

Д.46 15

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

препринт 304

Г.И.Димов

ПЕРЕЗАРЯДНЫЙ МЕТОД ИНЖЕКЦИИ
ПРОТОНОВ В УСКОРИТЕЛИ И НАКОПИТЕЛИ

НОВОСИБИРСК

1969

Димов Г.И.

ПЕРЕЗАРЯДНЫЙ МЕТОД ИНЖЕКЦИИ ПРОТОНОВ

В УСКОРИТЕЛИ И НАКОПИТЕЛИ



СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
§ 1. Введение.....	3
§ 2. Ввод протонов на орбиту перезарядным методом. Процессы перезарядки.....	7
§ 3. Рассеяние на ядрах мишени	14
§ 4. Ионизационные потери энергии.....	18
§ 5. Коэффициент захвата.....	21
§ 6. Особенности перезарядной мишени для инжекции протонов.....	23
§ 7. Развитие источников отрицательных ионов водо- рода	28
§ 8. Области применения.....	35
§ 9. Сравнение с другими методами инжекции. Плот- ность протонов в фазовом пространстве.....	39
§ 10. Заключение	48
Литература.....	51

§ 1. Введение

Интенсивность пучка частиц в циклических ускорителях ограничивается коллективным взаимодействием частиц как между собой, так и с ионизирующимся остаточным газом и вакуумной камерой. В предельных условиях при отсутствии на дорожке ускорителя вторичных ионов и электронов ограничение числа ускоряемых частиц наступает в результате сдвига частоты бетатронных колебаний до ближайшего резонансного значения или до нуля за счет роста собственного поперечного поля. Эта граница интенсивности определяется фокусирующими свойствами и размерами ускорительной дорожки, а также энергией инжекции частиц в ускоритель. Компенсация статического электромагнитного поля пучка ионами или электронами в принципе позволяет превзойти отмеченный уровень интенсивности.

Чтобы реализовать максимальную интенсивность ускорителя, необходимо вводить на дорожку ускорителя не только требуемое количество частиц, но и обеспечить наиболее благоприятное их распределение в фазовом объеме и свести до минимума загрузку дорожки частицами, теряющимися в процессе инжекции. Осуществление инжекции с высоким коэффициентом захвата частиц на дорожку, кроме уменьшения загрузки дорожки паразитными частицами, ослабляет требования, предъявляемые к инжектору.

Для достижения любого заданного распределения частиц в фазовом объеме ускорительной дорожки достаточно иметь возможность вводить все частицы на равновесную орбиту ускорителя без бетатронных колебаний (дельта - распределение в фазовом объеме). В этом случае для получения любого распределения частиц по амплитудам бетатронных колебаний достаточно во время инжекции изменять ^{углы} ввода частиц на орбиту по определенному закону; необходимый разброс частиц по импульсам (орбитам) достигается ускорением или торможением частиц на дорожке ускорителя в период их инжекции. Желаемое распределение частиц по азимуту дорожки в любом случае осуществляется модуляцией тока инжектора синхронно с обращением частиц. Оптимальным распределением частиц при вводе в индукционный слабофокусирующий ускоритель является равномерное распределение их в аксиальном направлении за счет разброса по амплитудам бетатронных колебаний и в радиальном направлении - только за счет разброса по им-

пульсам (орбитам). Полное использование радиальной апертуры для максимального разброса частиц по импульсам, а также ослабление продольного поля пучка за счет расширения его по вертикали, позволяет избежать в этом случае продольной неустойчивости пучка из-за эффекта "отрицательной массы" вплоть до предела, связанного со сдвигом частот бетатронных колебаний до резонансного значения. Указанное выше распределение частиц было осуществлено в бетатроне со спиральным накоплением электронов/1/, в котором и была достигнута предельная интенсивность. При вводе частиц в резонансный слабофокусирующий ускоритель также не выгодно допускать радиальные бетатронные колебания частиц. В резонансном режиме за критической энергией наличие радиальных бетатронных колебаний может значительно снизить предельное число частиц на дорожке из-за действия продольного поля сгустка/58/.

Для ввода частиц на дорожку кольцевых ускорителей, инжектируемых из точки, находящейся вне дорожки, необходимо изменение условий движения частиц в период их ввода. Условия движения могут изменяться за счет роста ведущего магнитного поля ускорителя, а также с помощью дополнительного переменного электромагнитного поля. Наиболее простым по осуществлению является ввод частиц на сжимающуюся мгновенную орбиту за счет ведущего магнитного поля. При этом частицы получают начальные амплитуды радиальных бетатронных колебаний от нуля до радиальной полуширины дорожки. От этих начальных колебаний можно избавиться путем синхронного с ведущим полем изменения энергии инжекции. Число оборотов ввода определяется отношением радиальной полуширины дорожки к смещению мгновенной орбиты за оборот. Это смещение может регулироваться изменением скорости роста ведущего поля в период инжекции и должно обеспечить достаточноную "промашку" вводного канала частицами за некоторое число оборотов, зависящее от частот и амплитуд бетатронных колебаний. Применение ускорения или замедления частиц на дорожке в период инжекции с помощью вихревого электрического поля позволяет осуществить спиральный ввод частиц в постоянное ведущее поле без начальных бетатронных колебаний при постоянной энергии инжекции. Шаг спирали должен обеспечить "промашку" вводного устройства за один оборот. Необходимый шаг спирали может быть уменьшен за счет начальных аксиальных бетатронных колебаний при инжекции пучка под соответствующим углом к плоскости орбиты. С помощью поперечного электрического или магнит-

ного поля можно перед началом ввода исказить равновесную орбиту ускорителя, а к концу ввода это искажение полностью снять. Таким образом за счет перемещения орбиты от вводного устройства можно обеспечить "промашку" частиц. Число оборотов ввода частиц на дорожку указанными выше способами практически не превышает сотни. При этом коэффициент захвата относительно не велик из-за малой средней "промашки" и в лучших случаях составляет несколько десятков процентов. Коэффициент захвата можно увеличить за счет сокращения числа оборотов ввода. Этот метод многооборотной инжекции не позволяет ввести частицы на дорожку без начальных бетатронных колебаний или без разброса по импульсам. Особенно нежелательны радиальные бетатронные колебания, возникающие при вводе частиц с постоянной энергией инжекции на сжимающуюся орбиту слабофокусирующего ускорителя.

Если поля изменять за время, значительно меньшее периода обращения частиц, то можно осуществить однооборотный ввод всех частиц на равновесную орбиту без начальных бетатронных колебаний с коэффициентом захвата, близким к единице. Наиболее просто такая однооборотная инжекция осуществляется с помощью поперечных полей. Поперечное электрическое или магнитное поле, создаваемое на небольшой длине дорожки, где частицы подводятся к равновесной орбите, гасят поперечный импульс частиц и после заполнения орбиты по всей длине выключается. Незаполненной частицами без бетатронных колебаний остается доля орбиты, равная отношению времени выключения поля к периоду обращения. Недостатком однооборотного метода инжекции является чрезвычайная сложность получения на дорожке пучка с большим однородным по длине орбиты разбросом по импульсам без начальных бетатронных колебаний. При однооборотной инжекции пучка с малым поперечным размером имеют место потери частиц с концов введенного на дорожку пучка вследствие их ускорения или замедления собственным продольным электрическим полем. Эти потери могут ограничивать интенсивность ускорителя на уровне значительно ниже предельного /2/.

Условия движения частиц при их вводе на дорожку могут изменяться также за счет их коллективного взаимодействия. Взаимодействие частиц используется при инжекции электронов в бетатронах от внутренней пушки типа Керста. По-видимому, основным механизмом, обеспечивающим захват частиц в этих ускорителях, является ускорение или замедление электронов продольным

полем сгустков, образующихся из-за эффекта "отрицательной массы", но в некоторых случаях существенную роль играют и ряд других механизмов взаимодействия /3-6/. Имеется ряд предложений, предусматривающих для гашения поперечного импульса частиц при вводе на орбиту за счет их взаимодействия специальную структуру инжектируемого в камеру потока частиц (инъекция двух пучков /7/, инъекция пучка из кольцевой пушки /8/, применение электронного контрактора в бетатронах).

В накопительных кольцах, в которых время жизни пучка очень большое, накопление частиц может производиться путем многократной инъекции. Это позволяет эффективно использовать в качестве инжекторов ускорители с относительно малой длительностью и большой скважностью тока ускоренных частиц, например синхротроны. Необходимое для ввода частиц на дорожку изменение условий их движения в этом случае может производиться в основном в длинных интервалах между последовательными импульсами инъекции, что облегчает эту операцию.

При многократной инъекции частицы могут укладываться последовательно в фазовую плоскость синхротронных колебаний. При длительности импульсов инъекции порядка периода обращения частиц на дорожке или больше его, это осуществляется высокочастотным методом, заключающимся в изменении частоты и амплитуды в.ч.ускоряющего поля по определенной программе /9/. Благодаря изменению параметров в.ч. поля частицы каждый раз отводятся от вводного канала; при этом для частиц, введенных в предыдущие импульсы инъекции, обеспечивается "промашка" до тех пор, пока не заполнена фазовая плоскость синхротронных колебаний. Если инжектор позволяет получать сгустки частиц с малой длиной за счет большого разброса по импульсам, то может производиться последовательная укладка частиц вдоль орбиты таким же образом, как при однооборотном вводе, с помощью импульсного инфлектора /10/. При этом в.ч.ускоряющее поле на дорожке должно иметь соответствующую кратность. При необходимости после накопления и доускорения все сгустки частиц на дорожке могут быть объединены в одной общей области устойчивости синхротронных колебаний.

При наличии затухания колебаний частиц на дорожке может производиться многократный однооборотный ввод. При этом импульсный инфлектор не должен полностью гасить поперечный импульс очередной порции вводимых частиц, благодаря чему ранее

вводимые частицы, у которых начальные колебания затухли, не раскачиваются до вводного устройства. По такой схеме производится накопление электронов и позитронов за счет радиационного затухания /11/. В будущем, когда будет освоено электронное охлаждение ионных пучков /12/, станет возможным накопление по этой схеме протонов, антипротонов и других тяжелых заряженных частиц.

§ 2. Ввод протонов на орбиту перезарядным методом. Процессы перезарядки

Изменение отношения заряда к массе частицы позволяет вводить частицы на дорожку ускорителя из точки, находящейся непосредственно на орбите. Для этого необходимо на период инъекции создать на орбите мишень для раз渲а или перезарядки частиц, достаточно прозрачную для циркулирующего пучка. Первичные частицы могут подводиться к этой мишени из точки вне дорожки по касательной к орбите, поскольку радиус кривизны их траектории отличается от радиуса орбиты вторичных инжектируемых частиц. Для инъекции в ускоритель протонов можно использовать в качестве первичных частиц молекулярные ионы H_2^+ и H_3^+ с развалом их на 2 и 3 протона соответственно, нейтральные атомы H^0 и отрицательные ионы H^- с перезарядкой в протоны (см.рис.1). При инъекции протонов за счет раз渲а молекулярных ионов водорода удваивается или утраивается ток инъекции, однако энергия инъекции уменьшается в два или три раза. Последнее обстоятельство делает чрезвычайно невыгодным этот метод инъекции.

Инъекция протонов за счет перезарядки атомарных частиц имеет ряд значительных преимуществ. Поэтому в Институте ядерной физики СО АН СССР Будкером Г.И. была поставлена работа по разработке перезарядного метода инъекции с целью обеспечения максимальной интенсивности протонных ускорителей /13/. Перезарядный метод инъек-

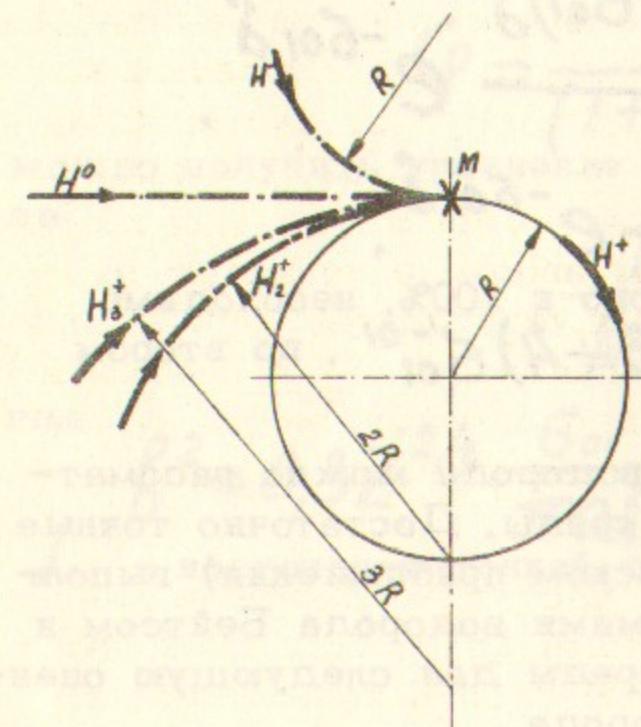


Рис.1

ции, по-видимому, впервые был предложен Альваредом Л.В. в 1951 году /14/, однако он считал этот метод полезным только для исследования орбиты ускорителя. Возможность перезарядной инъекции позднее отмечалась рядом авторов, например в /7/. В 1959 году этот метод независимо был предложен Будкером Г.И.

Использование атомарного пучка водорода для перезарядной инъекции протонов делает особенно простым ввод частиц на орбиту, поскольку он производится по прямолинейной траектории. В этом случае исключается влияние на ввод частиц краевого магнитного поля ускорителя, которое может изменяться несинхронно с положением на дорожке. Пучок атомов H^0 можно получить путем перезарядки ионов H^- , ускоренных в инжекторе. При энергии частиц порядка 1 Мэв и выше для сечений перезарядки имеют место неравенства $\sigma_{-1} \ll \sigma_{10} \ll \sigma_{01} < \sigma_{-10}$; $\sigma_{-11} \ll \sigma_{-10}$.

Поэтому всеми процессами, кроме (0,1) и (-1,0), можно пренебречь. Максимальный выход нейтральных частиц составит

$$\Phi_0 = \left(\frac{\sigma_{01}}{\sigma_{-10}} \right)^{\frac{1}{\sigma_{-10} - \sigma_{01}}}$$

при оптимальной толщине мишени в атомах на cm^2

$$\delta_0 = \frac{1}{\sigma_{-10} - \sigma_{01}} \ln \frac{\sigma_{-10}}{\sigma_{01}}.$$

Выход протонов из перезарядной мишени на орбите монотонно возрастает с увеличением её толщины δ . При использовании пучка H^- выход протонов

$$\phi_1 = 1 - \frac{\sigma_{-10} - \sigma_{01}}{\sigma_{-10} - \sigma_{01}} e^{-(\sigma_{-10} - \sigma_{01})\delta} e^{-\sigma_{01}\delta}.$$

При использовании пучка H^0 $\phi_1 = 1 - e^{-\sigma_{01}\delta}$.

Для обеспечения выхода протонов, близкого к 100%, необходима толщина мишени в первом случае $\delta \sim (3 \div 4)\sigma_{01}$, во втором случае $\delta \sim (2 \div 3)\sigma_{01}$.

Процесс потери электрона атомом водорода можно рассматривать как ионизацию водорода атомами среды. Достаточно точные квантово-механические расчеты (в борновском приближении) выполнены только для ионизации водорода атомами водорода Бейтсом и Гриффингом /15/. Бор /16/ для легкой среды дал следующую оценку сечения потери электрона атомом водорода

$$\sigma_{01} = 4\pi a_0^2 (Z^2 + Z) \frac{W_0}{W};$$

где a_0 — первый боровский радиус, W_0 — энергия протона со скоростью электрона на первой боровской орбите ($4W_0 = 100$ кэв); W — энергия налетающего атома водорода; Z — атомный номер среды. При этом ионизирующее действие среды Бор рассматривал как сумму независимых воздействий ядер и электронов среды. Из оценки Бора следует, что ионизация нейтральными атомами должна быть сильнее ионизации ионами. Это противоречит более точным расчетам /15/, которые показали, что сечение ионизации водорода атомами водорода меньше сечения ионизации протонами. Энергетическая зависимость сечения Бора находится в достаточно хорошем согласии с экспериментальными данными Барнетта и Рейнольдса для водородной и гелиевой сред /17/. Для более тяжелой среды Бором дана оценка сечения потери электрона только в одном частном случае, когда прицельное расстояние порядка радиуса экранирования поля атомного ядра ($Z^{1/3} \frac{2W_0}{W} \sim 1$). В этом случае $\sigma_{01} \approx W^{-1/2}$, что находится в согласии с экспериментальными данными /17/ для азота и аргона. Тот факт, что оценки Бора достаточно правильно отражают зависимость сечения потери электрона от энергии, позволяет считать достаточно надежными расчеты этого сечения в классическом приближении.

