них плазмы, позволяет решить диагностика, основанная на регистрации возбуждаемым зондирующим пучком нейтралов электромагнитного излучения в методе *перезарядочной рекомбинационной спектроскопии* (CXRS – Charge Exchange Recombination Spectroscopy). Сущностью метода является измерение температуры плазмы по доплеровскому уширению свечения возбуждаемых атомов, которые образуются при перезарядке ионов плазмы на атомах зондирующего пучка, например, при зондировании дейтериевой плазмы пучком нейтральных атомов протия:



В случае максвелловского распределения ионов по скоростям и изотропного распределению энергии по степеням свободы, температура излучающих атомов определяется полушириной спектральной линии:

$$T_i[\text{эВ}] = 1,72 \cdot 10^8 A[\text{a.e.m.}] \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)^2, \quad (4.27)$$

где A – атомная масса атома.

При зондировании плазмы водородными атомами можно использовать линии L_α (1216Å) серии Лаймана и H_α (6582Å), H_β (4860Å) серии Бальмера. На рис.4.22 показаны результаты

измерений контуров спектральных линий H_α и D_α этой впервые реализованной на токамаке Т-10 корпускулярно-спектроскопической диагностики.

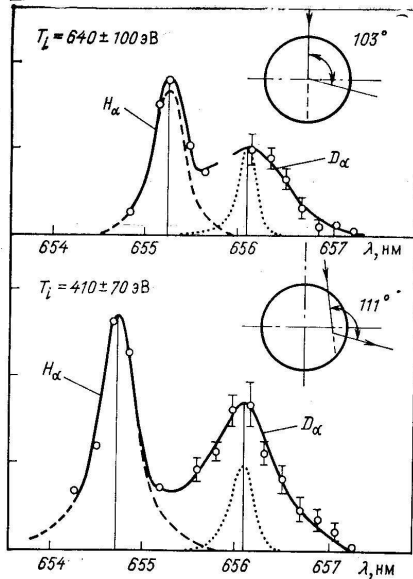


Рис. 4.22. Контурсы спектральных линий, измеренные на токамаке Т-10 при перезарядке ионов дейтериевой плазмы на инжектированном в нее пучке быстрых атомов водорода: пик слева – свечение атомов пучка, пик справа – свечение атомов дейтерия, образовавшихся от перезарядки ионов плазмы на пучке [35]

Излучение, возникающее при возбуждении атомов диагностического пучка электронами плазмы, кроме того, позволяет определить как концентрацию электронов, так и их температуру по интенсивности линий соответствующих переходов:

$$J_{h\nu} = \frac{I_0}{\nu_1} \int_{l_1}^{l_2} \langle \sigma_1 \nu \rangle n_e dl. \quad (4.28)$$

Если область наблюдения достаточно локальна, так что в ее пределах можно положить $n_e = \text{const}$, то по известной скорости возбуждения выбранных линий в зависимости от температуры можно определить концентрацию, или по известной n_e – электронную температуру плазмы.

CXRS позволяет определить локальные значения относительных концентраций (n_Z/n_e) основных примесей (He, O, C) в водородоподобном состоянии в основной плазме. Метод основан на измерении относительной интенсивности спектральных линий, испускаемых испытываемыми перезарядку ионами примеси, и линий, испускаемых атомами пучка, испытываемыми возбуждение электронным ударом. Доплеровское уширение спектральных линий примеси (например, ионов C^{5+}) также позволяет определять температуру этих ионов. Одновременные измерения температуры по энергетическим нейтралам перезарядки, возникающим в зоне диагностического пучка, дают несколько меньшие ее значения из-за искажения функции распределения основных ионов при от $3T_i$ до $8T_i$.

По штарковскому уширению спектральных линий возможно также измерение распределения тока в плазме. Так как суммарное магнитное поле B_Σ в токамаке складывается из тороидального поля установки B_ϕ и полоидального поля тока плазмы B_θ , а величина тороидального поля, как правило, хорошо известна, то для определения тока по полю необходимо измерить угол между вектором B_Σ и осью плазменного шнура (питч-угол).

Если зондирующий пучок составляет некоторый угол с вектором магнитного поля, то в системе координат, связанной с движущимся атомом, возникает эффективное электрическое поле:

$$\vec{E}_L = \frac{1}{c} \left[\vec{v} \times \vec{B}_\Sigma \right].$$

Под действием этого электрического поля атом поляризуется, а его квантовые уровни расщепляются на подуровни. Этот эффект носит название *динамический штарк-эффект* (*Motion Stark Effect - MSE*). В спектре излучения появляются штарковские компоненты. Для атома водорода имеет место линейный штарк-эффект, т.е. прямая пропорциональность энергетического интервала между уровнями напряженности электрического поля.

В штарковском спектре изучения атомов есть два типа переходов π и σ с разными направлениями векторов поляризации: вектор поляризации π -компонента совпадает с направлением поля E_L , а σ -компонента поляризован перпендикулярно E_L . Измеряя угол наклона плоскости поляризации компонентов по отношению к выбранному направлению можно определить и направление вектора поля E_L . Так как вектор E_L перпендикулярен плоскости, в которой лежат вектора \mathbf{v} и \mathbf{B}_z , а направление распространения пучка известно, то в той области, где проводятся измерения, можно определить и направление суммарного поля \mathbf{B}_z .

MSE-диагностика, основанная на наблюдении за направлением поляризации линии H_α , используется на многих действующих установках. Существует две разновидности MSE-диагностики – *поляриметрическая* и *спектроскопическая*. В поляриметрической MSE диагностике измеряют направление поляризации σ - или π -компонентов спектра, испускаемого быстрыми нейтральными частицами пучка, который распространяется по нормали к тороидальной оси установки. Направление поляризации соответствующей компоненты указывает на локальное значение угла между тороидальной и тороидальной составляющими магнитного поля (питч-угла). В случае спектроскопической MSE-диагностики снимается весь штарковский спектр. Однако, перед детекторами устанавливается поляризатор. При обработке спектра для получения информации о значении питч-угла обрабатывается наиболее выраженный пик.

Для исследования конфигурации магнитного поля в плазме токамака, связанной с наличием в ней тока, применим также *метод двойной перезарядки* [69]. При радиальной инжекции диагностических атомов после акта первичной перезарядки образовавшиеся быстрые ионы свое циклотронное вращение осуществляют в плоскости перпендикулярной вектору поля \mathbf{B}_z . Если при этом они вторично перезаряжаются на зондирующем пучке нейтральных атомов, то покидают плазму по траектории, перпендикулярной направлению \mathbf{B}_z в точке перезарядки. Таким образом, измерив направления вылета быстрых атомов можно определить направление вектора \mathbf{B}_z в этой области.

Во всех перечисленные выше методах активной диагностики используются **диагностические инжекторы нейтральных атомов**. В ИЯФ им. И.Г.Будкера СОРАН (Новосибирск) для этих целей была разработана целая серия импульсных инжекторов интенсивных пучков быстрых нейтральных атомов [70]. На рис.4.23 показана схема одного из последних диагностических инжекторов ДИНА-6, а на рис.4.24 его расположение на токамаке Т-10.

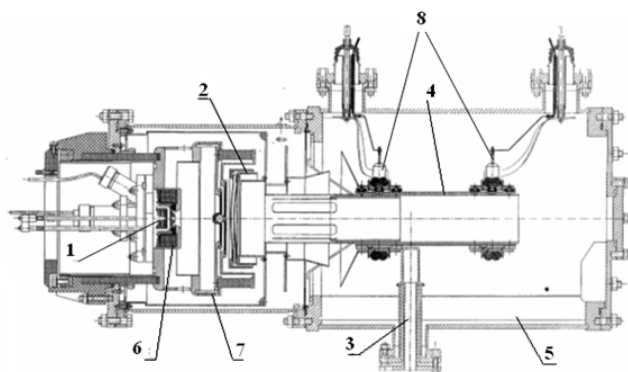


Рис.4.23. Схема источника нейтралов диагностического инжектора ДИНА-6: 1 – генератор плазмы, 2 – ионно-оптическая система, 3 – ввод для напуска газа в нейтрализатор, 4 – нейтрализатор, 5– корпус геттерного насоса, 6- магнитная катушка, 7 – держатель ионной оптики, 8 – титановые испарители.

Ионы генерируются в ионном источнике с дуговым разрядом канального типа в сильном продольном магнитном поле. В канал с помощью импульсного клапана подается водород и затем прикладывается короткий (около 5 мкс) импульс высокого напряжения (от 2-х до 7 кВ) между катодом и корпусом импульсного клапана для поджига разряда. После поджига между анодом и катодом возникает дуговой разряд с током 150-300 А и длительностью до 1 мс. Плазменный эмиттер образуется в области за отверстием в аноде, через которое вытекает плазма. На весь газоразрядный узел прикладывается положительный потенциал до +30 кВ и длительностью до 1,5 мс.

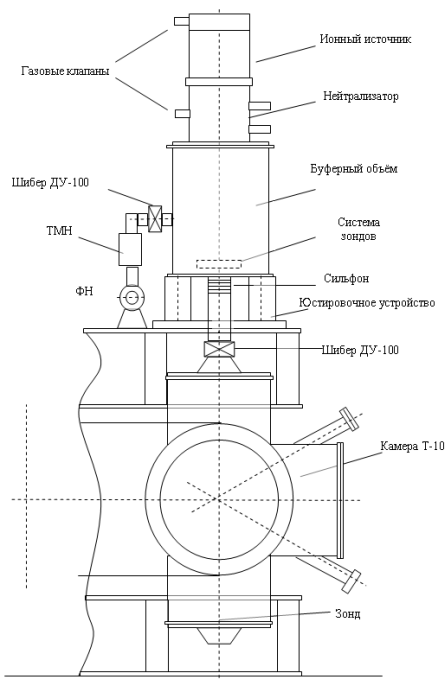


Рис.4.24. Расположение диагностического инжектора ДИНА-6 на токамаке Т-10

На второй фокусирующий электрод подается импульс напряжения на уровне около 80 % от ускоряющего напряжения. На третий электрод подается отрицательный импульс напряжения до - 400 В той же длительности. Назначение этого электрода – не пропустить встречный поток электронов в область высокого положительного потенциала. Четвертый электрод заземлен.

Непосредственно за ионным источником расположен нейтрализатор, в который поступает неионизованная часть рабочего газа из ионного источника, а также с помощью еще одного импульсного клапана впрыскивается газ. Давление водорода в нейтрализаторе и его длина рассчитаны на образование газовой мишени достаточной для установления равновесного зарядового и компонентного состава пучка. При типичных параметрах водородного пучка в инжекторе «ДИНА-6»

(30 кэВ) на выходе из нейтрализатора доля атомной компоненты в пучке превышает 70%.

