

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С 3450

П-389

18/IV-77

P9 - 10312

1434/2-77

Ю.А.Плис, Л.М.Сороко

ПУЧОК ПОЛЯРИЗОВАННЫХ АТОМОВ ВОДОРОДА

1976

P9 - 10312

Ю.А.Плис, Л.М.Сороко

ПУЧОК ПОЛЯРИЗОВАННЫХ АТОМОВ ВОДОРОДА

Объединенный институт
атомных исследований
БИБЛИОТЕКА

Плис Ю.А., Сороко Л.М.

P9 - 10312

Пучок поляризованных атомов водорода

Описана установка для получения пучка поляризованных атомов водорода, которая является одним из узлов источника поляризованных протонов для сильноточного фазотрона. Приведены результаты исследований, выполненных на этой установке.

Интенсивность пучка поляризованных атомов водорода составляет $4 \cdot 10^{15}$ атомов/с, что согласуется с теоретической оценкой этой величины для рабочих условий на данной установке. Обсуждаются возможные пути модификации аппаратуры с целью получения более интенсивного пучка поляризованных атомов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

Plis Yu.A., Soroko L.M.

P9 - 10312

The Polarized Hydrogen Atomic Beam

The experimental set-up producing the polarized hydrogen atoms and being one of the part of the polarized proton source of the high current phasotron is described. The results of the experiments carried out on this set-up are given.

The intensity of the polarized hydrogen atoms being equal to $4 \cdot 10^{15}$ atom/sec is in accordance with the theoretical estimations for the working conditions. The possible ways of modification with the aim to increase the intensity of the polarized atoms are discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1976

Источник поляризованных ионов стал неотъемлемой частью современных ускорителей заряженных частиц /1/. В таких источниках используются пучки поляризованных атомов, в которых поляризация электронов конвертируется в поляризацию ядра, а сами ионы получают в электрическом разряде при высоком вакууме. В настоящее время существуют источники поляризованных ионов постоянного и импульсного действия. Источниками постоянного действия оснащаются электростатические ускорители и тандемы, а также циклотроны, синхроциклотроны и мезонные фабрики. На кольцевых ускорителях и синхротронах применяются импульсные источники поляризованных ионов.

В работе описан источник поляризованных атомов водорода, который является одним из узлов источника поляризованных протонов для сильноточного фазотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Сообщаются результаты исследований, выполненных на этой установке, и изложена теория работы элементов установки. Произведено сравнение результатов экспериментов с теоретическими оценками, а также исследованы возможности получения в будущем, после модификации установки, существенно большего потока поляризованных атомов водорода.

1. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Источник поляризованных протонов, на котором были выполнены исследования, состоит из следующих устройств /рис. 1/:

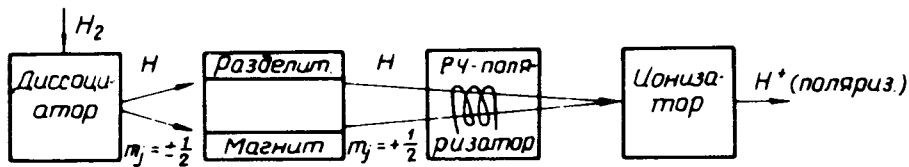


Рис. 1. Блок-схема источника поляризованных ионов.

-диссоциатора, системы формирования свободного атомного пучка, шестипольсного разделительного магнита, системы измерения интенсивности поляризованного пучка атомов, радиочастотного поляризатора и ионизатора.

Диссоциатор состоит из разрядной трубки, генератора высокочастотных колебаний, анодного выпрямителя, системы охлаждения и системы подачи водорода /2/. Разрядная трубка диссоциатора выполнена в виде U-образной колбы из стекла пирекс /рис. 2/. Диаметр трубки равен 12 мм в рабочей части, 7 мм в системе подвода газа и 31 мм в утолщениях, которые охвачены электродами. Атомы выходят из разряда через отверстие, имеющее форму сопла Лавая без расширяющейся части. ВЧ мощность подводится по медным электродам, которые входят в контур автогенератора и охватывают трубки диссоциатора для подвода газа, как показано на рис. 3. Утолщения стекла в колбе диссоциатора уменьшают нагрев в местах подвода ВЧ мощности. Лампы автогенератора и стеклянная колба охлаждаются снаружи потоком сжатого воздуха. Частота ВЧ колебаний автогенератора равна $f \approx 35$ МГц, анодное напряжение $U_a \approx 2$ кВ и анодный ток $I_a \approx 0,7$ А. Достоинства разработанной конструкции диссоциатора состоят в том, что система в целом не требует никакой подстройки режима работы автогенератора при изменении расхода и давления водорода в разрядной колбе, высокочастотный разряд не проникает в трубки подвода газа, симметризация разряда происходит автоматически в обоих плечах разрядной колбы.