Используя выражение для потенциала атома, вычислительным статистическим методом Томаса-Ферми, можно в классическом приближении найти универсальную зависимость сечения σ_{01} от рода вещества и энергии (для $W \gg W_0$). Апроксимируя функцию экранирования в потенциале Томаса-Ферми выражением

$$f = \frac{1}{(1 + 0.55 Z^{1/3} \frac{r}{a_0})^2},$$

можно получить уравнение для определения σ_{01} в следующем виде

$$\frac{1 + 3\beta}{B(1 + \beta)^3} = C;$$

где

$$\beta^2 = 0.3 Z^{2/3} \frac{\sigma_{01}}{\pi a_0^2}; \quad C^2 = 3.3 f^{-2} Z^{-8/3} \left(\frac{\beta}{\lambda}\right)^2;$$

λ — постоянная тонкой структуры; $\beta = \frac{v}{c}$ — относительная скорость

рость. Для нерелятивистской области $\left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^2 = \frac{W}{W_0}$. Коэффициент $f(b)$ изменяется от 1,3 до 2 ($f \sim 1,5$ при $b \sim 1$, $f = 2$ при $b \rightarrow 0$ и $f = 1$ при $b \rightarrow \infty$). Использованная аппроксимация функции экранирования в интервале $0 < Z^{1/3} \frac{\alpha}{a_0} < 10$ значительно лучше часто используемого экспоненциального множителя.

$$\text{При } C \gg 1 \quad \sigma_{01} = 4\pi a_0^2 Z^2 \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2.$$

На рис.2 представлен график зависимости

$$Z^{2/3} \sigma_{01} = F\left(Z^{-5/3} \frac{\beta^2}{4a^2}\right),$$

на котором нанесены экспериментальные значения сечения σ_{01}

для ряда газов от водорода до аргона при $W \geq 4W_0$, приведенные в обзоре /11/ и докладе /18/. Учитывая приближенный характер расчёта и не очень высокую точность экспериментальных данных, согласие расчёта с экспериментом следует считать вполне удовлетворительным. Как видно из рис.2, асимптотическим выражением для σ_{01} можно воспользоваться при $Z^{-5/3} \frac{\beta^2}{4a^2} \geq 10$.

В приведенном расчёте рассматривается движение одиночного электрона, пролетающего вблизи атома и находится условие передачи электрону от атома импульса $P = \frac{\hbar}{a_0}$, что отождествляется с ионизацией атома водорода. Условие "квазиклассичности" движения одиночной частицы /18/ $\hbar \nabla P \ll P^2$.

В нашем случае это условие можно переписать в виде

$$\sigma \gg \pi a_0^2 f^2 \left(\frac{W_0}{W}\right)^2.$$

Нетрудно видеть, что при $W \gg W_0$ это условие выполняется.

Сечение отрыва электрона от отрицательного иона можно оценить аналогичным образом.

$$\text{При } \frac{\beta^2}{4a^2} \geq 10 Z^{8/3} \frac{I_0}{I_{-1}};$$

где I_0 , I_{-1} — энергия ионизации и энергия электронного средства атома водорода, экранированием поля ядра электронами можно пренебречь и воспользоваться асимптотической формулой

$$\sigma_{-10} = 4\pi a_0^2 Z^2 \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2 \frac{I_0}{I_{-1}}$$

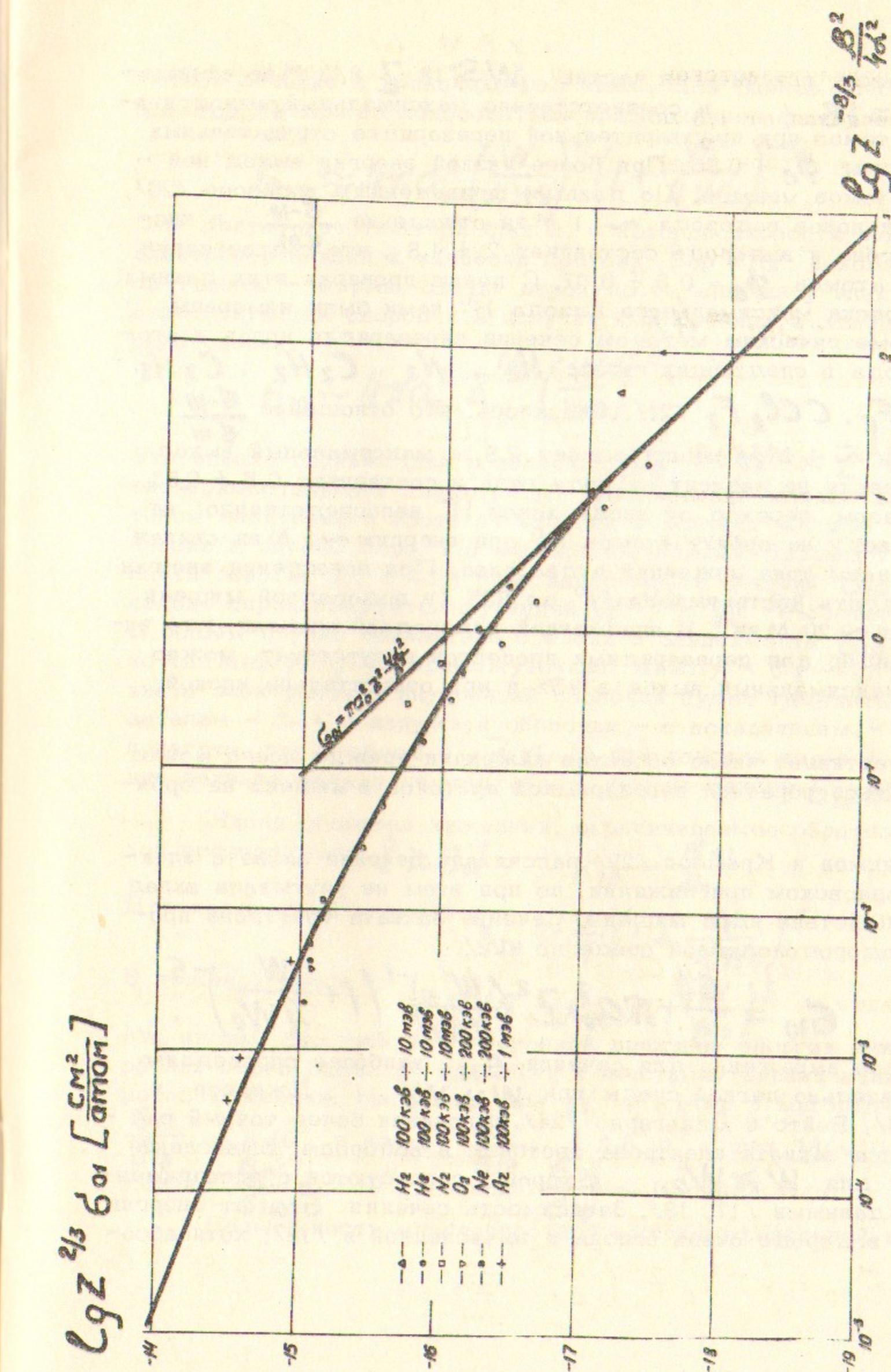


Рис.2. Расчетная зависимость сечения потери электрона атомом водорода от относительной скорости и атомного номера элемента. Точки указаны экспериментальные значения.

Таким образом, при энергии частиц $W \gg Z^{8/3} M\text{эв}$ отношение $\frac{\sigma_{10}}{\sigma_0} = 18$ и соответственно максимальный выход нейтральных атомов при предварительной перезарядке отрицательных ионов в атомы $\Phi_0 = 0.85$. При более низкой энергии выход нейтральных атомов меньше. По данным, приведенным в обзоре /20/, при энергии ионов водорода $\sim 1 \text{ Мэв}$ отношение $\frac{\sigma_{10}}{\sigma_0}$ в кислороде, аргоне и водороде составляет $2 \div 4.8$, что соответствует выходу атомов $\Phi_0 = 0.5 \div 0.67$. С целью проверки этих данных, а также поиска максимального выхода H^0 нами были измерены массспектрометрическим методом сечения перезарядки ионов и атомов водорода в следующих газах: H_2 , N_2 , C_2H_2 , C_3H_8 , CO_2 , SF_6 , CCl_2F_2 /21/. Оказалось, что отношение $\frac{\sigma_{10}}{\sigma_0}$

при энергии $\sim 1 \text{ Мэв}$ не превышает 2.8, а максимальный выход H^0 практически не зависит от рода газа и составляет $0.5 \div 0.53$. Таким образом, переход от ввода ионов H^- непосредственно на орбиту к вводу на орбиту атомов H^0 при энергии $\sim 1 \text{ Мэв}$ связан с уменьшением тока инжекции в два раза. При повышении энергии можно ожидать роста выхода H^0 до 85% (в водородной мишени при энергии $\sim 20 \text{ Мэв}$). В плазменной водородной мишени, где экранировка ядер для перезарядочных процессов отсутствует, можно ожидать максимальный выход в 85% и при относительно низкой энергии.

Эффективное число оборотов инжекции прежде всего может ограничиваться обратной перезарядкой протонов в мишени на орбите.

Бринкмен и Крамерс /22/ рассчитали сечение захвата электрона в борновском приближении, но при этом не учитывали вклад во взаимодействие ядра мишени. Сечение захвата электрона протоном в водородоподобной среде по /22/.

$$\sigma_{10} = \frac{64}{5} \pi a_0^2 Z^2 \left(\frac{W}{4W_0} \right)^{-1} \left(1 + \frac{W}{4W_0} \right)^{-5}$$

Приведенное выражение для сечения σ_{10} наиболее справедливо для относительно легкой среды при $W \gg W_0$. Джексон и Шифф /23/, Бейтс и Дальгарно /24/ выполнили более точный расчет процесса захвата электрона протоном в водороде. Вычисления выполнены для $W \gg W_0$ и хорошо согласуются с экспериментальными данными /17, 18/. Зависимость сечения σ_{10} от энергии протона в водороде очень близка к вычисленной в /18/, хотя або-

лютое сечение в несколько раз ниже. Для оценок сечения σ_{10} в водороде можно пользоваться приближенной формулой

$$\sigma_{10} \approx 4\pi a_0^2 \left(\frac{W}{4W_0} \right)^{-1} \left(1 + \frac{W}{4W_0} \right)^{-5}$$

Для достаточно тяжелой среды, в которой скорость некоторых электронов близка к скорости протона, Бор /16/, исходя из модели Томаса - Ферми, оценил вероятность наличия у электронов соответствующей скорости и получил для сечения захвата следующую оценку:

$$\sigma_{10} \sim 4\pi a_0^2 Z^{1/3} \left(\frac{W}{W_0} \right)^{-3}$$

Эта оценка справедлива в области $W_0 \ll W \ll Z^2 W_0$. По экспериментальным данным /17/ зависимость сечения захвата протоном электрона в азоте от энергии в области 500 кэв - 1 Мэв близка к оценке Бора. По экспериментальным данным /18/ в области энергий 2,5 - 13,8 Мэв зависимость сечения σ_{10} в азоте и аргоне аппроксимируется функцией $W^{-4.5}$ и $W^{-3.9}$ соответственно. В общем случае показатель степени в зависимости $\sigma_{10}(W)$, по-видимому, будет промежуточным между - 6 и - 3. Сечение захвата электронов с внутренней оболочки будет изменяться с показателем - 3, а с наружной оболочки - с показателем - 6. Можно полагать, что в среде с $Z \approx 10$ при энергии выше 1 Мэв сечение захвата падает не медленнее, чем по закону $\sigma_{10} \propto W^{-4}$.

Число оборотов инжекции, ограничиваемое обратной перезарядкой протонов, при $\delta \geq \frac{6}{6.10} K_{10} \sim \frac{6.10}{6.10}$.

Для водородной мишени

$$K_{10} \sim \frac{1}{4} \left(1 + \frac{W}{4W_0} \right)^5$$

В тяжелой среде с

$$Z \approx 10 \quad K_{10} \approx \left(\frac{W}{W_0} \right)^3$$

Мы видим, что уже при умеренной величине энергии инжекции, обратная перезарядка не приводит к жесткому ограничению числа оборотов инжекции. Например, при $W = 1 \text{ Мэв}$ в водороде

$$\frac{6.10}{6.10} = 4 \cdot 10^4, \text{ в азоте } \frac{6.10}{6.10} = 3.5 \cdot 10^3; \text{ при } W \sim 10 \text{ Мэв в водороде } \frac{6.10}{6.10} \sim 2 \cdot 10^9, \text{ в азоте } \frac{6.10}{6.10} \sim 10^7 / 18/.$$

Возможность многооборотной высокоеффективной инжекции

прежде всего обусловлена очень сильным преобладанием переза - рядки атомов в протоны над обратной перезарядкой при $W \gg 4W_0$.

§ 3. Рассеяние на ядрах мишени

Упругое рассеяние протонов на атомах мишени вызывает раскачуку бетатронных колебаний. Пусть линейное уравнение

$$\vartheta = \vartheta_m \sin \varphi$$

описывает колебание угла наклона траектории протона в одном из поперечных направлений. В момент рассеяния протона его поперечное отклонение (величина $\frac{d\vartheta}{d\varphi}$) не изменяется, а угол ϑ получает приращение $\Delta\vartheta$. Непосредственно перед актом рассеяния

$$\vartheta_m^2 = \vartheta^2 + \left(\frac{d\vartheta}{d\varphi}\right)^2.$$

После рассеяния

$$(\vartheta_m + \Delta\vartheta_m)^2 = (\vartheta + \Delta\vartheta)^2 + \left(\frac{d\vartheta}{d\varphi}\right)^2.$$

Отсюда находится прирост квадрата амплитуды колебаний

$$\Delta\vartheta_m^2 = (\Delta\vartheta)^2 + 2\Delta\vartheta \cdot \vartheta \sin \varphi$$

После усреднения по φ $\overline{\Delta\vartheta_m^2} = (\Delta\vartheta)^2$

При многократном рассеянии и нулевой начальной амплитуде колебаний

$$\overline{\vartheta_m^2} = \sum (\Delta\vartheta)^2 = \overline{\vartheta^2}.$$

Пределные амплитуды углов в радиальном (ϑ_{0r}) и аксиальном (ϑ_{0z}) направлениях определяются соответствующими числами бетатронных колебаний за оборот γ_r и γ_z и полуразмерами радиального сечения дорожки ΔR и ΔZ :

$$\vartheta_{0r} = \gamma_r \frac{\Delta R}{R}; \quad \vartheta_{0z} = \gamma_z \frac{\Delta Z}{R};$$

где R - средний радиус дорожки.

Дифференциальное сечение кулоновского рассеяния при $\theta \ll 1$ в любой среде определяется формулой Розерфорда /25/

$$d\sigma = 2Q \frac{d\theta}{\theta^3}$$

где

$$Q = 4\pi a_0^2 Z^2 \left(\frac{m}{M}\right)^2 \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{e}{\beta}\right)^4;$$

θ - угол рассеяния в любом направлении; m и M - массы электрона и протона; γ - релятивистский фактор.

