

С 345 е 2

П-389

ЖТФ, 1967, т. 37, №3, с. 485-492

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1936



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Ю.А. Плис, Л.М. Сороко, Н.А. Торопков

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНЖЕКЦИИ  
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ  
В УСКОРИТЕЛИ ЦИКЛОТРОННОГО ТИПА

1965

P-1936

Ю.А. Плис, Л.М. Сороко, Н.А. Горюков

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНЖЕКЦИИ  
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ  
В УСКОРИТЕЛИ ЦИКЛОТРОННОГО ТИПА

Направлено в ЖТФ

2905/2 1981

## 1. Введение

В настоящее время для внешней инжекции поляризованных частиц в ускорители циклотронного типа, в частности, синхроциклотрон, возможны два пути:

- 1) аксиальная инжекция;
- 2) инжекция пучка быстрых поляризованных нейтральных атомов в медианной плоскости,

При аксиальной инжекции поляризованные протоны, ускоряемые до энергии 20 кэв, опускаются вниз через вертикальное отверстие в полюсе магнита в ускорительную камеру и, отразившись от электростатического зеркала, захватываются в режим ускорения.

В случае инжекции нейтрального пучка, в медианной плоскости протоны, имеющие энергию 30 кэв, нейтрализуются в проточной водородной мишени; получающийся пучок нейтральных атомов направляется в центр ускорительной камеры, где обдирается от электронов на тонком слое подходящего вещества.

В данной работе детально изучался первый этап внешней инжекции нейтрального пучка. В используемой установке созданы условия, необходимые для сохранения поляризации пучка при нейтрализации поляризованных протонов в проточной водородной мишени. Экспериментально изучались: эффективность перезарядки, расходимость быстрых атомов после перезарядки и потери от рассеяния. Измерения проводились на пучке неполяризованных протонов.

## 2. Деполяризация при перезарядке

При перезарядке поляризованных протонов в проточной водородной мишени необходимо получить не только возможно больший выход быстрых атомов, но и обеспечить условия, сохраняющие поляризацию протонов в пучке. Фактор деполяризации при таком процессе существенно зависит от наличия магнитного поля в объеме перезарядки.

При нейтрализации полностью поляризованного пучка протонов происходят нежелательные процессы захвата электронов в возбужденные состояния атома. Эти состояния при снятии возбуждения без магнитного поля дают полную деполяризацию<sup>1/</sup>. Поэтому суммарный фактор деполяризации определяется в этих условиях вкладом элект-

тронной перезарядки в возбужденные состояния и долей захватов в основное состояние атома водорода, приводящих к деполаризации протона. Захват электрона в основное состояние, если нет магнитного поля, дает деполаризацию, равную 50%. Таким образом, полная деполаризация в этом случае равна

$$D = \frac{1}{2} \frac{\sigma_{1s}}{\sigma_{1s} + \sigma_n} + \frac{\sigma_n}{\sigma_{1s} + \sigma_n} \quad (1)$$

где  $\sigma_{1s}$  - сечение захвата электрона в основное состояние атома водорода,  $\sigma_n$  - суммарное сечение захвата в возбужденные состояния. Последняя величина оценена в работе /2/.

Если же приложить магнитное поле, то связь магнитных моментов электрона и протона разорвется, и захват электрона в состояние с проекцией спина электрона, противоположной проекции спина протона, не приведет к существенной деполаризации последнего.

Если спин поляризованного протона направлен по полю  $m_p = +\frac{1}{2}$ , то из диаграммы Брейта-Раби /3/ следует, что перезарядка  $\Pi_1^+ + \Pi_1^0$  может происходить в состоянии с

$$\{F, m\} = \begin{Bmatrix} 1,1 \\ 1,0 \\ 0,0 \end{Bmatrix} \quad (2)$$

где  $F$  - полный спиновый момент,  $m$  - проекция его на направление магнитного поля. Состояния 0,0 и 1,0 отвечают волновой функции атома в магнитном поле, которая представляет собой суперпозицию функций триплета и синглета без поля с  $m=0$ .

Коэффициенты разложения  $\alpha$  и  $\beta$  функций

$$\psi_0^0 = \alpha_0^0 \psi_{1,0} + \beta_0^0 \psi_{0,0} \quad (3)$$

$$\psi_1^0 = \alpha_1^0 \psi_{1,0} + \beta_1^0 \psi_{0,0}$$

зависят от магнитного поля  $B$  следующим образом:

$$\alpha_0^0 = \frac{x}{\sqrt{x^2 + (1 + \sqrt{1+x^2})^2}}; \quad \beta_0^0 = \frac{-1 - \sqrt{1+x^2}}{\sqrt{x^2 + (1 + \sqrt{1+x^2})^2}}; \quad (4)$$

$$\alpha_1^0 = \frac{x}{\sqrt{x^2 + (1 - \sqrt{1+x^2})^2}}; \quad \beta_1^0 = \frac{-1 + \sqrt{1+x^2}}{\sqrt{x^2 + (1 - \sqrt{1+x^2})^2}}$$

где  $x = \frac{B \text{ (гаусс)}}{507}$ .

