



8.26

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

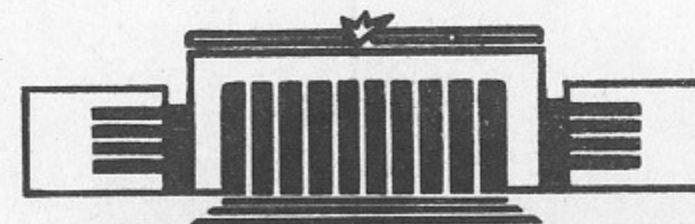
27

А.В.Евстигнеев, С.Г.Попов, Д.К.Топорков

ИНТЕНСИВНЫЙ ИСТОЧНИК  
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ АТОМОВ ДЕЙТЕРИЯ

ПРЕПРИНТ 84-51

БИБЛИОТЕКА  
Института ядерной  
Физики СО АН СССР  
ИНВ. № \_\_\_\_\_



НОВОСИБИРСК

ИНТЕНСИВНЫЙ ИСТОЧНИК ПОЛЯРИЗОВАННЫХ АТОМОВ  
ДЕЙТЕРИЯ

А.В.Евстигнеев, С.Г.Попов, Д.К.Топорков

А Н Н О Т А Ц И Я

Продолжена /1/ работа по получению интенсивной поляризованной дейтериевой газовой струи для использования ее в качестве мишени в электронном накопителе /2/.

При расходе газа через сопло 0,3 д.Тор/сек поток атомов из сепарирующего магнита  $Q = 1,5 \cdot 10^{16}$  ат/сек. На расстоянии 45 см от магнита ширина струи на полувысоте 6 мм, толщина мишени  $t = 2 \cdot 10^{11}$  ат/см<sup>2</sup>. Степень тензорной поляризации  $P_{zz} = -0,75 \pm 0,1$ .



Повышенный интерес к экспериментам с поляризованными частицами стимулирует в настоящее время проведение работ по созданию плотных струйных поляризованных мишеней /3/ и интенсивных источников поляризованных ионов /4/. В работе описан высокоинтенсивный источник поляризованных атомов дейтерия, который планируется использовать в качестве внутренней поляризованной мишени в накопителе электронов в эксперименте /2/ по измерению квадрупольного фактора дейтона.

## I. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И ПРИНЦИП ЕЕ ДЕЙСТВИЯ

Источник поляризованных атомов выполнен по классической схеме и состоит из следующих основных узлов, рисунок I: система подачи газа, диссоциатора, системы охлаждения и формирования атомного пучка, сверхпроводящего шестиполюсного разделительного магнита, блока высокочастотного перехода для увеличения степени поляризации, системы измерения интенсивности поляризованного атомного пучка, системы измерения эффективности ВЧ переходов, вакуумных насосов.

В диссоциаторе происходит развал молекулы  $D_2$  на атомы за счет высокочастотной энергии, подводимой от ВЧ генератора. Основная часть атомов вытекающих через сопло откачивается вакуумным насосом и лишь малая их доля, вырезаемая диафрагмой - скиммером в виде направленного пучка атомов поступает в разделительный шестиполюсный магнит. На рисунке 2 приведена энергетическая система уровней основного состояния атома дейтерия в магнитном поле. В сильном неоднородном магнитном поле шестиполюсного магнита за счет магнитных моментов происходит фокусировка атомов, которые находятся в состояниях 1, 2, 3 и дефокусировка атомов в состояниях 4, 5, 6.

Определим векторную и тензорную ядерную поляризацию пучка.

$$\begin{aligned}
 P_z &= n_+ - n_- \\
 P_{zz} &= 1 - 3 \cdot n_0 \\
 n_+ + n_- + n_0 &= 1
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

$n_+, n_-, n_0$  - доли атомов в пучке, имеющие проекцию спина



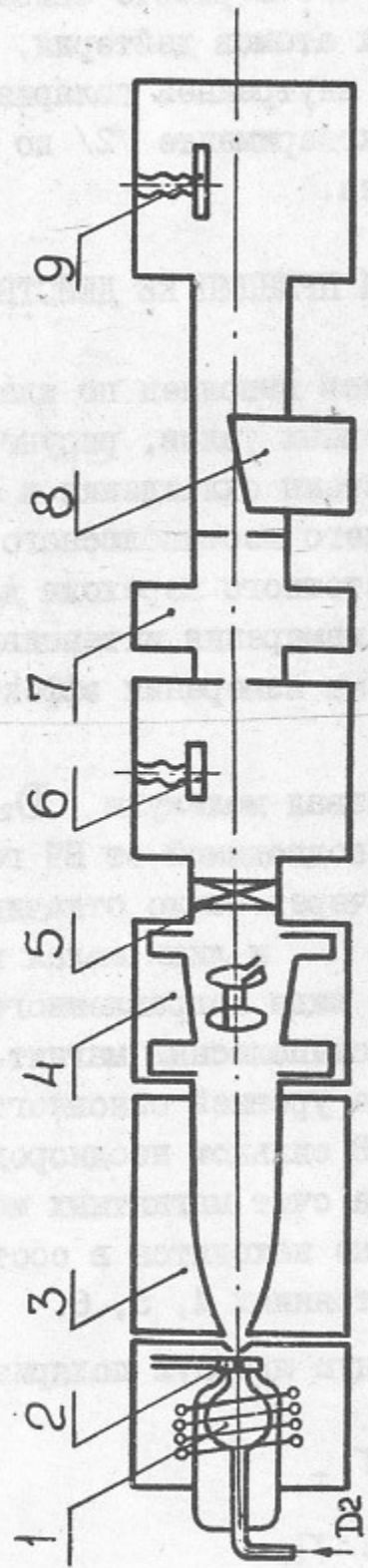


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

- 1 - разрядная трубка; 2 - солено охлаждаемое жидким азотом;  
 3 - сверхпроводящий шестиполосный магнит; 4 - блок ВЧ перехода;  
 5 - клапан, 6,9 - подвижный канал измерительной лампы;  
 7 - омега-тронный масс-спектрометр; 8 - отклоняющий магнит

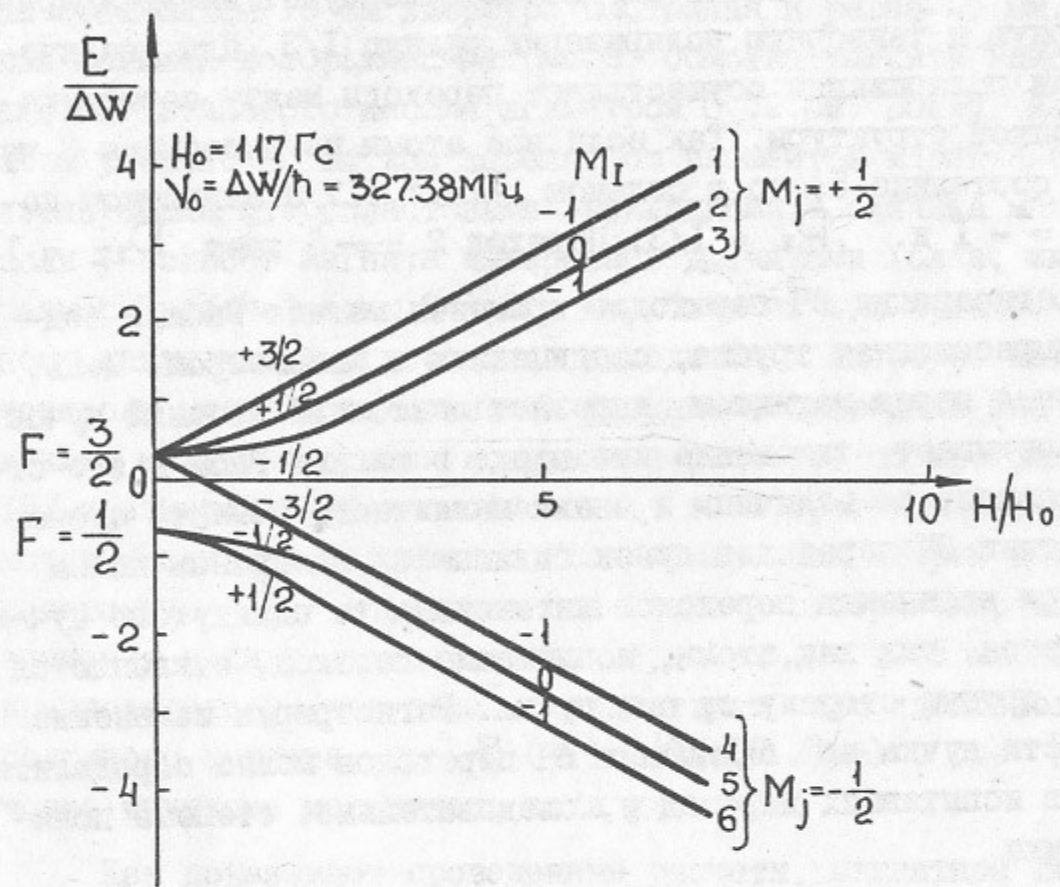


Рис.2. Сверхтонкая структура уровней основного состояния атома дейтерия в магнитном поле.



ядра на ось квантования  $m_I = +1$ ,  $m_I = -1$ ,  $m_I = 0$  соответственно.

На выходе шестиполосного магнита в атомном пучке будут находиться в основном атомы в состояниях 1, 2, 3. Этот пучок в очень слабом  $H \ll 117 \text{ Э}$  магнитном поле будет иметь ядерную векторную и тензорную поляризацию равную  $1/3$ . Для увеличения степени поляризации осуществляют переходы между состояниями сверхтонкой структуры. Так если все атомы из состояния 3 перевести в состояние 5, то в сильном  $H \gg 117 \text{ Э}$  магнитном поле  $P_{zz} = -1$  и  $P_z = 1/3$ . Переход  $2 \rightarrow 6$  дает  $P_{zz} = 1$ .

Для регистрации ВЧ переходов применен магнит Раби и подвижная компрессионная трубка, соединенная с манометром. Щель, расположенная перед магнитом, вырезает ленточный атомный пучок, который испытывает отклонение при входе в магнит Раби и это отклонение зависит от величины и знака магнитного момента атомов. При отсутствии ВЧ переходов пучок сдвигается магнитным полем магнита, при включении переходов интенсивность сдвинутого пучка уменьшается, так как атомы, испытавшие переход, отклоняются магнитом в другую сторону от оси пучка. Регистрируя изменение интенсивности пучка при включении ВЧ переходов можно определить долю атомов испытавших переход и, следовательно, степень поляризации пучка.

### 1. Сверхпроводящий шестиполосный магнит.

Шестиполосный магнит является наиболее важным элементом источника. В нем происходит разделение атомов пучка по магнитным моментам, что приводит к поляризации и, одновременно, за счет фокусировки происходит увеличение плотности пучка. Поэтому, очевидно, что для получения пучка максимальной интенсивности и плотности необходимо оптимизировать геометрию разделительного магнита с учетом конкретного распределения атомов по скоростям реализующегося в источнике. В предыдущей работе /1/ было определено распределение атомов по скоростям в пучке, полученном при помощи диссоциатора который применен в данном источнике.

Было решено применить шестиполосный магнит со сверхпроводящей обмоткой. Этим, во-первых, решается задача обеспечения высокой скорости откачки газа из апертуры магнита, во-вторых, можно получить более высокое значение магнитного поля у полюс-

ных окончечников. Процедура оптимизации магнита (определение зависимости размера апертуры от длины магнита) описана в /1/. Оптимизированный магнит имеет длину 30 см. Расстояние между полюсами на входе равно 8 мм и изменяется до 25 мм на длине 15 см. На оставшихся 15 см апертура постоянна и равна 25 мм. Конструкция магнита изображена на рис.3. Обмотка магнита выполнена из ниобий-титанового кабеля диаметром 0,72 мм. Вокруг каждого полюса уложено 30 витков кабеля, от элементов магнита обмотка изолирована фторопластовыми прокладками. Величина магнитного поля у полюсов магнита измерялась датчиками Холла, имеющими размеры рабочей зоны  $2 \times 0,5$  мм. Один из них приклеен к полюсному окончечнику и постоянно находится в апертуре магнита для контроля магнитного поля. На рисунке 4 приведены значения индукции магнитного поля полученные расчетом по программе IRON /5/ и измеренные в зависимости от тока протекающего через обмотку. Величина магнитного поля измеренная вторым датчиком на расстоянии  $z = 10$  мм, от оси магнита экстраполировалась до значения поля у полюса магнита при  $z_m = 12,5$  мм. При этом предполагалось, что поле соответствует полю идеального шестиполосного магнита, т.е.  $B(z) = B_m (z/z_m)^2$ , где  $B_m$  - значение индукции магнитного поля у полюса.