При рассеянии на угол, больший некоторого предельного значения θ_{lim} , протоны будут уходить с дорожки. Так как толщина перезарядной мишени много меньше длины пробега протонов по рассеянию на углы больше θ_{lim} , вторичное рассеяние этих протонов имеет чрезвычайно малую вероятность. При $\theta_{lim} \ll 1$ и $\gamma \beta < \frac{1}{0.572} \frac{m}{M} Z^{-\frac{1}{3}} \theta_{lim}$ сечение потерь протонов из-за однократного кулоновского рассеяния определяется /21/

$$\bar{\sigma}_e = \int d\theta \frac{\theta_{max}}{\theta_{lim}} = \frac{Q}{\theta_{lim}^2}.$$

Как правило, в ускорителях $\theta_{lim} < 0.1$, поэтому приведенная формула справедлива до очень высоких энергий. Формула справедлива также при рассеянии в водородной мишени, так как в данной задаче первичные и вторичные протоны можно считать различными, поскольку энергия вторичных протонов значительно меньше (вероятность вылета вторичных протонов с энергией, близкой к энергии первичных протонов, очень мала). Если предельный угол рассеяния различен по направлениям, то

$$\bar{\sigma}_e = Q \left\langle \frac{1}{\theta_{lim}^2} \right\rangle.$$

Для эллиптического сечения

$$\left\langle \frac{1}{\theta_{lim}^2} \right\rangle = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\vartheta_{0r}^2} + \frac{1}{\vartheta_{0z}^2} \right].$$

Таким образом

$$\bar{\sigma}_e = \frac{1}{2} \int_{\vartheta_{0r}}^{\theta_{max}} d\theta + \frac{1}{2} \int_{\vartheta_{0z}}^{\theta_{max}} d\theta.$$

Аналогично, средний квадрат угла многократного кулоновского рассеяния на пути в 1 атом/см²

$$\bar{\sigma}_e = \left[\int_{\vartheta_{0r}}^{\theta_{max}} \frac{d\theta}{\theta^3} + \int_{\vartheta_{0z}}^{\theta_{max}} \frac{d\theta}{\theta^3} \right]^{-1}.$$

$$\bar{\theta}^2 = \frac{1}{2} \int_{\theta_{min}}^{\theta_{0r}} \theta^2 d\theta + \frac{1}{2} \int_{\theta_{min}}^{\theta_{0z}} \theta^2 d\theta = Q \ln \frac{\sqrt{\theta_{0r} \theta_{0z}}}{\theta_{min}},$$

где $\theta_{min} = Z^{1/3} \frac{m}{M} \frac{d}{\beta}$

Далее $\bar{\theta}^2 = \bar{v}_r^2 + \bar{v}_z^2,$

где v_r и v_z - радиальная и аксиальная компоненты угла рассеяния θ . Предельные углы θ_{0r} и θ_{0z} обычно мало отличаются между собой и много больше угла θ_{min} , логарифм слабо зависит от аргумента, поэтому с большой точностью

$$\bar{v}_r^2 = \bar{v}_z^2 = \frac{1}{2} \bar{\theta}^2.$$

Сумма относительных средних квадратов компонент угла много-кратного рассеяния в случае эллиптического сечения

$$\frac{\bar{v}_r^2}{v_{r0}^2} + \frac{\bar{v}_z^2}{v_{z0}^2} = \bar{\theta}^2 \left\langle \frac{1}{\theta^2 \ell_{lim}} \right\rangle$$

является средним относительным квадратом угла рассеяния. Эта величина характеризует потери частиц на стенках ускорительной камеры вследствие раскачки бетатронных колебаний из-за многократного рассеяния и при расчёте на 1 атом/см² адекватна сечению многократного упругого рассеяния

$$\bar{\sigma}_{em} = \bar{\theta}^2 \left\langle \frac{1}{\theta^2 \ell_{lim}} \right\rangle = \bar{\sigma}_{en} \ln \frac{\sqrt{\theta_{0r} \theta_{0z}}}{\theta_{min}}.$$

Пользуясь этим сечением, можно делать грубые оценки потерь из-за многократного рассеяния аналогично расчётом потерь в однократных процессах. Число оборотов инжекции, ограничиваемое многократным упругим рассеянием,

$$K_{em} \sim \frac{1}{\bar{\sigma}_{em} \delta}.$$

Необходимо также учесть вклад ядерного взаимодействия протонов в их потери. При относительно малой энергии $W \lesssim 100$ МэВ сечение упругого рассеяния протона на протоне с удовлетворитель-

ной точностью определяется в приближении эффективного радиуса /26/. При более высоких энергиях для р-р взаимодействия на основании экспериментальных данных /26/ это сечение можно принять постоянным и равным ~ 25 мбари. На этом основании в широком диапазоне энергий сечение упругого ядерного рассеяния протона в водородной мишени можно определить следующим образом:

$$\bar{\sigma}_{en}(p,p) \sim 0.3 d^4 \alpha_0^2 + \frac{\alpha_0^2 \left(\frac{m}{M} \right)^2}{\frac{W}{4W_0} + (1.21 + 0.083 \frac{W}{4W_0})^2}$$

Сечение неупругого рассеяния на ядрах водорода на основании экспериментальных данных /26/ в диапазоне энергий от 300 до ~ 1000 МэВ можно экстраполировать выражением

$$\bar{\sigma}_{in}(p,p) \sim 0.3 d^4 \alpha_0^2 (W [МэВ] - 300).$$

Для оценки сечения упругого взаимодействия протонов с более тяжелыми ядрами можно принять

$$\bar{\sigma}_{en} \sim \left(\sqrt{\bar{\sigma}_{en}(p,p)} + d^2 \alpha_0 Z^{1/3} \right)^2.$$

Из расчетов в квазиклассическом приближении (оптическая модель) в области энергий, больших нескольких сотен МэВ, следует, что при $W \sim 1$ БэВ сечение неупругого взаимодействия протонов с ядрами с зарядом $Z \geq 4$ с достаточной точностью можно считать равным

$$\bar{\sigma}_{in} \sim d^4 \alpha_0^2 Z^{2/3}$$

При $W < 1$ БэВ имеет место небольшое снижение этого сечения. В области энергий, меньших нескольких сот МэВ, сечение $\bar{\sigma}_{in}$ так же, как правило, не превышает геометрического сечения ядер. При малых энергиях упругое ядерное рассеяние изотропно; при больших энергиях для оценок можно принять, что ядерное рассеяние также однородно, но ограничено углом рассеяния

$$\theta_{max} \sim \frac{1}{0.57d} \frac{m}{M} \frac{1}{\gamma \beta} Z^{-1/3}.$$

Сечение однократных потерь протонов из-за упругого рассеяния на тяжелых ядрах

$$\bar{\sigma}_{ono} \sim \left[1 - \frac{\theta_{lim}}{4} \frac{1}{\sin^2 \theta_{max}} \right] \bar{\sigma}_{en}.$$

Сечение многократных потерь из-за упругого рассеяния на тяжелых ядрах

$$\bar{b}_{enm} = \frac{\langle \theta^2 \rangle}{\theta_{lim}^2} \sim \frac{1}{8} \theta_{lim}^2 \cdot \frac{1}{\sin \frac{\theta_{max}}{2}} \bar{b}_{en}$$

При $\theta_{lim}^2 \ll \theta_{max}^2$ упругое ядерное рассеяние приводит в основном к однократным потерям частиц. Нетрудно видеть, что это условие всегда выполняется. При малых энергиях $\theta_{max} \rightarrow \pi$. При очень больших энергиях величина θ_{max} может быть относительно малой, но и дорожка ускорителя или накопителя с высокой энергией инжеции имеет также очень малый предельный угол

θ_{lim} . Таким образом, ядерное взаимодействие приводит к однократным потерям протонов с сечением $\bar{b}_n = \bar{b}_{en} + \bar{b}_{in}$

8.4. Ионизационные потери энергии

При каждом прохождении через перезарядную мишень протоны будут терять энергию, в основном, на ионизацию и возбуждение атомов мишени. При $W > Z^2 W_0$ средние потери энергии протона в мишени толщиной в 1 атом/см² определяются формулой Бете /25/

$$\varepsilon = 8\pi a_e^2 Z I_0 \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2 \left[\ln \frac{4I_0}{ZB} \gamma^2 \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^2 - \beta^2 \right];$$

где I_0 - энергия ионизации атома водорода, B - постоянная Блоха. Средние потери протона за оборот составят

$$\bar{W}_0 = \varepsilon \delta$$

Вследствие указанных потерь протоны в процессе инжеции в постоянном магнитном поле будут свертываться по спирали на внутреннюю стенку камеры. При этом время жизни протонов в оборотах (при $\gamma \sim 1$) составит:

$$K_E = \frac{2}{\chi} \frac{\Delta R}{R} \frac{W}{\varepsilon \delta};$$

где χ - коэффициент уплотнения орбит. Отношение

$$\frac{K_E}{K_{em}} \sim Z \left(\frac{m}{M}\right) \frac{R}{\Delta R}.$$

Максимальное отклонение радиуса орбиты при однократном неупру-

гом рассеянии (на электронах мишени)

$$\frac{\Delta \gamma_{max}}{R} = 2 \times \frac{m}{M} \frac{\Delta R}{R}$$

всегда меньше радиальной апертуры $\frac{\Delta R}{R}$. Поэтому однократные потери из-за неупругого рассеяния на атомах отсутствуют. Как следует из приведенного выражения время свертывания протонов на внутреннюю стенку, как правило, меньше времени жизни по многократному рассеянию. Средние энергетические потери протонов в перезарядной мишени не представляет труда скомпенсировать ускоряющим полем, в результате их вклад в ограничение числа оборотов инжеции будет исключен.

Существенное влияние на движение протонов будут оказывать флюктуации энергетических потерь в мишени (неупругое рассеяние). Средний квадрат разброса энергетических потерь на пути в 1 атом/см² определяется формулой Ливингстона и Бете /25/.

$$(\bar{W})^2 = 16\pi a_e^2 I_0^2 Z \left[1 + \frac{Z}{2} \frac{B}{I_0} \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^2 \ln \frac{4I_0}{ZB} \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^2 \right].$$

Второй член в этой формуле, являющийся квантовой поправкой, записан нами приближенно, поскольку при $W > ZW_0$ он относительно мал. Неупругое рассеяние вызывает как разброс протонов по орбитам, так и раскачуку радиальных бетатронных колебаний. Относительные квадраты отклонения радиуса орбит и амплитуды бетатронных колебаний одинаковы и представляют собой сечение потерь протонов из-за многократного неупругого рассеяния

$$\bar{b}_{im} = \frac{\Delta \bar{r}^2}{\Delta R^2} = \frac{\bar{v}_{\bar{r}}^2}{\bar{v}_{r0}^2} = \chi^2 \frac{R^2 Q}{\Delta R^2 Z} \left[1 + \frac{Z}{2} \frac{B}{I_0} \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^2 \ln \frac{4I_0}{ZB} \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^2 \right].$$

Любые энергетические потери частиц при их движении по кольцевой дорожке вызывают затухание (раскачуку) бетатронных (X, Z) и синхротронных колебаний (S) или ослабление (усиление) разброса орбит (\bar{r}) с инкрементами в обратных оборотах

$$\mu_z = -\frac{1}{2} \frac{\Delta \bar{W}_0}{\beta^2 A}; \quad \mu_x = -\frac{1}{2} \frac{\Delta \bar{W}_0}{\beta^2 A} \left(1 - \chi \frac{L}{S} \frac{\partial \bar{W}_0}{\partial L} \right);$$

$$\mu_s = -\frac{1}{2} \frac{\Delta \bar{W}_0}{\beta^2 A} \left(\beta^2 \frac{A}{S} \frac{\partial \bar{W}_0}{\partial A} + \chi \frac{L}{S} \frac{\partial \bar{W}_0}{\partial L} \right);$$

$$\mu_r = 2\mu_s;$$

где A — полная энергия частиц; L — длина орбиты. Ионизационные потери в перезарядной мишени приводят к следующим инкрементам (при $\gamma \sim 1$)

$$\mu_2 = -\frac{1}{4} \frac{\epsilon \delta}{W}; \quad \mu_x = -\frac{1}{4} \frac{\epsilon \delta}{W} \left(1 - x \frac{R}{\delta} \frac{\partial \delta}{\partial r}\right);$$

$$\mu_s = -\frac{1}{4} \frac{\epsilon \delta}{W} \left(x \frac{R}{\delta} \frac{\partial \delta}{\partial r} - 2\right).$$

При этом в радиальном направлении в сумме имеет место раскачка колебаний $\mu_x + \mu_s = -\mu_2$.

При

$$Z^{-8/3} \frac{W}{4W_0} \gtrsim 10, \quad \gamma \sim 1$$

$$\mu_2 = \frac{1}{6e\delta} \frac{1}{2Z} \frac{m}{M} \frac{W_0}{W} \ln \frac{4T_0}{ZB} \frac{W}{W_0}.$$

Величина μ_2 достаточно мала, поэтому затухание вертикальных колебаний и раскачка радиальных колебаний относительно слабо влияют на процесс инжекции, однако наличие радиального градиента толщины мишени может усилить роль инкрементов μ_x и μ_s .

Ионизационное трение может быть использовано для гашения начальных радиальных бетатронных колебаний при инжекции в протонный бетатрон. Для этого необходимо выполнить мишень в виде радиального клина острием наружу. Поскольку $\max \left| \frac{R}{S} \frac{\partial S}{\partial r} \right| = \frac{R}{dR}$ затухание радиальных бетатронных колебаний может быть сделано достаточно сильным. Например, с водородной мишенью при

$W \sim 1$ Мэв величина $\frac{1}{\mu_2} \sim 10^4$ оборотов. За счет клиновой мишени величина $\frac{1}{\mu_x}$ может быть доведена до 10^3 и менее оборотов, что будет уже меньше времени инжекции. Усиление же разброса орбит, появляющееся за счет клиновой мишени, в слабофокусирующем бетатроне также полезно, поскольку оно позволяет обойтись без специального устройства для разброса частиц по импульсам, необходимого для повышения предела продольной устойчивости.

§ 5. Коэффициент захвата

Рассмотрим соотношение между различными видами потерь.

$$\frac{6im}{6em} \sim \frac{x V_r^2}{Z \ln \frac{\theta_{lim}}{\theta_{min}}}; \quad \frac{6e}{6em} = -\frac{1}{\ln \frac{\theta_{lim}}{\theta_{min}}};$$

$$\frac{6_{10}}{6e} = 16 \theta_{lim}^2 \left(\frac{M}{m}\right)^2 \left(\frac{W}{4W_0}\right)^{-4} \text{ в водороде};$$

$$\frac{6_{10}}{6e} < \theta_{lim}^2 \left(\frac{M}{m}\right)^2 Z^{-2/3} \left(\frac{W}{W_0}\right)^{-2} \text{ в тяжелой среде с } Z \leq 10;$$

$$\frac{6n}{6e} \sim \frac{4 \theta_{lim}^2}{\pi Z^2} \left[\frac{4W_0}{W} + \left(0,08 + \frac{4W_0}{W}\right)^2 \right]^{-1} \text{ при } W \leq 100 \text{ Мэв};$$

$$\frac{6n}{6e} \sim \frac{1}{2\pi} \left(\frac{M}{m} \frac{\theta_{lim}}{Z^{2/3}}\right)^2 \gamma^2 \beta^4 \text{ при } W \geq 100 \text{ Мэв}.$$

Основные потери связаны с многократным упругим рассеянием ($6em$). Потери из-за однократного упругого и неупругого рассеяния всегда почти на порядок меньше потерь из-за многократного упругого сечения. В тяжелых средах неупругим рассеянием можно пренебречь. Сечение обратной перезарядки быстро падает с энергией и становится меньше сечения однократного рассеяния при

$$\frac{W}{4W_0} > 2 \sqrt{\frac{M}{m}} \theta_{lim} \text{ в водороде и при } \frac{W}{W_0} > \theta_{lim} \frac{M}{m} Z^{-\frac{1}{3}}$$

также в тяжелой среде с $Z \leq 10$. При $\theta_{lim} \sim 0,05$ перезарядкой можно пренебречь при $W \geq 2$ Мэв. При $W < 1$ Мэв преобладают потери из-за перезарядки протонов в атомы. Ядерное взаимодействие в области низких энергий вносит незначительный вклад в потери протонов. В области высоких энергий при использовании относительно легкой перезарядной мишени при относительно большой апертуре до рожки потери протонов из-за ядерного рассеяния могут стать основными. Суммарное сечение потерь протонов

$$6s = 6em + 26im + 6e + 6_{10} + 6n.$$

Эффективное число оборотов инжекции, при котором потери частиц еще не очень велики,

$$K_{eff} = \frac{1}{6s\delta}$$

В случае, когда однократные потери преобладают, то есть

$6s \approx 6e_0 + 6e + 6n \gg 6e_m + 6i_m$, число протонов на дорожке из-за потерь в мишени уменьшается экспоненциально

$\phi = exp - 6\delta K$ (K - число оборотов). Коэффициент захвата на дорожку $\eta_0 = \phi_i \frac{K_{eff}}{K} [1 - e^{-\frac{K}{K_{eff}}}]$; где K - число оборотов инжекции.