Поскольку состояние 1,1 - полностью поляризовано, то фактор деполаризации при перезарядке  $\Pi_1^+ + \Pi_1^0$  в сильном магнитном поле определяется вероятностью захвата в состояния 1,0 и 0,0 и статистическим весом в них состояния с  $m_p = -\frac{1}{2}$ .

Таким образом

$$D = \frac{1}{2} \sqrt{\left[ \frac{\alpha_0^0 + \beta_0^0}{\sqrt{2}} \right]^2 + \left[ \frac{\alpha_1^0 - \beta_1^0}{\sqrt{2}} \right]^2} \quad (5)$$

Если магнитное поле велико, то коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  можно разложить по малому параметру  $\frac{1}{x} = \frac{507}{B}$ . Тогда фактор деполаризации в сильном магнитном поле равен

$$D = \frac{1}{2} \left[ \frac{507}{B} \right]^2 \quad (6)$$

При поле  $B = 1000$  гаусс фактор деполаризации оказывается равным  $D = 6\%$ . Из этих оценок видна необходимость использования магнитных полей при нейтрализации поляризованного пучка протонов.

### 3. Экспериментальная установка

Схема установки приведена на рис. 1. Протоны, вытягиваемые из разрядной колбы ВЧ-источника 1, формируются в пучок трехэлектродной ионной линзой и ускоряются трубкой 2. Корректировка направления пучка осуществляется полями двух скрещенных плоских конденсаторов 3 и 13. Перед попаданием в камеру нейтрализации пучок дополнительно фокусируется двойной квадрупольной электростатической линзой 4. Качество фокусировки контролируется визуально по изображению пучка на кварцевой пластинке 14. Цилиндр Фарадея 6 служит для измерения ионного тока.

Камера нейтрализации, куда далее попадает пучок протонов, отделена от области высокого вакуума шлюзовыми камерами, имеющими длину 6 см и диаметр 7 мм. Диаметр камеры нейтрализации равен 3,2 см, длина - 35 см. В камеру нейтрализации постоянно подается водород через капилляр диаметром 0,2 мм и длиной 94 см. Вся камера нейтрализации помещается в продольное магнитное поле, создаваемое соленоидальным магнитом 9.

Выходящий из камеры нейтрализации пучок подвергается зарядовому анализу в поперечном магнитном поле 10.

Нейтральная компонента входит в измерительную трубу длиной 170 см и диаметром 14 см.

Пучки частиц, выходящие из камеры нейтрализации, наблюдаются визуально по изображениям, создаваемыми либо протонами, либо быстрыми атомами на кварцевых пластинках 12.

Заряженные частицы измеряются цилиндром Фарадея (рис. 2в). Интенсивность нейтральной компоненты определяется путем измерения тока вторичных электронов, выбиваемых быстрыми атомами в цилиндре Фарадея с дном из молибдена (рис. 2а).

Поскольку коэффициент вторичной электронной эмиссии не зависит от знака заряда частицы и определяется только ее энергией /4/, то для калибровки нейтрального цилиндра Фарадея был использован протонный ток.

#### 4. Параметры пучка

Измерения параметров заряженного пучка проводились в отсутствие шлюзовых каналов камеры нейтрализации при высоком вакууме во всей установке. Пучок протонов, поступающий на вход проточной газовой мишени, имел небольшую расходимость. С помощью трехэлектродной ионной линзы и электростатической квадрупольной линзы удалось уменьшить угловую расходимость пучка на входе газовой мишени до 0,008 радиан. Размеры пучка составляли около 8 мм в диаметре на расстоянии 50 см от ускоряющей трубки.

После установки шлюзовых каналов, отделяющих по вакууму камеру нейтрализации, проводимость пучка установкой уменьшалась до 5%.

Была исследована форма пучков при наличии магнитного поля. На рис. 3 показана зависимость относительной интенсивности нейтральных атомов  $N_1^0$  на выходе из объема перезарядки к интенсивности падающего на мишень пучка при различных значениях тока в обмотке соленоидального магнита. Толщина мишени составляла  $t = 3,7 \cdot 10^{16} \frac{\text{атом}}{\text{см}^2}$ .

Максимальный выход  $N_1^0$  наблюдается при токе в 77 ампер. При значениях тока более 100 ампер интенсивность спадает вследствие того, что заряженные частицы оказываются перефокусированными в камере нейтрализации.

Расходимость быстрых атомов определялась по величине изображения нейтрального пучка на кварцевых пластинках, вводимых поочередно в пучок на входе и выходе измерительной трубы и оказалась равной около 0,01 радиан.

Все измерения в дальнейшем проводились при токе  $J = 77$  ампер, которому соответствует напряженность поля  $V = 1000$  эрстед.

#### 5. Результаты эксперимента

Исследование равновесного состава водородных пучков, прошедших через газодовую мишень, было проведено в ряде работ /5-9/. Величина отношения

$$F_0 = \frac{N_1^0}{N_1^0 + N_1^+ + N_1^-} \quad (7)$$

в равновесном пучке наиболее подробно изучена в работе /7/ в интервале энергии протонов 20-250 кэВ. Поведение  $F_0$  с изменением толщины газодовой мишени приведено

в обзоре /8/ для энергии  $E_p = 15$  кэВ. Некоторые данные о степени рассеяния равновесного водородного пучка в перезарядной мишени можно найти в /9/.

В отмеченных работах отсутствуют данные об угловых характеристиках пучка, выходящего из мишени, о величине реального коэффициента перезарядки, о степени рассеяния падающего пучка в объеме перезарядки.

Состав водородного пучка, прошедшего через газодовую мишень, описывается следующими дифференциальными уравнениями /8/

$$\frac{dF_0}{dt} = -F_0(\sigma_{01} + \sigma_{0-1}) + F_1\sigma_{10} + F_{-1}\sigma_{-10}$$

$$\frac{dF_1}{dt} = -F_1(\sigma_{10} + \sigma_{1-1}) + F_0\sigma_{01} + F_{-1}\sigma_{-11}$$

$$\frac{dF_{-1}}{dt} = -F_{-1}(\sigma_{-10} + \sigma_{-11}) + F_0\sigma_{0-1} + F_1\sigma_{1-1}$$

(8)

Здесь  $F_0$ ,  $F_1$ ,  $F_{-1}$  - компоненты пучка, находящиеся в зарядовых состояниях 0; +1; -1, при толщине мишени  $t$ ;  $\sigma_{01}$ ;  $\sigma_{0-1}$ ;  $\sigma_{10}$ ;  $\sigma_{1-1}$ ;  $\sigma_{-10}$ ;  $\sigma_{-11}$  - сечения перезарядки из состояния „i” в состояние „f”.

Если предположить, что

1) все сечения, связанные с переходом в или из состояний  $i = f = -1$ , равны нулю ( $\sigma_{-11} = \sigma_{-1-1} = \sigma_{-10} = \sigma_{-1-1} = 0$ ),

2) пучок, падающий на мишень, состоит полностью из  $N_1^+$ , то при этих условиях решение уравнений (8) имеет вид:

$$F_0 = F_{0\infty} [1 - e^{-(\sigma_{01} + \sigma_{0-1})t}];$$

$$F_1 = F_{1\infty} + F_{0\infty} e^{-(\sigma_{01} + \sigma_{0-1})t}, \quad (9)$$

где компоненты  $F_{0\infty}$  и  $F_{1\infty}$ , соответствующие зарядовым состояниям 0 и +1, по достижении равновесного состояния пучка определяются сечениями перезарядки:

$$F_{0\infty} = \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{10} + \sigma_{01}}; \quad (10)$$

$$F_{1\infty} = \frac{\sigma_{01}}{\sigma_{10} + \sigma_{01}}$$

Экспериментально найденные значения  $F_1$  эксп равны отношениям интенсивностей соответствующих компонент к полной интенсивности прошедшего пучка:

$$F_0 = \frac{N_1^0}{N_1^0 + N_1^+}; \quad (11)$$

$$F_1 = \frac{N_1^+}{N_1^0 + N_1^+}$$

Измерения, выполненные в данной работе, относятся к энергии протонного пучка, падающего на мишень, равной  $E_p = 30,2$  кэВ. Мишень заполнялась водородом. Это обеспечивало минимальное рассеяние и максимальный выход  $F_0$ .

Результаты измерений нейтральной компоненты  $F_0$  и положительно заряженной  $F_1$ -компоненты в пучке, прошедшем через проточную водородную мишень, даны на рис. 4 и 5 в зависимости от толщины мишени. Там же приведены расчетные кривые, полученные из значений  $\sigma_{11}$ , протабулированных в работе /8/. Совпадение экспериментальных и расчетных кривых  $F_1$  и  $F_0$  достаточно хорошее при всех толщинах мишени. Как видно из рис. 4 и рис. 5, компонента  $F_0$  возрастает с увеличением толщины мишени, а  $F_1$  — падает. При очень больших толщинах мишени обе компоненты стремятся к предельным значениям, которые определяются выражениями (10).

Однако уже при  $t = 1,4 \cdot 10^{16}$  атом/см<sup>2</sup> экспериментальные точки для  $F_0$  лежат выше, а для  $F_1$  — ниже расчетных кривых. Как следует из анализа кривой, представленной на рис. 6, подобное поведение экспериментальных данных для  $F_0$  и  $F_1$  объясняется уменьшением интенсивности  $I_1^+$  в прошедшем пучке вследствие возрастания вместе с толщиной мишени роли рассеяния ионов падающего пучка. По этой причине реальный коэффициент перезарядки  $\Pi_1^+ / I_1^+$ , определяемый как отношение интенсивности нейтральных частиц в прошедшем через мишень пучке к интенсивности падающего пучка, проходит через максимум (рис. 7) при толщине мишени  $t = (0,7-1,4) \cdot 10^{16}$  атом/см<sup>2</sup>. Это соответствует давлению в камере нейтрализации  $P = (3,0-6,0) \cdot 10^{-3}$  мм.рт.ст. Средняя ошибка измерений компонент  $F_0$  и  $F_1$  составляет при этом не более 5%.

#### 6. Оценка возможной эффективности нейтральной инжекции

Результаты данной работы позволяют сделать оценку возможной эффективности инжекции поляризованных протонов в медианной плоскости ускорителя циклотронного типа с помощью пучка быстрых атомов. При этом в центре ускорителя происходит обдирка их на тонкой фольге или другом подходящем веществе. В этом случае эффективность такой инжекции определяется совокупностью следующих факторов:

- 1) коэффициентом проводимости камеры нейтрализации  $\xi_1$ ;
- 2) эффективностью нейтрализации протонов в проточной водородной мишени  $\xi_2$ ;
- 3) коэффициентом перекрытия фольги нейтральным пучком в центре ускорителя  $\xi_3$ ;
- 4) эффективностью обдирки  $\xi_4$ .

Таким образом,

$$\xi = \xi_1 \xi_2 \xi_3 \xi_4 \quad (12)$$

В нашем случае  $\xi_1 = 0,05$ ;  $\xi_2 = 0,8$ ;  $\xi_4 = 0,4$ . Для циклотрона коэффициент  $\xi_3 \approx 1$  и полная эффективность нейтральной инжекции составляет  $\xi \approx 1,6 \cdot 10^{-2}$ . В случае инжекции поляризованных протонов в синхроциклотрон Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ с помощью пучка быстрых атомов коэффициент  $\xi_3$  уже не равен 1 и определяется размером фольги, расстоянием до центра ускорителя  $l$ , угловой расходимостью и размером пучка атомов на выходе камеры нейтрализации  $d_0$ . При  $l = 6$  м,  $\theta = 0,01$  радиан,  $d_0 = 0,5$  см, размерах фольги  $2 \times 1$  см<sup>2</sup>

$$\xi_3 = \frac{2 \times 1}{\pi (l \theta)^2 + \pi \frac{d_0^2}{4}} \approx \frac{1}{56}$$

Окончательно

$$\xi = 5 \cdot 10^{-2} \cdot 0,8 \cdot 1/56 \cdot 0,4 = 2,8 \cdot 10^{-4}$$

Полученную эффективность нейтральной инжекции можно сравнить с эффективностью аксиальной инжекции в изохронный циклотрон /10/, которая оказалась равной  $\xi_{\text{акс}} = 5 \cdot 10^{-2}$ .

Сравнение этих двух методов в применении к синхроциклотрону показывает, что потери интенсивности при нейтральной инжекции примерно в 150-200 раз больше, чем при аксиальной инжекции.

В заключение авторы выражают благодарность Г.М. Осетинскому за полезные советы при проектировании и изготовлении ионного источника, В.М. Сороко за участие в разработках, А.П. Бирюкову, А.Л. Савенкову и Ду Сюе-жень за помощь при создании установки.

#### Л и т е р а т у р а

1. C.Schlier. CERN, Report, 58 - 3.
2. J.D.Jackson and H.Schiff. Phys. Rev., 89, 359 (1953)
3. Н.Рамзей. Молекулярные пучки. 1960 стр. 298 ИЛ Москва.
4. В.Г.Тельковский. ДАН СССР, 108, 444, 1956.
5. Я.М.Фогель, Л.И.Крупник, Б.Г.Сафронов. ЖЭТФ, 28, 589, 1955.
6. C.Whittier. Can. J.Phys., 32, 275 (1954).
7. P.M.Stier, C.F.Barnett and G.E.Evans. Phys. Rev., 96, 973 (1954).  
P.M.Stier and C.F.Barnett. Phys. Rev., 103, 896 (1956).
8. S.K.Allison. Rev. Mod. Phys., 30, 1137 (1958).
9. Ю.П.Хирный. ЖТФ, 31, 597, 1961.
10. A.J.Cork et al. Nucl. Instr. and Meth., 18, 25 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 января 1965 г.

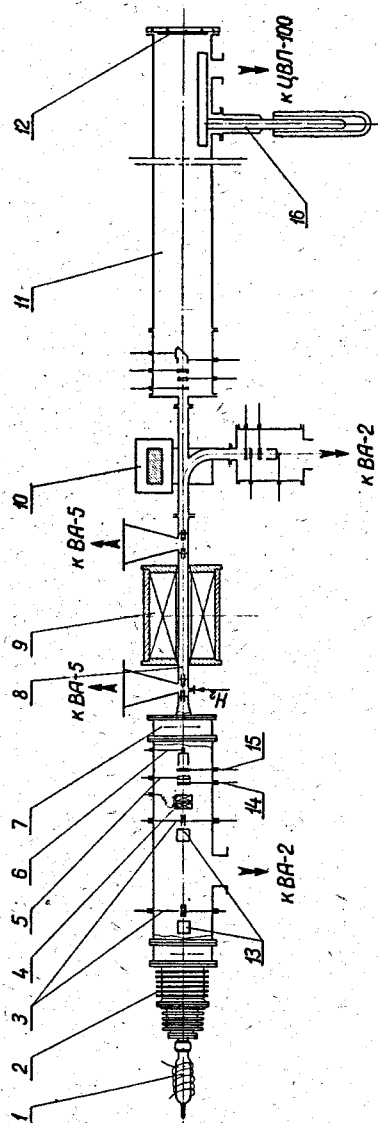


Рис. 1. Схема установки.

1 - разрядная колба; 2 - ускоряющая трубка; 3 - вертикально отклоняющие пластины; 4 - электростатическая квадратная лезва; 5 - коллимирующая диафрагма; 6 - цилиндр Фарадея; 7 - шибер; 8 - камера нейтрализации; 9 - соленоидальный магнит; 10 - магнитный анализатор; 11 - измерительная трубка; 12 - кварцевая пластинка; 13 - горизонтально отклоняющие пластины; 14 - кварцевая пластинка; 15 - диафрагма; 16 - азотная ловушка.

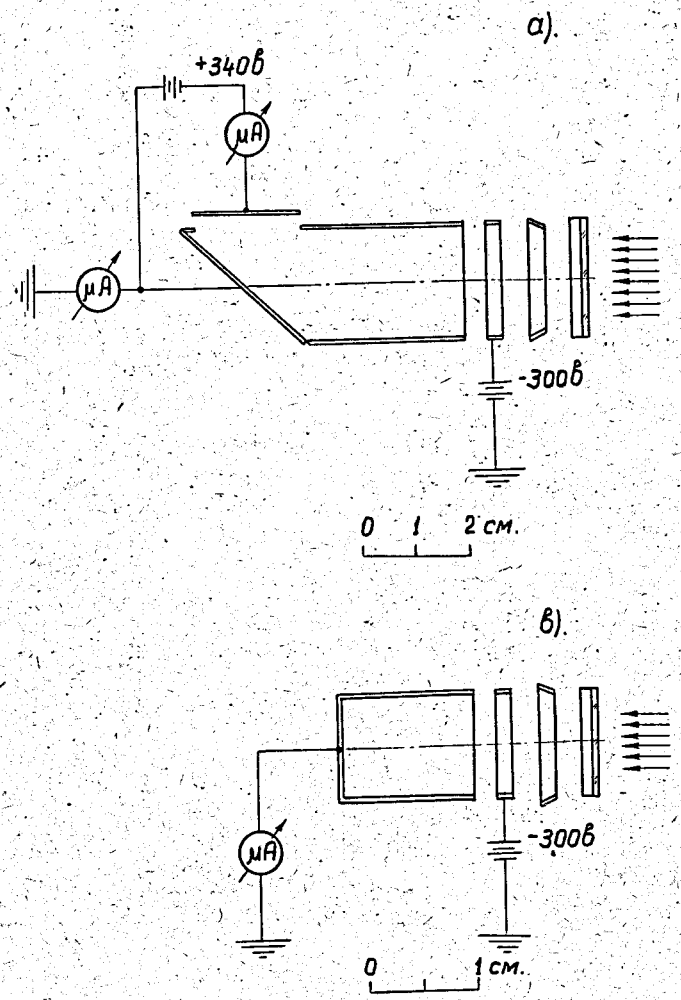


Рис. 2. а) Схема измерения нейтральной компоненты пучка, выходящего из камеры нейтрализации.  
б) Схема измерения  $N_1^+$  в пучке.

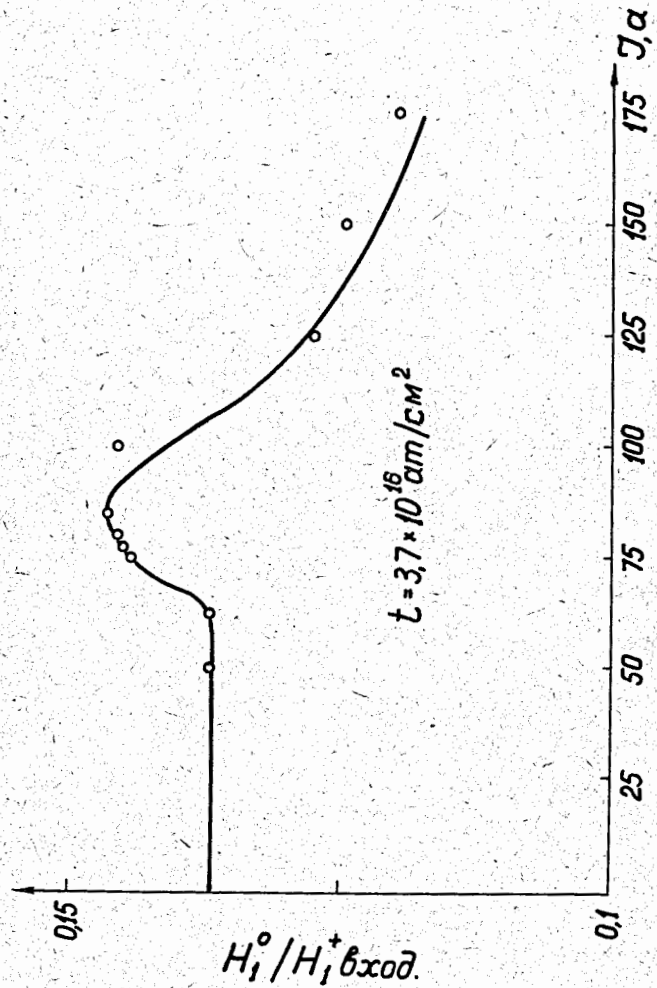


Рис. 3. Зависимость отношения интенсивностей  $\frac{H_1^0}{H_1^+}$  от тока в обмотке соленоида магнита.

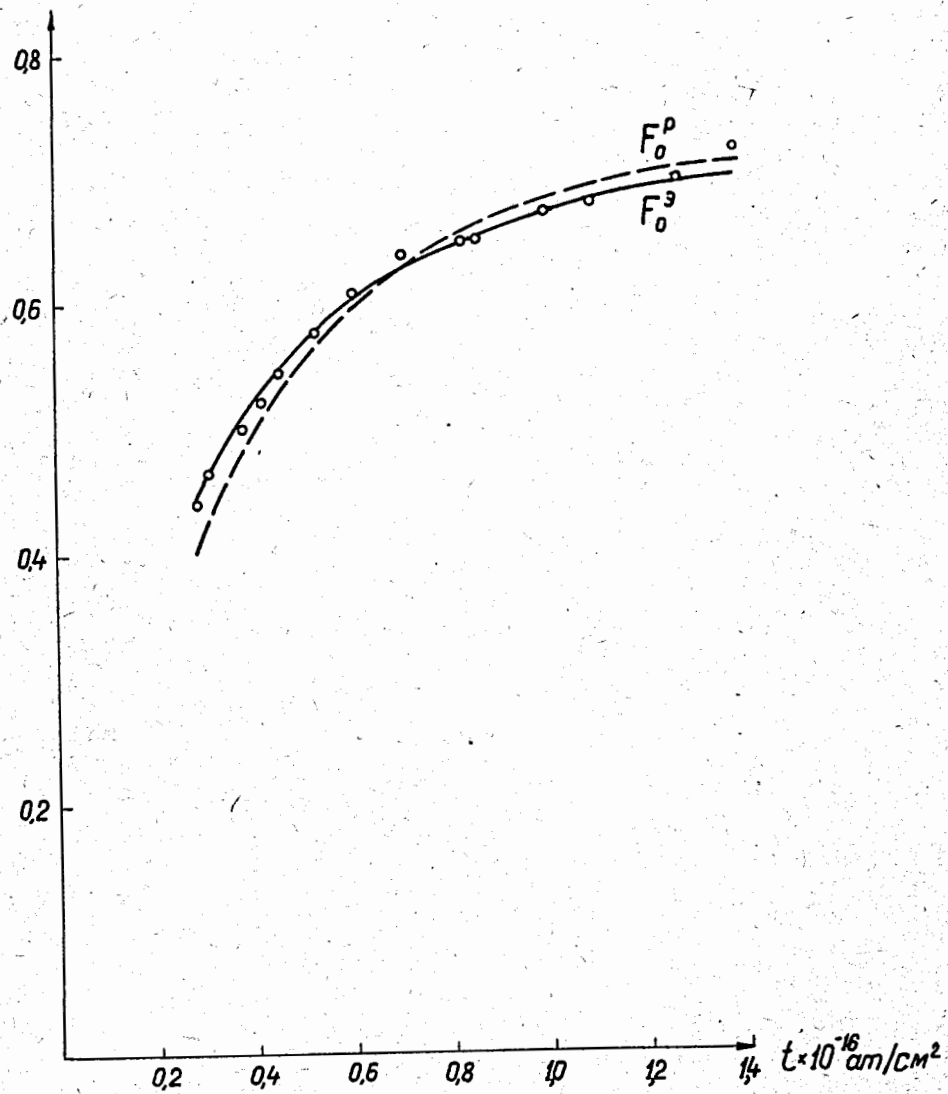


Рис. 4. Доля нейтральной компоненты в пучке, выходящем из объема перезарядки в зависимости от толщины проточной водородной мишени.  
 $\gamma_0^e$  - экспериментальные величины,  $\gamma_0^p$  - расчетные данные.



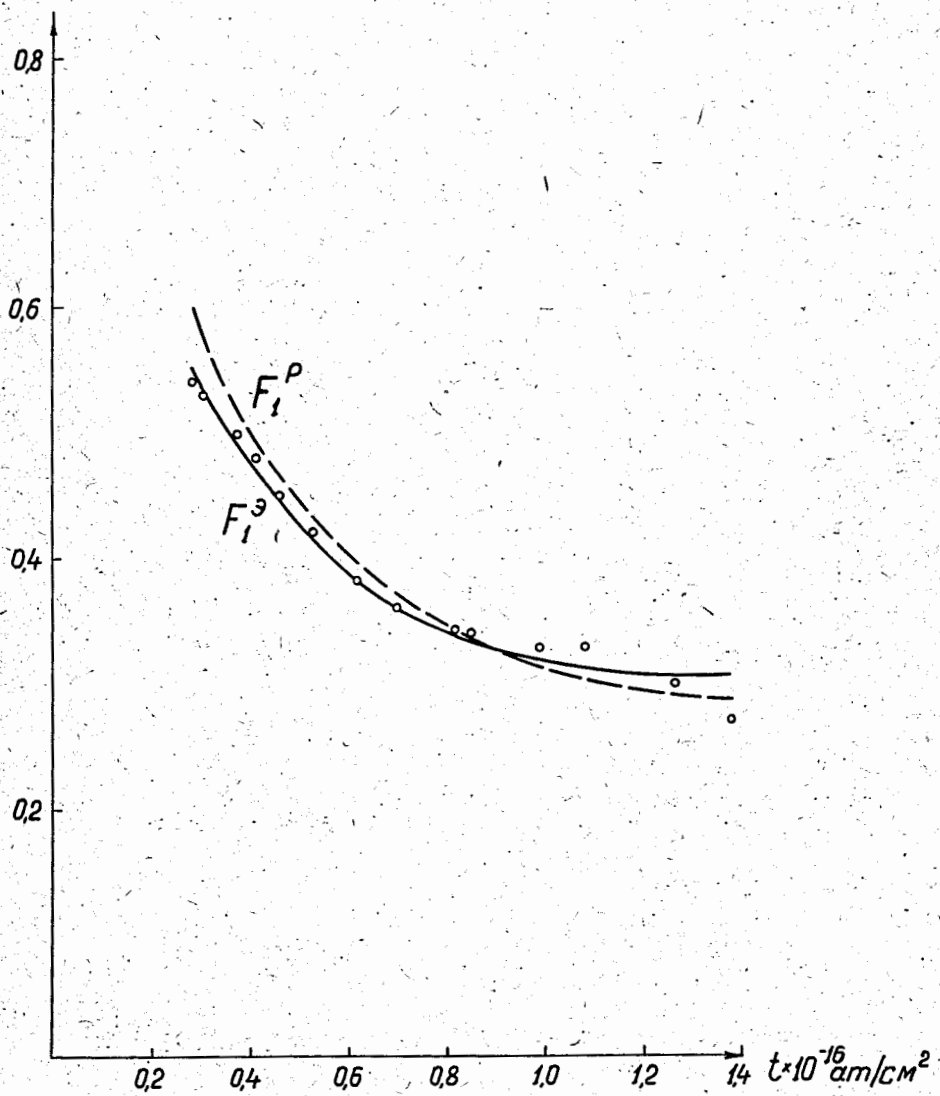


Рис. 5. Доля  $H_1^+$  в пучке, выходящем из объема перезарядки в зависимости от толщины проточной водородной мишени.  $F_1^e$  - экспериментальные величины.  $F_1^p$  - расчетные данные.

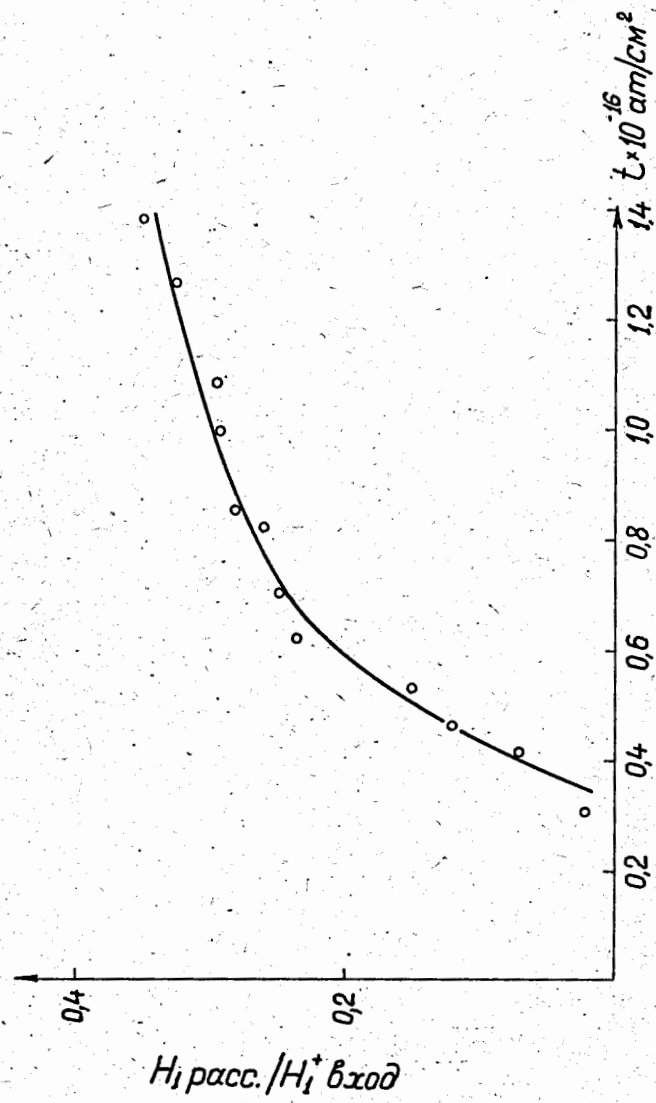


Рис. 6. Зависимость реального коэффициента перезарядки  $H_{1,расс}^+/H_{1,вход}^+$  от толщины проточной водородной мишени.

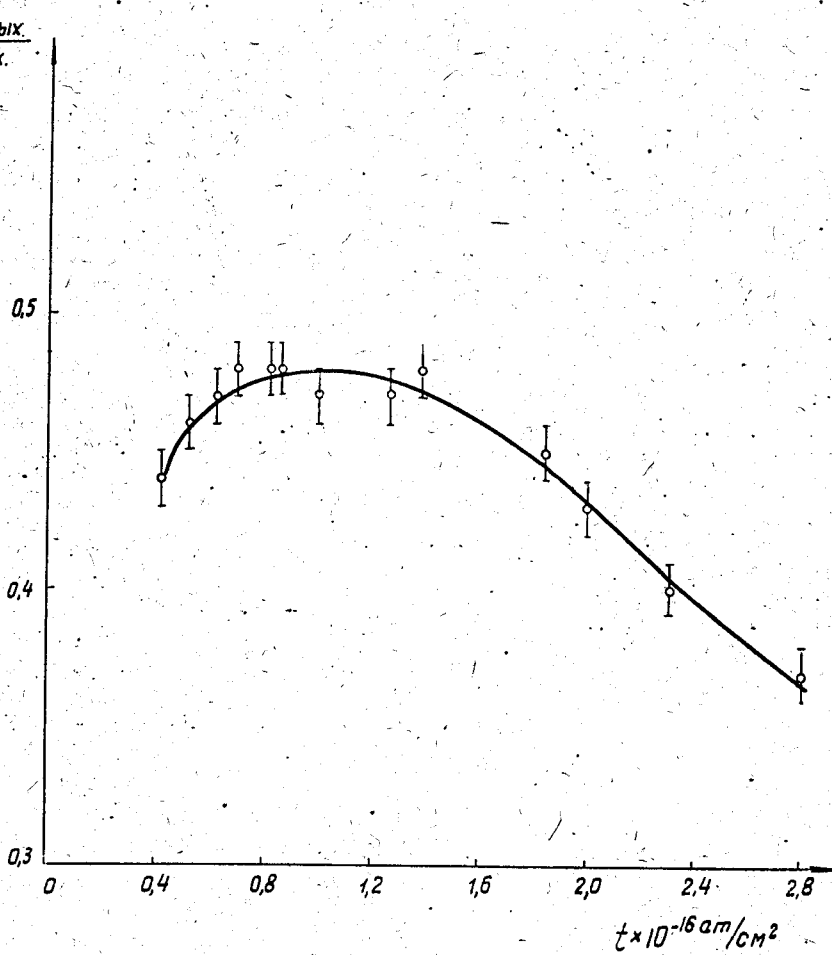


Рис. 7. Зависимость реального коэффициента перезарядки  $H_1^+ \rightarrow H_1^0$  от толщины проточной водородной мишени.