Ионно-оптическая система формирует пучок с начальным диаметром 7 см. Первый электрод является плоским, второй имеет сферическую форму с радиусом кривизны 2,5 м, радиусы кривизны третьего и четвертого являются одинаковыми и составляют 2,6 м. Сферическая форма электродов обеспечивает фокусировку полученного атомного пучка примерно на границу плазменного шнура в токамаке. Межэлектродные зазоры в ионной оптике составляют несколько миллиметров. Поэтому в рабочем режиме в пределах ионной оптики создаются электрические поля величиной 30-50 кВ/см для вытягивания ионного тока необходимой плотности (до $0,06 \text{ А/см}^2$). Основные параметры инжектора ДИНА-6 приведены в таб.4.1.

Диагностический инжектор и многоканальный анализатор нейтралов с одновременной регистрацией различных масс в составе стелларатора ТЖ-II в лаборатории СиEMAT в Мадриде показаны на рис. 4.25.

В ИТЭРе предполагается использовать диагностический нейтральный пучок с энергией 100 кэВ и мощностью 2,2 МВт.

Для диагностики периферийной плазмы установок с магнитным удержанием плазмы используют также *пучки атомов лития*. В этом случае для определения параметров плазмы регистрируют излучение резонансной линии LiI (6708А). Эффективное сечение возбуждения $\langle \sigma^e v_e \rangle / v_{Li}$ соответствующей этой линии перехода $2s - 2p$ электронным ударом на порядок превышает сечение ионизации атома лития электронным ударом, а в диапазоне энергий атомов лития менее 10 кэВ существенно превышает и сечение перезарядки атомов Li на ионах водорода (при температуре плазмы $T_e < 200 \text{ эВ}$).

Диагностика плазмы ионными пучками позволяет определять многие ее параметры: концентрацию и температуру электронов, плотность тока в токамаках, но этот метод является, пожалуй, единственным для измерения потенциала плазмы.



Рис.4.25. Диагностический инжектор и анализатор нейтралов в составе стелларатора TJ-II (Испания, Мадрид)

В термоядерных установках с магнитным удержанием параметры используемых пучков определяются необходимостью их проведения через сильное магнитное поле. Оценки радиуса траектории иона массой M и зарядом Z в поле B

$$R [\text{см}] = \frac{144}{B[\text{Гс}]} \sqrt{\frac{M[\text{a.e.m.}]E[\text{эВ}]}{Z}} \quad (4.29)$$

для типичных значений поля 1-5Тл показывают, что для диагностики плазмы в таких полях нужны или тяжелые ионы с энергиями в десятки килоэлектронвольт или легкие ионы с мэвными энергиями. Сущность метода диагностики плазмы в магнитном поле [71] состоит в том, что в результате ионизации в плазме первичных ионов, появляются ионы более высокой зарядности, и это при соответствующем расположении детекторов позволяет локализовать место их образования, так как эти ионы в соответствии с выражением (4.29) движутся уже по другим траекториям (см. рис.4.23). Сканирование пучка по сечению плазмы дает возможность определять ее локальные параметры. При этом оптимальные условия зондирования

осуществляются путем компьютерного моделирования движения частиц в неоднородном магнитном поле и построения «детекторных сеток» [72]. Линия детектирования (см. рис.4.26) может также изменяться путем варьирования ускоряющего ионы потенциала V_0 .

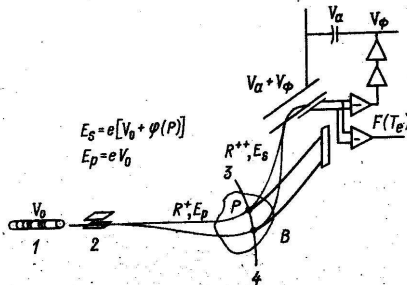


Рис.4.26. Схема, поясняющая принцип диагностики плазмы ионным пучком [71]

Если сечение ионизации электронами существенно превышает сечение ионизации ионами, что, как правило, реализуется для плазмы с не очень горячими ионами, (см, например, рис.4.4, отметим также, что при ионизации электронами импульс иона практически не меняется.), то плотность и температура электронов находятся по силе тока вторичных ионов I_Z :

$$I_Z = \frac{A Z I_0 n_e \langle \sigma_i^e v_e \rangle}{v_0}, \quad (4.30)$$

где A – геометрический параметр, Z – заряд образовавшегося иона, $\langle \sigma_i^e v_e \rangle$ скорость ионизации первичных ионов электронами плазмы, I_0 , v_0 ток первичного пучка ионов и их скорость соответственно. При известном значении T_e , как правило, известна и величина $\langle \sigma_i^e v_e \rangle$, поэтому по (4.30) непосредственно находится концентрация электронов в точке образования иона. Температуру можно определить, сравнивая токи ионов с разной зарядностью. Пространственный потенциал находится по конечной энергии детектируемого иона, которая зависит от того, при каком потенциале φ в данной точке плазмы ион с более высокой зарядностью образовался. Действительно, попадая в точку плазмы с потенциалом φ , ион с первоначальным зарядом

$Z = +1$ тормозится до энергии $e(V_0 - \varphi)$, однако, покидая плазму, перед заземленным электродом он ускоряется до энергии $e(V_0 - \varphi + Z\varphi) = e(V_0 - (Z-1)\varphi)$. Разность энергий может, как показано на рис.4.26, измеряться с помощью электростатического анализатора, при этом после его калибровки первичным пучком разность потенциалов на обкладках уменьшается в соответствии с увеличением заряда регистрируемого иона. Точность определения потенциала плазмы превышает $10^{-4}V_0$. Как правило, измерение $n_e \langle \sigma_i^e v_e \rangle$ и φ производится одновременно.

Для диагностики плазмы удобно применять ионы щелочных металлов (из-за низкой работы выхода это позволяет использовать достаточно простые термоэмиссионные источники, обеспечивающие к тому же очень небольшой разброс начальных энергий). Диапазон начальных энергий составляет от 10 кэВ до МэВ, ток пучка 10-100 мкА, диаметр начального пучка 0,5 – 1 см, локализация измерений – 0,1 – 1,0 см³, а временное разрешение ~ 10 мкс. На рис.4.27 приведена схема реализации данного метода диагностики на токамаке ТМ-4.

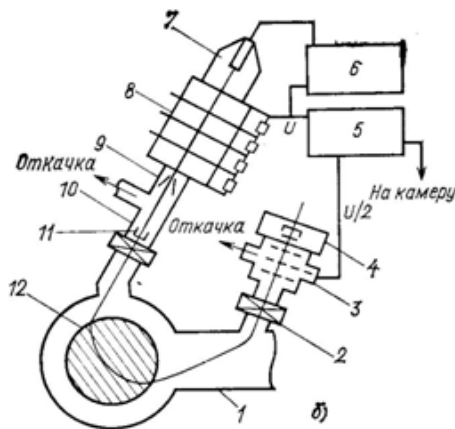


Рис. 4.27. Схема диагностического комплекса для диагностики плазмы пучком ионов цезия с энергией 30-120 кэВ на токамаке ТМ-4 [73]

КОРПУСКУЛЯРНАЯ ДИАГНОСТИКА КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

Хотя большинство методик корпускулярной диагностики имеет свои корни в лабораторных методах, специфика исследуемых объектов, особенности и ограничения космических экспериментов приводят к тому, что анализаторы, предназначенные для работы в космосе, иногда имеют лучшие характеристики, чем лабораторные приборы.

Основные задачи корпускулярной диагностики связаны с необходимостью измерять параметры потока плазмы и функции распределения заряженных частиц в различных плазменных режимах, которые встречаются вдоль орбиты космического аппарата и которые могут быстро изменяться во времени и пространстве. Таким образом, один и тот же прибор должен, как правило, измерять характеристики как коллимированных потоков частиц (в потоке солнечного ветра или продольных пучков в магнитосфере Земли), так и потоков, имеющих широкие угловые распределения (плазма магнитосферы и горячая плазма за фронтом ударной волны). Ограниченные ресурсы на космическом аппарате не всегда дают возможность установки нескольких специализированных приборов и предъявляют жесткие требования по массе, энергопотреблению, защите от ультрафиолетового излучения, по выдерживаемым механическим нагрузкам и т.д. Определяющим фактором в выборе методики является характер ориентации космического аппарата, основными видами которой являются трехосная стабилизация или стабилизация вращением. Ограниченный объем передаваемой на Землю информации и невозможность ремонта также оказывают свое влияние на проектирование космических приборов.

Развитие космических исследований и большая конкуренция предъявляют постоянно возрастающие требования к угловому, энергетическому и массовому (для ионов) разрешению анализато-

ров, улучшению обзора в пространстве скоростей, чувствительности и быстродействию. В результате для космических исследований созданы анализаторы очень высокого класса.

Из-за ограничений, налагаемых на массу аппаратуры, электростатические анализаторы получили большее распространение в космосе, чем магнитные. Наиболее известным случаем использования единичного цилиндрического электростатического анализатора [74], описанного в предыдущем разделе, является эксперимент на межпланетной станции Маринер-2, в котором был установлен факт непрерывного истечения плазмы от Солнца – солнечного ветра и были измерены его характеристики [75]. За редким исключением, все последующие исследования плазмы в космосе проводились либо комбинацией нескольких простых анализаторов для измерения 3-мерной функции распределения по скоростям, либо более сложными приборами.

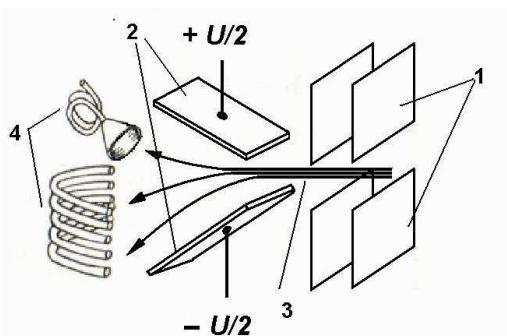


Рис.5.1. Анализатор с отклоняющими пластинами и несколькими каналовыми электронными умножителями для измерения энергетического спектра ионов и электронов [76]. 1 – коллиматор, 2 – отклоняющие пластины анализатора, 3 – траектории частиц, 4 – каналовые электронные умножители

Цилиндрический электростатический анализатор является монохроматором, который в каждый конкретный момент измеряет частицы одной энергии, а для регистрации спектра необходимо сканирование по энергии. В [76] описаны конструкция и использование спектрографа энергий, в котором применялась пара диспергирующих пластин, а для одновременной регистрации электронов и ионов различных энергий использовался ряд детекторов

(КЭУ) – рис.5.1. Заряженные частицы после прохождения коллимирующих пластин на входе попадают в электрическое поле между двумя пластинами с положительным и отрицательным потенциалами и регистрируются: электроны выбранной энергии с помощью одного каналового электронного умножителя и ионы одновременно в пяти энергетических интервалах с помощью набора из 5 КЭУ.