В случае, когда всеми процессами, кроме многократного упругого рассеяния, можно пренебречь ($6s \approx 6e_m$), можно также относительно просто выполнить точный расчёт потерь протонов. В случае эллиптического рабочего сечения дорожки в бетатронном режиме задача сводится к одномерной. Вероятность того, что частица с начальной координатой $u = \frac{\theta}{6e_m t}$ через время $\tau = \delta K$ не попадет на стенку, $\phi(u, \tau)$ описывается диффузионным уравнением /27/

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} = \frac{6s}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial u^2}$$

с граничными условиями $\phi(1, \tau) = \phi(-1, \tau) = 0$ и начальным условием $\phi(u, 0) = 1$; $-1 < u < 1$. При $6s\delta K \leq 1$ с хорошей точностью

$$\phi(u, \tau) = erf \frac{1+u}{\sqrt{26s\tau}} + erf \frac{1-u}{\sqrt{26s\tau}} - 1;$$

$$\phi(0, \tau) = 2erf \frac{1}{\sqrt{26s\tau}} - 1.$$

При $6s\delta K \geq 1$, как показано в /28/,

$$\phi(0, \tau) \approx 1.6exp - 1.456s\tau$$

Коэффициент захвата протонов в бетатронный режим при нулевых начальных отклонениях и $6s\delta K \leq 1$

$$\eta_m = \phi_i \left[\sqrt{\frac{2K}{\pi K_{eff}}} exp \left(-\frac{K_{eff}}{2K} \right) + 2 \left(1 + \frac{K_{eff}}{K} \right) erf \sqrt{\frac{K_{eff}}{2K}} - \frac{2K_{eff}}{K} - 1 \right].$$

На рис.3 приведены графики $\eta_0(K)$ и $\eta_m(K)$. В случае, когда однократные потери близки к многократным, коэффициент захвата будет промежуточным.

При инжекции в резонансный режим многократные потери возрастут. Если время инжекции значительно больше периода синхротронных колебаний, для оценки можно принять, что сечения многократных потерь $6e_m + 26i_m$ возрастут в $(\frac{\Delta R}{\Delta R - \Delta L})^2$ раз, где ΔL - радиальная амплитуда синхротронных колебаний.

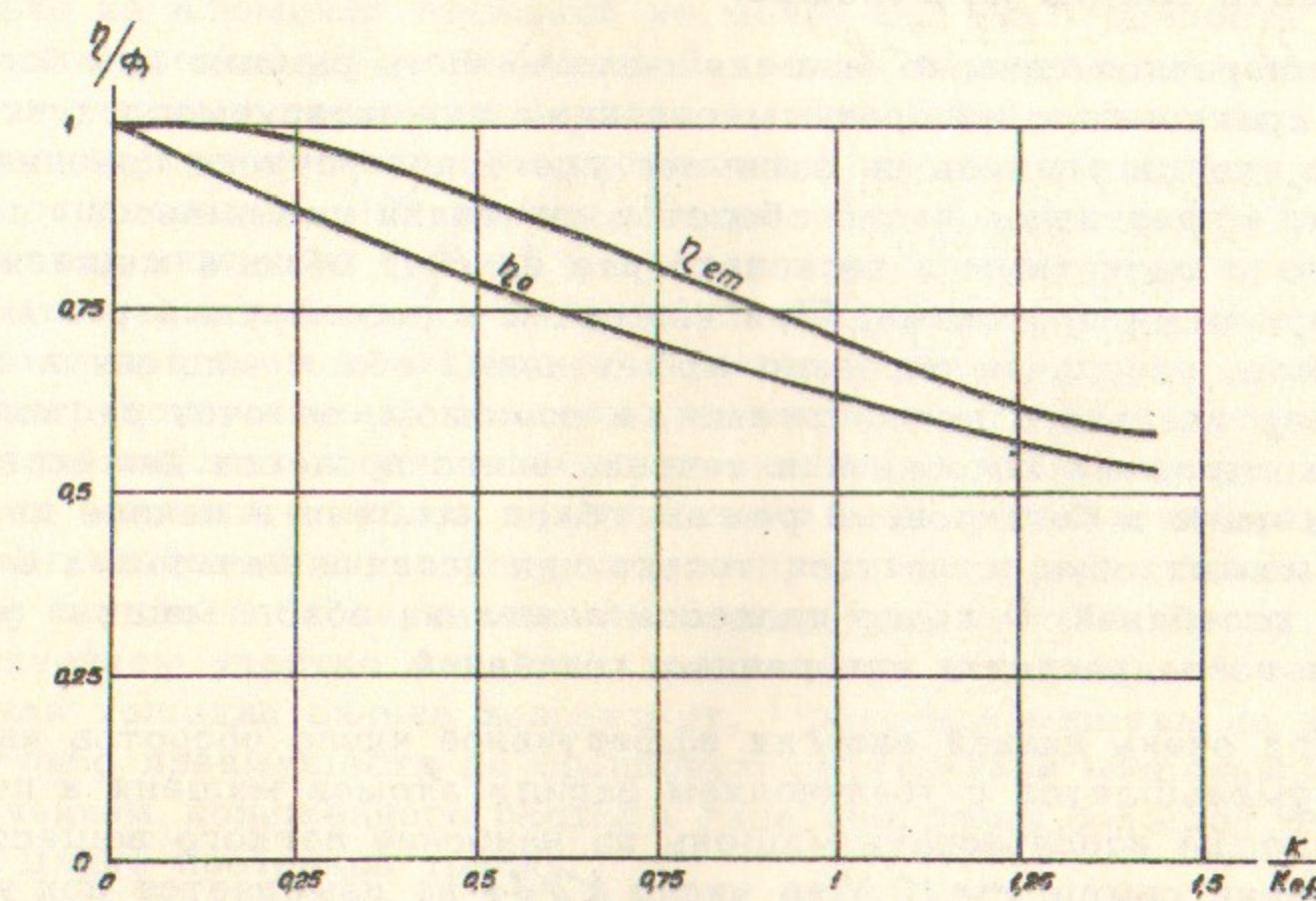


Рис.3.

§ 6. Особенности перезарядной мишени для инжекции протонов

Один из основных элементов перезарядной системы инжекции - перезарядная мишень является единственным устройством этой системы, которое встраивается непосредственно в ускорительную или накопительную дорожку. Перезарядная мишень может помешать -

ся как в магнитном поле, так и на прямолинейных участках до рожки. В магнитном поле перезарядная мишень вносит начальный угловой разброс частиц в плоскости ускорителя $\Delta\vartheta \sim \frac{d}{R}$, где

d - геометрическая толщина мишени, R - радиус кривизны орбиты протонов в области мишени. Поэтому при размещении в магнитном поле геометрическая толщина мишени должна быть ограничена. Перезарядная мишень должна выводиться или выключаться после окончания инжекции за время, по крайней мере, меньшее K_{eff} периодов обращения. Наконец, введение мишени не должно нарушать вакуум на дорожке.

Поперечное сечение мишени должно быть равным или большим по сравнению с поперечным сечением инжектируемого пучка. В случае, когда мишень не занимает всего поперечного сечения дорожки, эффективное число оборотов инжекции повышается по сравнению с расчетным в несколько раз за счёт обхода мишени циркулирующими протонами. При инжекции в резонансный режим может быть обеспечен особенно эффективный обход мишени в случае её вертикального расположения, в основном, за счёт радиальных синхротронных колебаний в течение всего процесса инжекции. При инжекции в бетатронный режим обход мишени в начале инжекции может осуществляться только при наличии начальных бетатронных колебаний. В конце процесса инжекции обход мишени усиливается из-за раскачки поперечных колебаний.

При очень низкой энергии эффективное число оборотов инжекции уменьшается с увеличением заряда атомов мишени и поэтому выгодно использовать мишень из наиболее легкого вещества. При энергии выше ~ 10 Мэв число K_{eff} не изменяется при увеличении Z до значения, ниже которого сечение перезарядки b_0 пропорционально Z^2 , как и упругое кулоновское рассеяние. При увеличении Z выше этого переходного значения число K_{eff} падает. Поэтому рационально выполнять мишень с атомным зарядом

$$Z \leq \left(\frac{1}{40} \frac{\beta^2}{L^2} \right)^{3/8}$$

Даже при самых высоких энергиях выгодно принимать $Z \leq 10$. Однако не всегда может быть необходимым реализовать минимальное эффективное число оборотов инжекции, и в этих случаях атомный номер элемента мишени может быть повышен.

Перезарядная мишень может быть выполнена в виде фольги (пленки), проточной трубы и струи. Геометрическая толщина пле-

ночной мишени

$$d = (2 \div 3) \frac{A}{601 \mu N},$$

где A - атомный вес, μ - плотность пленки, N - число Авогадро. В области, где $601 \cong Z^2$, $d \sim 10 \beta^2 Z^{-2} \text{ мк}$. Так как изготовление и эксплуатация толстых пленок являются более простыми, выгодно применять вещество с наименьшим значением Z , например литий и бериллий. Однако достаточно прочные пленки из достаточно легкого вещества можно изготовить, по-видимому, только из алюминия толщиной не менее 0,1 мк. Прочность кованой или прокатанной алюминиевой пленки, вероятно, не меньше прочности толстых алюминиевых листов. При такой прочности возможно механическое вытягивание алюминиевой пленки с дорожки со средней скоростью $\sim 10^4$ см/сек. Таким образом, при очень высоких энергиях инжекции ($\beta \sim 1$), является небезнадежным применение алюминиевых пленочных мишеней с механическим перемещением. Однако при этом накапливаемое число протонов будет ограничиваться нагревом мишени. Возможен также режим однократного использования пленочных мишеней для накопления протонов, при котором вывод мишени с орбиты производится в результате испарения пленки под действием циркулирующего пучка во время инжекции. В этом случае пленочную мишень можно располагать только на прямолинейном участке дорожки, так как при испарении её геометрическая толщина сильно возрастает. Проточная мишень не имеет каких-либо преимуществ по сравнению со струйной мишенью, за исключением пониженного расхода газа при очень большой относительной длине проточной трубы.

Наиболее подходит в качестве перезарядной мишени сверхзвуковая газовая струя, пересекающая орбиту ускорителя. Основная часть газа при этом может быть направлена в специальный приемник и не будет загружать вакуумную камеру ускорителя. Геометрическая толщина струйной мишени может быть достаточно малой, поэтому допускается размещение её в магнитном поле. Обход струи протонами приводит к значительному увеличению эффективного числа оборотов инжекции.

С целью уменьшения потока газа для создания струйной мишени следует использовать газы по возможности с более высоким значением Z , а также с высоким молекулярным весом. Простейшим способом удаления части газа от струи, не прошедшей в приемник, является откачка охлажденными стенками вакуумной камеры

в области струи. При этом давление насыщенного пара вещества струи при температуре охлажденных стенок должно быть ниже рабочего давления на дорожке. При инжекции протонов с достаточно высокой энергией в ускорители с криогенной откачкой с помощью жидкого азота наиболее подходящими веществами для струйной мишени являются: бутан и углекислый газ (давление при температуре 80°К порядка 10^{-8} торр).

Представляется вполне возможным избежать нарушения сверхвысокого вакуума в накопителе из-за введения перезарядной мишени. Укажем одну принципиальную возможность: камера накопителя в области перезарядной мишени охлаждается до низкой температуры, при которой вещество мишени имеет очень низкое давление насыщенного пара. Если охлаждение камеры будет производиться на такой длине дуги, что все частицы мишени будут попадать только на охлажденную поверхность, время криогенной откачки вещества мишени после её выключения будет определяться временем пролета частиц мишени максимального расстояния до стенок. Очевидно, что если это время не превышает времени накопления, то после окончания накопления дополнительных потерь частиц практически не будет. Охлаждение камеры накопителя должно производиться на длине $\ell > \pm \sqrt{2\Delta R \cdot R}$. Время откачки вещества мишени в оборотах

$$K_t \sim \frac{1}{\pi} \frac{V}{V_t} \sqrt{\frac{\Delta R}{2R}};$$

где V - скорость протонов; V_t - средняя скорость частиц мишени; ΔR - радиальный полуразмер камеры; R - средний радиус орбиты. Например, при энергии инжекции ~ 1 Бэв в накопителе **ISR CERN** время откачки будет составлять $K_t \sim 0,1 K_{eff}$ в протон-антипротонном накопителе ИЯФ СО АН ССР -

$K_t \sim 0,25 K_{eff}$. При инжекции протонов в накопители может оказаться рациональным использование пароструйных мишеней. При криогенной откачке жидким азотом в качестве вещества мишени здесь могут быть использованы, например, вода, метиловый спирт и гептан, давление насыщенных паров которых при температуре жидкого азота чрезвычайно мало.

При низкой энергии инжекции в ускорители, когда выбор вещества мишени ограничивается водородом, задача сохранения вакуума в камере ускорителя несколько сложнее. В этом случае особенно важно создать хорошо направленную струю водорода, чтобы сократить количество водорода, остающееся непосредственно в камере ускорителя. Среднюю плотность водорода в камере можно допустить примерно в 50 раз больше по сравнению с допускаемой плотностью воздуха (для воздуха рассеяние протонов в $Z^2 \sim 50$ раз больше). В области струи можно допустить еще большее давление водорода, выше 10^{-4} торр. Поток водорода в сверхзвуковой струе круглого сечения в молекулах/сек

$$\Phi = \frac{\pi}{8} d V_t \delta;$$

где δ - толщина струи в атом/см²; $V_t \approx 2,75 \cdot 10^5$ см/сек - сверхзвуковая скорость водородной струи. Оптимальная водородная мишени $\delta \sim 2 \cdot 10^{17} W / \text{Мэв}$. Необходимая скорость откачки водорода из ускорительной камеры в области мишени в л/сек

$$G \sim 6 \cdot 10^2 \frac{d \eta}{\zeta} \frac{W [\text{Мэв}]}{P [\text{торр}]}$$

где P - давление водорода; ζ - скважность инжекции; η - доля водорода, остающаяся в ускорительной камере. При $\eta \sim 0,1$; $d \sim 1$ см; $P \sim 3 \cdot 10^{-4}$ торр; $\zeta \sim 10^3 \div 10^2$ $G \sim (200 \div 2000) W / \text{Мэв}$ л/сек. Во многих случаях требуемая откачка водорода может быть обеспечена обычными высоковакуумными насосами.

Скорость откачки водорода при давлении $10^{-3} \div 10^{-4}$ торр высоковакуумными насосами, как правило, ниже номинальной скорости откачки воздуха. Проведенные нами испытания насоса Н-5 показали, что скорость откачки этим насосом водорода при давлении

$10^{-3} \div 10^{-4}$ торр несколько ниже номинальной и составляет $350 \div 400$ л/сек. По данным фирмы **VARIAN** магнитные ионно-сорбционные насосы откачивают водород при давлении

$10^{-3} \div 10^{-4}$ торр со скоростью в несколько раз меньше номинальной скорости откачки воздуха в рабочем диапазоне давлений. Известно, что водород хорошо откачивается испарительными охлаждаемыми сорбционными насосами ("азотитами"). Однако отсутствуют экспериментальные данные по откачке этими насосами водорода при давлении $10^{-3} \div 10^{-4}$ торр. Можно только указать, что откачка водорода интересуемой плотности потребует высокой скорости испа-

рения титана и большого расхода жидкого азота для охлаждения насоса. По-видимому, на каждую сорбированную молекулу водорода потребуется испарить не менее 1 атома титана. Для обеспечения скорости откачки водорода при давлении $3 \cdot 10^{-4}$ торр в 1000 л/сек потребуется испарять не менее 3 г титана в час.