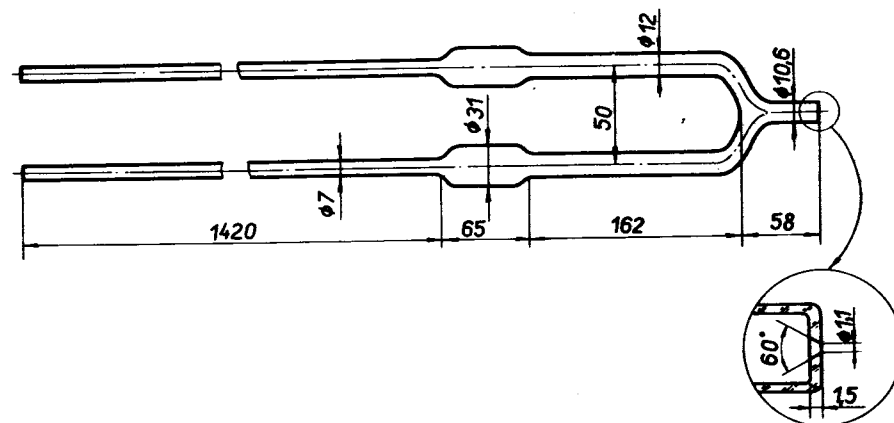


Рис. 2. Схема разрядной трубки диссоциатора.

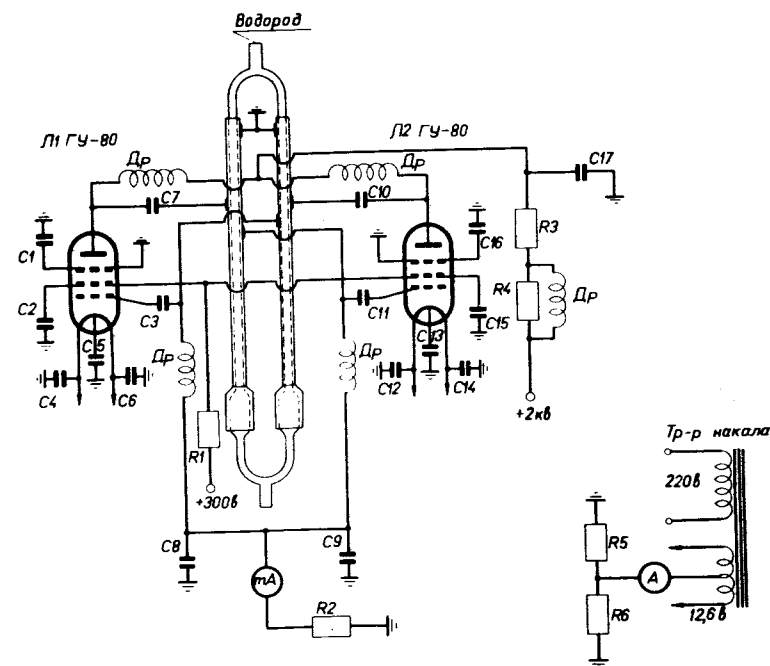


Рис. 3. Схема высокочастотного автогенератора.

Перед монтажом установки внутренняя поверхность разрядной трубки обрабатывается в течение 5 мин концентрированным раствором плавиковой кислоты, а затем несколько раз прополаскивается дистиллированной водой. Были опробованы также другие методы обработки стекла, но они оказались недостаточно эффективными. В частности, были использованы различные покрытия внутренних стенок колбы.

Система формирования атомного пучка схематически изображена на рис. 4. Однако прежде чем была принята эта геометрия, испытывалась другая система, которая имела сепаратор пучка, располагавшийся на расстоянии 9 мм от сопла, при этом первый вакуумный отсек откачивался двухроторным механическим насосом ДВН-500, а второй отсек - паромасляным вакуумным агрегатом ВА-5-4 с азотной ловушкой. Затем сепаратор пучка был убран, два отсека объединены в один, который откачивался агрегатом ВА-5-4, имеющим скорость откачки по водороду 5000 л/с. Эта мера привела к повышению интенсивности пучка поляризованных атомов. Геометрия оптимального варианта характеризуется следующими размерами: диаметр сопла - 1,1 мм, диаметр диафрагмы - 2,5 мм, расстояние между соплом и диафрагмой - 37 мм,

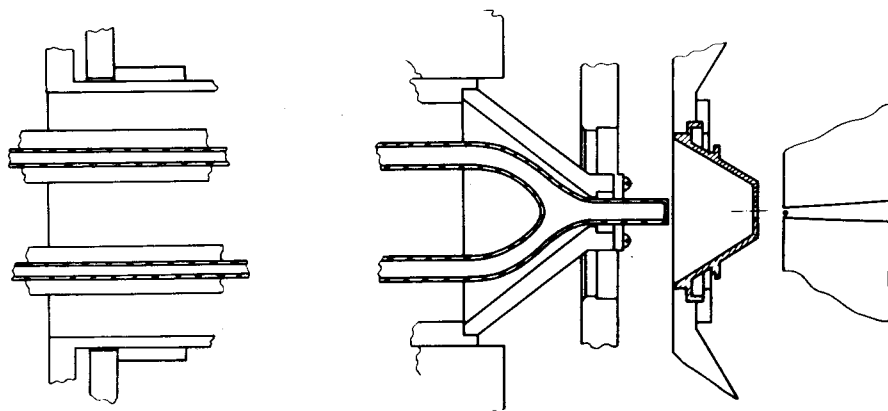


Рис. 4. Система формирования атомного пучка.

расстояние от сопла до начала разделительного магнита - 50 мм.

Шестиполюсный разделительный магнит имеет переменную апертуру: на первом участке длиной 290 мм апертура растет линейно от 3 до 12 мм, а на втором участке длиной 260 мм она постоянна и составляет 12 мм. На входе магнита установлен стопор диаметром 1 мм, который при помощи растягивающих нитей зафиксирован на оси магнита. Возбуждающие катушки каждого полюса магнита содержат 6 витков медной трубки наружным диаметром 8 мм и внутренним диаметром 6 мм, изолированной от корпуса тефлоновой лентой. Три секции катушек соединены последовательно по электрическому току и параллельно для охлаждающей дистиллированной воды. Мотор-генератор, используемый для возбуждения катушек магнита, давал ток до 500 А при напряжении до 60 В. Насыщение магнитной индукции наступало при токе возбуждения 150-200 А. При этом магнитное поле у полюсных наконечников на выходе магнита равно 6 кГс. Полюса магнита и ярмо изготовлены из стали-3.

Вакуумный отсек шестиполюсного магнита откачивался паромасляным агрегатом ВА-8-4 со скоростью откачки по воздуху 2500 л/с.

2. СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ

Интенсивность пучка атомов или молекул водорода на выходе шестиполюсного магнита определялась по приросту давления в стеклянной колбе-ловушке, которая соединена с компрессионной трубкой, захватывающей пучок частиц, и ионизационным датчиком давления ПМИ-2. Были изготовлены две ловушки. Компрессионная трубка первой ловушки, располагавшаяся на расстоянии 46 мм от выходного торца магнита, имела диаметр 10 мм и длину 82 мм. Компрессионная трубка второй ловушки располагалась на расстоянии 200 мм от магнита и имела диаметр 9 мм, а длину 110 мм.

Калибровочный коэффициент ловушки, устанавливающий линейную связь между интенсивностью пучка атомов или молекул и приростом давления в ловушке, находился

по формуле Кнудсена ^{/3/}. При этом предполагалось, что атомы полностью рекомбинируют в ловушке и выходят из нее в молекулярном состоянии.

Для ловушки №1 калибровочные коэффициенты равны:

$$C(H_2) = 4 \cdot 10^{20} \text{ молекул/с} \cdot \text{Тор},$$

$$C(H_1) = 8 \cdot 10^{20} \text{ атомов/с} \cdot \text{Тор}.$$

Для ловушки №2 соответственно:

$$C(H_2) = 2,5 \cdot 10^{20} \text{ молекул/с} \cdot \text{Тор},$$

$$C(H_1) = 5 \cdot 10^{20} \text{ атомов/с} \cdot \text{Тор}.$$

Поперечные размеры пучка атомов водорода на различных расстояниях от шестипольного магнита определялись визуально при помощи стеклянной пластинки, на которую наносился слой окисла молибдена MoO_3 . Атомы водорода, попадая на белый окисел молибдена, восстанавливали его, придавая ему синий оттенок. Автограф пучка атомов имеет сглаженные шестигранные очертания и круглый керн.

Давление водорода в диссоциаторе определялось по величине расхода газа. Пересчет исходных данных производился в предположении, что скорость потока молекул в горловине сопла равна локальной скорости звука.

3. ТЕОРИЯ

Существуют две возможные системы формирования атомного пучка: эффузионный источник ^{/3/} и сопло Лавалю ^{/4/}. Идея с соплом Лавалю была перенесена из области нормальных давлений газа в область давлений и размеров, где длина свободного пробега частиц соизмерима с размерами горловины сопла Лавалю. Поэтому предварительные оценки параметров пучка, выходящего из миниатюрного сопла, оказались неточными, в частности, это касается значения числа Маха, до которого ускоряется газ при выходе из сопла. Ниже приведена теория сопла Лавалю ^{/4/} в пренебрежении эффектами пограничного слоя.

Согласно классической теории полный поток частиц из сопла равен

$$F_0 = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} n_0 A_0 a_0, \quad /1/$$

где $\gamma = c_p/c_v$ - показатель адиабаты/для одноатомного газа $\gamma = 5/3$, для двухатомного - $7/5$, A_0 - площадь

горловины сопла, n_0 и $a_0 = \sqrt{\frac{\gamma k T_0}{m}}$ - соответственно плотность частиц и скорость звука в газе при температуре источника T_0 . Поток частиц, прошедших через сепаратор, равняется

$$F_1 = \frac{n_0 a_0 M_1 A_1}{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2\right)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{\gamma - 1}}, \quad /2/$$

где M_1 - число Маха для потока перед сепаратором, определяемое отношением скорости потока к локальной скорости звука, и A_1 - площадь отверстия сепаратора. Зависимости характеристик газа при его изэнтропическом расширении до числа Маха M_1 имеют вид:

$$\frac{T_0}{T_1} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2, \quad \frac{a_0}{a_1} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2\right)^{1/2},$$

$$\frac{n_0}{n_1} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2\right)^{\frac{1}{\gamma - 1}}, \quad \frac{p_0}{p_1} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}.$$

/3/

Поток частиц, прошедших через сепаратор и идущих в направлении оси потока в единице телесного угла, равен

$$I_1 = \frac{A_1 n_0 a_0}{2\pi} \frac{1}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2\right)^{\frac{1}{2} + \frac{1}{\gamma-1}}} \times \quad /4/$$

$$\times \left\{ \frac{M_1}{2} (3 + \gamma M_1^2) \left[\operatorname{erf}\left(M_1 \sqrt{\frac{\gamma}{2}}\right) + 1 \right] + \exp\left(-M_1^2 \frac{\gamma}{2}\right) \left[\sqrt{\frac{2}{\pi\gamma}} - M_1^2 \sqrt{\frac{2\gamma}{\pi}} \right] \right\},$$

где

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy.$$

Если $M_1 > 3$, то с хорошим приближением

$$I_1 = \frac{A_1 n_0 a_0 M_1 (3 + \gamma M_1^2)}{2\pi \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2\right)^{\frac{1}{2} + \frac{1}{\gamma-1}}} = \frac{F_1}{2\pi} (3 + \gamma M_1^2). \quad /5/$$

Эффективная площадь поперечного потока A связана с меняющимся вдоль потока числом Маха M :

$$\frac{A}{A_0} = \frac{1}{M} \left[\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2}{2} \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} \right]. \quad /6/$$

Если размеры сепаратора совпадают с эффективным сечением потока, то

$$I_1^{\max} = \frac{n_0 a_0 A_0}{2\pi} \frac{3 + \gamma M^2}{\left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}}. \quad /7/$$

Если x - расстояние от точки измерения до выходного среза миниатюрного сопла диаметром d_0 , то при $M < 3$ имеет место следующая линейная аппроксимация^{/5/}:

$$M \approx 1 + 2 \frac{x}{d_0} \quad /8/$$

для одноатомного газа и

$$M \approx 1 + 1,5 \frac{x}{d_0} \quad /9/$$

для двухатомного газа.

Приведенные соотношения /8/ и /9/ верны только в том случае, если течение газа имеет гидродинамический характер вплоть до точки измерения. В реальных источниках атомов это условие при достаточно большом расстоянии от сопла не выполняется. Гидродинамическое течение переходит в свободный поток. В общем случае многоатомного газа происходит последовательное "замораживание" сначала колебательных степеней свободы, затем вращательных и, наконец, трансляционных. Критерий "замораживания" можно записать в виде^{/5/}

$$(\gamma-1)M^{*2} \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^{*2} \right]^{\frac{2-\gamma}{\gamma-1}} \frac{\Omega_{\mu 0}}{\Omega_{\mu}} \frac{dM}{d\left(\frac{x}{d_0}\right)} = \frac{d_0}{\tau_0 a_0}, \quad /10/$$

где M^* - предельное число Маха, τ_0 - время релаксации соответствующей степени свободы при температуре T_0 , которое определяется числом столкновений, необходимых для релаксации:

$$N = \left(\frac{8kT_0}{\pi m}\right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{2}\pi\delta^2} \Omega_{\mu 0} \tau_0 n_0, \quad /11/$$

где Ω_{μ} - коэффициент, учитывающий зависимость эффективного вязкостного сечения столкновений $\pi\delta^2\Omega_{\mu}$ от

температуры. Если ввести число Кнудсена, отнесенное к условиям в источнике,

$$\text{Kn}_0 = \frac{\lambda_0}{d_0}, \quad /12/$$

где λ_0 - средняя длина свободного пробега, то

$$\frac{d_0}{\tau_0 a_0} \approx \frac{1}{\text{Kn}_0} \quad /13/$$

для одноатомного газа и

$$\frac{d_0}{\tau_0 a_0} \approx \frac{0,25}{\text{Kn}_0} \quad /14/$$

для двухатомного газа.

Если температура газа близка к комнатной, то коэффициент Ω_μ для атомарного водорода равен /6/

$$\Omega_\mu \approx \left(1 + \frac{32}{T}\right). \quad /15/$$

Учитывая /8/, /10/, /13/ и /15/, находим предельное число Маха для потока атомарного водорода:

$$1,33M^{*2} \left(1 + \frac{M^{*2}}{3}\right)^{1/2} \frac{\left(1 + \frac{32}{T_0}\right)}{\left[1 + \frac{32}{T_0} \left(1 + \frac{M^{*2}}{3}\right)\right]} = \frac{1}{\text{Kn}_0}. \quad /16/$$

Если $T_0 = 400^\circ\text{K}$, то

$$1,44M^{*2} \left(1 + \frac{M^{*2}}{3}\right)^{1/2} \left[1 + 0,08 \left(1 + \frac{M^{*2}}{3}\right)\right]^{-1} = \frac{1}{\text{Kn}_0}. \quad /17/$$

Если учесть зависимость длины свободного пробега атомов от температуры и давления /6/,

$$\lambda(\text{см}) = 5,7 \cdot 10^{-5} \frac{T}{p(T_0) \left(1 + \frac{32}{T}\right)}, \quad /18/$$

то число Кнудсена при $T_0 = 400^\circ\text{K}$ равно

$$\text{Kn}_0 = \frac{2,1 \cdot 10^{-2}}{p_0 d_0}. \quad /19/$$

Из /17/ видно, что чем меньше число Кнудсена, тем больше предельное число Маха, а из /19/ следует, что при заданном размере сопла уменьшение числа Кнудсена достигается только повышением давления газа в источнике.

Между тем увеличение давления газа в диссоциаторе приводит к росту объемной рекомбинации. Чтобы скомпенсировать уменьшение степени диссоциации водорода, увеличивают высокочастотную мощность, вводимую в разряд. Здесь ограничение дает температурное размягчение стеклянной трубки диссоциатора. Повышение температуры газа нежелательно также потому, что это увеличивает скорость атомов, а следовательно, уменьшает аксептанс разделительного магнита, а также эффективность ионизации атомов в ионизаторе. Все эти факторы дают предельное ограничение интенсивности пучка поляризованных атомов.

В шестиполосном разделительном магните атомы водорода разделяются по состояниям сверхтонкой структуры в магнитном поле. Атомы, у которых проекция спина электрона на направление магнитного поля равна

$m=+1$, отклоняются к оси магнита и фокусируются, а атомы с $m=-1$ отклоняются от оси и выходят из пучка при столкновениях с полюсами магнита.