Как показывают проведенные расчеты, магнитное поле в апертуре с  $z_m = 12,5$  мм близко к полю идеального магнита, во всей апертуре, а в апертуре с  $z_m = 4$  мм, при  $z > 2$  мм имеется существенное отклонение от поля идеального магнита.

### 2. Блок ВЧ переходов.

Теория переходов  $2 \rightarrow 5$  и  $1 \rightarrow 6$  для атомов дейтерия подробно рассмотрена в работе /6/.

Конструктивно блок ВЧ переходов выполнен следующим образом. В нержавеющей трубке внутренним диаметром 30 мм расположена петля, возбуждающая высокочастотное магнитное поле. Длина петли 30 мм, диаметр 20 мм. Один ее конец укреплен на центральном стержне керамического вакуумного высокочастотного разъема, другой конец заземлен. Статическое магнитное поле создается электромагнитом броневого типа, который надевается на нержавеющую трубку. Общий вид блока ВЧ перехода приведен на рисунке 5. Величину градиента статического поля можно регулировать толщиной



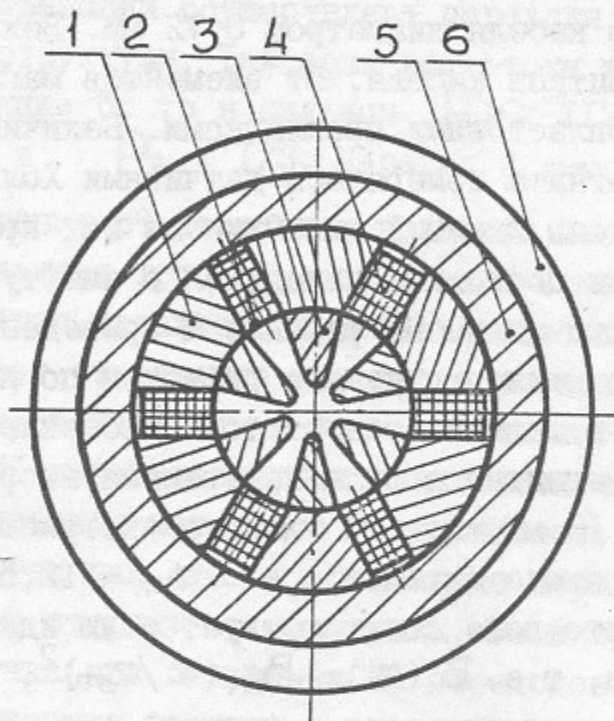


Рис.3. Поперечное сечение сверхпроводящего шестипольсного магнита (схема).

- 1 - полюс; 2 - тонкая нержавеющая трубка;  
 3 - полюсной наконечник; 4 - обмотка;  
 5 - ярмо; 6 - жидкий гелий.

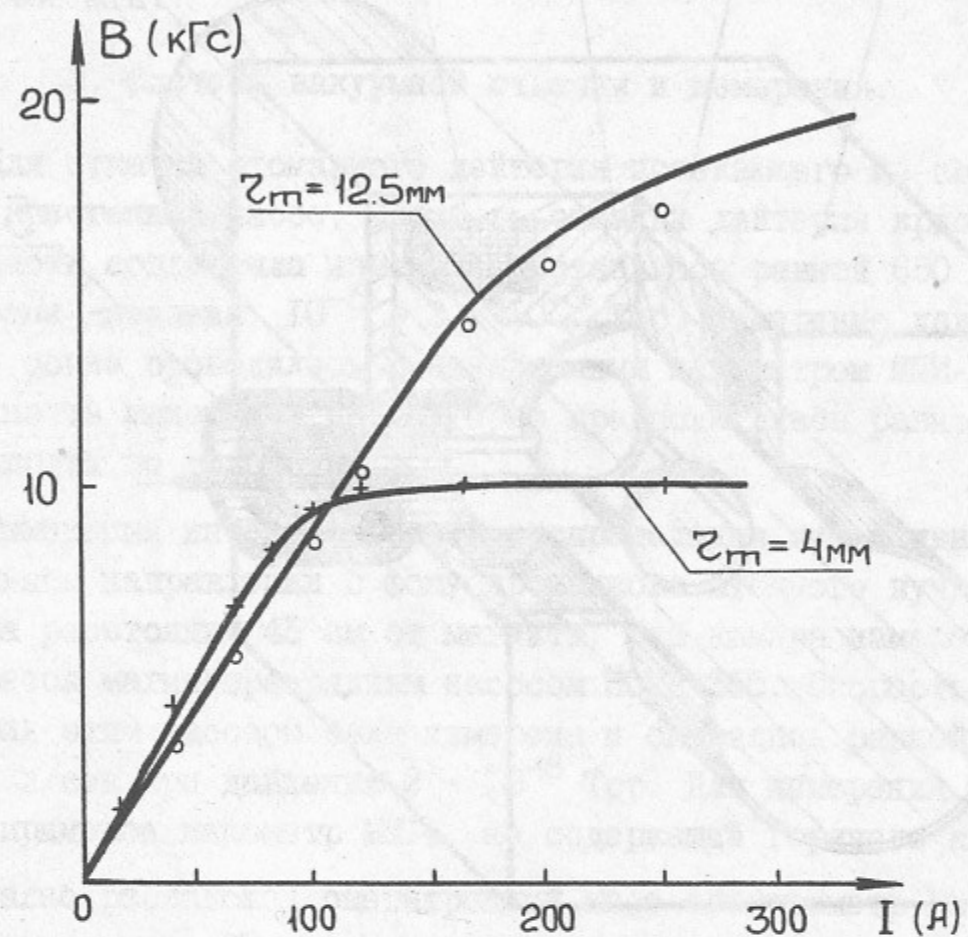


Рис.4. Значение индукции магнитного поля у полюсов шестипольсного магнита в зависимости от тока через обмотку для двух значений апертуры  $z_m = 4$  мм и  $z_m = 12,5$  мм. Сплошные линии расчет, +, o - измеренные значения поля.



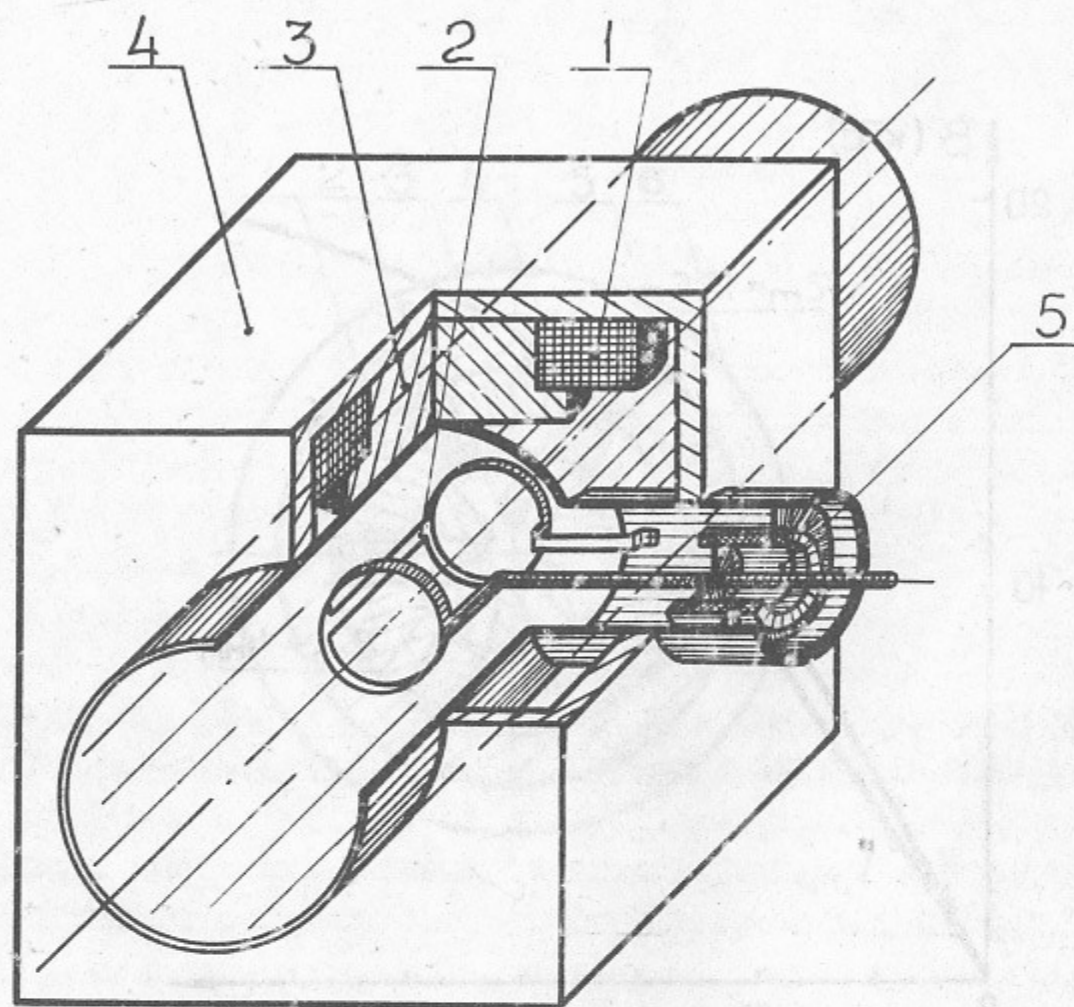


Рис. 5. Конструкция блока ВЧ перехода.  
 1 - обмотка; 2 - петля; 3 - полюс;  
 4 - ядро, 5 - высокочастотный вакуумный разъем.

прокладок под полюсными наконечниками. Для возбуждения ВЧ поля применен широкополосный генератор ГС-6, отдающий в активную согласованную нагрузку мощность  $\sim 10$  Вт в диапазоне частот  $300 \pm 400$  МГц.

### 3. Система вакуумной откачки и измерения.

Для откачки атомарного дейтерия истекающего из сопла применен криогенный насос. Скорость откачки дейтерия крионасосом из области сопла была измерена и оказалась равной 650 л/сек в диапазоне давлений  $10^{-5} \pm 2 \cdot 10^{-3}$  Тор. Измерение давления в камере сопла проводилось ионизационным манометром ПМИ-2. Чувствительность манометра по дейтерию предполагалась равной чувствительности по водороду.

Измерения интенсивности и распределения интенсивности в радиальном направлении с фокусированного атомного пучка проводились на расстоянии 45 см от магнита. Эта камера измерения откачивается магниторазрядным насосом НОРД 250. Скорость откачки дейтерия этим насосом была измерена и оказалась равной  $S = 100$  л/сек при давлении  $2 \cdot 10^{-6}$  Тор. Для измерения интенсивности применен манометр ММГ4, не содержащий горячего катода.

Далее расположен омега-тронный масс-спектрометр РМО-4 и система регистрации ВЧ переходов.

## II. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Известно [7,8], что интенсивность пучка, получаемого в газодинамическом источнике, зависит от расстояния между соплом и скиммером. Поэтому в начале были проведены измерения интенсивности молекулярного дейтериевого пучка с целью определения оптимального расстояния между соплом и скиммером. Для этого вместо разрядной колбы устанавливалась трубка с соплом диаметром  $d_c = 1$  мм на конце. Сопло можно было охлаждать до температуры жидкого азота и изменять расстояние между соплом и скиммером. Скиммер изготовлен из алюминия, диаметр входного отверстия  $d_{ск} = 2,5$  мм, высота 10 мм, угол раствора  $40^\circ$ . Скиммер установлен на азотном экране и имеет температуру  $T_{ск} = 77^\circ$  К.

На рис.6 приведена зависимость интенсивности пучка от расхода газа через сопло для двух температур источника  $T = 300^\circ$  К и



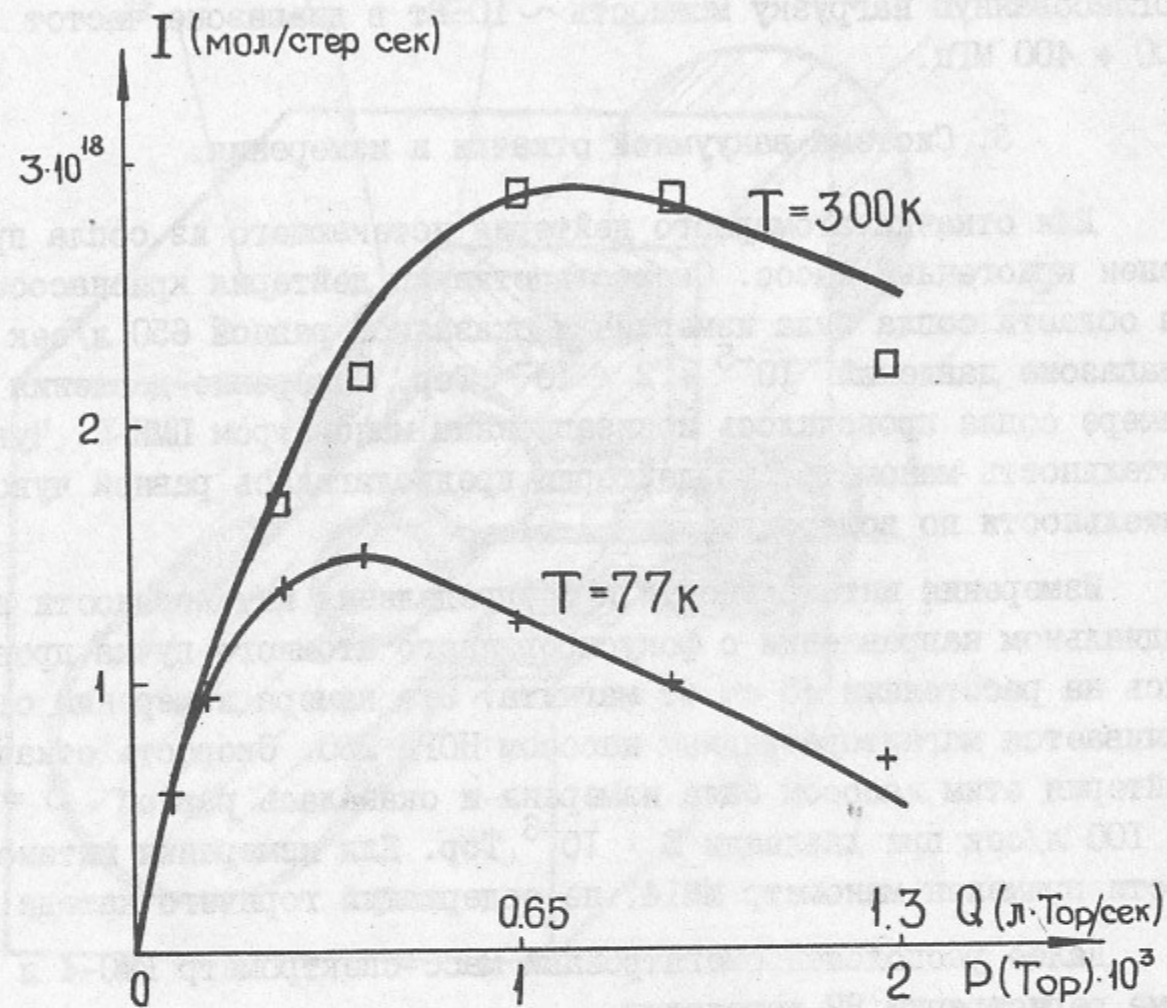


Рис.6. Зависимость интенсивности пучка молекулярного дейтерия от расхода газа и давления в камере сопла для двух значений температуры сопла (сплошные линии - расчет, см. текст,  $\square$ ,  $+$  - измеренные величины).

$T = 77^\circ\text{K}$ , при расстоянии между соплом и скиммером  $L = 15$  мм. На рис.7 приведена зависимость интенсивности пучка от расстояния между соплом и диафрагмой  $L$  для расхода газа  $Q = 0,4$  лТор/сек. Качественно объяснить поведение интенсивности от расхода газа через сопло и расстояния между соплом и скиммером можно следующим образом. При малых размерах сопла и скиммера число рассеивающих центров, приводящих к ослаблению пучка, на его пути  $L$  до скиммера есть  $\int_0^L n(x) dx = \text{Const}_1 \cdot Q/v \cdot L$  просто из физических соображений,  $v$  - скорость молекул. Эта величина обусловлена пролетной плотностью отраженных молекул. Можно предположить, что эта величина описывает влияние скиммера на набегающий поток. Если считать размеры скиммера и сопла пренебрежимо малыми и предположить, что распределение интенсивности из сопла имеет вид  $I \sim \cos \theta$  и отражение молекул поверхностью происходит изотропно, то в этом случае  $\text{Const}_1 = 3/16$ .

Число рассеивающих центров обусловленное остаточным газом можно представить в виде  $\text{Const}_2 \cdot QL/S$ , где  $S$  - скорость откачки камеры сопла. Интенсивность пучка в единичный телесный угол в направлении оси с учетом ослабления представим в виде

$$\frac{dI(\theta)}{d\Omega} = \frac{Q}{\pi} \exp\left(-\left(\frac{C_1 \cdot Q}{vL} + \frac{C_2 \cdot QL}{vS}\right)\right) = \frac{Q_{\text{опт}}}{\pi} \cdot X \cdot e^{-X} \quad (2)$$

где  $X = Q/Q_{\text{опт}}$ ,  $y = L/L_{\text{опт}}$  - безразмерные величины расхода и расстояния от сопла до скиммера,

$$L_{\text{опт}} = (C_1 \cdot S / C_2)^{1/2} \quad \text{и} \quad Q_{\text{опт}} = \frac{v \cdot L_{\text{опт}}}{C_1} \cdot \frac{y}{1+y^2}$$

Анализ (2) позволяет сделать следующие выводы:

1. Максимальная интенсивность пучка в данной установке ограничена и определяется скоростью откачки камеры сопла. При увеличении скорости откачки максимально достижимая интенсивность растет  $I_{\text{max}} \sim \sqrt{S}$ .

2. Оптимальное расстояние между соплом и скиммером при ко-



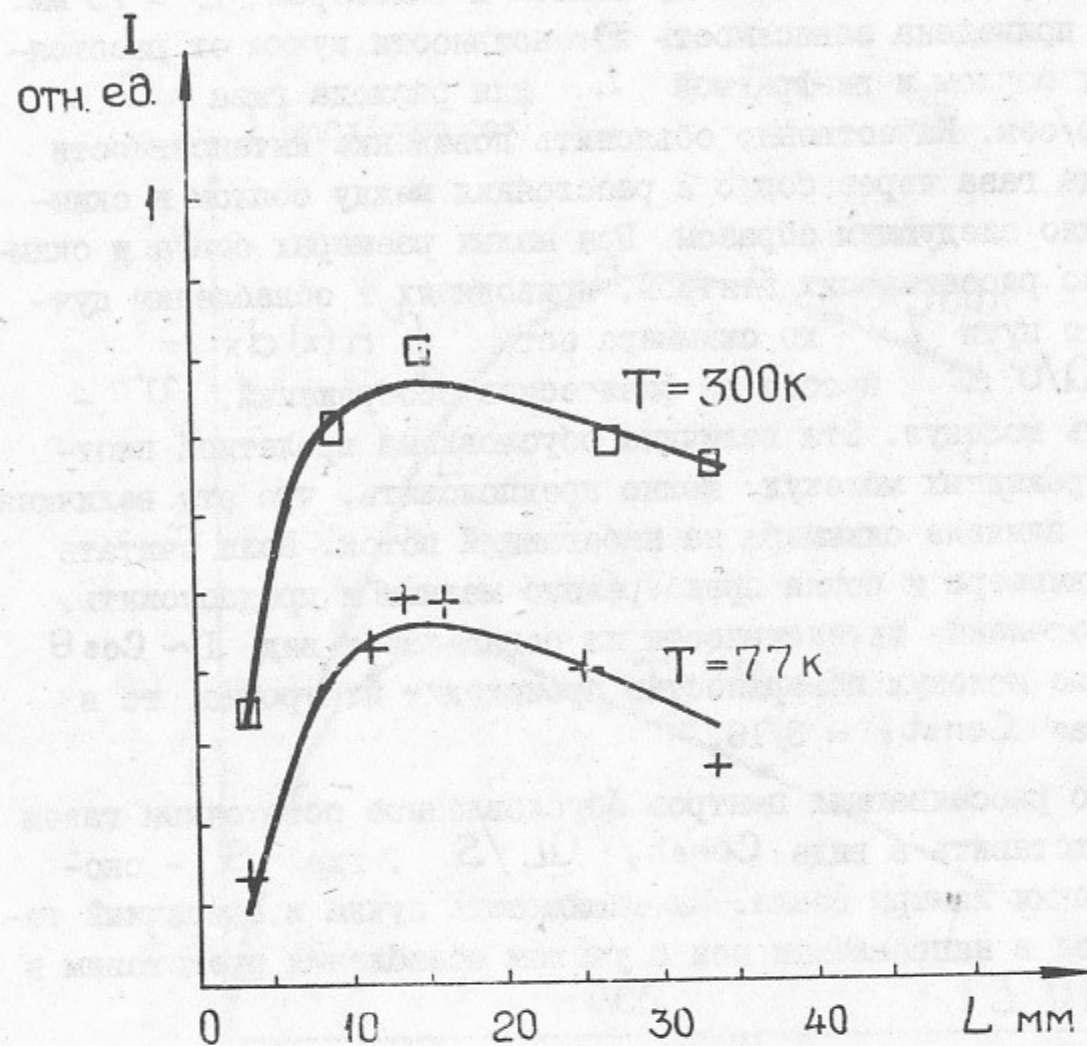


Рис. 7. Зависимость интенсивности пучка молекулярного дейтерия от расстояния между соплом и скиммером при расходе газа  $Q = 0,4$  л.Тор/сек для двух значений температуры сопла (сплошные линии расчет, см. текст,  $\square$ ,  $+$  - измеренные величины)

тором достигается максимальная интенсивность не зависит от температуры источника. При прочих равных условиях  $L_{\text{опт}} \sim \sqrt{S}$ .

3. Максимально достижимая интенсивность пучка с повышением температуры источника растет  $\sim \sqrt{T}$  и достигается при расходах газа в  $\sqrt{T}$  раз больших.

Выражение для интенсивности хорошо описывает наблюдаемые зависимости. На рисунках 6 и 7 сплошные линии результат расчета по (2) при двух подгоночных параметрах  $Q_{\text{опт}} = 0,4$  л.Тор/сек и  $L_{\text{опт}} = 1,5$  см.

При малых расходах газа была измерена величина  $(\lambda \cdot p)$ , характеризующая ослабление пучка за счет остаточного газа. При температуре источника  $T = 77^\circ\text{K}$  значение этой величины оказалось  $(\lambda \cdot p) = 2 \cdot 10^{-3}$  Тор.см. Если использовать это значение для вычисления  $C_1$  и  $C_2$  в предположении гипотезы изложенной выше, то  $L_{\text{опт}} = 0,6$  см и  $Q_{\text{опт}} = 1$  л.Тор/сек. Согласие с экспериментальными значениями можно считать удовлетворительным, учитывая качественный характер вывода формулы (2). В работе /9/ при использовании насоса со скоростью откачки  $S = 25$  л/сек максимальная интенсивность пучка дейтерия достигалась при  $L = 0,22$  см, что подтверждает зависимость  $L_{\text{опт}} \sim \sqrt{S}$ .

Расстояние между соплом и скиммером для получения пучка атомарного дейтерия было выбрано  $L = 1,5$  см. При этом расстоянии достигается максимум интенсивности молекулярного пучка.

Как показали измерения, выполненные с помощью омега-тронного масс-спектрометра, степень диссоциации молекул в пучке составляет  $\sim 80\%$  и остается такой до расхода дейтерия  $Q \sim 0,3$  л.Тор/сек. При больших давлениях параметры разряда резко меняются и получить большую интенсивность атомного пучка не удается. Как видно из рис.6 интенсивность молекулярного пучка при расходах больших  $Q = 0,3$  л.Тор/сек. увеличивается слабо. Поэтому следует считать, что сопло диаметром  $d_c = 1,2$  мм является оптимальным с точки зрения обеспечения давления в разрядной колбе, при котором степень диссоциации молекул высока. Увеличение размера сопла нежелательно, т.к. это приводит к уменьшению числа Маха в пучке и увеличивает разброс молекул по скоростям, что ухудшает их фокусировку магнитом.

На рис.8 приведена интенсивность атомного пучка измеренная



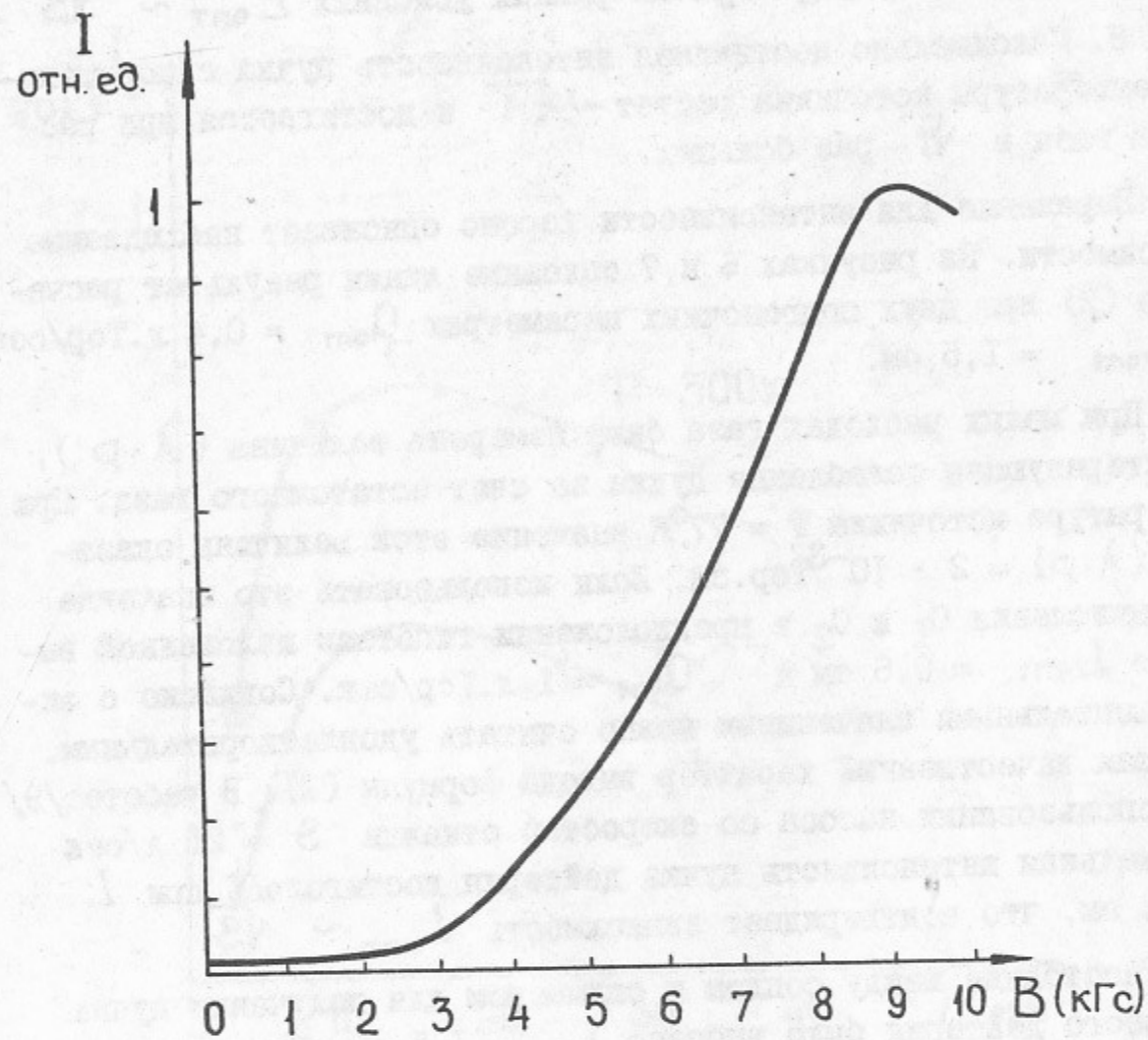


Рис.8. Зависимость интенсивности атомного пучка от величины магнитного поля шестиполусного магнита. Измерения интенсивности проводились датчиком размером  $1,8 \times 1,8 \text{ мм}^2$  на расстоянии 45 см от магнита на его оси.

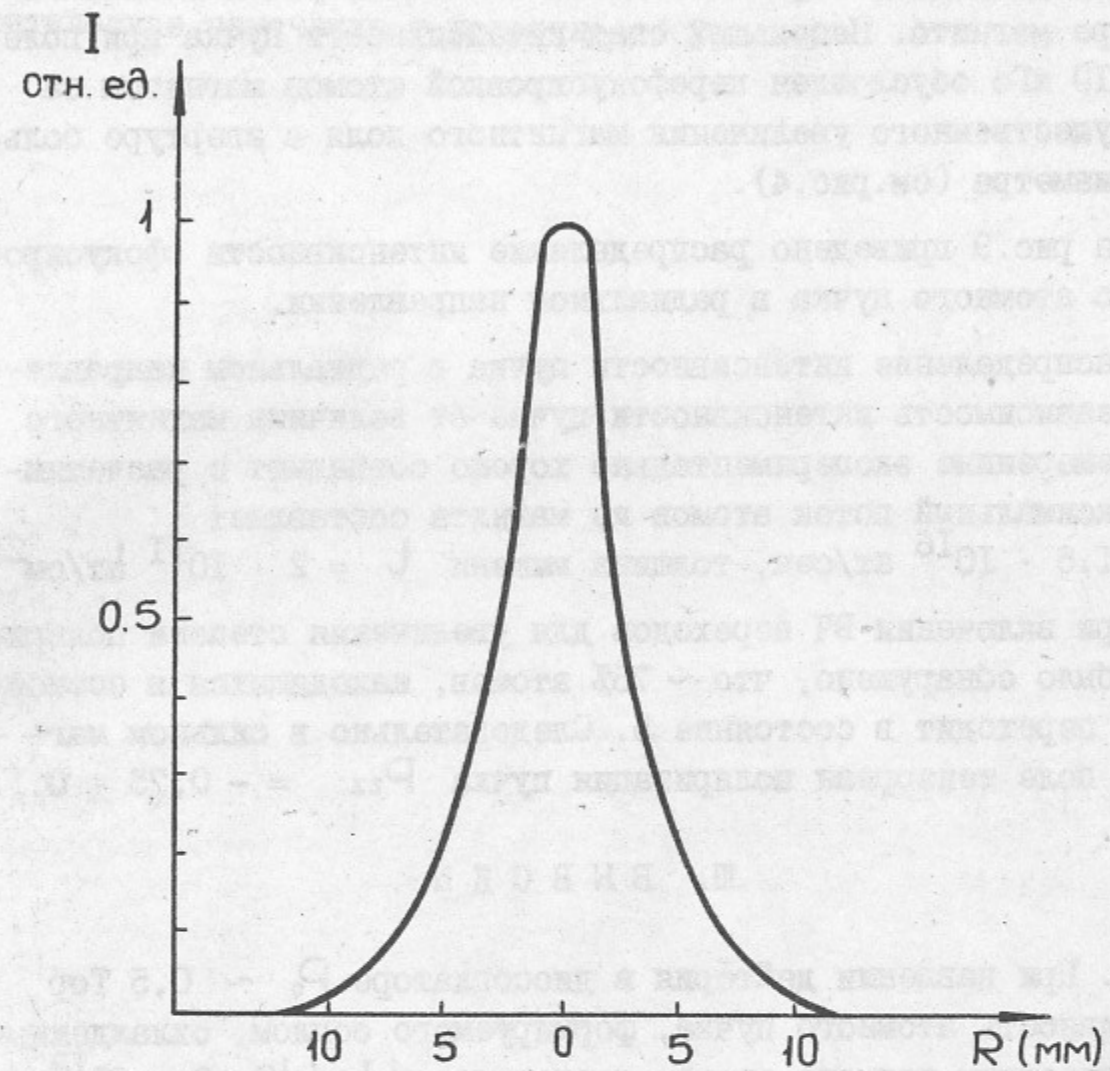


Рис.9. Распределение интенсивности в поперечном направлении сфокусированного атомного пучка (измерено на расстоянии 45 см от шестиполусного магнита).



на оси магнита на расстоянии 45 см от него в зависимости от магнитного поля, измеренного датчиком Холла, установленным в апертуре магнита. Небольшой спад интенсивности пучка при поле  $B \sim 10$  кГс обусловлен перефокусировкой атомов магнитом за счет существенного увеличения магнитного поля в апертуре большого диаметра (см. рис. 4).

На рис. 9 приведено распределение интенсивности сфокусированного атомного пучка в радиальном направлении.

Распределение интенсивности пучка в радиальном направлении и зависимость интенсивности пучка от величины магнитного поля измеренные экспериментально хорошо совпадают с расчетными. Максимальный поток атомов из магнита составляет  $Q = 1,5 \cdot 10^{16}$  ат/сек, толщина мишени  $t = 2 \cdot 10^{11}$  ат/см<sup>2</sup>.

При включении ВЧ переходов для увеличения степени поляризации было обнаружено, что  $\sim 75\%$  атомов, находящихся в состоянии 3, переходит в состояние 5. Следовательно в сильном магнитном поле тензорная поляризация пучка  $P_{zz} = -0,75 \pm 0,1$ .

### Ш. В Ы В О Д Ы

1. При давлении дейтерия в диссоциаторе  $P_0 \sim 0,5$  Тор интенсивность атомного пучка, формируемого соплом, охлажденным до температуры жидкого азота, составляет  $dI/d\Omega \sim 2 \cdot 10^{18}$  ат/стер.сек.

2. На выходе оптимизированного сверхпроводящего шести полюсного магнита поток поляризованных атомов составляет  $Q = 1,5 \cdot 10^{16}$  ат/сек.

3. На расстоянии 45 см от магнита ширина струи на полувысоте около 6 мм, толщина струи  $t = 2 \cdot 10^{11}$  ат/см<sup>2</sup>, степень тензорной поляризации  $P_{zz} = -0,75 \pm 0,1$ .

Дальнейшее увеличение плотности и интенсивности атомного пучка возможно за счет увеличения эффективной скорости откачки из области сопла. Одновременно с этим необходимо вести работу по созданию диссоциатора работающего при более высоком давлении. Работа в этом направлении, при умеренных затратах, может дать увеличение интенсивности в 2 + 5 раз. Для повышения степени поляризации пучка необходимо использовать более мощный

генератор для проведения ВЧ переходов.

Авторы признательны Б.Б.Войцеховскому и Д.М.Николенко за критические замечания и полезные обсуждения.



## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С.Г.Попов, Д.К.Топорков. Поляризованная струя-мишень для эксперимента в накопителе. В книге: Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна 1981 г. Дубна 1982 г. стр.248. Препринт ИЯФ 80-129, Новосибирск 1980.
2. В.Ф.Дмитриев, С.Г.Попов, Д.К.Топорков. Квадрупольный форм-фактор дейтона (проект эксперимента в электронном накопителе). Препринт ИЯФ 76-85. Новосибирск 1976.
3. L.Dick, J.B.Jeanneret, W.Kubischta, J.Antille. The CERN polarized atomic hydrogen beam target. High-energy physics with polarized beams and polarized targets. Proceedings of the Intern. Symposium, Lausanne, 1980, p.212.
4. A.A.Belushkina, V.P.Ershov, V.V.Fimushkin et al. Cryogenic source and ionizer for a beam of polarized deuterons. High-energy physics with polarized beams and polarized targets. Proceedings of the Intern. Symposium, Lausanne, 1980, p.429.
5. В.А.Дзюба, М.М.Карлынер, П.Б.Лысянский, Б.М.Фомель. Вычисление стационарных магнитных полей в системах с железом и без железа. Препринт ИЯФ 77-123. Новосибирск 1977.
6. H.Nasuyama, Y.Kanda, A.Katase, Y.Wacuta. Characteristics of  $\sigma$ -transitions in an atomic-beam polarized deuteron source. Nucl.Instr. and Methods, v.207 (1983) 475.
7. K.Teshima, Y.Yasunaga. Characteristics of pulse molecular beams from an electromagnetic valve. Japanese Journal of Applied Physics, v.22 (1983) 1.
8. U.Bossel. On the optimization of skimmer geometries. Entropie 42 (1971) 12.
9. R.Camparque. High intensity supersonic molecular beam apparatus. Rarefied Gas Dynamics, ed. J.H. de Leeuw (Academic, New York, 1966) v.2, p.279.

А.В.Евстигнеев, С.Г.Попов, Д.К.Топорков

ИНТЕНСИВНЫЙ ИСТОЧНИК ПОЛЯРИЗОВАННЫХ АТОМОВ  
ДЕЙТЕРИЯ

Препринт  
№ 84-51

Работа поступила 4 апреля 1984г.

Ответственный за выпуск - В.А.Сидоров

Подписано к печати 17.04.84г. МН 04240

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,3 печ.л., 1,0 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 51

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90