Нами была получена сверхзвуковая струя водорода в вакууме из сопла Лаваля с достаточно высоким значением числа Маха 12 /29/. При использовании такой струи в ускорительной камере может оставаться не более 5% водорода. Проведенные измерения структуры струи показали наличие отрыва струи от стенок диффузора. Достигнутое число Маха ниже вычисленного. Из расчетов струи следует, что причиной отрыва струи от диффузора и ограничения числа Маха может быть конденсация водорода на примесных центрах конденсации. Действительно, после вымораживания части примесей жидким азотом число Маха увеличилось на 10%.

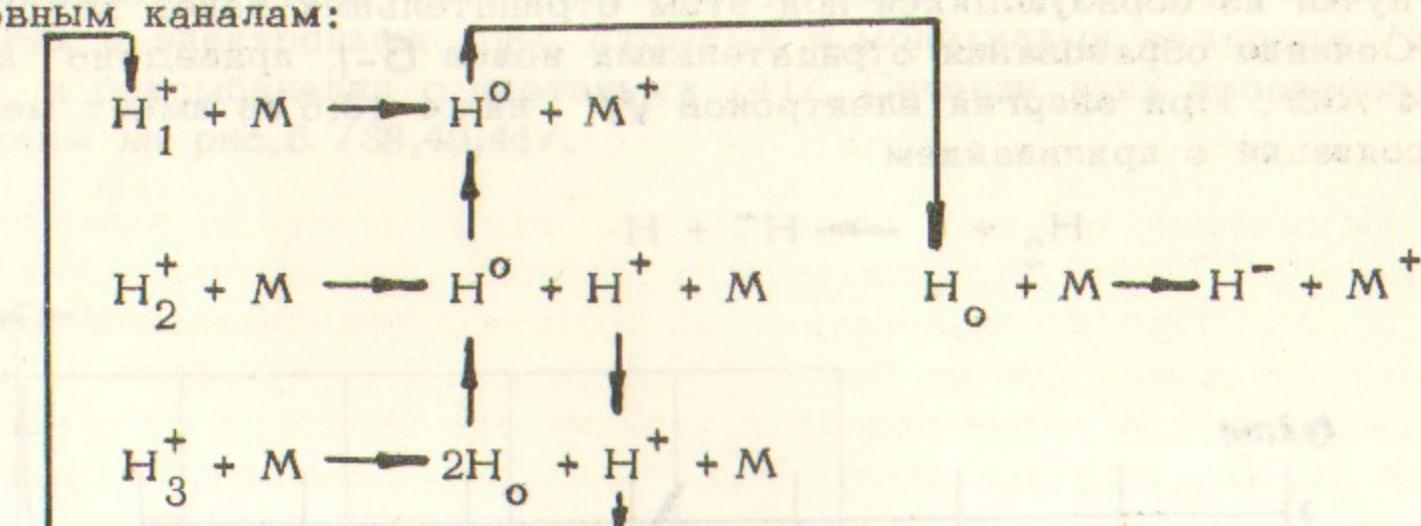
Для включения газовой мишени нами разработана серия быстroredействующих затворов с длительностью импульсов газового потока от 10 мкsec до 2 мсек /30/. В литературе описано достаточно большое количество газовых затворов. Во всех описанных затворах открытие клапана осуществляется по схеме Маршалла. Из-за относительно большого веса подвижной системы они требуют достаточно мощного электропитания. Конструктивная схема наших затворов отличается от схемы Маршалла, вес подвижной системы уменьшен до 1 г. Малые габариты затворов облегчают их установку на ускорительной дорожке.

§ 7. Развитие источников отрицательных ионов водорода

Источник отрицательных ионов водорода является вторым после перезарядной мишени важнейшим элементом перезарядной системы инъекции протонов. В 1961 году, когда мы приступили к разработке перезарядного метода инъекции, интенсивность полученных пучков ионов H^- не превышала 200 мка /31/. Достаточно интенсивная разработка источников ионов H^- во многих лабораториях, в том числе в нашей лаборатории, привела к значительному повышению их интенсивности.

В настоящее время достаточно интенсивные пучки ионов H^- получаются двумя методами: перезарядным и диссоциативным. Перезарядный метод заключается в перезарядке пучка быстрых ионов

H_1^+ , H_2^+ или H_3^+ в какой-либо мишени M в ионы H^- по следующим основным каналам:



Сечение перезарядных процессов по другим каналам, например, по каналу $H^+ + M \rightarrow H^- + M^{++}$, в оптимальных условиях значительно меньше /32/. Выход ионов H^- ограничивается конкурирующей обратной перезарядкой. При увеличении толщины перезарядной мишени выход отрицательных ионов Φ_{-1} монотонно возрастает до равновесного значения. В табл.1 приведены максимальные значения Φ_{-1} в некоторых веществах для первичного пучка протонов /20, 33, 34, 35/.

Таблица 1

M	H_2	Ne	N_2	Ar	Hg	Al	K	Cs
$W_{opt}/\text{кэв}/$	7-10	7-10	7	~ 4	15	~ 4	~ 2	$\sim 0,3$
$\Phi_{-1} \%$	2	2,3	1,7	4,0	3,8	6,2	10	15

Выход ионов H^- при перезарядке молекулярных ионов H_2^+ и H_3^+ при оптимальной энергии в расчёте на каждый атом в 2 и 3 раза больше соответственно.

Диссоциативный метод заключается в диссоциации молекул во-

водорода в газоразрядной плазме электронным ударом и формированием пучка из образующихся при этом отрицательных ионов водорода. Сечение образования отрицательных ионов H^- приведено на рис.4 /36/. При энергии электронов W ниже 13,6 эв имеет место диссоциация с прилипанием

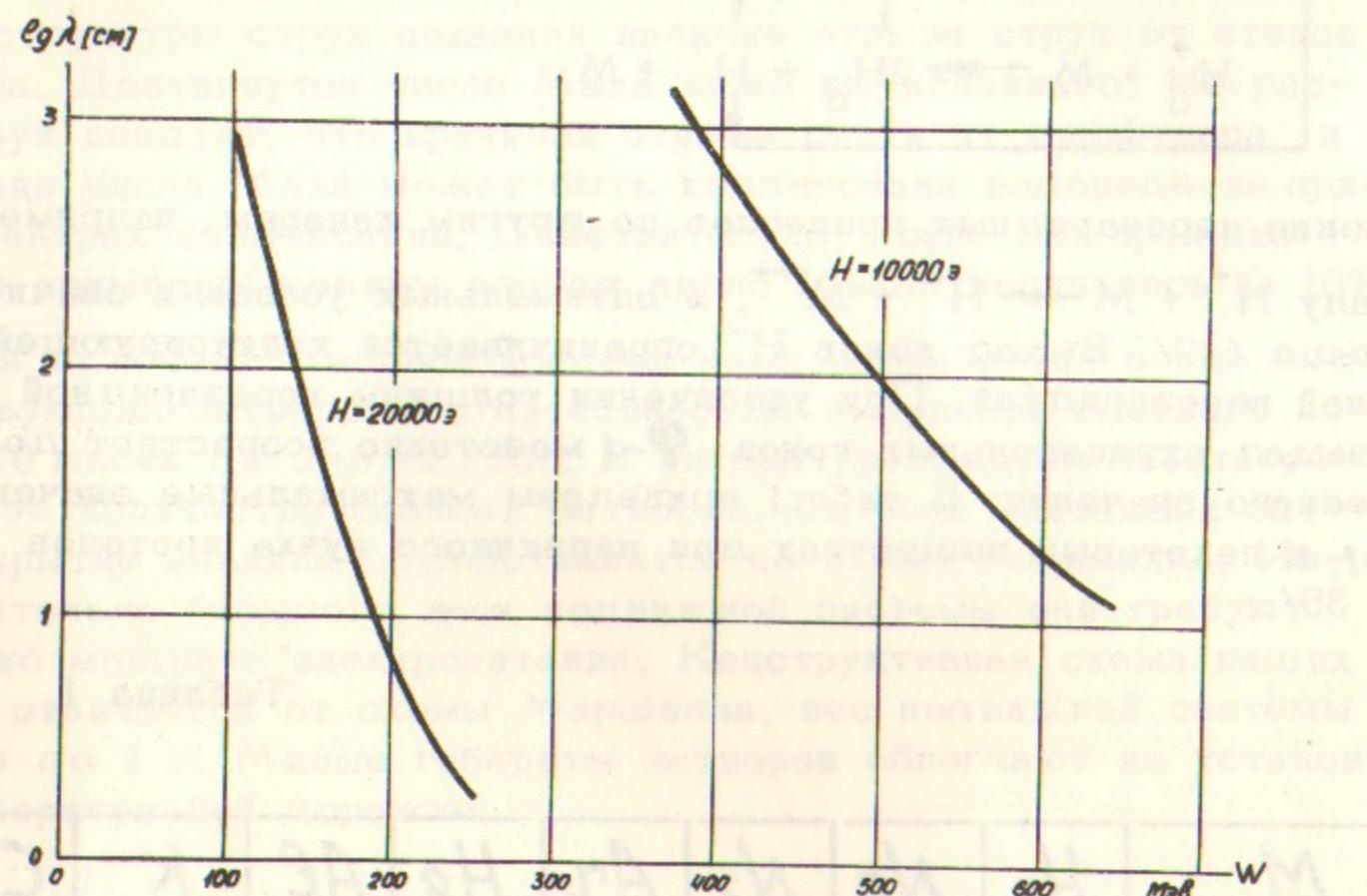
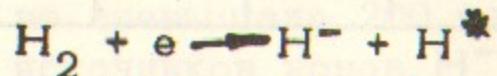
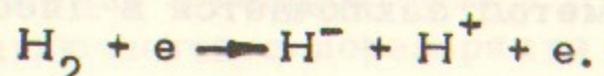


Рис.4.

При $W > 13,6$ эв возможен аналогичный процесс с возбуждением нейтрального атома



По-видимому, острый пик в сечении связан с этим процессом. При $W > 17,2$ эв сечение почти линейно возрастает из-за вклада диссоциативного процесса без захвата электрона



Анализ, проведенный в /37/, показал, что наиболее важными конкурирующими процессами являются распад ионов H^- при столкновениях с электронами /38/, атомами и молекулами водорода /39, 40/, и рекомбинация с протонами /41/. Сечения этих процессов приведены на рис.5 /38,40,41/.

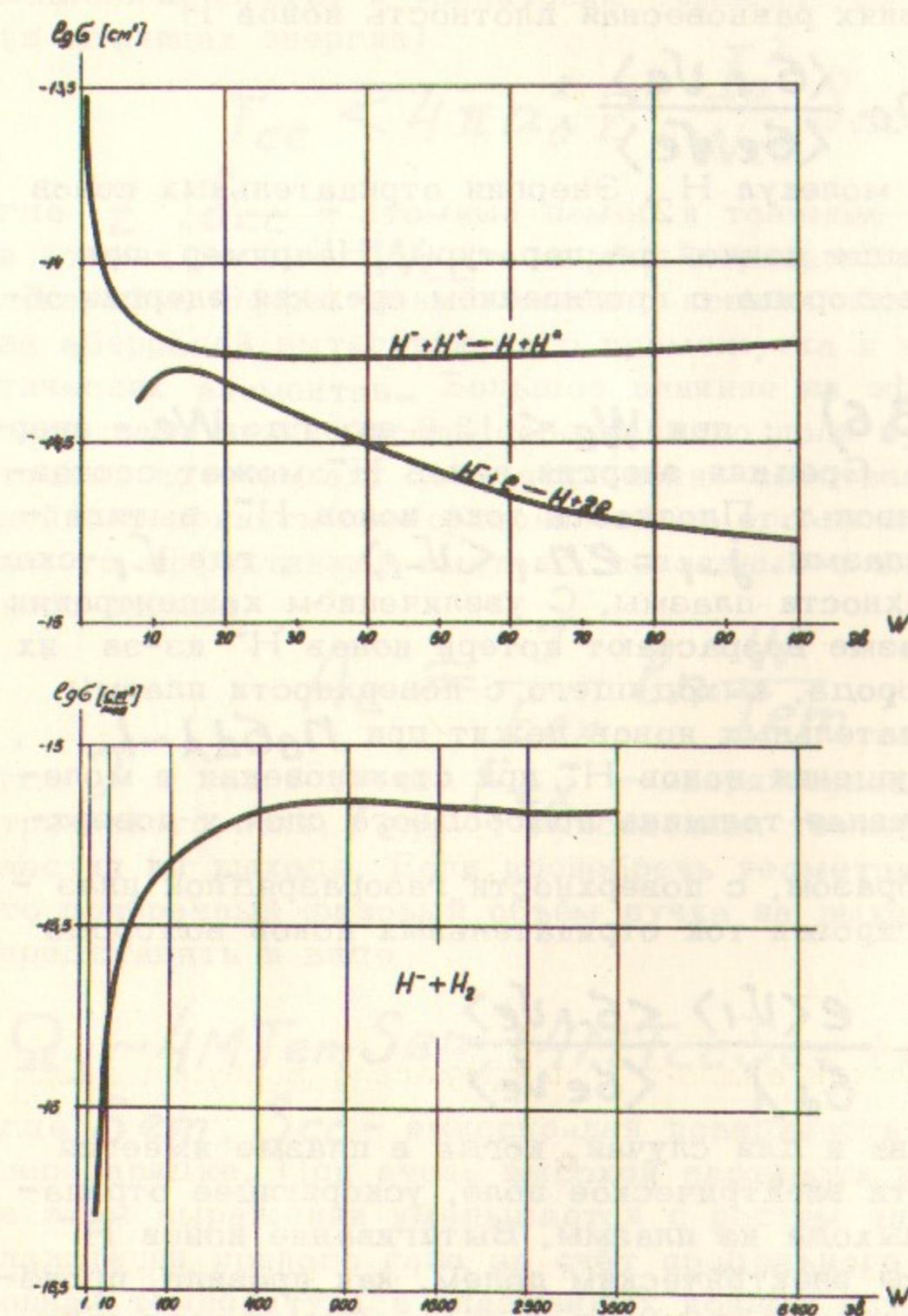


Рис.5.

Зависимость сечений разрыва отрицательных ионов водорода при столкновении с протонами, электронами и молекулами водорода от энергии относительного движения.

К сожалению, нет данных по сечению процесса $H + H^- \rightarrow 2H + e$ в области низких энергий. По-видимому, при энергии 1 - 10 эв это сечение порядка $10^{-15} \text{ см}^2 /39\%$. При достаточно высокой степени ионизации развал ионов H^- в газоразрядной плазме должен идти в основном при столкновениях с электронами, поскольку уменьшение произведение сечения этого процесса на относительную скорость $\langle b_e v_e \rangle$ значительно превосходит эту величину в других процессах. В этих условиях равновесная плотность ионов H^-

$$n_{-1} = n_0 \frac{\langle b_{-1} v_{-1} \rangle}{\langle b_e v_e \rangle};$$

где n_0 - концентрация молекул H_2 . Энергия отрицательных ионов в плазме значительно выше ионной температуры. Например, при диссоциации молекулы водорода с прилипанием средняя энергия образующихся ионов H^-

$W_{H^-} = \frac{1}{2}(We[36] - 3,6)$; при $We < 13,6$ эв; где We - энергия электрона до удара. Средняя энергия ионов H^- может составлять несколько электронвольт. Плотность тока ионов H^- , вытягиваемых с поверхности плазмы, $j_{-1} = e n_{-1} \langle v_{-1} \rangle$, где v_{-1} - скорость ионов H^- у поверхности плазмы. С увеличением концентрации молекул водорода в плазме возрастают потери ионов H^- из-за их разрушения в слое водорода, выходящего с поверхности плазмы. Максимум выхода отрицательных ионов лежит при $n_0 b d \lambda \sim 1$, где b_d - сечение разрушения ионов H^- при столкновении с молекулой H_2 ; λ - эффективная толщина водородного слоя у поверхности плазмы. Таким образом, с поверхности газоразрядной плазмы может быть экстрагирован ток отрицательных ионов водорода с плотностью

$$j_{-1} \sim \frac{1}{3} \frac{e \langle v_{-1} \rangle}{b_d \lambda} \frac{\langle b_{-1} v_{-1} \rangle}{\langle b_e v_e \rangle}.$$

Эта формула справедлива и для случая, когда в плазме имеется нормальное к поверхности электрическое поле, ускоряющее отрицательные ионы еще до выхода из плазмы. Вытягивание ионов H^- из газоразрядной плазмы электрическим полем, как правило, производится поперек магнитного поля, которое препятствует прохождению электронов на вытягивающий электрод. Вытягивающее электрическое поле проникает в плазму и оказывает значительное влияние на величину тока ионов H^- . При электронной температуре ~ 20 эв,

$\lambda \sim 1$ мм и $\langle W_H \rangle \sim 100$ эв (предполагается ускорение в плазме) ожидаемая плотность тока $j \sim 50 \text{ ма}/\text{см}^2$.