Акцептанс разделительного магнита определяется скоростью атомов v и индукцией магнитного поля на полюсных наконечниках B_m . В простейшем случае точечного источника атомов, расположенного на оси в самом начале магнита, который имеет постоянную апертуру, акцептанс магнита равен

$$\Omega_0 = \frac{\pi a_0^2}{2}, \quad /20/$$

где $a_0 = \sqrt{\frac{2\mu_e B_m}{mv^2}}$, μ_e - магнетон Бора, $\mu_e = 0,927 \cdot 10^{-20}$ Эрг/Гс. Если источник атомов имеет радиус a и расположен на расстоянии L от начала магнита с постоянной апертурой $2r_m$, то эффективный акцептанс равен

$$\Omega = \frac{\pi a_0^2}{3} K \left[\left(\frac{a_0 L}{r_m} \right), \left(\frac{a}{r_m} \right) \right], \quad /21/$$

где

$$K = \left[1 + \left(\frac{a_0 L}{r_m} \right)^2 \right]^{-3/2} \left\{ \left[1 + \left(\frac{a_0 L}{r_m} \right)^2 \right]^{3/2} - \left[1 - \left(\frac{a}{r_m} \right)^2 + \left(\frac{a_0 L}{r_m} \right)^2 \right]^{3/2} \right\} \left(\frac{r_m}{a} \right)^2. \quad /22/$$

На рис. 5 приведена зависимость K от (a/r_m) для различных $(\frac{a_0 L}{r_m})$, а также зависимость K от $(\frac{a_0 L}{r_m})$

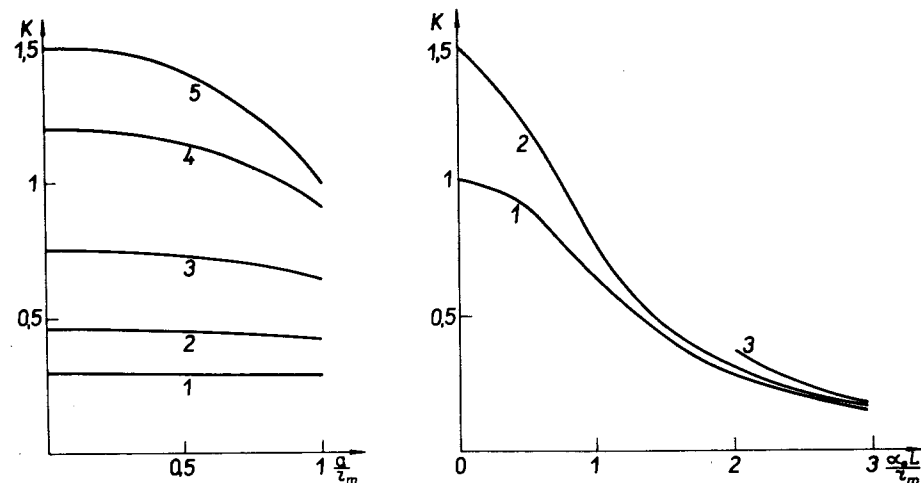


Рис. 5. Зависимость K от $(\frac{a}{r_m})$ при параметре $(\frac{a_0 L}{r_m})$, равном: 1/ - 2; 2/ - 1, 5; 3/ - 1; 4/ - 0,5; 5/ - 0 /левый график/, и от $(\frac{a_0 L}{r_m})$ при $(\frac{a}{r_m})$, равном: 1/ - 1; 2/ - 0 /правый график/.

при двух значениях $(\frac{a}{r_m})$. Кривая 3 на правом графике соответствует соотношению

$$K = \frac{1,5}{\left(\frac{a_0 L}{r_m} \right)^2}, \quad /23/$$

справедливого при $(\frac{a_0 L}{r_m}) \gg 1$.

Если $B_m = 6$ кГс, $v = 2,6 \cdot 10^5$ см/с, $L = 5$ см, $a = 0,055$ см, $r_m = 0,15$ см, то $a_0 = 3,15 \cdot 10^{-2}$, $(\frac{a_0 L}{r_m}) =$

$=1,05$, $a/r_m = 0,37$. Воспользовавшись графиком, находим $K = 0,74$ и $\Omega = 7,7 \cdot 10^{-4}$, при этом $\Omega_0 = 1,56 \cdot 10^{-3}$. Как показано в /7/, разделительный магнит с профилированной по линейному закону апертурой, $r_m = az$, более эффективен, чем магнит с постоянной апертурой. Используемый в установке разделительный магнит имеет $a = 1,8 \cdot 10^{-2}$ и эффективный аксептанс $\Omega \approx 1,4 \cdot 10^{-3}$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Цель экспериментов заключалась в нахождении условий, при которых поток поляризованных атомов оказывается максимальным. Измерялись следующие величины: интенсивность пучка атомов или молекул на выходе шестиполосного магнита, степень диссоциации в потоке, выходящем из диссоциатора, а также вакуум в различных отсеках установки в зависимости от расхода водорода. Геометрические факторы, как, например, расстояние между соплом и разделительным магнитом, форма сопла, которые изучались в /6/, нами не варьировались. Было известно, что в широком диапазоне изменений этих параметров они не являются критическими.

На рис. 6 приведена зависимость интенсивности пучка молекул, а также вакуума в насосе ВА-5-4 от давления водорода в диссоциаторе. Кривая 1 получена в условиях, когда в насосе находилось вакуумное масло, подвергнутое продолжительному воздействию атомного водорода. Кривая 2 получена со свежим маслом в насосе. Максимальная интенсивность /насыщение/ пучка молекул достигается при давлении газа в диссоциаторе $p_0 = 2$ Тор и составляет $1,3 \cdot 10^{15}$ молекул/с.

На рис. 7 даны результаты измерений интенсивности молекулярного пучка и расхода газа через сопло в зависимости от вакуума в насосе ВА-5-4. Видно, что скорость откачки постоянна вплоть до давления $3 \cdot 10^{-4}$ Тор по показанию вакуумметра, т.е. $6 \cdot 10^{-4}$ Тор по водороду. Фоновое давление в камере сопла равно $2 \cdot 10^{-6}$ Тор.

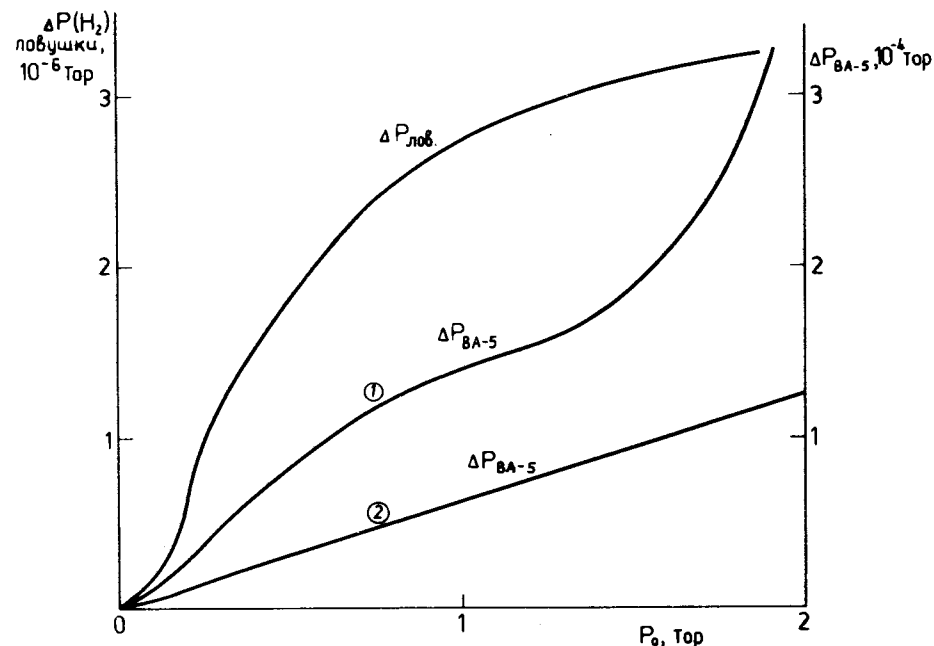


Рис. 6. Интенсивность потока молекул, измеренная ловушкой №1, и вакуум в объеме насоса ВА-5-4 в зависимости от давления газа в диссоциаторе.

Интенсивность пучка поляризованных атомов определялась по разности показаний вакуумметра при наличии и отсутствии магнитного поля в разделительном магните:

$$F(H_1) = C(H_1) \Delta P_{\text{лов}}(H_1). \quad /24/$$

Степень диссоциации водорода α в потоке газа на выходе сопла связана с непосредственно измеряемой величиной

$$\kappa = \frac{\Delta P_{\text{лов}}(H_1)}{\Delta P_{\text{лов}}(\text{дисс.вкл., } V=0)} \quad /25/$$

соотношением

$$a = \frac{I(\Pi_1)}{I(\Pi_1) + 2I(\Pi_2)} = \kappa \frac{\Omega_1}{\Omega_2 - \Omega_1}, \quad /26/$$

где Ω_1 - геометрический телесный угол, охватываемый компрессионной трубкой, Ω_2 - аксептанс разделительного магнита, $I(\Pi_1)$, $I(\Pi_2)$ - интенсивности потоков атомов и молекул из сопла в единице телесного угла.

На рис. 8 даны значения интенсивности пучков атомов на расстоянии 20 см от магнита, а также величины κ в зависимости от давления в диссоциаторе. Максимальная интенсивность пучка поляризованных атомов, равная

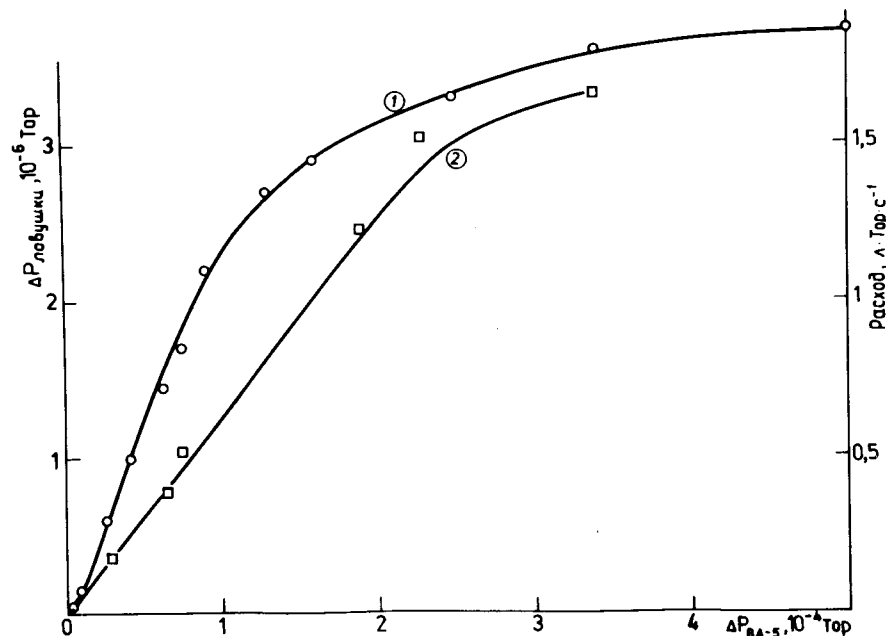


Рис. 7. Интенсивность потока молекул /1/, измеренная ловушкой №1, и расход водорода /2/ через сопло в зависимости от давления в объеме насоса ВА-5-4.

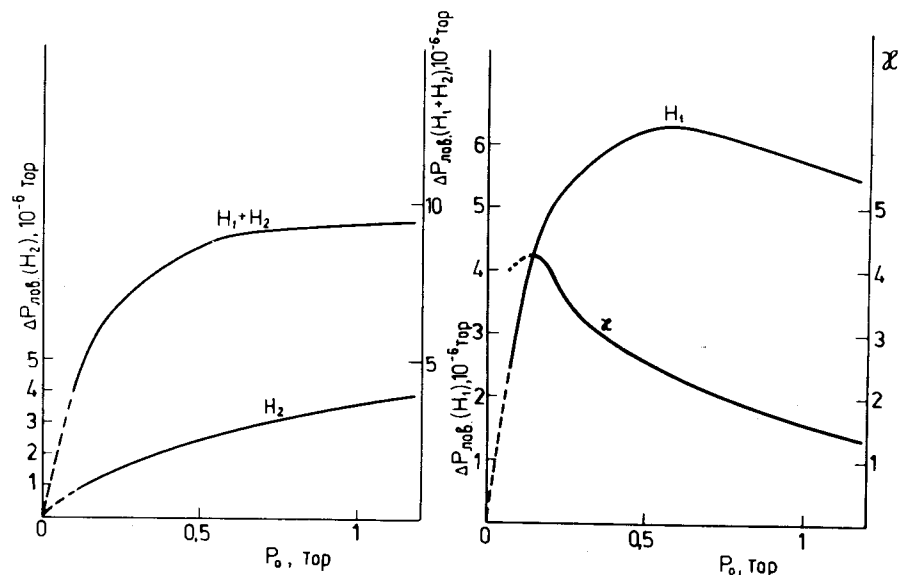


Рис. 8. Зависимости потоков атомов и молекул, измеренные ловушкой №2, и величины κ от давления в диссоциаторе.

$3,2 \cdot 10^{15}$ атомов/с, достигается при давлении $p_0 = 0,5$ Torr. Этот результат согласуется с измерениями на расстоянии 5 см от магнита, где поток равен $4 \cdot 10^{15}$ атомов/с. Максимальная степень диссоциации получается при давлении $p_0 = 0,2$ Torr. Измерения a при меньших давлениях имеют большую погрешность /на графике показано пунктиром/. При давлении $p_0 = 0,5$ Torr степень диссоциации $a = 0,5a$ макс.

Эффективный диаметр автографа пучка атомов равен 0,8 см на расстоянии 5 см от магнита и 1 см на расстоянии 20 см, откуда угол расходимости атомного пучка равен $7 \cdot 10^{-3}$.

Интенсивность пучка атомов, измеренная по приросту над фоном тока ионов H_1^+ в ионизаторе Пеннинга, в за-

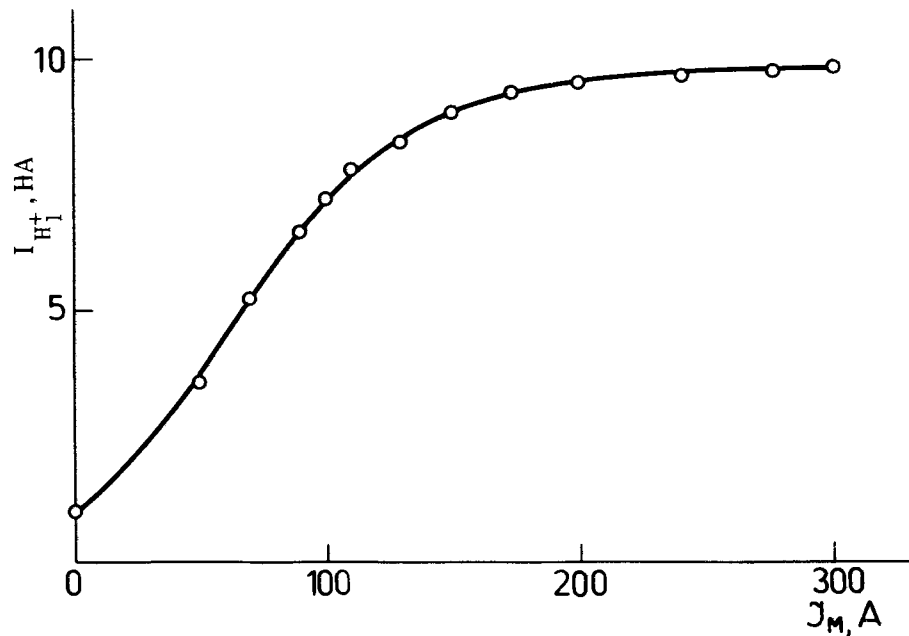


Рис. 9. Интенсивность пучка ионов водорода на выходе ионизатора Пеннинга в зависимости от тока возбуждения шестиполюсного магнита.

в зависимости от тока возбуждения шестиполюсного магнита приведена на рис. 9.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Ожидаемая интенсивность пучка молекул водорода равна $1,1 \cdot 10^{15}$ молекул/с, а полученная в результате измерений величина составляет $1,3 \cdot 10^{15}$ молекул/с. Оценки интенсивности были сделаны с учетом соотношения между длиной свободного пробега и давлением /6/

$$\lambda_p = 1,1 \cdot 10^{-2} \text{ Тор} \cdot \text{см.}$$

Предельное число Маха в потоке молекул, расширяющемся до замораживания вращательных степеней свободы, равно согласно /10/, /14/ и /27/ $M_r^* = 1,9$ при числе Кнудсена $Kn_0 = 5 \cdot 10^{-2}$. При этом газ охлаждается до температуры, в 1,7 раз меньшей исходной, плотность молекул составляет $0,2 n_0$, а эффективный поперечный размер - $1,5 A_0$. После замораживания вращательных степеней свободы газ продолжает расширяться, как одноатомный. Предельное число Маха для этого участка находим из /10/ и /13/, а средние скорости потоков складываются. Теперь $M^* = 1,7$, температура газа равна $0,3 T_0$ / $T_0 = 300^\circ K$ /, плотность - $0,07 n_0$, поперечное сечение - $2 A_0$. Тогда плотность потока в единицу телесного угла при $p_0 = 2 \text{ Тор}$ равна $1,4 \cdot 10^{20}$ молекул/с. ср, а интенсивность пучка составляет $2,8 \cdot 10^{16}$ молекул/с при геометрическом телесном угле $\Omega_1 = 2 \cdot 10^{-4}$.

Теперь учтем рассеяние на остаточном газе. Если расход газа составляет $1,5 \text{ л} \cdot \text{Тор}/\text{с}$, а давление водорода в камере сопла $\approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ Тор}$, то, используя соотношение /6/ для рассеяния на малые углы

$$\lambda_p = 3,1 \cdot 10^{-3},$$

для $\lambda = 1,55 \text{ см}$ и $l = 5 \text{ см}$ получаем коэффициент ослабления, равный 25. Из этих оценок следует вывод о решающей роли геометрии откачки водорода из области сопла. Увеличение эффективной скорости откачки по водороду в пять раз, с $700 \text{ л}/\text{с}$ до $3500 \text{ л}/\text{с}$, привело бы к уменьшению потерь на рассеяние в 10 раз и к соответствующему повышению потока молекул. Ожидаемая интенсивность пучка поляризованных атомов при давлении газа в диссоциаторе $p_0 = 0,5 \text{ Тор}$ равна 10^{16} атомов/с, а измеренная - $4 \cdot 10^{15}$ атомов/с. Предельное число Маха для потока атомов $M^* = 1,3$ при числе Кнудсена $Kn_0 = 0,38$. Средняя скорость атомов в пучке равна $2,4 \cdot 10^5 \text{ см}/\text{с}$, плотность потока в единице телесного угла $I_1 = 10^{19}$ атомов/с. ср. Степень диссоциации при $p_0 = 0,5 \text{ Тор}$ близка к 0,5.

Расчеты показывают, что увеличение ВЧ мощности, вводимой в разряд, или переход в СВЧ диапазон ^{/8/} позволит увеличить давление в диссоциаторе и вместе с ним предельное число Маха M^* . Для давления $p_0 = 2 \text{ Тор}$ и при полной диссоциации находим, что $M^* = 2,3$ и плотность потока атомов $I_1 = 10^{20} \text{ атомов/с. ср.}$ При акцептансе магнита, равном $3 \cdot 10^{-3}$, ожидаемый поток поляризованных атомов водорода равен $3 \cdot 10^{17} \text{ атомов/с.}$

6. ВЫВОДЫ

1. При давлении водорода в диссоциаторе $0,5 \text{ Тор}$ интенсивность пучка поляризованных атомов составляет $4 \cdot 10^{15} \text{ атомов/с}$ при плотности потока на выходе разделительного магнита $8 \cdot 10^{15} \text{ атомов/с} \cdot \text{см}^2$ и угловой расходимости около $7 \cdot 10^{-3} \text{ рад.}$

2. Интенсивность пучка молекул равна $1,3 \cdot 10^{15} \text{ мол/с}$ при давлении газа 2 Тор.

3. Теоретические оценки для рабочих условий на данной установке согласуются с экспериментом и указывают пути модификации установки с целью получения более интенсивного потока поляризованных атомов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.А.Плис, Л.М.Сороко. УФН, 107, 281 /1972/.
2. Ю.А.Плис, А.Л.Савенков, Л.М.Сороко. ОИЯИ, Б1-9-7470, Дубна, 1973.
3. Н.Рамзей. Молекулярные пучки. М., ИЛ, 1960.
4. J.V.Anderson et al. Advances in Atomic and Molecular Physics, V.1, N.Y. Academic Press, 1965, p.345.
5. E.L.Knuth. Appl. Mechanics Reviews, 17, 751 (1964).
6. R.Keller et al. Rept. CERN 60-2, Geneva, 1960.
7. Ю.А.Плис. ОИЯИ, Р-1681, Дубна, 1964.
8. M.Bell et al. CERN/PS/DL/76-9, Geneva, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 декабря 1976 года.