Естественным развитием электростатического анализатора и превращением его в 2-мерный прибор являются четвертьсферические и полусферические анализаторы (рис.5.2,5.3). Такие анализаторы измеряют в каждый момент интенсивность потока ионов вдоль кольцевого сечения в пространстве скоростей. При сканировании по энергии обеспечивается 2-мерное сечение пространства скоростей, так называемая ножевая форма поля зрения. Эффективная площадь входного окна уменьшается при увеличении угла в плоскости поля зрения в направлении от нормального падения на входное окно. Это, в комбинации с виньетированием входной площади из-за конечной толщины входной диафрагмы приводит к ограничению угла раствора ножа величиной 140° - 160° вместо желаемых 180° . На выходе анализатора может быть установлен один детектор частиц, регистрирующий интегральные потоки по углам на разных энергиях в двухмерном сечении функции распределения по скоростям. Такой инструмент был установлен на межпланетном зонде Pioneer-6 [77] (рис.5.2). При установке нескольких детекторов на выходе анализатора можно получить дифференциальное распределение интенсивности в том же двухмерном сечении в пространстве скоростей, как это было первоначально сделано на высокоапогейном спутнике Земли IMP-1 [78] (рис.5.3).

Существенным недостатком такого типа анализаторов является хроматическая аберрация, которая приводит к смещению угла приема частиц в зависимости от энергии внутри полосы пропускания анализатора. Величина этой аберрации того же порядка, как и ширина угловой диаграммы прибора, $\Delta\alpha \cong \Delta R/R$. Это необходимо учитывать при анализе полученных данных.

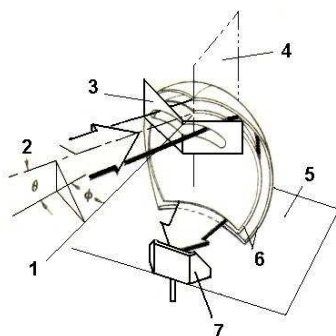


Рис.5.2. Четвертьсферический анализатор с одним коллектором частиц, Pioneer-6 [77]. 1 – нормаль к входному окну, 2 – направление потока частиц, 3 – входное окно, 4 – экваториальная плоскость космического аппарата, 5 – полярная плоскость космического аппарата, 6 – пластины анализатора, 7 – коллектор частиц

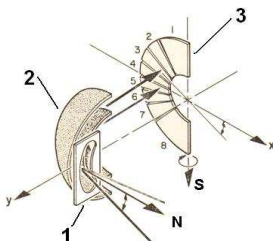


Рис.5.3. Четвертьсферический анализатор с секционированным коллектором, IMP-1 [78]. N – нормаль к входному окну, S – ось вращения космического аппарата, 1 – входное окно, 2 – пластины анализатора, 3 – система из восьми коллекторов частиц

Большим достижением в методах диагностики космической плазмы было изобретение так называемого анализатора top-hat [79], который расширил поле зрения до 360° и сделал независимой площадь входного окна от направления внутри этого поля зрения (рис.5.4). Иногда перед входным окном анализатора устанавливается электростатический сканер [80], что дает возможность увеличить временное разрешение при просмотре части фазового пространства (рис.5.4). Top-hat анализатор в ряде случаев используется как первая ступень в масс-анализаторах с анализом различных

масс по времени пролета между тонкой фольгой, установленной на выходе из анализатора, и детектором.

Top-hat анализатор стал с тех пор “рабочей лошадкой” в диагностике космической плазмы и устанавливается на большинстве зарубежных космических аппаратов. На вращающемся спутнике его поле зрения ориентируется вдоль меридиана и сканирование по энергии производится за долю секунды, пока спутник поворачивается не на очень большой угол. Это позволяет измерять полную 3- мерную функцию распределения заряженных частиц за половину периода вращения спутника вокруг своей оси. При типичном периоде вращения спутника в 4-6 с. временное разрешение прибора составляет 2-3 с.

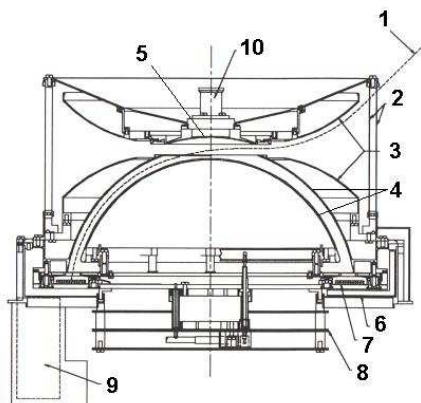


Рис.5.4. Сечение цилиндрически-симметричного Top-Hat анализатора EESAN на космическом аппарате WIND [80]. 1 – траектория иона, 2 – корпус, 3 – пластины углового сканера, 4 – пластины анализатора энергий, 5 – “шапка”, направляющая ионы в анализатор, 6 – сцинтиллятор для контроля проникающих частиц, 7 – микроканальный детектор частиц, 8 – плата предусилителя, 9 - фотоумножитель для контроля проникающих частиц, 10 - механизм открытия герметичной заглушки входа прибора

На рис.5.5 показан образец данных, получаемых с помощью анализатора типа top-hat (в данном случае это прибор ЭЛЕКТРОН для француско-российского эксперимента на борту хвостового зонда проекта ИНТЕРБОЛ [81]). Для обзора данных спектрально-

го прибора наиболее часто используется именно такая диаграмма время-энергия, или динамический спектр. В данном случае показана более сложная спектрограмма, в которой по оси абсцисс отложено время регистрации, а по оси ординат расположены панели, на которых в цветовой гамме показана интенсивность потока частиц в различных энергиях от 9 эВ до 20 кэВ. Внутри каждой панели по вертикали показано распределение интенсивности потока электронов в меридиональной плоскости прибора, внутри которой также находится и ось вращения спутника.

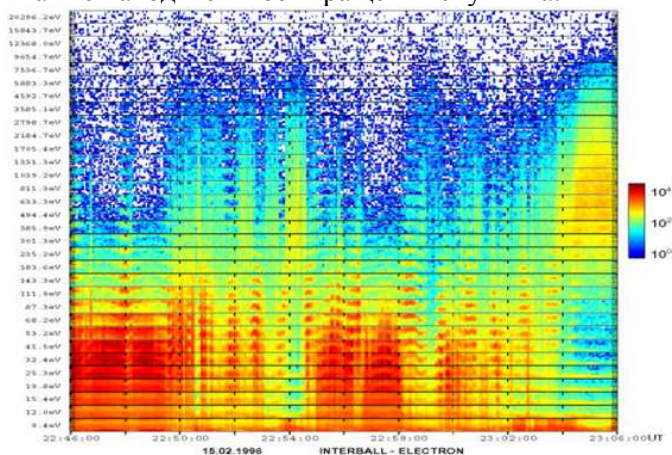


Рис.5.5. Динамический спектр (диаграмма время-энергия) электронов по измерениям прибором ЭЛЕКТРОН на спутнике Интербол-Хвостовой зонд при пересечении пограничных слоев магнитосферы Земли 15 февраля 1996 г. UT – мировое время. Каждая горизонтальная панель отмечена слева величиной энергии электронов и показывает в каждый данный момент распределение интенсивности электронов (соответственно панели цветов справа) вдоль ножевой диаграммы прибора. Интервал 22:46 – 22:50 UT показывает преимущественно равномерные всенаправленные потоки электронов в обтекающей магнитосферу Земли потоке плазмы солнечного ветра. После пересечения границы магнитосферы (магнитопаузы) в 22:50 UT видны анизотропные потери электронов в пограничном слое магнитосферы Земли. Обращают на себя внимание двунаправленные потоки вблизи 22:52 UT и 23:02 UT

При вращении спутника Интербол (в данном случае оборот совершался за 2 минуты) прибор осматривает полную сферу в пространстве скоростей. Если интенсивность потока частиц равномерна по сфере, то никакой модуляции при вращении наблюдать

ся не будет. Любая асимметрия потока даст модуляцию. Особенно интересными на данном рисунке представляются участки, где за период обращения спутника наблюдается два максимума, соответствующие пучкам электронов по противоположному направлению магнитного поля. Такие встречные пучки всегда регистрируются внутри пограничных слоев на поверхности магнитосферы Земли.

Достоинством описанных электростатических анализаторов является высокая степень подавления ультрафиолетового излучения Солнца при работе в космосе. В узком электростатическом анализаторе свет испытывает не менее трех отражений от входа до детектора. Обычно поверхности электродов делаются с покрытием с малым коэффициентом отражения в ультрафиолетовой области (так называемый черный хром или черное золото), что позволяет работать даже при направлении прибора на Солнце.

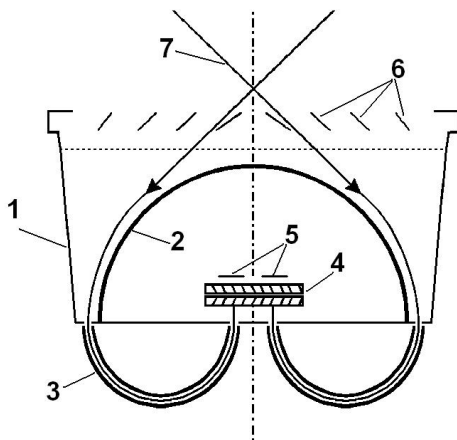


Рис.5.6. Сечение цилиндрически-симметричного ионного спектрометра СКА-1 на хвостовом зонде проекта Интербол [82]: 1 – внешний (земляной) электрод углового сканера, 2 – внутренний отрицательно поляризованный электрод углового сканера, 3 – пластины тороидального анализатора, 4 – сборка микроканальных пластин, 5 – секционированный (x8) коллектор, 6 – солнечная бленда для электрода 2, 7 – траектории ионов

При работе на космическом аппарате, стабилизированном по трем осям, или при медленном вращении космического аппарата

необходимо искать другие решения для быстрого обзора в пространстве скоростей. Для спутника типа Прогноз в проекте Интербол был использован прибор с электростатическим сканированием поля зрения. Схематически этот прибор показан на рис.5.6. Анализ по энергии проводился с помощью тороидального анализатора, на выходе которого располагалась сборка из двух микроканальных пластин и восьми коллекторов. Электростатический сканер, состоящий из полусферы и конического электрода, обеспечивал обзор полярных углов от 0° до 65° . Для обзора большей части пространства скоростей использовались два противоположно ориентированных датчика. Сканирование по углу и энергии занимало 10 сек, что намного меньше 120-секундного периода вращения спутника.