Плотность тока отрицательных ионов в фазовом пространстве определяется плотностью тока с эмиссионной поверхности и температурой ионов на этой поверхности. В случае получения отрицательных ионов перезарядным методом рассеяние в перезарядной мишени приводит к увеличению температуры частиц на величину (в единицах энергии)

$$T_{cc} < 4\pi a_0^2 Z^2 \frac{T_0}{W_{cc}} \delta_{cc} \ln L,$$

где $Z \cdot \delta_{cc}$ - атомный номер и толщина перезарядной мишени в атомах на см^2 ; W_{cc} - энергия перезарядки, $\ln L$ - кулонаевский логарифм. Эффективный эмитанс ионных источников возрастает из-за aberrаций вытягивающего промежутка и последующих ионно-оптических элементов. Большое влияние на эффективный эмитанс оказывает нелинейность собственного поля пучка, особенно в сильно-точечных источниках. Если отклонения собственного поля пучка от линейного принять пропорциональными его величине на перефереи пучка, то эффективный эмитанс, связанный с влиянием пространственного заряда

$$A_c = \frac{J}{E_{ex}} \ln \frac{W}{T_{em}},$$

где J - ток в пучке, E_{ex} - напряженность вытягивающего электрического поля, T_{em} - эмиссионная температура, W - энергия частиц на выходе. Если пренебречь геометрическими aberrациями, то поперечный фазовый объем пучка на выходе источника можно представить в виде

$$\Omega_1 \sim 4M T_{em} S_{em} + 4M T_{cc} S_{cc} + C \left(\frac{J}{E_{ex}} \ln \frac{W}{T_{em}} \right)^2$$

где S_{em}, S_{cc} - эмиссионная поверхность и сечение пучка при перезарядке. При очень высокой плотности ионов в пучке 1-ый член в этом выражении уменьшается с ростом энергии вследствие охлаждения ионного газа за счет продольного расширения. Эмиссионная температура в плазменных ионных источниках не превышает величины ~ 10 эв, достижима эмиссионная температура ~ 1 эв. Прирост температуры частиц при перезарядке обычно мал и только в очень тяжелой среде может достигать $10 \div 100$ эв. Коэффициент пропорциональности C , характеризующий влияние пространствен-

ного заряда, зависит от качества ионной оптики (с учётом собственного поля пучка). При прочих равных условиях коэффициент C обратно пропорционален квадрату характерного размера вытягивающего промежутка.

Качество пучка удобно характеризовать пропорциональным поперечному фазовому объёму произведением поперечной эффективной температуры T_{ef} на его сечение S

$$T_{ef}S = 4(\gamma + 1)W + A^2,$$

где W , A - энергия и эмитанс пучка.

Максимальный ток отрицательных ионов водорода, полученный, как нам известно, в других лабораториях, перезарядным методом составляет 0,83 ма /42/ и диссоциативным методом 5,3 ма /43,44/. В нашей лаборатории разрабатывались источники ионов обоих типов. Нами получены пучки ионов H^- с током до 15 ма перезарядным методом и до 8 ма диссоциативным методом.

Для получения интенсивных пучков ионов H^- - перезарядным методом необходимо иметь пучок положительных ионов водорода с очень большим первианом. При вытягивании протонов из газоразрядной плазмы через единое отверстие удается сформировать пучки с приведенным (к электронам) микропервианом $2 \frac{1}{3}$ в лучшем случае. Использование сеток высокой прозрачности в совокупности с компенсацией пространственного заряда ионного пучка позволяет значительно увеличить первиан. Нами был разработан импульсный протонный источник с током до 1,5 а (плотность тока до $6 \text{ а}/\text{см}^2$) и приведенным микропервианом ~ 40 /45,46/. Перезарядкой в водороде пучка протонов с током 0,8 а от этого источника удалось получить пучок ионов H^- интенсивностью до 15 ма в соответствии с расчетным выходом 1,9%, диаметром 2,5 см, расходимостью $1,5 \cdot 10^{-2}$ радиана при 15 кэв /47/. При этом протонный пучок имел эмиссионный диаметр 1,4 см. Из этих данных следует, что в этой системе величина $T_{ef}S \lesssim 10 \text{ эв}/\text{см}^2$, а эффективная эмиссионная температура не превышает 6,5 эв. Подчеркнем, что в этой системе достигнута достаточно низкая эффективная температура частиц при очень большом токе протонов в вытягивающем промежутке, aberrации которого пеликом отражаются в эмитансе пучка ионов H^- .

В плазменных источниках нам пока удалось получить пучки ионов H^- с эмиссионной плотностью до $35 \text{ ма}/\text{см}^2$; пучок интенсив-

ностью 8 ма сечением $0,15 \text{ см}^2$ имеет расходимость $\sim 0,15$ радиана при энергии 8 кэв /37/. Указанная расходимость пучка даёт верхний предел величины $T_{ef}S \sim 15 \text{ эв}/\text{см}^2$ и эффективной эмиссионной температуры ~ 100 эв. Относительно высокое значение эффективной температуры в плазменном источнике объясняется значительными aberrациями вытягивающего промежутка.

На основе указанных экспериментов нами были сконструированы несколько импульсных источников ионов H^- для установки в высоковольтный электрод ускорителей Ван-де-Граафа с током от 1 до 15 ма, длительностью импульсов от 200 до 1500 мксек и частотой от 1 до 10 гц /48, 49/.

Возможности повышения интенсивности пучков ионов H^- далеко не исчерпаны. Например, в перезарядных источниках имеются очень большие резервы (применение более эффективных веществ для перезарядки, использование молекулярных пучков). По нашему мнению, в ближайшее время будут разработаны источники ионов H^- с током ~ 100 ма. Результаты наших экспериментов позволяют надеяться, что эффективная температура пучка ионов H^- достаточно высокой интенсивности может не превышать величины ~ 10 эв.

§ 8. Области применения

При низких энергиях инжекции рационально использовать для перезарядки на орбите водородную мишень, как наиболее "прозрачную" для циркулирующего пучка. При $W < 1 \text{ Мэв}$ эффективное число оборотов инжекции

$$K_{eff} \sim \frac{6_{01}}{6_{10}}$$

С уменьшением энергии инжекции число K_{eff} быстро падает до единицы при $W \sim 2W_0$ (как для водорода, так и для других газов). Применение перезарядной инжекции можно считать еще рациональным для времени инжекции порядка времени "включения" перезарядной мишени. Последнее, по-видимому, очень трудно следить менее 10 мксек. Для небольших ускорителей с радиусом порядка 1 м этому времени инжекции соответствует число $K_{eff} \sim 10$ при $W \sim 150$ кэв. Таким образом, практически перезарядная инжекция не имеет нижнего предела по энергии.

Верхний предел энергии перезарядной инжекции определяется возможностями предварительного ускорения отрицательных ионов водорода без разрушения. При движении ионов в магнитном поле H^- в сопровождающей системе отсчета появляется достаточно сильное электрическое поле

$$\bar{E} = \frac{\gamma}{c} \bar{V} \times \bar{H},$$

в котором ионы H^- могут диссоциировать на нейтральные атомы и электроны. Наиболее хорошо согласуются с экспериментальными данными /50/ расчеты диссоциации H^- , выполненные Хискисом /51/. Вычисленное Хискисом время жизни отрицательных ионов водорода τ в электрическом поле можно экстраполировать следующим выражением

$$\lg \tau = \frac{22.5}{E \left[\frac{M\text{в}}{\text{см}} \right]} - 14.8$$

в интервале $10^{-2} > \tau > 10^{-10}$ сек. На рис. 6 приведена зави-

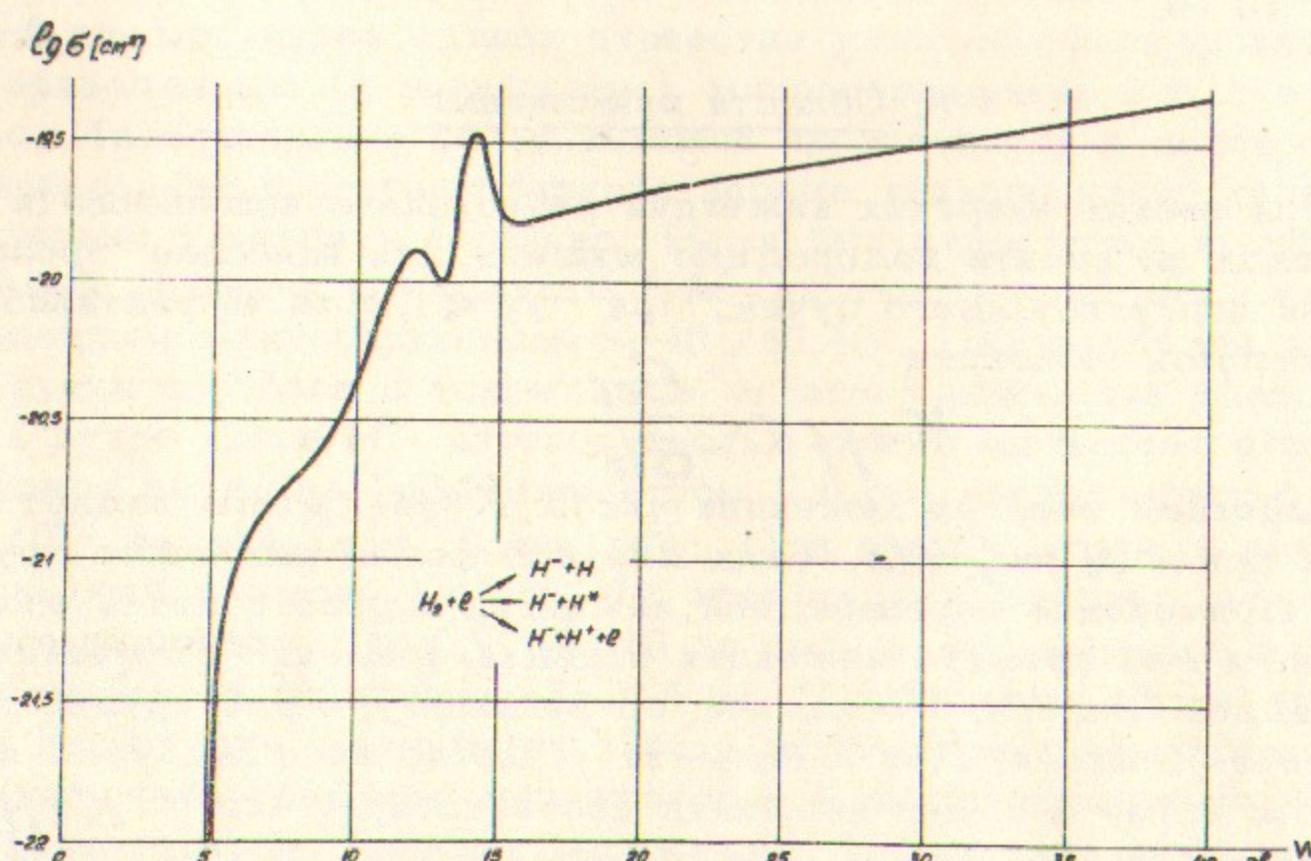


Рис. 6

симость длины пробега ионов H^- от их энергии в магнитных полях 10^4 и $2 \cdot 10^4$ Гс. Как следует из рис. 6 в циклических ускорителях ионы H^- можно ускорять до энергии не более нескольких сот мегаэлектронвольт, однако в специальных изохронных циклотронах за счет снижения магнитного поля энергия ионов H^- без разрушения может быть повышена до 500 - 600 Мэв /52/.

До более высокой энергии ионы H^- можно ускорять только в линейных ускорителях, причем фокусировка пучка достаточно сильными поперечными магнитными полями допускается только в начальной стадии ускорения. В настоящее время имеются линейные ускорители протонов на энергию до 100 Мэв (ток протонов до 100 ма). Ведется разработка линейных ускорителей для ускорения протонов до энергии ~ 1 Бэв с током 10 - 20 ма /53/. Длительность тока в линейных ускорителях достигает 500 мксек.

Из-за диссоциации ионов H^- их подвод к перезаряженной мишени по касательной к орбите при большой энергии также невозможен. Поэтому при большой энергии инжекция протонов может осуществляться только за счет перезарядки из нейтральных атомов водорода.

Итак, анализ процесса перезарядной инжекции показывает, что в широком диапазоне энергий перезарядным методом можно производить инжекцию протонов в ускорители с коэффициентом захвата, близким к единице, как и в однооборотном методе, но в течении очень большого числа оборотов. Для иллюстрации приведем оценку эффективного числа оборотов перезарядной инжекции в двух крайних случаях. При $W \sim 1$ Мэв с водородной мишенью

$K_{eff} \sim \frac{601}{610} \sim 4.10^6$. При $W \sim 1$ Бэв с мишенью с зарядом $Z \leq 10$, при $Blim \sim 5 \cdot 10^3$ $K_{eff} \sim \frac{601}{610} \sim 10^4$. Мы видим, что число оборотов перезарядной инжекции может быть на два порядка выше числа оборотов обычной "многооборотной" инжекции.

При инжекции протонов из изохронных циклотронах еще одна положительная особенность перезарядного метода. Частицы из циклотрона - инжектора можно переводить на дорожку ускорителя с высокой эффективностью без электромагнитного дефлектора в циклотроне. Для этого достаточно установить на периферии циклотрона соответствующую мишень, в которой ускоренные ионы H^- будут терять один электрон и в виде атомарного пучка могут

быть направлены непосредственно на дорожку ускорителя. Фазовый объем пучка, выводимого перезарядным методом из циклотрона, может быть сделан достаточно малым. Процесс перезарядки циркулирующих ионов H^- в нейтральные атомы отличается от такой перезарядки при однократном прохождении пучка через мишень. В этом случае выход нейтральных атомов определяется выражением:

$$\Phi_0 = \frac{6 \cdot 10}{6 \cdot 10 - 6 \cdot 0} \frac{e^{-6 \cdot 0 \delta_0} - e^{-6 \cdot 10 \delta_0}}{1 - e^{-6 \cdot 10 \delta_0}}.$$

При достаточно малой толщине мишени $\delta_0 \ll \frac{1}{6 \cdot 10}$ выход $\Phi_0 \approx 1$. Таким образом, вывод частиц в нейтральном состоянии из изохронного циклотрона может быть доведен до 100%.

При инжекции частиц из высоковольтных ускорителей перезарядным методом имеется возможность удвоения их энергии по сравнению с максимальным потенциалом. Источник ионов H^- устанавливается в электроде с отрицательным потенциалом, в электроде с положительным потенциалом устанавливается мишень для перезарядки пучка H^- в атомарный пучок. Атомарный пучок с двойной энергией направляется непосредственно на дорожку ускорителя, находящегося под нулевым потенциалом. Юстировка пучка производится между двумя ступенями ускорителя в пролетной трубе с нулевым потенциалом.

Перезарядный метод может оказаться рациональным при инжекции протонов не только в кольцевые ускорители, но и в циклотроны. С целью повышения интенсивности циклотронов в настоящее время начинают переходить к повышенной энергии инжекции. Для этого требуется заменить внутренний ионный источник внешним высоковольтным инжектором. Пучок от внешнего инжектора подводится по вертикальному каналу в полюсе к центру циклотрона, где поворачивается инфлектором на 90° и направляется по касательной к внутренней орбите. При использовании перезарядного метода пучок частиц из внешнего инжектора можно подводить в нейтральном состоянии через магнитное поле непосредственно по касательной к внутренней орбите циклотрона. При этом в центре циклотрона устанавливается перезарядная мишень. Поскольку в циклотроне протоны быстро удаляются по спирали от центра, может быть использована не очень прозрачная мишень из тяжелого легко откачиваемого вещества, имеющего высокое сечение перезарядки.

Перезарядным методом можно не только инжектировать протоны в ускорители, но и производить накопление протонов в накопительных кольцах. При накоплении протонов в накопителях перезарядным методом с однократным включением мишени инжектор должен выдавать достаточное количество ускоренных частиц за K_{eff} периодов обращения протонов в накопителе. Изохронные циклотроны и линейные ускорители могут удовлетворять этим требованиям. Так при периоде обращения в накопителе ~ 1 мксек от линейного ускорителя с током 20 ма за $\sim 10^4$ оберотов инжекций можно накопить $\sim 10^{15}$ протонов. Совершенно не исключено, что можно разработать перезарядную мишень, не нарушающую вакуума в накопителе и при многократном накоплении. Суммарное время эффективного накопления при этом остается прежним, но окажется возможным использование инжектора, работающего в режиме однократных относительно коротких импульсов. Минимальное время включения перезарядной мишени ограничивается величиной 30 \div 50 мксек (струя газа или пара). Поэтому, при допускаемом рассеянием протонов суммарном времени включения мишени $\sim 10^{-2}$ сек. ($K_{eff} \sim 10^4$, период обращения ~ 1 мксек) можно производить накопление более чем за 100 импульсов инжекций.

8.9. Сравнение с обычными методами инжекции. Плотность протонов в фазовом пространстве.

Прежде чем, проводить сравнение перезарядного метода инжекции с обычными (без затухания), отметим возможности последних, не принимая во внимание коллективное взаимодействие частиц на дорожке ускорителя или накопителя. При обычных методах инжекции по теореме Лиувилля фазовый объем, занимаемый частями, не изменяется. В действительности, эффективный фазовый объем возрастает из-за aberrаций при вводе частиц на дорожку. Плотность частиц в фазовом пространстве падает после ввода на дорожку также из-за неполного захвата частиц.

В 6-мерном фазовом пространстве дорожки частицы движутся независимо в трех фазовых плоскостях (движение рассматривается в координатах: вертикальное отклонение, радиальное отклонение от мгновенной орбиты, длина вдоль орбиты). Возможно осуществить связь только между поперечными движениями, продольное движение связать с поперечным с помощью электромагнитных

полей невозможно /28/. При независимом движении накопление частиц происходит раздельно в каждой фазовой плоскости. Заполнение частицами радиальной $\bar{\Omega}_r$ и продольной $\bar{\Omega}_{\parallel}$ фазовых плоскостей связано между собой вследствие зависимости радиального положения частицы от продольного импульса.

В резонансном режиме

$$\bar{\Omega}_{\parallel} \approx \Delta \bar{P}^2; \quad \bar{\Omega}_r \sim \frac{4 \Delta R^2}{\lambda r} P \left(1 - \frac{\bar{P}^2}{\Delta R^2} \right).$$

Здесь P — радиальная амплитуда синхротронных колебаний; ΔR — радиальная полуширина дорожки и длина волны бетатронных колебаний; P — импульс частицы. Даже при $\bar{\Omega}_{\parallel} = 0$ величина \bar{P}^2 может иметь значительную величину. Шестимерный фазовый объем дорожки заполняется наиболее полно при $\frac{\Delta \bar{P}^2}{\Delta R^2} = \frac{\bar{P}^2}{\Delta R^2} \sim \frac{1}{2}$.

При однооборотном вводе может быть заполнен частицами практически весь фазовый объем дорожки, если с ним согласован фазовый объем инжектируемого пучка. При этом, естественно, ток частиц на дорожке будет ограничиваться током инжектора. При многооборотной инжекции накопление частиц практически может производиться только или в продольной фазовой плоскости или в поперечных направлениях в пространстве бетатронных колебаний. Пока нигде не осуществлено даже полное заполнение пространства бетатронных колебаний. В существующих ускорителях с многооборотной инжекцией заполняется, как правило, только одна поперечная фазовая плоскость дорожки, причем с относительно невысоким коэффициентом захвата. Заполнение продольной фазовой плоскости осуществляется при спиральном вводе частиц и высокочастотном накоплении.

При перезарядной инжекции протонов за много оборотов вследствие их рассеяния в перезарядной мишени равномерно заполняется весь поперечный фазовый объем дорожки при высоком коэффициенте захвата. Прирост области, занимаемый протонами на продольной плоскости, относительно небольшой. Отношение прироста квадратов разброса радиуса орбит и амплитуды бетатронных колебаний

$$\frac{\Delta \bar{P}^2}{\Delta \gamma^2} \sim \frac{6 \text{em}}{\text{бем}} \sim \frac{\chi \bar{V}_r^2}{Z \ln \frac{\theta_{\max}}{\theta_{\min}}} \ll 1;$$

где χ — коэффициент уплотнения орбит, Z — число колебаний на оборот. В процессе перезарядной инжекции в пучке не сохраняется общее число частиц, перезарядка частиц при вводе на дорожку не описывается уравнениями Гамильтона. Поэтому не имеют места ограничения, накладываемые классической теоремой Лиувилля на процесс накопления протонов на дорожке.

Мы видели, что при энергии инжекции в несколько Мэв и выше основную роль в раскачке бетатронных колебаний играет многократное рассеяние протонов на ядрах атомов перезарядной мишени. При $\frac{\gamma+1}{2\gamma^2} W [\text{Мэв}] > Z^{8/3}$ и при инжекции непосредственно отрицательных ионов средний квадрат прироста угла рассеяния протона за один оборот в каждом поперечном направлении составляет

$$\bar{\Delta \vartheta}^2 \approx \frac{Q \ell_n \frac{\theta_{\max}}{\theta_{\min}}}{0,36 \alpha_0} = 3 \frac{m}{M} \frac{2}{\gamma+1} \frac{T_0}{W} \ell_n \frac{\theta_{\max}}{\theta_{\min}}.$$

Средний квадрат прироста энергетического разброса за один оборот

$$\bar{\Delta W}^2 \approx \frac{\Delta \bar{W}^2}{0,36 \alpha_0} = \frac{6}{Z} \frac{m}{M} \frac{\gamma+1}{\gamma^2} T_0 W.$$

С учетом поперечного фазового объема инжектируемого пучка число оборотов K перезарядной инжекции с коэффициентом захвата ~ 1 определяется условием

$$\bar{\vartheta}_{\max}^2 \approx \bar{\vartheta}_j^2 + \frac{K}{2} \Delta \bar{\vartheta}^2$$

После умножения на λ получим

$$A \sim A_j + \frac{K}{2} \lambda \Delta \bar{\vartheta}^2;$$

где A — заполняемый частицами акцептанс дорожки; A_j — эмитанс пучка инжектора. Отсюда

$$K \sim \frac{2A}{\lambda \Delta \bar{\vartheta}^2} \left(1 - \frac{A_j}{A} \right).$$

Средний квадрат отклонения продольного импульса в конце инжекции

$$\bar{\Delta P}_{\parallel}^2 \approx \bar{\Delta P}_{\parallel j}^2 + \frac{\kappa}{2} \bar{\Delta P}_{\parallel 0}^2$$

В резонансном режиме при $\chi \ll 1$ (разброс обобщенного продольного импульса мало отличается от разброса обычного)

$$\frac{\Omega_{\parallel}}{\Omega_{\parallel j}} \sim \frac{1}{\kappa} \frac{\bar{\Delta P}_{\parallel}^2}{\bar{\Delta P}_{\parallel j}^2} - \frac{\Delta \rho_i}{\rho_m} \sim \left(\frac{1}{\kappa} + \frac{1}{2} \frac{\bar{\Delta W}_0^2}{\bar{\Delta W}_j^2} \right) \frac{\Delta \rho_i}{\rho_{max}}$$

где ρ_i - радиальный полуразброс инжектируемых частиц из-за их начального энергетического разброса. Отношение фазовых объемов частиц на дорожке и на выходе инжектора при $\Omega_2 \approx \Omega_r$

$$\frac{\Omega_6}{\Omega_{6j}} \approx \frac{\Omega_{\parallel}}{\Omega_{\parallel j}} - \frac{A^2}{A_j^2}$$

При перезарядной инжекции как правило выполняется условие $\bar{\Delta P}^2 < \frac{\Delta R^2}{2}$ и соответственно $\bar{P}^2 < \frac{\Delta R^2}{2}$. Примем $A = \frac{1}{2} \frac{\Delta R^2}{\chi}$. При этом условии после подстановки получим

$$\frac{\Omega_6}{\Omega_{6j}} \sim 3 \frac{m}{M} \frac{T_0}{(\gamma+1)W} \left[\frac{2 \ln \frac{\theta_{max}}{\theta_{min}}}{1 - \frac{A_j}{A}} \left(\frac{\chi}{\Delta R} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma+1}{\gamma} \right)^2 \frac{W^2}{\Delta W_j^2} \right] \frac{\Delta \rho_i}{\rho_{max}} \frac{A^2}{A_j^2}$$

Поскольку всегда $A > A_j$; поперечный фазовый объем при перезарядной инжекции всегда возрастает. Продольный фазовый объем пучка за счет многократного наложения его на дорожку сильно сокращается. В результате фазовый объем частиц на до-

рожке может стать значительно меньше фазового объема этих частиц в инжектируемом пучке. Шестимерная плотность частиц на дорожке

$$n_6 = \eta \frac{\Omega_{6j}}{\Omega_6} n_{6j}$$

Поскольку $n_{6j} \approx \frac{j_j}{\Delta \rho_i A_j^2}$, то при $A_j \ll A$ и $\Delta \rho_i \ll \rho_m$ плотность n_6 не зависит от эмитанса и энергетического разброса частиц в инжектируемом пучке и определяется только током инжектора.

Полезно оценить плотность протонного тока на дорожке в 4-мерном поперечном пространстве, поскольку при перезарядной инжекции полностью заполняется только пространство бетатронных колебаний. Кроме того, в накопителях осуществляют реакции на встречных пучках обычно в точках пересечения орбиты огибающей синхротронных колебаний (Ψ -функцией), при этом поперечная двумерная плотность тока зависит непосредственно только от плотности тока в пространстве бетатронных колебаний.

$$\frac{j_4}{j_{4j}} \approx \eta \frac{A_j^2}{A^2} \sim 2 \eta \frac{A_j^2}{A \lambda \Delta \theta^2} \left(1 - \frac{A_j}{A} \right)$$

Из этого выражения следует, что максимум 4x-мерной поперечной плотности тока на дорожке при заданном эмитансе лежит при $A \sim 2A_j$. Поэтому с этой точки зрения перезарядная инжекция особенно выгодна для ускорителей и накопителей с малым акцептантом.

$$\text{При } A = \frac{1}{2} \frac{\Delta R^2}{\chi} \quad \frac{j_4}{j_{4j}} \sim \frac{\eta}{12 \ln \frac{\theta_{max}}{\theta_{min}}} \frac{M}{m} \frac{T_0 S_j}{\Delta R^2} \left(1 - \frac{A_j}{A} \right)$$

$$\max \frac{j_4}{j_{4j}} \sim \frac{\eta}{24 \ln \frac{\theta_{max}}{\theta_{min}}} \frac{M}{m} \frac{\gamma+1}{2} \frac{W}{T_0} \left(\frac{\Delta R}{\chi} \right)^2$$

В дорожке с неизменным направлением магнитного поля по вертикали $\max\left(\frac{\Delta R}{\lambda}\right)^2 \approx \frac{1}{4} \frac{\Delta R}{R}$. При $A \gg A_j$ абсолютное значение поперечной плотности j_4 зависит только от тока инжектора и не зависит от его эмитанса, так как $j_{4j} \cong \frac{j_i}{A_j^2}$. Из приведенных выражений следует, что при перезарядной инжекции плотность тока в пространстве бетатронных колебаний может быть значительно больше соответствующей плотности в инжектируемом пучке.

Продольный фазовый объём инжектируемого пучка практически определяется свойствами ускорителя - инжектора. Например, в лучших линейных протонных инжекторах энергетический разброс

$\Delta W_j \sim \pm 100$ кэв. В последние годы доведен до незначительной величины вклад протонных источников в поперечный фазовый объём инжектируемого пучка. Например, эмитанс дуплазматрона в Брукхейвенском синхротроне доведен до 0,65 см мрад при токе 60ма и энергии 40 кэв ($T_{ef} S \sim 0,1$ эвсм²) /62/; хотя еще не так давно он составлял 55 см мрад при том же токе и энергии 30 кэв ($T_{ef} S \sim 800$ эвсм²) /54/. Эффективный поперечный фазовый объём инжектируемых пучков во многих случаях определяется aberrациями ускорительного тракта инжекторов. Линейные инжекторы протонных синхротронов ЦЕРН и ИВЭ имеют эмитанс ~ 3 см мрад (ток 50 \div 100 ма, энергия 50 \div 100 Мэв). Соответствующая величина $T_{ef} S \sim 8000$ эвсм². Ясно, что в таких случаях источники отрицательных ионов водорода даже с достигнутой поперечной температурой $T_{ef} S \sim 10$ эвсм² не повлияют на фазовый объём инжектируемого пучка. Плотность частиц в фазовом объёме инжектируемых пучков будет меньше в случае использования отри-

пательных ионов вследствие меньшей интенсивности. Однако, как было показано выше, при достаточно малом фазовом объёме инжектируемого пучка достижимая при перезарядной инжекции плотность частиц в объёме дорожки зависит только от тока инжекции и практически не зависит от плотности частиц в инжектируемом пучке.

Сравним средние плотности частиц в фазовом объёме дорожки в резонансном режиме, достижимые при перезарядной и обычной инжекции. При перезарядной инжекции

$$\bar{n}_6 \cong \eta K \frac{A_j^2}{A^2} \frac{2\Delta p_i}{p_{max}} n_{6j}.$$

При обычной инжекции с тем же коэффициентом пропорциональности $\max n_6 \cong \eta n_{6j}$; при накоплении только в пространстве бетатронных колебаний $\bar{n}_6 \cong \eta \frac{2\Delta p_i}{p_{max}} n_{6j}$; при накоплении только в продольной фазовой плоскости $\bar{n}_6 \cong \eta \frac{A_j^2}{A^2}$.