На рис.5.7 показаны данные, полученные с помощью данного прибора в тот же период времени, что и на рис.5.5. Две теневые спектрограммы показывают, как спектральная плотность частиц при различных значениях параллельной магнитному полю скорости (верхняя цветная полоска) и при различных значениях перпендикулярной скорости (нижняя полоска) изменяется во времени (или в пространстве при пересечении спутником различных областей у границы магнитосферы Земли). Эти динамические спектрограммы получены путем преобразования измерений в пространстве скоростей в локальную магнитную систему координат, в которой основная ось направлена вдоль направления магнитного поля при измерении соответствующего распределения частиц по скоростям. Верхняя спектрограмма показывает распределение ионов по скоростям, параллельным магнитному полю, а нижняя – по перпендикулярным скоростям. Под этими динамическими спектрограммами приведены графики концентрации ионов и три компонента магнитного поля в гелиоцентрической солнечно-эклиптической системе координат (ось X направлена на Солнце, ось Y направлена противоположно вектору скорости Земли, и ось Z дополняет до правой тройки) и модуль магнитного поля. Внизу цифрами даны координаты спутника Интербол-Хвостовой зонд, местное магнитное время (относительно подсолнечного магнитного меридиана) и геомагнитная широта спутника. Шкала справа показывает плотность в пространстве скоростей.

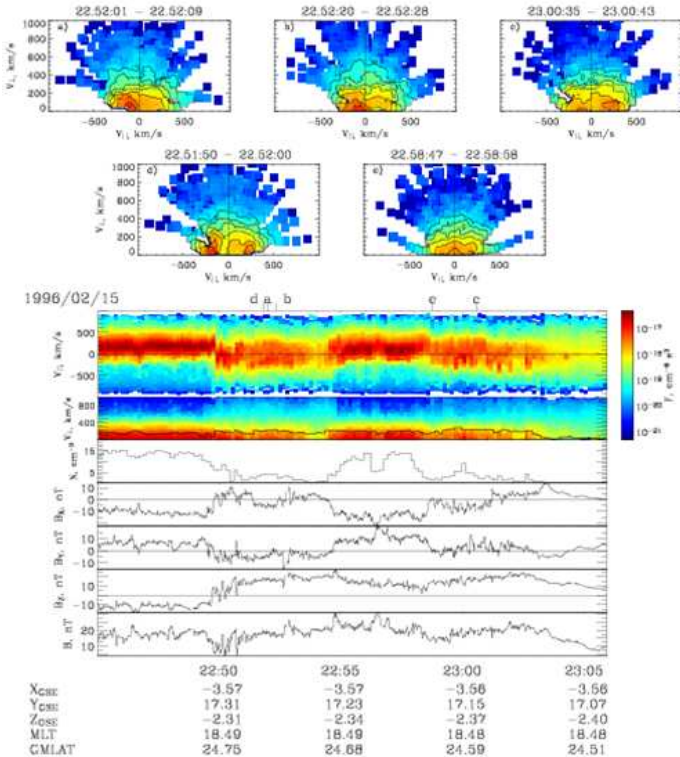


Рис.5.7. Пять типичных функций распределения ионов по скоростям в пограничном слое магнитосферы Земли – сечения в плоскости, содержащей вектор магнитного поля (вверху) и динамические спектры параллельных и перпендикулярных магнитному полю распределений ионов по скоростям (в середине). Под динамическими спектрами приведены значения концентрации ионов и компонентов и модуля магнитного поля. Измерения с прибором СКА-1 и магнитометром на спутнике Интербол-Хвостовой зонд при пересечении пограничных слоев магнитосферы Земли 15 февраля 1996 г. Буквы над динамическими спектрами отмечают моменты показанных сечений функций распределения

Диаграммы наверху – примеры плоских сечений типичных функций распределения ионов по скоростям в местных магнитных координатах (см. отмеченные буквами и стрелками моменты этих измерений над динамическими спектрами), также демонстрирующие многокомпонентную структуру функций распределения ионов в пограничных слоях магнитосферы Земли. По этим дан-

ным были сделаны определенные выводы о топологии магнитного поля в пограничном слое [83].

В работе [84] описан единственный несканирующий трехмерный плазменный спектрометр ФОНЕМА (рис. 5.8), разработанный и изготовленный для проекта Марс-96 (этот космический аппарат погиб при запуске в 1996 г. из-за отказа третьей ступени ракеты Протон). Особенностью этого прибора является то, что распределение потоков ионов разных масс по сфере регистрируется одновременно, без сканирования по углу, энергии или массе.

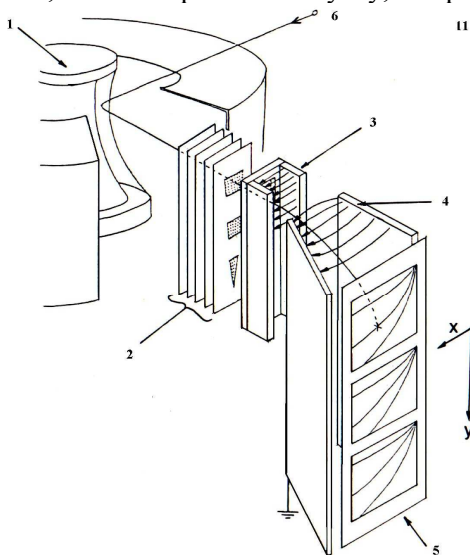


Рис.5.8. Схема зеркала и одной из 12 (6 для одного анализатора) сборок энерго-масс-анализаторов прибора ФОНЕМА: 1 – гиперболически-параболоидное электростатическое зеркало, 2 – сложный входной коллиматор анализаторов Томсона, 3 - электростатическое поле, 4 - магнитное поле, 5 – микроканальная пластина детектора с изображениями парабол для трех выбранных угловых секторов, 6 – траектория иона

В качестве анализаторов по отношению массы к заряду и энергии впервые в космических приборе использованы анализаторы Томсона с параллельным магнитным и электрическим полем. Ионы с различными отношениями M/Z располагаются на плоскости, установленной на выходе анализатора, вдоль отдельных парабол. Так как анализатор Томсона не является фокусирующим, входной

пучок ионов должен быть очень узким (параксиальным), чтобы параболы не перекрывались на плоскости. Поэтому анализатор Томсона имеет очень малую светосилу. Чтобы ее увеличить примерно на порядок величины, было решено сделать многодырочный коллиматор, который направлял в одно и то же место на детектирующей плоскости много узких пучков в пределах $\pm 5^\circ$ от нормального падения (всего 20 пучков для каждого анализатора). В результате параболы для ионов H^+ , He^+ , O^+ и O_2^+ хорошо разделялись на плоскости координатно-чувствительного детектора. Один координатно-чувствительный детектор использовался для регистрации изображений, создаваемых тремя анализаторами Томсона. Шесть сборок из трех анализаторов каждый были объединены в один полусферический анализатор посредством параболического электростатического зеркала. Зеркало трансформировало поля зрения анализаторов так, что 18 анализаторов осматривали всю полусферу (3 по склонению на 6 по азимуту). Использование электростатического зеркала позволяет одновременно перекрыть энергетический диапазон с отношением максимальной энергии к минимальной, равным 20. Для осмотра всей сферы использовалось 2 идентичных анализатора. Временное разрешение прибора достигало 0.2 сек. Не-сканирующий анализатор вдобавок позволяет избежать влияния изменений в плазме на вид регистрируемого распределения частиц, что резко повышает доверие к полученным результатам измерений. Недостатком прибора с точки зрения современных требований к космической аппаратуре является его сравнительно большой вес, ~ 7 кг.

Новый подход был предложен для плазменного анализатора на зонде к Меркурию Messenger [85] (рис.5.9). Этот прибор, являющийся модификацией цилиндрически-симметричного анализатора, одновременно отображает на плоскость частицы, приходящие из большей части полусферы, от 15° до 75° (что дает полный телесный угол π). Отношение энергии проходящих частиц к напряжению, прикладываемому к внешнему электроду анализатора для выбора энергетического интервала, составляет приблизительно 1.3. Максимальная энергия, регистрируемая анализатором, ограничивается возможным максимальным потенциалом— это цена за большое поле зрения прибора.

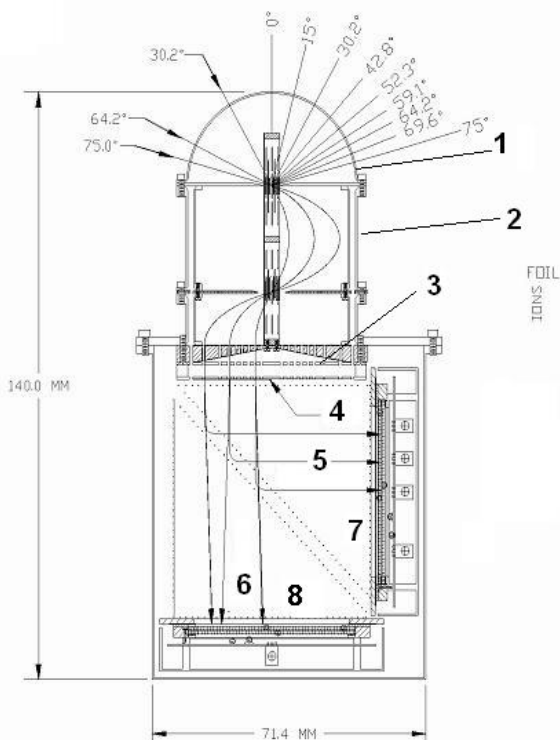


Рис.5.9. Сечение цилиндрически-симметричного “полусферического” анализатора FIPS [85]: 1– полусфера с отверстиями входных окон, 2 – цилиндрически-симметричный анализатор, 3 – пластина с выходными окнами, 4 – тонкая фольга, 5 – траектории выбитых из фольги электронов, 6 – траектории выбитых из фольги ионов, 7 – микроканальный детектор ионов

Этот анализатор является питающей оптикой для времяпролетного анализатора масс с тонкой фольгой для выработки стартового сигнала на входе и с координатно-чувствительным детектором для регистрации изображения на выходе.

Аналог оптической линзы “рыбий глаз” или камеры всего неба, имеющий полное незатененное поле зрения в 2π

(рис.5.10), описан в [86]. Цилиндрически-симметричное электростатическое зеркало обеспечивает однозначное соответствие между направлением на полусфере и положением точки изображения на координатно-чувствительном детекторе

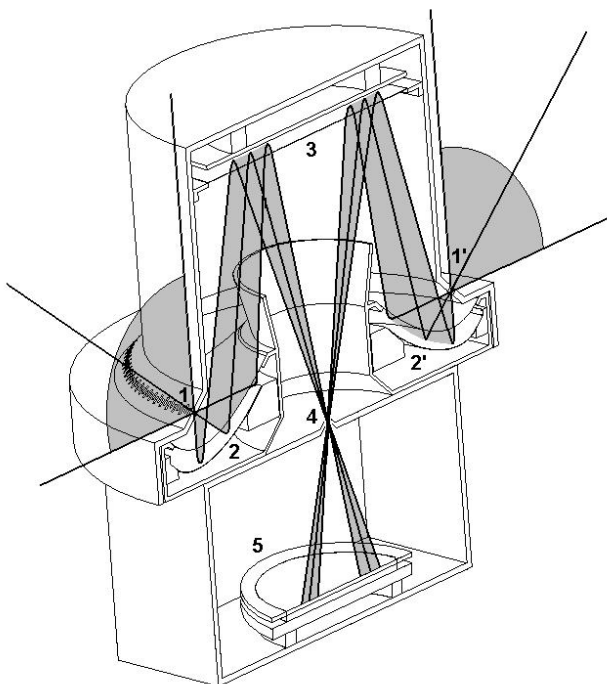


Рис.5.10. Камера всего неба для заряженных частиц [86]: 1 – кольцевое входное окно, 2 – первичное изображающее электростатическое зеркало, 3 – вторичное плоское зеркало, 4 – выходное окно, 5 – микроканальная пластина, регистрирующая изображение полусферы

на выходе. Форма зеркала выбрана так, что траектории частиц, проходящих через диафрагму перед детектором, пересекаются в узкой области у входного кольцевого окна. Это позволяет ограничить поток ультрафиолетового излучения в прибор. Напряжение на промежуточном плоском зеркале грубо определяет верхнюю границу полосы пропускания по энергии. Для выбора нижней границы полосы пропускания необходимо перед детектором установить тормозящую сетку. Отношение энергии выбранного

диапазона к подаваемому напряжению составляет ~ 1 , что ограничивает возможную верхнюю энергетическую границу измеряемых потоков частиц. Два анализатора на спутнике позволяют измерить 3-мерную функцию распределения по скоростям за весьма короткое время, $\sim 0.1-1$ с.

Интересным примером использования электростатического является попытка определения массового состава солнечного ветра с помощью электростатического анализатора, выполненная на спутнике “Вела-3” [87].

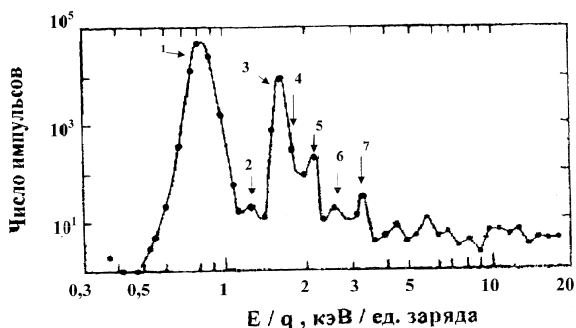


Рис.5.11. Энергетические спектры солнечного ветра, построенные по результатам измерений на космическом аппарате “Вела-3” [87]: 1 – H^+ , 2 – $^3He^{++}$, 3 – $^4He^{++}$ и $^2D^+$, 4 – $^{16}O^{7+}$ и $^{14}N^{++}$, 5 – $^{16}O^{8+}$, 6 – $^{16}O^{5+}$, 7 – $^{16}O^{4+}$, $^{12}C^{3+}$ и $^4He^+$.

Известно, что в солнечном ветре все частицы имеют приблизительно одинаковую среднюю направленную скорость движения. Так как в электростатическом поле частицы анализируются по отношению энергии частицы к ее заряду, то на графике, построенном в координатах «амплитуда сигнала - E/q », где q - заряд иона, должны наблюдаться пики, смещенные по шкале абсцисс на величину M/q по отношению к пику, соответствующему ионам. Результаты этого эксперимента приведены на рис.5.11. На этом рисунке пик 1 соответствует ионам H^+ , пик 2 - $^3He^{++}$, 3 - $^4He^{++}$ и $^2D^+$, 4 - $^{14}N^{++}$, 5 - $^{16}O^{++}$, 6 - $^{15}O^{3+}$, 7- $^{16}O^{4+}$ и $^4He^+$. Ширина пиков определяется температурой соответствующей компоненты плазмы. Очевидно, что при достаточно

большой температуре плазмы пики сливаются, и метод становится неприменимым.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Прочтя эту книгу, читатель ознакомился с основными областями применения корпускулярной диагностики в лабораторной и космической плазме. Выбор материала, в основном, определялся областью интересов авторов и поэтому многие интересные и важные вопросы, например, активная корпускулярная диагностика лабораторной плазмы, были рассмотрены очень кратко. За рамками настоящей книги осталось описание и многих конкретных приборов, использовавшихся в лабораториях и космосе за прошедшие десятилетия. Тем не менее, авторы выражают надежду, что их труд окажется полезным тем, кто хочет получить начальную информацию по вопросу применения корпускулярной диагностики в термоядерных исследованиях и исследованиях космоса.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить большую благодарность профессору В.С.Стрелкову, внимательнейшим образом прочитавшему рукопись и сделавшему много полезных замечаний.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ ВОДОРОДА АНАЛИЗАТОРОМ С ФОЛЬГОВЫМ КОНВЕРТЕРОМ

Эффективность регистрации АТМ может быть представлена в виде

$$\eta = \eta_i \eta_{sc} \eta_E \eta_C \eta_R, \quad (1П.1)$$

где η_i – доля положительно заряженных частиц в потоке после мишени, η_{sc} – доля частиц, попадающих в анализатор с апертурным углом θ_0 , η_E – доля частиц, прошедших анализатор с энергетическим разрешением Υ , η_C – эффективность регистрации частиц детектором, η_R – поправка, связанная с величиной пробега частиц в веществе.

Для углеродной мишени толщиной d и атомов водорода и дейтерия

$$\eta_i = \frac{0.03E_{out}}{1 + 0.03E_{out}}, \quad (1П.2)$$

где

$$E_{out} = \left(\sqrt{E} - \frac{1.6 \cdot 10^{-3} d}{\sqrt{A}} \right)^2, \quad E < 25 \text{ кэВ} \quad (1П.3)$$

здесь E – энергия частиц перезарядки, E_{out} – энергия ионов после выхода из мишени, $A = 1$ для водорода и $A = 2$ для дейтерия, d выражено в Å , энергия в кэВ.

$$\eta_{sc} = 0.5(1 + \exp(-p)) \left\{ 1 - \left[1 + \frac{4 \exp(-p)}{(1 - \exp(-p))^2} \sin^2\left(\frac{\theta_0}{2}\right)^{-1/2} \right] \right\} \sqrt{2}, \quad (1П.4)$$

$$p = 4.33 \cdot 10^{-4} d \cdot A / \langle E \rangle, \quad (1П.5)$$

$$\langle E \rangle = 0.5(E + E_{out}). \quad (1П.6)$$

В дальнейшем для упрощения записи положим $E = E / A$.

$$\eta_E = \int_{E_{\text{out}} - \Delta E_a / 2}^{E_{\text{out}} + \Delta E_a / 2} \phi(E) dE = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\alpha \exp(-x^2) dx, \quad (1П.7)$$

где

$$\phi(E) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \Delta E_{1/2}} \exp\left(-\frac{4 \ln 2 (E - \langle E \rangle)^2}{(\Delta E_{1/2})^2}\right), \quad (1П.8)$$

$$\alpha = \sqrt{\ln 2} \Delta E_a / \Delta E_{1/2}, \quad (1П.9)$$

$$\Delta E_a = Y E_{\text{out}}, \quad \Delta E_{1/2} = 0.02 \sqrt{d E_{\text{out}}}, \quad (1П.10)$$

$$\eta_R = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \langle \Delta R^2 \rangle_d} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{(R_p - x)^2}{2 \langle \Delta R^2 \rangle_d}\right) dx, \quad (1П.11)$$

где R – пробег, R_p – проективный пробег частицы в веществе мишени (\AA), а $\langle R^2 \rangle_d$ – величина, характеризующая разброс пробегов (страгглинг, \AA^2), $\Delta E_{1/2}$ – полуширина энергетического распределения частиц после прохождения мишени [36]. Для углерода

$$R = 563\sqrt{E}, \quad E < 25 \text{ кэВ}, \quad (1П.12)$$

$$R_p = \frac{1}{\beta} (1 - \exp(-\beta R)), \quad (1П.13)$$

$$\beta = \frac{4.84 \cdot 10^{-3}}{E}, \quad (1П.14)$$

$$\beta R = \frac{2.72}{\sqrt{R}}, \quad (1П.15)$$

$$\langle \Delta R^2 \rangle_d = \frac{0.625}{E} \left(1 - \frac{0.104}{E^{0.8}}\right) R_p^2. \quad (1П.16)$$

Так как на вход детектора обычно подается ускоряющее для положительных ионов напряжение в несколько килоэлектронвольт, то $\eta_c \approx 1$.

СКОРОСТНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКОВ НЕЙТРАЛОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Усреднение скоростных коэффициентов по функциям распределения частиц

Как следует из раздела 4.1, для нахождения потоков частиц перезарядки и распределения плотности нейтральных частиц в плазме существенную роль играют сведения о сечениях элементарных процессов в плазме, усредненных по энергетическим распределениям частиц (скоростных коэффициентах). Кроме того, желательно, чтобы эти скоростные коэффициенты были представлены в виде аналитических формул.

Будем считать, что функции распределения электронов, ионов и нейтральных частиц являются максвелловскими. Параметры частиц, которые взаимодействуют с другими, будем отмечать индексом p , а параметры частиц, с которыми взаимодействуют другие, будем отмечать индексом f . Если скорости взаимодействующих частиц близки друг другу, то при расчетах необходимо учитывать их относительную скорость.

При усреднении по функции распределения частиц, с которыми происходит взаимодействие, выражение для величины $\langle \Phi(E_p, T_f) \rangle$ записывается в следующем виде

$$\langle \Phi \rangle = \int \Phi(E_{rel}) f_f d^3 v_f \quad (2П.1)$$

Введем следующие обозначения:

$$v_p^2 = \frac{E_p}{T_p}, \quad v_f^2 = \frac{E_f}{T_f}, \quad \vec{v}_{rel} = \vec{v}_f - \vec{v}_i, \quad E_{rel} = \frac{m_p}{m_f + m_p} T_f \vec{v}_{rel}^2, \quad (2П.2)$$

$$Z = \sqrt{\frac{m_f E_p}{m_p T_f}}.$$

Функция распределения в этом случае имеет вид

$$f_f = \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} e^{-v_f^2}. \quad (2П.3)$$

Введя новую переменную $\bar{\chi} = \bar{v}_{rel}$ и перейдя к сферической системе координат r, θ, φ с началом в месте расположения f -частицы и с осью z , направленной вдоль скорости движения p -частицы, из формулы (3.3) можно получить

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{\pi Z}} \int_0^\infty \Phi \left(\frac{m_p}{m_f + m_p} T_f \chi^2 \right) \left[e^{-(\chi-Z)^2} - e^{-(\chi+Z)^2} \right] \chi d\chi. \quad (2П.4)$$

Нетрудно видеть, что, если скорость частицы плазмы много меньше тепловой скорости полевых частиц, то формула (2П.4) переходит в

$$\langle \Phi(E_p, T_f) \rangle = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \Phi \left(\frac{m_p}{m_f + m_p} T_f \chi^2 \right) e^{-\chi^2} \chi^2 d\chi. \quad (2П.5)$$

Усреднение по функциям распределения обеих взаимодействующих частиц проводится аналогичным образом. В этом случае получаем

$$\langle \langle \Phi(T_p, T_f) \rangle \rangle = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \Phi \left[\frac{m_p}{m_f + m_p} \left(T_f + \frac{m_f}{m_p} T_p \right) \gamma^2 \right] e^{-\gamma^2} \gamma^2 d\gamma. \quad (2П.6)$$

При $T_p \rightarrow 0$ формула (2П.6) переходит в (2П.5).

При усреднении скоростного коэффициента ионизации электронами, если $\frac{m_e}{m_p} T_p \ll T_e$, аргумент функции Φ в

формулах (2П.4) - (2П.6) переходит в $T_e \gamma^2$. При усреднении скоростных коэффициентов перезарядки ионов и ионизации атомов ионами плазмы следует учесть, что, в сущности, столкновения происходят с электронами, температура которых равна температуре атомов. В этом случае, аргумент функции Φ в

формулах (2П.4) и (2П.5) имеет вид $T_p \chi^2$, а в формуле (2П.6) – $(T_f + T_p) \gamma^2$.

Аналитические аппроксимации для скоростных коэффициентов

В настоящее время довольно часто используются аналитические представления сечений элементарных процессов, приведенные в работах [85-89]. Однако точность этих формул невелика - в некоторых случаях ошибка достигает 60% [89]. В 1993 г. МАГАТЭ опубликовало [90] список рекомендованных значений сечений взаимодействия водородных атомов с электронами и протонами и аналитические формулы для расчета сечений. В данном разделе приложения приводятся аналитические выражения как для скоростей элементарных процессов, так и для их усредненных по функциям распределения частиц значениям. Для ионизации атомов водорода электронами нами найдена аналитическая формула, менее громоздкая, чем в [90]. Все скорости выражены в единицах 10^{-8} см³/с, а энергия частиц – в килоэлектронвольтах. Так как все сечения для H, D, и T одинаковы при одинаковых скоростях, то ниже будут приведены значения только для протонов.

Рассмотрим перезарядку протонов на атомарном водороде :

$$\sigma_{\text{cx}} v_i = 10^{-8} \frac{A_1 \ln(A_2 / E + A_6)}{1 + A_3 E + A_4 E^{3.5} + A_5 E^{5.4}} \cdot v_i, \quad (2.П.7)$$

где $A_1 - A_6$ соответственно равны 3.2345; 235.88; 0.038371; $3.8068 \cdot 10^{-6}$; $1.1832 \cdot 10^{-10}$; 2.3713.

Зависимость скорости перезарядки протонов на атомарном водороде (2П.7) от скорости протонов изображена на рис.2П.1. Ниже, на рисунках 2П.1–2П.9 сравниваются экспериментальные данные и результаты расчетов по формулам (6) - (8) (точки) и формулам (9) – (18) - кривые. Усредненная по функции распределения полевых частиц величина $\langle \sigma_{\text{cx}} v_i \rangle$ имеет вид

$$\langle \sigma_{\text{cx}} v_i \rangle = \begin{cases} \sigma_{\text{cx}} v_i(E_{\text{eff}}) & \text{для } T_f < 7 \text{ keV} \\ \frac{19.6}{T_f^{0.33} + a_1 \cdot T_f^2 + a_2 \cdot \sqrt{E} + a_3 \cdot E^2 + a_4 \cdot E^3} & \text{для } T_f \leq 30 \text{ keV} \end{cases}, \quad (2\text{П.8})$$

где $1 \cdot 10^{-4} \leq E \leq 100 \text{ кэВ}$, $E_{\text{eff}} = \frac{3}{2} \left(T_f + \frac{2}{3} E \right)$,

$$a_1 = 5.15 \cdot 10^{-4}, \quad a_2 = 5.67 \cdot 10^{-2}, \quad a_3 = 1.55 \cdot 10^{-3}, \quad a_4 = 2.06 \cdot 10^{-5}.$$

На рис. 2П.2 приведена зависимость от энергии скорости перезарядки протонов на атомах водорода, усредненных по функции распределения последних для разных температур атомов. Кривая 1 экспериментальные данные ($T_f = 0$), кривая 2 – $T_f = 1$ кэВ, кривая 3 – $T_f = 10$ кэВ, кривая 4 – $T_f = 30$ кэВ. Кривые на рис. 2П.2 рассчитаны по формулам (2П.4) -(2П.5), а точки – по формуле (2П.8).

Выражение, описывающее скорость перезарядки, усредненный по обоим сортам частиц, имеет вид

$$\langle \langle \sigma_{\text{cx}} v_i \rangle \rangle = \frac{10.9 \cdot T_{\text{eff}}^{0.37}}{1 + 0.2 \cdot T_{\text{eff}} + 7 \cdot 10^{-3} T_{\text{eff}}^2}, \quad (2\text{П.9})$$

где $T_{\text{eff}} = \frac{m_p}{m_f} T_f + T_p$. Зависимость (2П.9) изображена на рис.

2П.3 точками, а сплошная кривая отображает результаты расчета по формуле (2П.6).

Рассмотрим теперь ионизацию атомов водорода электронами,

$$\sigma_i v_e = \frac{E_e - 0.0136}{0.007 + 0.45 E_e^{1.4}} \quad (2\text{П.10})$$

Зависимость (2П.10) изображена на рис.2П.4 (сплошная кривая). Точками на рисунке отмечены экспериментальные значения.

Зависимость от электронной температуры усредненного по функции распределения электронов скоростного коэффициента ионизации атомов водорода,

$$\langle \sigma_i v_e \rangle = \frac{1.05 \cdot T_e^6}{8 \cdot 10^{-12} + 0.015 T_e^5 + 0.48 T_e^{6.36}} \quad (2\text{П.11})$$

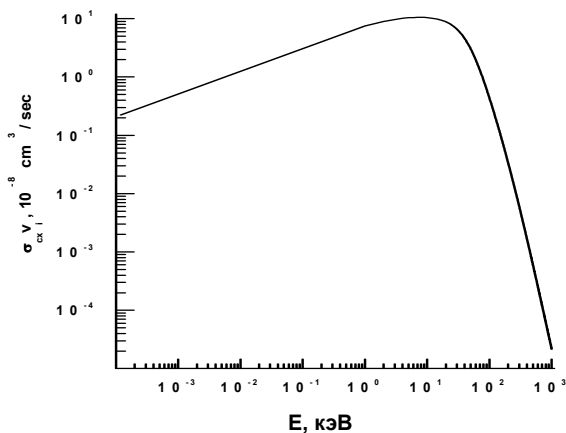


Рис.2П.1. Рекомендуемые значения скоростного коэффициента перезарядки протонов на атомарном водороде

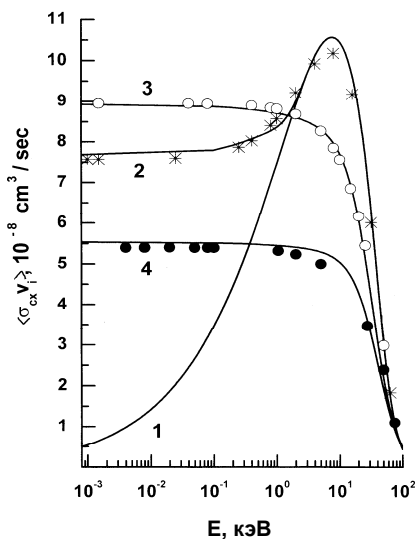


Рис.2П.2. Скоростной коэффициент перезарядки протонов на атомах водорода, усредненный по функции распределения последних: 1 – $T_{\beta}=0$, 2 – $T_{\beta}=1$ кэВ, 3 – $T_{\beta}=10$ кэВ, 4 – $T_{\beta}=30$ кэВ

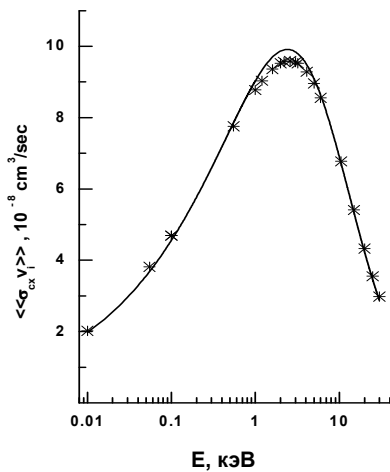


Рис.2П.3. Зависимость скоростного коэффициента резонансной перезарядки протонов от температуры обоих сортов частиц

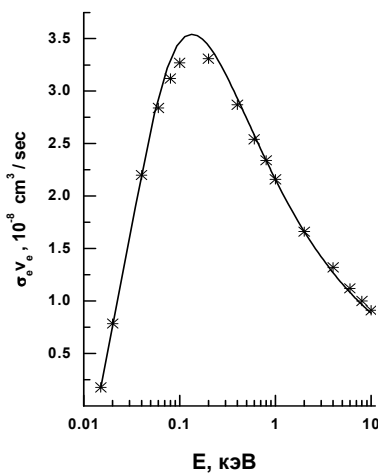


Рис.2П.4. Скоростной коэффициент ионизации атомов водорода электронным ударом. Кривая – расчет по (3.12), точки – экспериментальные значения

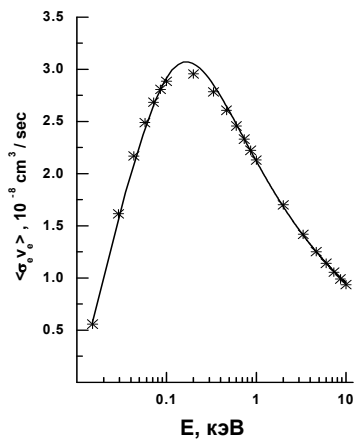


Рис.2П.5. Усредненный по распределению электронов скоростной коэффициент ионизации атомов водорода электронным ударом

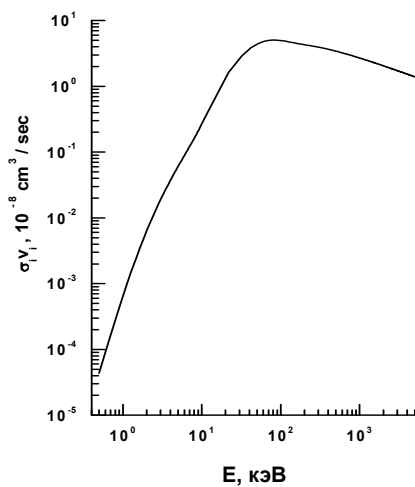


Рис.2П.6. Скоростной коэффициент ионизации протонами атомов водорода

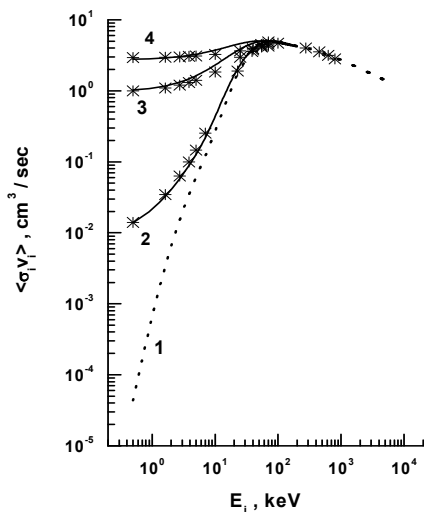


Рис.2П.7. Усредненный по температуре нейтральных частиц скоростной коэффициент ионизации протонами атомов водорода
 1 – $T_e = 0$, 2 – $T_e = 1$ кэВ , 3 – $T_e = 10$ кэВ , 4 – $T_e = 30$ кэВ

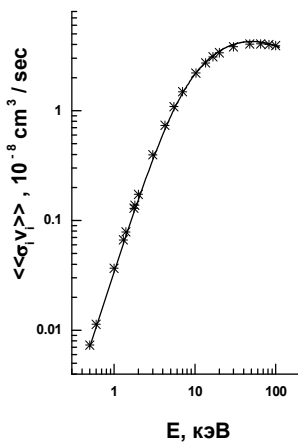


Рис.2П.8. Скоростной коэффициент ионизации атомов водорода протонами, усредненный по распределениям обеих частиц

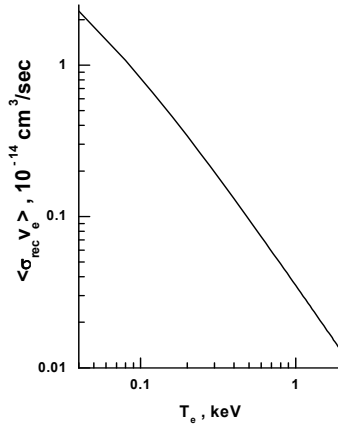


Рис.2П.9. Скоростной коэффициент излучательной электронно-ионной рекомбинации

представлена на рис.2П.5. Сплошная кривая рассчитана по формуле (2П.11), точки – по формуле (2П.5).

Рассмотрим ионизацию атомов водорода протонами:

$$\sigma_i v_i = 10^{-8} A_1 \left(\frac{\exp(-A_2/E) \ln(1 + A_3 E)}{E} + \frac{A_4 \exp(-A_5 E)}{E^{A_6} + A_7 E^{A_8}} \right) \cdot v_i, \quad (2П.12)$$

где $A_1 - A_4$ соответственно равны 12.899; 61.897; 9.2731; $\cdot 10^3$; $4.9749 \cdot 10^{-4}$, $A_5 - A_8$ соответственно равны $3.9890 \cdot 10^{-2}$; -1.5900; 3.1834; -3.7154.

$$\langle \sigma_i v_i \rangle = \sigma_i v_i(E_{\text{eff}}), \quad (2П.13)$$

где $E_{\text{eff}} = E_i + 2.21 \cdot \exp(-2.61 \cdot 10^{-2} T_f) \cdot T_{\text{eff}}$.

$$\langle \langle \sigma_i v_i \rangle \rangle = \frac{0.035 \cdot T_{\text{eff}}^{2.3}}{1 + 3.2 \cdot 10^{-2} T_{\text{eff}}^{1.8} + 2.3 \cdot 10^{-4} T_{\text{eff}}^3}. \quad (2П.14)$$

Зависимости (2П.12) -(2П.14) изображены на рис.2П.6 –2П.8. Обозначения на этих рисунках те же, что и на рис. 2П.1-2П.3.

Теперь обратимся к излучательной электронно-ионная рекомбинации. Для усредненной по функции распределения скорости электронно-ионной рекомбинации можно рекомендовать выражение, приведенное в работе [91]:

$$\langle \sigma_{\text{rec}} V_e \rangle = \frac{3.65 \cdot 10^{-16}}{\sqrt{T_e (0.04 + T_e)}}. \quad (2П.15)$$

Зависимость от электронной температуры скорости электронно-ионной рекомбинации (2П.15) изображена на рис.2П.9. Из рисунков, приведенных в настоящем разделе, видно, что предлагаемые формулы достаточно точны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

К предисловию и введению

1. Диагностика плазмы // Под редакций Р.Хаддлстоуна и С.Леонарда, М.: Мир, 1968. 515 с.
Подгорный И.М. Лекции по диагностике плазмы, М.: Атомиздат, 1968. 219с.
Кузнецов Э.И., Щеглов Д.А. Методы диагностики высокотемпературной плазмы М.: Атомиздат, 1980. 200с.
Диагностика термоядерной плазмы // Под ред. С.Ю.Лукьянова М.: Энергоатомиздат, 1985. 168с
2. *Стрелков В.С.* Основы физических методов диагностики плазмы в токамаках. М.: МИФИ, 2004. 88с.
3. *Сысоев А.А., Чупахин М.С.* Введение в масс-спектрометрию. М.: Атомиздат, 1977.
4. *Готт Ю.В.* Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. М.: Атомиздат 1978.
5. *Жданов С.К., Курнаев В.А., Романовский М.К., Цветков И.В.* Основы физических процессов в плазме и плазменных установках. М.:МИФИ, 2007, 356с.

К главе 1

6. *Stab P.* // Journal of Physics E: Scientific Instruments. 1972. V.5. P.484.
7. *Paolini F.R., Theodorides G.C.* // Rev.Sci.Instruments. 1967. V.38. P.579.
8. *Волков Г.И., Застенкер Г.Н., Копылов В.Ф. и др.* //Приборы и техника эксперимента. 1973. №1. С.43.
9. *Moestue H.* Rev.Sci.Instruments. 1973. V.44. P.1713.
10. *Курнаев В.А., Смирнов С.В* // Труды научной сессии МИФИ, М.:МИФИ, 2008,т.2,с.
- 11.*Бандурко В.В., Курнаев В.А.* Имитационная установка для анализа взаимодействия низкоэнергетичных ионов с кандидатными материалами ТЯР, В сб. Приборы и методы диагностики плазмы и поверхности стенок плазменных установок, М.: Энергоатомиздат,1991, с.3-11.

12. Малов А.Ф // Некоторые вопросы экспериментальной физики. Вып.2, М.:Атомиздат,1958, 54
13. *Wiен W. Ann.d. Phys.* 1898.V.65. P.440.
14. Коваленко В.Г., Леин Э.Л., Поленов Б.В. и др. Ядерное приборостроение Труды СНИИП. М.: Атомиздат, 1970. В.12.
- 15.Коборов Н.Н., Курнаев В.А., Урусов В.А. Устройство для измерения дифференциальных параметров отраженного пучка, // Диагностические методы в плазменных исследованиях, М.:Энергоатомиздат 1983, С.22-30.
- 16.Курнаев В.А., Урусов В.А.// ЖТФ Т.67.№6, 1997. С.86-92

К главе 2

17. Айбунд М.Р., Поленов Б.В. Вторично-электронные умножители открытого типа и их применение. М.: Энергоатомиздат. 1981.
18. В.А.Курнаев, Г.И.Жабров, // Приборы и техника эксперимента, 1974. №5 С.53.
19. *Daly A.W.R.E. Rew. Scientific Instruments.* 1960. V.31. P.264.
20. Коваленко В.Г., Поленов Б.В. // Приборы и техника эксперимента. 1973. №6. С.135.
- 21.Богданов А.В., Вайсберг О.Л., Поленов Б.В. Ядерное приборостроение (Труды СНИИП). Атомиздат. М. 1974. В.15. С.11.
22. *Masuoka T. Rev. Scientific Instruments.* 1977. V.48. P.1284.
23. Дмитриев В.Д., Лукьянов С.М., Пенионжкевич Ю.Э., Самтаров Д.К. Приборы и техника эксперимента. 1982. №2. С.7.
24. www.burle.com/cgi-bin/byteserver.pl/pdf/channelBook.pdf
25. Лихтенштейн В.Х., Алексеев Г.В. Влияние магнитных полей на каналные электронные умножители и микроканальные пластины. Препринт Института атомной энергии им.И.В.Курчатова, ИАЭ-3124. М. 1979.
26. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А, Рупасов А.А. и др. Диагностика плотной плазмы Под.ред.Н.Г.Басова. М.:Наука, 1989. 368с.
- 26б. <http://www.ird-inc.com/brochure/IRD2007.pdf>

К главе 3

27. Методы анализа поверхности // Ред. А. Зандерна, М.:Мир, 1979, 582с.
28. Курнаев В.А., Романовский А.В., Устройство для определения энергетического спектра нейтральных атомов, АС 540102, 1982.
29. Лукьянов С.Ю., Щеглов Д.А., Голант В.Е. и др.//Диагностика термоядерной плазмы // Под ред. С.Ю.Лукьянова, М.: Энергоатомиздат,1985,168с.
30. Афросимов В.В., Гладковский И.П., Гордеев Ю.С.// ЖТФ, 1960. Т.30. С.1456.
31. Курнаев В.А., Коборов Н.Н., Автоматизированный энергоанализатор нейтральных атомов для определения температуры плазмы в ТЯР. Описание лабораторной работы, М.:МИФИ 1987, 28с.
32. Константинов С.Г., Сорокин А.Ф., Цельник Ф.А. // Приборы и техника эксперимента.1971. № 4. С. 54.
33. Безлюдный С.В., Березовский Е.Л., Кисляков А.И. и др.// Физика плазмы. 1975. Т.1. С.749.
34. Афросимов В.В, Петров М.П Корпускулярная диагностика горячей плазмы, Диагностика плазмы, Вып.4 Под ред.М.И.Пергамент. М.:Энергоатомиздат, 1980. С.167-181.
35. Афросимов В.В., Петров М.П. Состояние и перспективы корпускулярных методов исследования плазмы на термоядерных установках //Диагностика плазмы, Вып.5, Под ред. М.И.Пергамент, М.:Энергоатомиздат, 1986. С.135-146.
36. Готт Ю.В., Тельковский В.Г.// Журнал технической физики. 1964. Т.34. С. 2114.
37. Gott Yu.V., Motlich A.G.//Nuclear Instruments and Methods.1978. V.155. P.443.
38. Liechtenstein V.Kh., Afanasyev V.A., Babenko P.Yu., et al. // 29th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Phys. Montreux. 17-21 June 2002. ECA V.26B. P2-128.
39. Chernyshev F.V., Afanasyev V.A., Detch A.V. et al. // 30th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Phys. St.Petersburg. 7-11 July 2003. ECA V.27A. P-4.71.

40. Курнаев В.А.// ЖТФ,№3 1976, С.627
41. Коборов Н.Н., Кузовлев А.И., Курнаев В.А., Ремизович В.С.// ЖТФ 67, №5, 1997. С.81,
Koborov N.N., Kuzovlev A.I., Kurnaev V.A., Remizovitch V.S.// Nucl.Instr.Meth.B. 129. 1997, P.5
42. Жабрев Г.И., Курнаев В.А., Тельковский В.Г., Зарядовый состав пучка при рассеянии ионов водорода и гелия твердой мишенью // Труды 2-ой Всес. конф. по взаимодействию ионов с поверхностью, М. из-во ИХФ, 1972, Т.1, С.112.
43. Voorhies H.G., Okava T.// J.Nucl. Energy, Pt.C.1966. V.8. P.555.
44. Бортников А.В., Бревнов Н.Н., Готт Ю.В., Шурыгин В.А.// Физика плазмы. 1995. Т.21. С.672.
45. Курнаев В.А., Машкова Е.С., Молчанов В.А. Отражение легких ионов от поверхности твердого тела. М: Энергоатомиздат. 1985. 192 с.
46. Tabata T., Iiti R., Itikawa Y., et al. Preprint IPPJ-AM-18, Nagoya.Japan. 1985.
47. Курнаев В.А., Отражение легких ионов от поверхности материалов применительно к проблеме УТС. Диссертация д.ф.м.н., М.:МИФИ,1992.
48. Жинкин Д.И., Курнаев В.А., Способ анализа нейтралов перезарядки в плазменной установке с магнитным полем, Патент РФ, 2006.
49. Афанасьев В.И., Кисляков А.И., Козловский С.С.и др. Инженерный проект комплекса анализаторов нейтральных частиц для ИТЭР, 2006.

К главе 4

50. Петров М.П. // Физика плазмы. 1976. Т.2. С.371.
51. Wagner F. J.Vac.Sci.Technol.,20(4) 1982,P.1211-1217
52. Готт Ю.В., Юрченко Э.И.// Физика плазмы. 1983. Т.9. С.646.
53. Петров М.П.// Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 17. С.110.
54. Connor J.W., Hastie R.J.// Nuclear Fusion.1973. V.53. P.221.

55. *Гуревич А.В., Димант Я.С.* Вопросы теории плазмы Под ред. Б.Б.Кадомцева. 1987. М.: Энергоатомиздат. Вып. 16. С.3.
56. *Коврижных Л.М.*// Физика плазмы. 1982. Т.9. С. 1105.
57. *Готт Ю.В.*// Физика плазмы. 1995. Т.21. С. 659.
58. *Pereverzev G.V., Yushmanov P.N., Dnestrovskii A.Yu., et al.*// Rep.IPP 5/42. 1991. Max-Plank Inst.f. Plasmaphysik, Garching, Germany.
59. *Pavlov Yu.D., Dnestrovskij Yu.N., Borshegovskij A.A., et al.*// Proceedings of 18th Fusion Energy Conference, Sorrento, Italy, 2000, IAEA-CN77/exp/5/17.
60. *Леонов В.М.*// Препринт ИАЭ-3426.7. М. 1981.
61. *Berlisov A.B., Bugarya V.I., Busankin V.V., et al.*// Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. IAEA. Vienna. 1981. V.1. P.23.
62. *Golant V.E., Gornostaev S.V., Grigiryev A.V.*// 10th Europ. Conf. on Contr. Fus. Moscow. 1981. V.1. P.A-12.
63. *Grigoryev A.V., Kislyakov A.I., Schemelinin S.G. et al.*// Ibid. Н-2В.
64. *Artsimovich L.A.*// Nuclear Fusion. 1972.V.12. P.215.
65. *Мирнов С.В.* Физические процессы в плазме токамака. М.: Энергоатомиздат. 1983.
66. *Romannikov A.N., Bourdelle C., Bucalossi J. et al.* Measurement of central toroidal rotation in ohmic Tore Supra plasmas// Nuclear Fusion. 2000.V.40. P. 319-324
67. *Абрамов А.Г., Афросимов В.В., Гладковский И.П. и др.* ЖТФ, 1971.Т.41,с.1924-1929
68. *Березовский Е.Л., Кисляков Л.И., Петров С.Я., Росляков Г.В.*// Физика плазмы, Т.6, вып.6, 1980, С.1385-1395
69. *Медведев А.А., Стрелков В.С.* Активная корпускулярная диагностика для исследования конфигурации магнитного поля в плазме установки Т-10. Москва. Препринт РИЦ КИ ИАЭ-6114/7, 1998, *А.А. Medvedev, V.S.Strelkov.* First Experiments on Charge Exchange q Measurements in T-10 Tokamak, Preprint of RRC KI IAE-6231/7. Moscow -2001
70. *Давыденко В.И., Росляков Г.В., Хавин Н.Г.,* Приборы и техника эксперимента №5 1981, с.21-25, *Росляков Г.В.,* там же №2, 1981, с.167-169, *Давыденко В.И., Савкин В.Я., Шульженко Г.И., Барсуков А.Г., Волков А.В., Королев В.Ф.,*

- едведев А.А., Никулин В.А., Тилинин Г.Н.* Диагностический инжектор «ДИНА-6» для активного зондирования плазмы в установке «ТОКАМАК-10». Препринт РНЦ КИ, 2004
71. *Ликок Р.Л., Дженнингс В.К., Коннор К.А.* Зондирование плазмы пучком тяжелых ионов В сб. Диагностика плазмы Вып.4(2) Под ред. А.И.Пергаменты 1981,С206-214
72. *Демченко П.А., Крупник Л.И.* Пучки тяжелых ионов для исследования плотной плазмы В сб. Диагностика плазмы Вып.4(2) Под ред М.И.Пергаменты, Энергоатомиздат 1981, с 214-218
73. *Бондаренко И.С, Крупник Л.И., Мельников А.В.Недзельский И.С* Диагностический комплекс и техника измерений пучком тяжелых ионов параметров плазмы на установке ТМ-4 Диагностика плазмы Вып.5 / Под ред М.И.Пергаменты, М.:Энергоатомиздат 1986. С161-164

К главе 5

74. *Hughes A.L., and Rojansky V.*//, Phys. Rev., 1929. V.34, P.284-295.
75. *Neugebauer M., and Snyder C.W.*// Science, 1962, v.138. N. 3545. P.1095-1100.
76. *O'Brian B.J. et al.*// Rev. Scient. Instrum. 1967. V.38. P. 1058.
77. *Wolfe J.H., Silva R.W., McKibbin D.D., and Mason R.H.*// J.Geophys. Res. 1966 V.71. P. 3329-3335.
78. *Wolfe J.H., Silva R.W., and Myers M.*// J.Geophys. Res. 1966. V. 71. N. 5. P. 1319-1339.
79. *Carlson C.W., Curtis D.W., Paschmann G. and Michael W.*// Adv. Space Res. 1985. V. 2. P. 67-70.
80. *Lin. R.P., et al.*// Space Sci. Rev. 1995. V. 71. P. 125.
81. *Sauvaud, J-A., Barthe H., Aoustin C., et al.* in: Interball Mission and Payload, Preprint RKA-IKI-CNES, 1995 P. 153-169.
82. *Vaisberg O.L., Leibov A.W., Avonov L.A., et al.* in: Interball Mission and Payload, Preprint RKA-IKI-CNES, 1995 pp. 170-177.
83. *Vaisberg O.L., Avonov L.A., Moore T.E. and Smirnov V.N.*// Annales Geophysicae. 2004. V.2, No. 1. P. 213.

84. *Vaisberg, O.L., Fedorov A.O., Johnstone A. et al.*// Proc. Int. Workshop on Space Plasma Physics Investigations by Cluster and Regatta. Graz. 1990. ESA SP-306. P. 143-148.
85. *Zurbuchen T.H., Gloeckler G., Cain J.C. et al.* A low-weight plasma instrument to be used in the inner heliopause, SPIE, 2000.
86. *Vaisberg O., Goldstein B., Chornay D. et al.* The First Solar Orbiter Workshop, May 14-18, 2001 Puerto de la Cruz, Tenerife, Spain; ESA SP-493, P. 451-454, 2001.
87. *Bame S.J., Hundhausen A.J., Asbridge J.R., et al.*// Phys. Rev. Letters. 1968. V.20. P.393.

К приложению 2

88. *Gryzinski M.*// Phys. Rev. 1965. V.138. P.A305.
89. *Gryzinski M.*// Phys. Rev. 1965. V.138. P.A322.
90. *Gryzinski M.*// Phys. Rev. 1965. V.138. P.A336.
91. *Riviere A.C.*// Nuclear Fusion. 1971. V.11. P.363.
92. *Freeman R.L., Jones E.M.* Atomic collision processes in plasma physics experiments. 1974. CLM-R 137.
93. *Janev R.K., Smith J.J.* // Nuclear fusion (Supplement), Atomic and plasma material interaction data for fusion. 1993. V.4.
94. *Гордеев Ю.С., Зиновьев А.И., Петров М.П.*//Письма в ЖЭТФ. 1977. Т.25. С. 223.

**Юрий Владимирович Готт
Валерий Александрович Курнаев
Олег Леонидович Вайсберг**

**КОРПУСКУЛЯРНАЯ ДИАГНОСТИКА
ЛАБОРАТОРНОЙ И КОСМИЧЕСКОЙ
ПЛАЗМЫ**

Учебное пособие

Под редакцией В.А. Курнаева

Редактор Т.В. Волвенкова

Подписано в печать 29.09.08. Формат 60×84 1/16
Печ.л. 9,0. Уч.-изд.л. 9,0. Тираж 150 экз.
Изд. № 4/137. Заказ № 1-2063

*Московский инженерно-физический институт
(государственный университет).
115409, Москва, Каширское ш., 31*

*Типография издательства «Тровант».
г. Троицк Московской области*