Отношение плотностей частиц в инжектируемых пучках

$$\frac{n_{6j(nep)}}{n_{6j(0\delta)}} = \frac{j_{j(nep)}}{j_{j(0\delta)}} \frac{A_j^2(0\delta)}{A_j^2(nep)} \frac{\Delta p_i(0\delta)}{\Delta p_i(nep)}.$$

После деления и подстановки получим:

$$\frac{\bar{n}_6(\text{нр})}{\max n_6(\text{об})} = 2K_{\text{нр}} \frac{\eta_{\text{нр}}}{\eta_{\text{об}}} \frac{A_j^2(\text{об})}{A^2} \frac{\Delta p_i(\text{об})}{p_{\text{max}}} \frac{J_j(\text{нр})}{J_j(\text{об})},$$

при обычном накоплении в пространстве бетатронных колебаний

$$\frac{\bar{n}_6(\text{нр})}{\bar{n}_6(\text{об})} = K_{\text{нр}} \frac{\eta_{\text{нр}}}{\eta_{\text{об}}} \frac{A_j^2(\text{об})}{A^2} \frac{J_j(\text{нр})}{J_j(\text{об})},$$

при обычном накоплении в продольном пространстве

$$\frac{\bar{n}_6(\text{нр})}{\bar{n}_6(\text{об})} = 2K_{\text{нр}} \frac{\eta_{\text{нр}}}{\eta_{\text{об}}} \frac{\Delta p_i(\text{об})}{p_{\text{max}}} \frac{J_j(\text{нр})}{J_j(\text{об})}.$$

Оценим соотношения плотностей протонов в фазовом пространстве для протонного синхротрона ИВЭ в Серпухове при инжекции от имеющегося линейного ускорителя

$$(W=100 \text{ Мэв}, J_j=100 \text{ ма}, A_j \sim 3 \text{ см мрад}, \frac{\Delta W_j}{W} = 0.4 \%),$$

$$\Delta R \approx 8 \text{ см}, \bar{R} = 236 \text{ м}, \lambda = 22.5 \text{ м}, \alpha \approx 1.5 \cdot 10^{-2}). \text{ Заполняемый акцептанс дорожки примем равным } A \sim \frac{1}{2} \frac{\Delta R^2}{\lambda} = 1.5 \cdot 10^{-2} \text{ см рад}; p_{\text{max}} \sim 4 \text{ см}; \Delta p_i = \frac{1}{2} \alpha R \frac{\Delta W_j}{W} = 0.7 \text{ см}$$

При $A \gg A_j$ число оборотов перезарядной инжекции с высоким коэффициентом захвата η $K=6 \cdot 10^3$. При токе инжекции отрицательных ионов водорода $J_j(\text{нр})=10 \text{ ма}$ и $\eta(\text{об}) \approx \eta(\text{нр})$

$$\frac{\bar{n}_6(\text{нр})}{\max n_6(\text{об})} \sim 8; \frac{\bar{n}_6(\text{нр})}{\bar{n}_6(\text{об.нор.})} \sim 25; \frac{\bar{n}_6(\text{нр})}{\bar{n}_6(\text{об.прог.})} \sim 200$$

Таким образом, в этом ускорителе при переходе на перезарядную инжекцию с относительно малым током инжекции представляется возможным заполнить фазовый объем дорожки со средней плотностью на порядок выше максимально возможной при обычной инжекции, реализация которой чрезвычайно трудна.

В заключение перечислим основные преимущества перезарядного метода инжекции протонов.

1. Малая величина требуемого тока инжекции, что значительно снижает требование к инжектору.

2. Слабая зависимость накапливаемого на дорожке тока протонов от эмитанса и энергетического разброса инжектируемого пучка при соблюдении относительно нежестких условий: $A_j < \frac{1}{2} A$, $\Delta p_j < \frac{1}{2} p_{\text{max}}$.

3. Относительно простая реализация полного заполнения фазового пространства бетатронных колебаний дорожки.

4. Возможность достижения более высокой средней плотности частиц в фазовом объеме дорожки.

5. Относительная простота достижения необходимого (особенно равномерного) распределения частиц в фазовом пространстве дорожки, особенно при $K \ll K_{\text{eff}}$, когда достигается ввод протонов на дорожку, практически без поперечных колебаний.

6. Отсутствие импульсного инфлектора.

Недостатки перезарядного метода по сравнению с обычными методами:

1. Относительно большая длительность процесса инжекции.

2. Ограничение на энергию инжектируемых частиц из циклических ускорителей.

3. Наличие перезарядной мишени в вакуумной камере ускорителя или накопителя.

§ 10. Заключение

В ИЯФ СО АН СССР была проведена работа по разработке перезарядного метода инжекции протонов. От ускорителя Ван-де-Граафа ЭГ-1,5 был получен пучок отрицательных ионов водорода с энергией до 1,5 Мэв, сначала непрерывный с током до 20 мка /55/, затем импульсный с током до 1,2 ма и длительностью импульсов ~ 1 мсек /48/. Для упрощения экспериментов в экспериментальное накопительное кольцо вводился атомарный пучок водорода, получаемый перезарядкой пучка отрицательных ионов от ускорителя Ван-де-Граафа перед вводом на дорожку. Накопительное кольцо представляло кольцевую вакуумную камеру с аксиально-симметричным магнитным полем. Радиус орбиты 42 см, поперечное рабочее сечение имело 4 см по высоте и 8 см по радиусу. Для перезарядки атомов в протоны на орбите была установлена водородная сверхзвуковая струя, пересекающая орбиту в радиальном направлении. С помощью дрейфовой трубы осуществлялся резонансный режим, в результате средние ионизационные потери в перезарядной мишени компенсировались. Выход нейтральных атомов при перезарядке из отрицательных ионов составлял 50%, выход протонов из водородной струи составлял 80%.

Перезарядная инжекция протонов была осуществлена в 1964 году /56/ при токе инжекции 1 ± 10 мка. Захват протонов в квазибетатронный режим был практически сто процентным. Коэффициент захвата протонов в резонансный режим составлял 75% в соответствии с наложением инжектируемого пучка на область устойчивости синхротронных колебаний.

Время инжекции протонов в резонансный режим ограничивалось длительностью работы струи, которая не превышала 800 мксек. При прямоугольном импульсе тока инжекции ток на дорожке возрастал практически линейно. Средний коэффициент захвата не изменялся при времени инжекции до 2000 оборотов и падал на 20% при времени инжекции в 4000 оборотов. При увеличении обхода струи циркулирующими протонами за счет увеличения амплитуды вертикальных бетатронных колебаний был достигнут коэффициент захвата в 75% и при инжекции в течении 4000 оборотов.

Позже на этой же установке было произведено накопление интенсивного пучка протонов при токе протонов из перезарядной

струи до 400 мка /57,58/. Достигнутое число накапливаемых на дорожке протонов составляет $3 \cdot 10^{11}$ при энергии 1 Мэв. Удалось установить, что ограничение накопления протонов в экспериментальном кольце наступало вследствие радиального расширения сгустка из-за действия продольной компоненты собственного электрического поля. Предельное число протонов, определяемое сдвигом частоты бетатронных колебаний до резонансного значения из-за действия поперечного собственного поля сгустка, в два раза больше достигнутого. Чтобы порог интенсивности по продольному собственному полю сделать выше порога по поперечному полу, необходимо увеличивать кратность частоты и понижать амплитуду ускоряющего в.ч. поля. При исследовании накопления интенсивного пучка протонов перезарядным методом были обнаружены ряд эффектов. Впервые наблюдалась локальная группировка протонов в передней части сгустка из-за "отрицательной массы" и бетатронные радиальные когерентные колебания, время развития которых было на порядок меньше времени их задержки от конца накопления протонов выше порогового числа. Радиальную когерентную неустойчивость мы объясняем взаимодействием сгустка протонов со шнуром из отрицательных ионов, образующихся на дорожке в результате диссоциации остаточного газа вторичными электронами /59/.

Перезарядный метод инжекции протонов был использован нами также для исследования процесса накопления протонов в индукционном режиме ускорения /60/. В этих экспериментах нами впервые наблюдалась вертикальная двухпучковая неустойчивость системы протонный пучок - шнур из вторичных электронов.

Следует подчеркнуть, что отмеченные выше неустойчивости протонного пучка из-за взаимодействия со встречными частицами на дорожке непосредственно не связаны с методом инжекции и могут устраняться вытягиванием вторичных заряженных частиц с дорожки с помощью электродов, обычно применяемых с этой целью в накопительных кольцах.

К настоящему времени обычные методы инжекции протонов в ускорители развиты достаточно хорошо и во многих случаях позволяют достигать предельной интенсивности. При использовании перезарядного метода инжекции протонов проблема накопления предельного числа протонов в ускорителях и накопителях вообще снимается, поскольку возможности этого метода неизмеримо выше требований к системам инжекции.

В большинстве случаев перезарядный метод инжекции обеспечивает накопление на дорожке предельного количества протонов за число оборотов, которое значительно меньше допустимого по эффективности инжекции. При этом достигается ввод протонов на орбиту практически без поперечных колебаний.

Будкером Г.И. было предложено /61/ компенсировать пространственный заряд протонного пучка на дорожке ускорителя электронным газом, что в принципе возможно в индукционном режиме ускорения. Перезарядный метод инжекции может обеспечить накопление протонного пучка очень высокой интенсивности. Таким образом, этот метод инжекции позволяет пойти по новому пути в создании плазменных кольцевых ускорителей.

Пользуюсь случаем выразить искреннюю благодарность Г.И. Будкеру за постановку работы и совместную деятельность, а также за обсуждение ряда вопросов, изложенных в данной статье.

Л и т е р а т у р а

1. Абрамян Е.А., Будкер Г.И., Глаголев Г.Б., Наумов А.А., ЖТФ, 35, 605-629 (1965).
2. Петров В.В. Кандидатская диссертация. ИЯФ СО АН СССР, 1969.
3. Gronell L., Nucl. Instrum. and Methods, 22, 269-291 (1963).
4. Самойлов И.М., Соколов А.А., ЖТФ, 35, 2012-2020 (1965).
5. Самойлов И.М., Соколов А.А., ЖЭТФ, 39, 257-259 (1960).
6. Seidl M., Wiss Z., Friedrich-Schiller-Univ. Jena/Thüringen Math.-Naturwiss. Reihe, 13, 489-494, (1964).
7. Heinz Voigt . Патент ФРГ № 1080349, 1981.
8. Димов Г.И., изв. ВУЗ, физика, 62-71, № 1, 1957.
9. Symon K., Sessler A., Proc. of the CERN Symposium, 1, 44 (1956).
10. Будкер Г.И., Протопопов И.Я., Скрипкин А.Н. "Электрон-позитронное накопительное кольцо на 3,5 Бэв в Новосибирске", доклад на У1 Международной конференции по ускорителям в Кембридже, 1967.
11. Абрамян Е.А., Ауслендер В.А., Байер В.Н., Блинов Г.А., Бондаренко Л.Н., Будкер Г.И., Вассерман С.Б., Вячеславов В.В., Димов Г.И., Ерозолимский Б.Г., Киселев А.В. и др. "Труды международной конференции по ускорителям. Дубна, 1963", 274 - 287, М., (1964).
12. Будкер Г.И., АЭ, 22, 346 - 348 (1967).

13. Будкер Г.И., Димов Г.И. "Труды Международной конференции по ускорителям, Дубна, 1963", 933, М. (1964).
14. Alvarez L.W., Rev. Sci Instrum., 22, 705-706 (1951)
15. Bates O.K., Griffing M.G., Proc. Phys. Soc., 66A, 961 - 971 (1953).
16. Bohr B.V., Kgl. Danske Videnskab. Selskab., Mat.-fys. medd., 18, 8 (1948).
17. Barnett C.F., Reynolds H.K., Phys. Rev., 109(2), 355 - 359 (1958).
18. Berkner K.N., Kaplan S.M., Pyll R.V., Welsh L.M., "V. Intern. Conf. electr. atom collisions. Abstracts", Leningrad, 1967, 418-421.
19. Ландау Л.Д., Дирак П.А.В., Фейнман Р.П. "Квантовая механика", Москва, 1963.
20. Allison S.K., Rev. Modern Phys., 30, 1137-1168 (1958).
21. Димов Г.И., Дудников В.Г., ЖТФ, 36, 1239-1240 (1966).
22. Brinkman H.C., Kramers H.A., Proc. Acad. Sci Amst., 33, 873 (1930).
23. Jackson J.B., Schiff H., Phys. Rev., 89, (2), 359-365 (1953).
24. Bates D.R., Dalgarno A., Proc. Phys. Soc., 66A, 972-976, (1953).
25. "Экспериментальная ядерная физика" под редакцией Сегре Э., том 1, ИЛ, Москва, 1955.
26. Барашенков В.С. "Сечения взаимодействия элементарных частиц", Москва, 1966.
27. Леонович М.А. "Статистическая физика", М-Л, 1944.
28. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. "Теория циклических ускорителей", Москва, 1962.
29. Димов Г.И., ЖТФ, 39, 681 - 688 (1969).
30. Димов Г.И., ПТЭ, 1965, № 5, 165-169.
31. Dawton Ralph H.V.M., Nucl. Instrum. and Methods, 11, 326-330 (1961).
32. Фогель Я.М., УФН, 71, 243-287 (1960).
33. Stier P.M., Barnett C.F., Phys. Rev., 103 (2), 896-907, (1956).
34. Masuda Seizo, Terasawa Michitaka, Kumagai Michikazu, Japan. J. Appl. Phys., 5, 719-724 (1966).
35. Bohlen H., Glausnitzer G., Wilsch H., Zeitschrift für Physik, 208, 159-164 (1968).
36. Shulz G.J., Phys. Rev., 113, 816 (1954).
37. Тимошин И.Я., кандидатская диссертация, ИЯФ СО АН СССР, 1966.
38. Rundel R.P., Harrison M.F.A., Dance D.F., "V. Intern. Conf. phys. electr., atom collisions. Abstracts". Leningrad, 1967, 36-39.

39. Hummer D.G., Stebbing R.F., Fite W.L., Phys. rev., 119, 668 (1960).
40. Hasted J.B., Phil D., Smith R.A., Proc. Roy Soc., A235, 349-353 (1956).
41. Bates P.R., Lewis I.T., Proc. Phys. Soc., A68(3), 173 (1955).
42. Brooks N.B., Rose P.H., Wittkower A.B., Bastide R.P., Nucl. Instrum. and Methods, 28, 315-320 (1964).
43. Ehlers K.W., Nucl. Instrum and Methods, 32, 309-316 (1965).
44. Го-Ци-Цянь, Иандриаш Г., Пасюк А.С., Третьяков Ю.П. Rev. Roumain Phys., 11, 201-203 (1966).
45. Димов Г.И., Кононенко Ю.Г. "Импульсный ионный источник", авторское свидетельство № 226742.
46. Димов Г.И., Кононенко Ю.Г., Савченко О.Я., Шамовский В.Г., ЖТФ, 38, 997-1004 (1968).
47. Димов Г.И., Савченко О.Я., ЖТФ, 38, 2002-2004 (1968).
48. Димов Г.И., Тимошин И.Я., Демидов В.В., Дудников В.Г., ПТЭ, 1967, № 4, 30-34.
49. Димов Г.И., Тимошин И.Я., Савченко О.Я., Кононенко Ю.Г., Шамовский В.Г. "Импульсные источники отрицательных ионов водорода для электростатических ускорителей", Всесоюзное совещание по ускорителям частиц, Москва, 1968.
50. Cahill T.A., Richardson J., Verbe J.W., Nucl. Instrum. and Methods., 39, 278-280 (1966).
51. Judd D.L., Nucl. Instrum. and Methods, 18-19, 70-73 (1963).
52. Haddock R.P., Mackenzie K.R., Richardson J.R., Wright B.T.
53. Nagle P.E., "V. Intern. conf. on high energy accelerators. Frascati, 1965", 403-412, Roma, (1966).
54. Steenbergen A., Oleksiuk L.W., Blewett J.P., "Труды Международной конференции по ускорителям. Дубна, 1963", 489-498, М., 1964.
55. Димов Г.И., Сухина Б.Н., ПТЭ, 1968, № 1, 16 - 18.
56. Будкер Г.И., Димов Г.И., Попов А.Г., Свиридов Ю.К., Сухина Б.Н., Тимошин И.Я., А.Э., 19, 507 - 510 (1965); "Proc. V. Intern. conf. on high energy accelerators. Frascati, 1965 ", 399-402, Roma, 1966.
57. Будкер Г.И., Димов Г.И., Дудников В.Г. "Proc. of the Intern. Symp. on Storage Rings, Sacley, France", VIII-6-1 (1966).
58. Будкер Г.И., Димов Г.И., Дудников В.Г., А.Э., 22, 348-356 (1967).
59. Димов Г.И., Дудников В.Г., Шамовский В.Г. "Поперечная неустойчивость протонного пучка из-за когерентного взаимодействия с плазмой в кольцевом ускорителе", Всесоюзное совещание по ускорителям частиц, Москва, 1968.
60. Димов Г.И., Дудников В.Г., Соколов А.А., Шамовский В.Г. "Экспериментальное исследование накопления протонов на кольцевой дорожке в бетатронном режиме. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 1969.

61. Будкер Г.И., "Proc. V. Intern. conf. on high energy accelerators. Frascati, 1965", 402, Roma, (1966).
62. Wroe H. Nucl. Instrum. and Methods, 52, 67 ÷ 76 (1967).

Ответственный за выпуск Г.И.Димов

Подписано к печати 12.5.69.

Усл. 2,7 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.

Заказ №304

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР.