

**Петербургский институт ядерной физики  
им. Б.П. Константинова**

**М.С. Микиртычьянц, А.А. Васильев, В.П. Коптев, А.И. Ковалев,  
П.А.Кравцов, М.Е. Некипелов, Х. Зайферт\*, Б. Лорентц\*,  
Ф. Ратманн\*, Р.Энгельс**

**Измерения интенсивности пучка источника  
поляризованного атомарного водорода и  
дейтерия**

**\*Институт ядерной физики  
Национального исследовательского центра,  
г. Юлих, Германия**

**Гатчина**

**2002**

УДК 536.24

## **Measurements of the polarized hydrogen and deuterium intensity from the atomic beam source**

**M.S. Mikirtychiants, V.P Koptev, A.I. Kovalev, P.A. Kravtsov,  
M.E. Nikipelov, A.A. Vassiliev, R. Engels\*, B. Lorentz\*, F.Rathmann\*,  
H. Seyfarth\***

### **Abstract**

This work is done in the frame of the development of the polarized atomic beam source (ABS) for the ANKE spectrometer at the COSY-Jülich accelerator. Investigations of the deuteron break-up planned at ANKE will make use of the polarized target. One of the most important parameter of the source is the polarized atomic beam intensity. In the present work principles of the operation are given. Technique of absolute measurements of the atomic beam intensity and equipment used are described. Results of the measurements are presented.

**\*Institut für Kernphysik, Forschungszentrum Jülich, D-52425, Jülich, Germany**

© ПИЯФ, 2002

## Аннотация

Настоящая работа выполнена в рамках разработки и тестирования источника поляризованного атомарного водорода или дейтерия (ABS<sup>1</sup>) для спектрометра ANKE<sup>2</sup> на накопительном кольце COSY-Jülich<sup>3</sup>. Планируемый на ANKE эксперимент, связанный с исследованиями развала дейтрона, потребует использования поляризованной водородной и дейтериевой газовой мишени. Одним из основных параметров источника является интенсивность пучка поляризованных атомов. В работе представлены принципы действия и описание ABS. Описана методика абсолютных измерений интенсивности пучка, измерительное оборудование и представлены результаты измерений.

## Введение

Возрастающий в ядерной физике и физике элементарных частиц интерес к изучению эффектов, связанных с наличием спина, требует создания установок для получения поляризованных атомарных и ионных пучков водорода и дейтерия. В настоящее время проводится несколько экспериментов, использующих как поляризованный пучок ускорителя, так и поляризованную мишень, состоящую из источника поляризованного атомарного пучка и накопительной ячейки, в которой происходит исследуемое взаимодействие.

Впервые газовая поляризованная дейтериевая мишень была применена в Новосибирске на электронном накопительном кольце ВЭПП-3 [1].

В эксперименте HERMES в DESY (Гамбург, Германия) изучается спиновая структура нуклона [2]. Для этой цели исследуются инклюзивные и полунклюзивные реакции глубоконеупругого рассеяния продольно поляризованного позитронного пучка HERA с энергией 27.5 ГэВ на поляризованных  $\vec{H}$ ,  $\vec{D}$  и  ${}^3\vec{He}$  газовых мишенях. Водородная и дейтериевая мишени представляют собой внутреннюю

---

<sup>1</sup> Atomic Beam Source.

<sup>2</sup> Apparatus for studies of Nucleon and Kaon Ejectiles.

<sup>3</sup> COoler Synchrotron, Forschungszentrum Jülich, Jülich, Germany.

поляризованную газовую мишень с накопительной ячейкой. Подобные установки позволяют создавать атомарный пучок с достаточно высокой (близкой к 100%) ядерной поляризацией, а использование открытой накопительной ячейки не разрушает пучок ускорителя.

На поляризованном пучке накопительного кольца IUCF (Блумингтон, США) были проведены эксперименты по изучению нуклон-нуклонных взаимодействий, также использовавшие внутреннюю поляризованную газовую мишень. Их целью было улучшить современные представления о потенциале нуклон-нуклонного взаимодействия. С этой целью были измерены спин-корреляционные коэффициенты [3] и изучено рождение пионов вблизи порога [4].

На накопительном кольце COSY-Jülich было предложено исследовать развал дейтрона  $\vec{p} + \vec{d} \rightarrow p(0^\circ) + p(180^\circ) + n$ . Целью данного эксперимента является измерение дифференциальных сечений рассеяния, векторной и тензорной анализирующей способности и спин-корреляционных параметров для энергий протона в диапазоне 1..2.5 ГэВ [5], [6]. Принимая во внимание особенности ANKE-спектрометра, эксперимент можно провести в условиях коллинеарной геометрии: протоны, испущенные назад, близко к  $180^\circ$  будут регистрироваться в совпадении с протонами, испущенными вперед под малыми углами (близко к  $0^\circ$ ). В такой геометрии S- и D-волновые функции дейтрона могут быть изучены вплоть до внутреннего момента 0.5 ГэВ/с.

### **Источник поляризованного атомарного пучка**

Источник поляризованного атомарного пучка (ABS) совместно с накопительной ячейкой будет использован в качестве внутренней газовой мишени на накопительном кольце COSY. Основными элементами ABS являются (см. рис. 1):

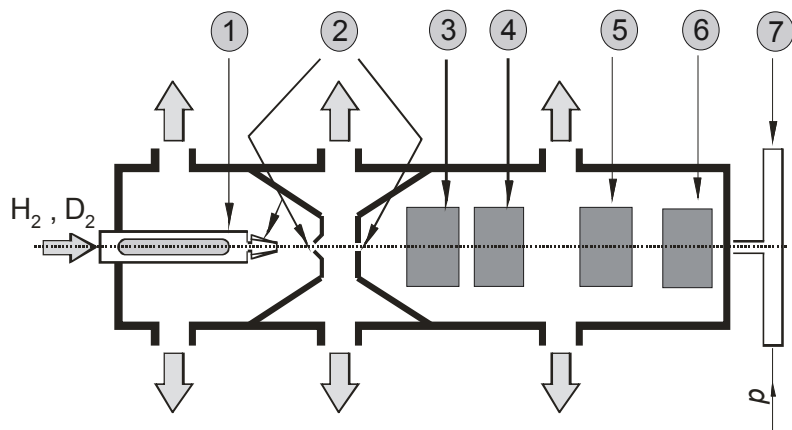
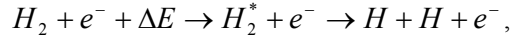


Рис. 1: Структурная схема источника поляризованного атомарного водорода/дейтерия. 1 – радиочастотный диссоциатор; 2 – система формирования газовой струи (сопло, скиммер, коллиматор); 3 – первая группа спин-сепарирующих магнитов; 4 – первая группа блоков сверхтонких переходов; 5 – вторая группа спин-сепарирующих магнитов; 6 – вторая группа блоков сверхтонких переходов; 7 – накопительная ячейка.

- устройство подачи и управления потоком молекулярного водорода ( $H_2$ ) или дейтерия ( $D_2$ );
- диссоциатор, где молекулы  $H_2$  или  $D_2$  диссоциируют в нейтральные атомы;
- система формирования газовой струи (сопло, скиммер, коллиматор);
- система создания поляризации (спин-сепарирующие магниты и блоки сверхтонких переходов);
- накопительная ячейка.

Для создания водородного или дейтериевого атомарного пучка обычно применяется радиочастотный диссоциатор. Свободные электроны ускоряются в электромагнитном поле частоты 13.56 МГц и

возбуждают колебательные уровни молекул водорода. Этот процесс может быть представлен следующим образом:



где  $\Delta E=8.8$  эВ — энергия возбуждения колебательных уровней молекулы водорода и дейтерия.

Поток молекулярного водорода (дейтерия) обычно варьируется в диапазоне от 0.5 до 2 мбар л/с. Верхняя граница обусловлена уменьшением степени диссоциации при более высоких потоках. Таким образом, необходимо найти оптимальные условия работы, при которых как степень диссоциации, так и газовый поток максимальны. Диссоциированный пучок проходит через систему формирования газовой струи, а именно, сопло, скиммер и коллиматор. Температура сопла стабилизируется в районе 80 К, что позволяет получить необходимое для максимальной пропускной способности спин-сепарирующих магнитов распределение по скоростям атомарной компоненты пучка.

После того, как пучок был сформирован, он попадает в систему спин-сепарирующих секступольных магнитов, где атомарная компонента разделяется по ориентации электронного спина согласно принципу Штерна-Герлаха. Характерным свойством секступольного магнита (см. рис. 2) является то, что он создает аксиально-симметричное поле, фокусирующее атомы, чей магнитный момент ориентирован параллельно радиус-вектору  $\vec{r}$  и дефокусирует атомы с противоположной ориентацией магнитного момента. Сила  $\vec{F}$ , ответственная за фокусировку и дефокусировку,

$$\vec{F} = -\vec{\nabla}W = -\frac{\partial W}{\partial B} \frac{\partial B}{\partial r} \frac{\vec{r}}{r} = \begin{cases} -\mu_{\text{eff}} \frac{\partial B}{\partial r} \frac{\vec{r}}{r} & m_j = +1/2, \\ +\mu_{\text{eff}} \frac{\partial B}{\partial r} \frac{\vec{r}}{r} & m_j = -1/2, \end{cases}$$

где  $W$  — потенциальная энергия,  $B$  — магнитное поле и  $\mu_{\text{eff}}$  — эффективный магнитный момент атома.

Таким образом, состояния с проекциями электронного спина  $m_j=+1/2$  и  $m_j=-1/2$  пространственно разделяются в сильном неоднородном магнитном поле. В результате атомарная компонента с  $m_j=-1/2$  выбывает из пучка и удаляется насосами, обеспечивающими откачку вакуумной камеры.

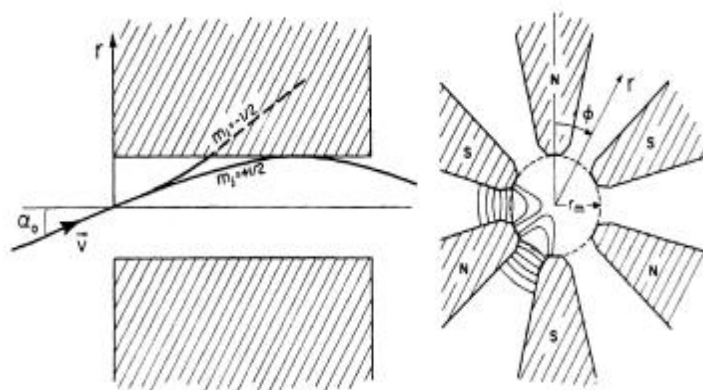


Рис. 2: Секступольный магнит, используемый в ABS. Атом, влетающий в магнит с  $r=0$  под углом  $\alpha_0$  изображен слева; справа показано несколько силовых линий.

Атомы с  $m_j=+1/2$  совершают колебания около оси симметрии магнита и фокусируются на выходе магнитной системы. Необходимым условием прохождения магнитной системы и последующей фокусировки является то, что амплитуда колебаний должна быть меньше апертуры магнита. Это условие выполняется, если (см. [7])

$$\frac{1}{2} m v_r^2 \leq W(B_m) - W(B_0),$$

где  $v_r$  — радиальная компонента скорости атома на входе в магнит,  $B_m$  — поле на поверхности магнита и  $B_0$  — поле в точке входа атома в магнит. Т.о., интенсивность пучка зависит от количества атомов, удовлетворяющих этому условию.

Атом водорода в основном состоянии обладает электронным спином  $S=1/2$  с проекцией  $m_s=\pm 1/2$  и протонным спином  $I=1/2$  с проекцией  $m_I=\pm 1/2$ . Т.о., полный спин атома  $\vec{F} = \vec{S} + \vec{I}$  ( $F=0, 1$ ) имеет, соответственно, проекции:  $m_F=0$  и  $m_F=0, \pm 1$ . Энергетическая разность между уровнями с  $F=0$  и  $F=1$  в отсутствие внешнего магнитного поля  $\Delta W = h \times 1420.4$  МГц [8]. В результате взаимодействия магнитного момента атома с внешним магнитным полем уровень с  $F=1$  расщепляется, согласно эффекту Зеемана. Сила внешнего поля определяется отношением к т.н. "критическому" полю  $B_c$ , которое определяется как [8], [9],

$$B_c = \frac{\Delta W}{(g_J - g_I)\mu_B} \text{ для водорода,}$$

где  $g_J=3.04 \times 10^{-3}$ ,  $g_I=2.002$  – соответственно, g-фактор протона и электрона в единицах магнетона Бора  $\mu_B = 0.927 \times 10^{-20}$  эрг/Гс. Т.о., сила поля определяется как  $\chi = B/B_c$ .

Энергетическое расщепление определяется по формуле Брейта-Раби [8]:

$$W = -\frac{\Delta W}{2(2I+1)} + g_I \mu_B m_F B_c \chi + (-1)^{F+1} \frac{\Delta W}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I+1} \chi + \chi^2}.$$

Зависимость энергии уровней сверхтонкого расщепления водорода от силы внешнего магнитного поля представлена на рис. 3.

В области  $\chi \gg 1$  наклон кривых определяется магнитным моментом электрона. При  $\chi \ll 1$ ,  $\vec{S}$  и  $\vec{I}$  не являются более независимыми векторами, поэтому в области слабых полей кривые обозначены через проекции  $m_F$  полного спина  $F$ .

Для дейтерия, обладающего ядерным спином  $I=1$  ( $F=1/2$  и  $F=3/2$ ), критическое поле  $B_c=117$  Гс. Зависимость энергии сверхтонких уровней дейтерия от силы внешнего магнитного поля представлена на рис. 4.

Для создания заданной векторной или тензорной поляризации, т.е. создания определенной заселенности уровней сверхтонкого расщепления, применяется техника возбуждения переходов в



радиочастотных полях. Суть этой методики заключается в следующем.

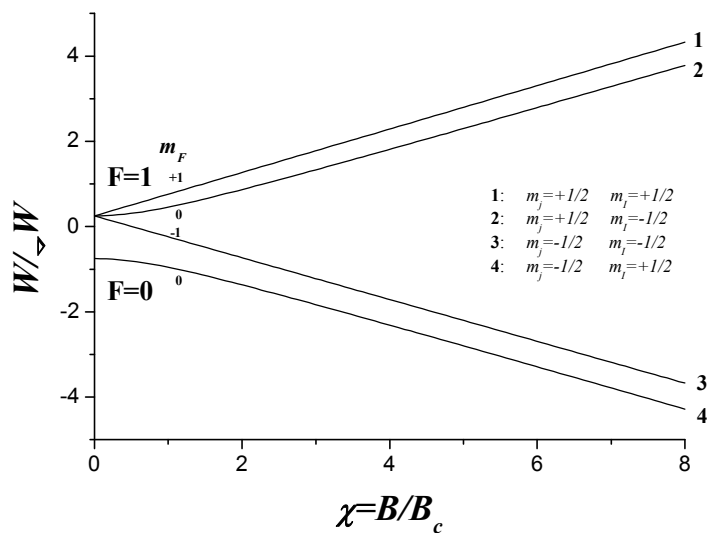


Рис. 3: Диаграмма энергетических уровней атома водорода в магнитном поле  $B$ . Для основного состояния  $B_c=507$  Гс, для  $2S_{1/2}$ -состояния  $B_c=63.4$  Гс. Энергия  $W$  измерена в единицах  $\Delta W = h \times 1420.4$  МГц ( $=5.9 \times 10^6$  эВ).

Пропуская пучок атомов через область магнитного поля  $B$  и радиочастотного поля, с частотой, соответствующей энергетической разности уровней сверхтонкого расщепления для данного  $B$ , возбуждаются переходы между заданными уровнями. Поскольку технически сложно обеспечить высокую точность при задании магнитного поля и добиться высокой добротности резонансного контура, переходы индуцируются в магнитном поле с линейным градиентом, что позволяет из всего спектра частот, присутствующих в резонаторе, выбрать ту, которая соответствует магнитному полю в данной точке пространства.

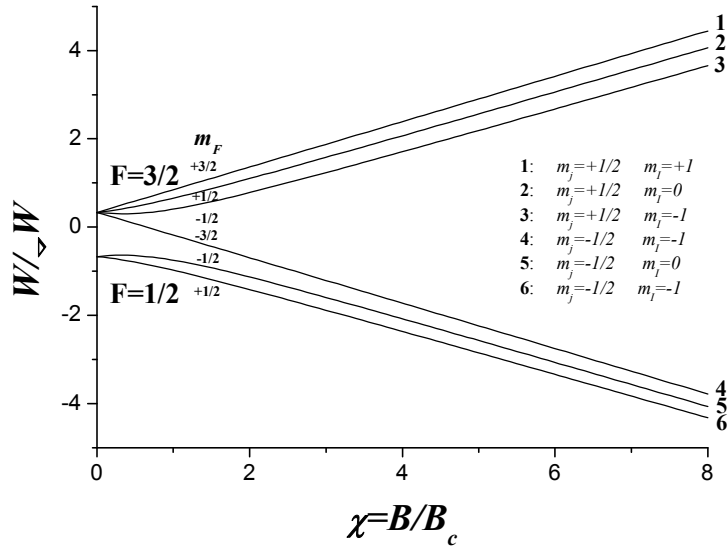


Рис. 4: Диаграмма энергетических уровней атома дейтерия в магнитном поле  $B$ . Для основного состояния  $B_c=117$  Гс, для  $2S_{1/2}$ -состояния  $B_c=14.6$  Гс. Энергия  $W$  измерена в единицах  $\Delta W = h \times 327.4$  МГц ( $=1.4 \times 10^6$  эВ).

Атом, попадая в градиентное магнитное поле  $B(z)$ , создаваемое катушками  $B_{\text{stat}}$  и  $B_{\text{grad}}$  (см. рис. 5), поглощает фотон частоты  $\omega$ . Для осуществления перехода между квантовыми уровнями необходимо удовлетворить правилам отбора, которые вытекают из закона сохранения момента:  $\vec{F}_{in} + \vec{F}_{\gamma} = \vec{F}_{fin}$ . Поскольку направление  $B_{rf}$  фиксировано ( $B_{rf} \perp B(z)$ ), а спин фотона сонаправлен с вектором Умова-

Пойтинга  $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{B}$ , то его проекция  $m_\gamma$  на  $B(z)$  может принимать значения  $m_\gamma = \pm 1$ . Т.о., возможны переходы с  $\Delta F = 0, \pm 1, \Delta m_F = 0, \pm 1$ .

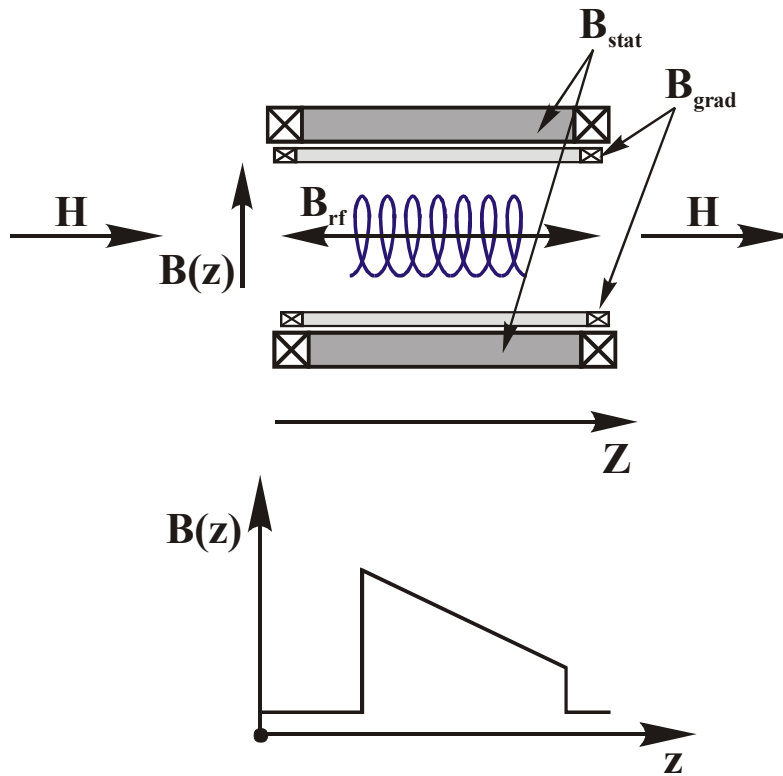


Рис. 5: Устройство блока высокочастотных переходов.

В случае водорода возможны переходы:  $1 \leftrightarrow 2, 1 \leftrightarrow 4, 2 \leftrightarrow 3, 3 \leftrightarrow 4$ , а  $1 \leftrightarrow 3$  является запрещенным, т.к.  $\Delta m_F = \pm 2$ .

Для создания определенной конфигурации заселенности уровней сверхтонкого расщепления применяются три типа блоков радиочастотных переходов, идентичные по принципу действия, но

разные по техническому исполнению: блок переходов в слабом поле (WFT<sup>4</sup>), в промежуточном поле (MFT<sup>5</sup>) и сильном поле (SFT<sup>6</sup>). Приведенные в таблице основные характеристики блоков радиочастотных переходов являются, в достаточной степени, приближительными и зависят во многом от конструкционных особенностей блоков. Следует отметить, что указанные в таблице правила отбора [9], [10] являются мнемоническими и отражают назначение блока, а не самого механизма переходов. Так, например, для блока WFT правила отбора выглядят как  $\Delta F=0$ ,  $m_F \leftrightarrow -m_F$ , что соответствует, в случае водорода, переходу  $1 \leftrightarrow 3$ , хотя на самом деле это двухступенчатый процесс, т.е. сначала происходит переход  $1 \leftrightarrow 2$  и сразу же  $2 \leftrightarrow 3$ . Поляризация протона, имеющего спин  $I=1/2$  ( $m_F=\pm 1/2$ ), определяется как векторная поляризация

Таблица. Основные характеристики блоков радиочастотных переходов.

	тип атома	переходы	правила отбора	ориентация полей	частоты, МГц	поля, Гс
WFT	H	$1 \leftrightarrow 3$	$\Delta F=0$ , $m_F \leftrightarrow -m_F$	$B \perp B_{rf}$	14	10
	D	$1 \leftrightarrow 4$ , $2 \leftrightarrow 3$			6	4.2
MFT	H	$2 \leftrightarrow 3$	$\Delta F=0$ , $\Delta m_F=\pm 1$	$B \perp B_{rf}$	50.5	35
	D	$1 \leftrightarrow 2$ , $2 \leftrightarrow 3$ , $3 \leftrightarrow 4$			22.3	18 (24)
SFT	H	$2 \leftrightarrow 4$	$\Delta F=\pm 1$ , $\Delta m_F=0$	$B \parallel B_{rf}$	1425.2	30
	D	$2 \leftrightarrow 6$ , $3 \leftrightarrow 5$			341.5	13 (91)

<sup>4</sup> Weak Field Transition.

<sup>5</sup> Medium Field Transition.

<sup>6</sup> Strong Field Transition.

$$P_z(I = 1/2) = \frac{N_{m_I=+1/2} - N_{m_I=-1/2}}{N_{m_I=+1/2} + N_{m_I=-1/2}},$$

где  $N_{m_I=+1/2}$  и  $N_{m_I=-1/2}$ , соответственно количества атомов со спином, параллельным и антипараллельным приложенному внешнему полю.

Для описания поляризации дейтрона, обладающего ядерным спином  $I=1$  ( $m_I=-1, 0, +1$ ), помимо векторной поляризации

$$P_z(I = 1) = \frac{N_{m_I=+1} - N_{m_I=-1}}{N_{m_I=+1} + N_{m_I=0} + N_{m_I=-1}},$$

используется также и тензорная поляризация, определяемая как

$$P_{zz}(I = 1) = \frac{1 - 3N_{m_I=0}}{N_{m_I=+1} + N_{m_I=0} + N_{m_I=-1}}.$$

На рис. 6 представлены зависимости векторной ( $I=1/2$  и  $I=1$ ) и тензорной ( $I=1$ ) поляризации сверхтонких уровней водорода и дейтерия как функции внешнего магнитного поля. Состояния 1, 3 у водорода и 1, 4 у дейтерия, являются чистыми и полностью поляризованы независимо от величины внешнего магнитного поля.

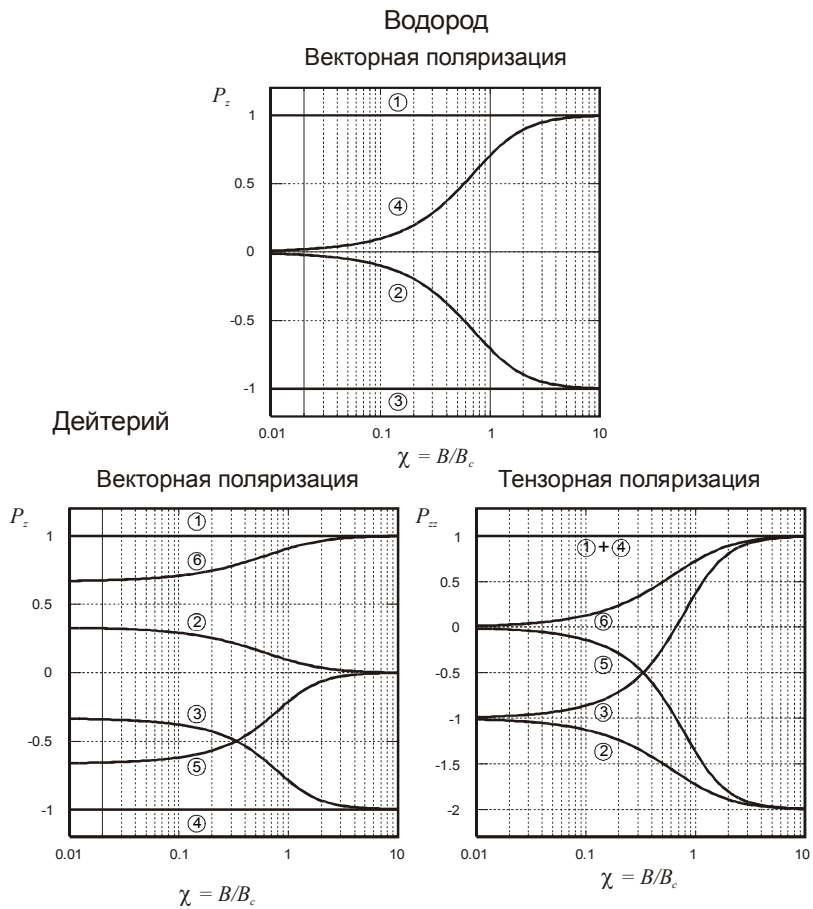


Рис. 6: Ядерная поляризация сверхтонких уровней как функция внешнего магнитного поля.

В сильном магнитном поле в состояниях водорода 2 и 4 протон и электрон поляризованы в противоположных направлениях. С уменьшением поля магнитные моменты протона и электрона начинают прецессировать друг относительно друга, в результате чего протонная поляризация уменьшается, как показано на рис. 6. В отсутствии

внешнего поля протонная и электронная поляризации изменяются синусоидально со временем (с ларморовской частотой), в среднем создавая нулевую поляризацию. Аналогичные рассуждения могут быть проведены для дейтериевых состояний 2, 3, 5 и 6.

В сильном поле сепарирующего магнита атомы с  $m_f=+1/2$  имеют нулевую ядерную поляризацию. Для равнозаселенных уровней водорода 1, 2 ( $N_{m_f=+1/2} = N_{m_f=-1/2}$ ) и дейтерия 1, 2 и 3 ( $N_{m_f=+1} = N_{m_f=0} = N_{m_f=-1}$ ), видно, что  $P_z=0$  и  $P_{zz}=0$  при  $\chi \gg 1$  (см. рис. 6). При адиабатическом переходе в область  $\chi \ll 1$  для водорода  $P_z=+1/2$ , для дейтерия  $P_z=+1/3$  и  $P_{zz}=-1/3$ .

### Поляризованная газовая мишень

При экспериментах на внутренних мишенях, несмотря на малую плотность мишени, большая светимость эксперимента, определяемая как

$$L = n_{beam} \cdot n_{target},$$

где  $n_{beam}$  – интенсивность пучка [1/с], а  $n_{target}$  – толщина мишени [1/см<sup>2</sup>], достигается за счет многократного прохождения пучка сквозь мишень. Особый интерес представляют собой газовые водородные или дейтериевые мишени.

Увеличение плотности газовой мишени достигается за счет использования криогенной накопительной ячейки, что позволяет повысить плотность мишени примерно на два порядка по сравнению с простой газовой струей. Предложение использовать такую ячейку для внутренней мишени было выдвинуто W. Naeberli [11]. Идея накопительной ячейки состоит в следующем: на пути пучка заряженных частиц располагается трубка диаметром  $D$  (см. рис. 7). В трубку попадает параллельный поток атомов (в нашем случае водород или дейтерий). Рассеиваясь только в центре Т-образной накопительной ячейки, газ растекается в трех направлениях. При этом в центре плотность газа увеличивается. Таким образом, интегральная плотность мишени вдоль пучка ускорителя становится на два порядка выше, чем для простой газовой струи. Важно, что при высоких энергиях вторичные

частицы вылетают, как правило, под малыми углами и не касаются стенок накопительной ячейки.

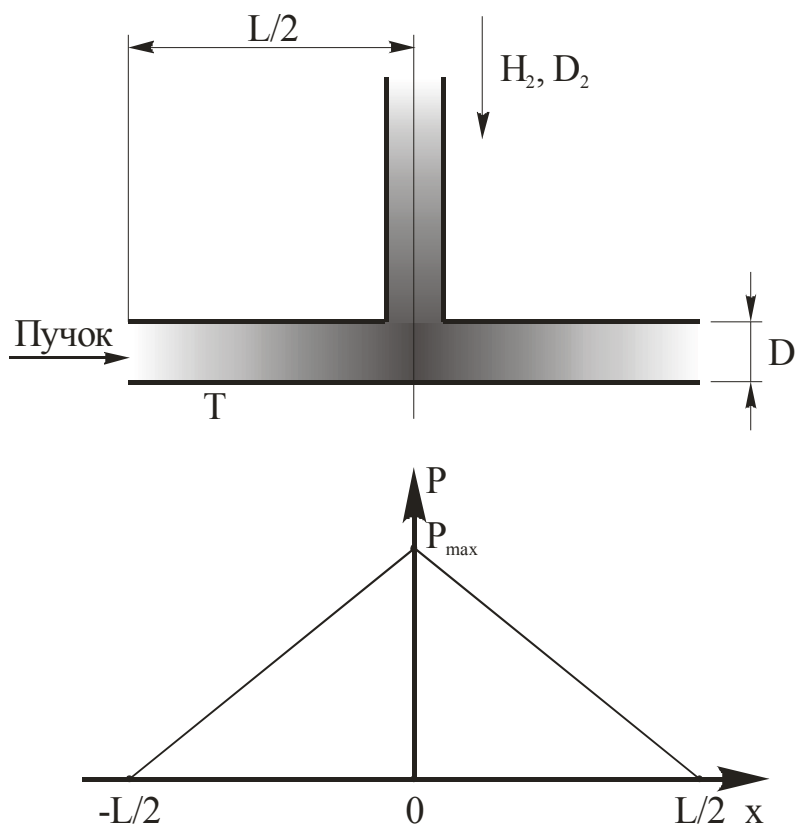


Рис. 7: Идея накопительной газовой ячейки и распределение давления в ней.

Для определения плотности газа в накопительной ячейке будем предполагать, что давление вне ячейки равно нулю. Действительно, если



в центре ячейки давление колеблется от  $10^{-3}$  до  $10^{-4}$  мбар, то снаружи оно определяется требованиями к вакууму в накопительных кольцах, для которых самый высокий предел давления составляет  $10^{-6}$  мбар в районе мишени.

Поток частиц во входную трубку накопительной ячейки  $I$  [атомов/с] растекается в обоих направлениях от центра ячейки. Объёмный поток выражается формулой:

$$Q_V = RT \frac{M}{\mu} I,$$

где  $M$  – молекулярная масса (для молекулярного водорода  $2 \times 1.61 \cdot 10^{-27}$  кг),  $\mu$  [кг/моль] – молярная масса,  $R$  – газовая постоянная,  $T$  – температура газовой ячейки. Считается, что газ термализован уже при входе в ячейку. Проводимость цилиндрического участка трубки при свободномолекулярном течении газа (длина свободного пробега молекул много больше характерных размеров системы) можно представить как

$$U = \pi \frac{D^3 \sqrt{8k \frac{T}{\pi M}}}{12L},$$

где  $k$  – постоянная Больцмана. Так как три плеча газовой ячейки соединены параллельно для газового потока, то для давления в центре мишени можно написать:

$$P_{\max} = \frac{Q_V}{U_{\text{total}}} = \frac{2RM^{\frac{3}{2}}IL\sqrt{T}}{\mu D^3 \sqrt{2k\pi}}.$$

Поскольку проводимость для свободномолекулярного течения газа обратно пропорциональна длине цилиндрического трубопровода,

давление в накопительной ячейке линейно спадает от  $P_{\max}$  в центре до нуля по краям:

$$P(x) = P_{\max} \left| 1 - \frac{2x}{L} \right|.$$

При этом плотность (плотность в каждом сечении, перпендикулярном оси, считается однородной, т.к. длина ячейки существенно превышает диаметр):

$$n(x) = \frac{P_{\max}}{kT} \left| 1 - \frac{2x}{L} \right|.$$

Линейная суммарная плотность мишени [атомов/см<sup>2</sup>] вдоль пучка определяется как

$$n_{lin} = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} n(x) dx = \frac{P_{\max} L}{2kT} = \frac{2RM^{\frac{3}{2}} IL^2}{\mu D^3 (2k)^{\frac{3}{2}} (\pi T)^{\frac{1}{2}}}.$$

Из приведенного выражения видно, что наибольшее влияние на плотность мишени оказывает диаметр накопительной ячейки ( $n_{lin} \propto D^{-3}$ ), поэтому его стремятся сделать минимальным. Диаметр накопительной ячейки определяется, как правило, диаметром пучка. В момент инжекции пучок имеет размеры большие, чем в режиме накопления и его орбита может быть неустойчивой. Именно это и определяет предельные размеры накопительной ячейки. Длина (L) определяется возможностями разрешения детектирующей системы. Зависимость от температуры достаточно слабая ( $n_{lin} \propto T^{-1/2}$ ), но

именно она позволяет увеличить плотность мишени, без изменения линейных размеров, путем перехода в криогенные области температур.

Важнейшим фактором, определяющим плотность мишени, является, тем не менее, интенсивность атомарного пучка источника, инжектируемого в накопительную ячейку. В связи с этим необходимо добиться максимальной интенсивности атомарного пучка, варьируя различные параметры источника (температура сопла, входной поток газа, радиочастотная мощность в диссоциаторе и т. д.).

### Метод измерения интенсивности атомарного пучка

Традиционно, задача по измерению потока нейтральных частиц с параллельными или близкими к параллельным скоростями решается с помощью компрессионной трубки (см. рис. 8).

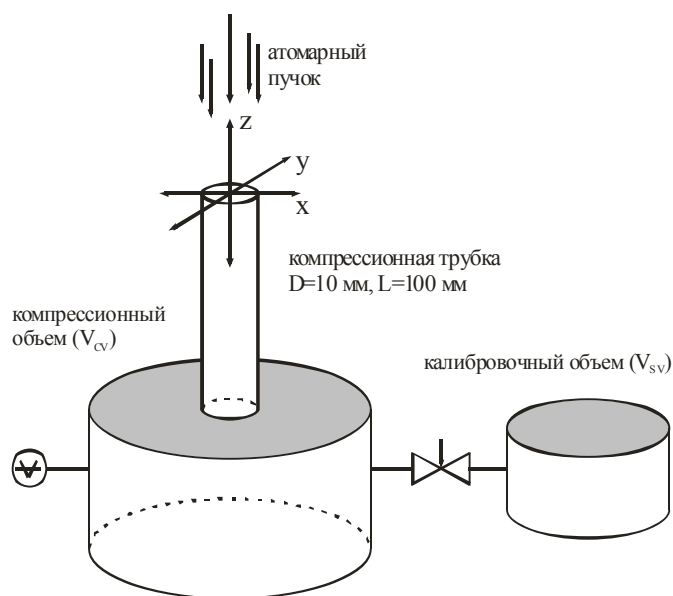


Рис. 8: Устройство для абсолютных измерений интенсивности пучка – компрессионная трубка.

Рассмотрим пучок нейтральных частиц, пролетающих сквозь трубку. Если ось трубки совпадает с направлением векторов скорости частиц, ни одна частица не коснется стенки и проводимость трубки будет равна бесконечности. Если трубка присоединена к замкнутому объёму, то внутри объема частицы перерассеиваются и проводимость трубки определяется хорошо известной формулой для свободномолекулярного режима течения газа. Таким образом, частицам “легче” влететь в замкнутый объем, чем вылететь. Это приводит к эффекту увеличения давления в компрессионном объеме при наличии пучка частиц с параллельными скоростями. Величина давления при этом связана с числом частиц из пучка, попадающих в компрессионный объем. Проводимость цилиндрического участка трубки при свободномолекулярном течении газа можно представить как

$$U = \pi \frac{D^3 \sqrt{8k \frac{T}{\pi M}}}{12L},$$

где  $M$  – молекулярная масса (для водорода  $2 \times 1.61 \cdot 10^{-27}$  кг),  $T$  – температура трубки,  $L$  – длина трубки,  $D$  – диаметр трубки,  $k$  – постоянная Больцмана. В этом случае давление в компрессионном объеме ( $P_{CT}$ ) и снаружи компрессионной трубки ( $P_{External}$ ) связаны соотношением

$$Q_V = U \cdot (P_{CT} - P_{External}).$$

Обычно, поток частиц измеряется не в объемных единицах, а в “штуках атомов”. Объемный и дискретный потоки связаны соотношением

$$Q_V = RT \frac{M}{\mu} I_{beam},$$

где  $I_{beam}$  — поток частиц [атомов/с]. Таким образом,

$$I = \mu \sqrt{\frac{\pi}{2kTM^3}} \frac{D^3}{3N_A L} \cdot (P_{CV} - P_{External}).$$

При проектировании устройств для измерения потока частиц с помощью компрессионной трубки определяющим фактором конструкции является  $D^3/L$ .

Для определения параметров устройства компрессионной трубки необходимо ответить на вопрос: как быстро установится давление в компрессионном объеме при включении пучка нейтральных частиц? Если масса газа в компрессионном объеме  $m_{CV}$ , то можно записать

$$P_{CV} V_{CV} = \frac{m_{CV}}{\mu} RT.$$

Дифференцируя по времени, получаем

$$V_{CV} \frac{\partial P_{CV}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial m_{CV}}{\partial t} RT.$$

При этом для  $\frac{\partial m_{CV}}{\partial t}$  мы можем написать

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_{CV}}{\partial t} &= M(I_{in} - I_{out}) = \\ &= M \left[ I_{beam} - \mu \sqrt{\frac{\pi}{2kTM^3}} \frac{D^3}{3N_A L} \cdot (P_{CV} - P_{External}) \right]. \end{aligned}$$

Окончательно,

$$V_{CV} \frac{\partial P_{CV}}{\partial t} = \frac{M}{\mu} RT \cdot I_{beam} - \sqrt{\frac{\pi kT}{2M}} \frac{D^3}{3L} \cdot (P_{CV} - P_{External}).$$

Это линейное дифференциальное уравнение относительно  $P_{CV}$ , причем в начальный момент времени  $P_{CV} = P_{External}$ . Решением, удовлетворяющим начальным условиям, является

$$P_{CV} = P_{External} + \frac{1}{\mu} \sqrt{\frac{2M^3 T}{\pi k}} R \cdot I_{beam} \frac{3L}{D^3} \left( 1 - e^{-\frac{1}{V_{CV}} \sqrt{\frac{\pi kT}{2M}} \frac{D^3}{3L} t} \right).$$

Для определения потока частиц используется разностная методика, т.е. сначала давление в компрессионном объеме измеряется в присутствии пучка. Затем пучок останавливается прерывателем и производятся фоновые измерения. При этом давление в компрессионном объеме падает до  $P_{External}$ . Зависимость давления от времени в этом случае определяется таким же дифференциальным уравнением при  $I_{beam} = 0$  и граничном условии

$$P_{CV} = P_{External} \Big|_{t \rightarrow \infty}.$$

Решением такого уравнения будет

$$P_{CV} = P_{External} + \frac{1}{\mu} \sqrt{\frac{2M^3 T}{\pi k}} R \cdot I_{beam} \frac{3L}{D^3} \cdot e^{-\frac{1}{V_{CV}} \sqrt{\frac{\pi kT}{2M}} \frac{D^3}{3L} t}.$$

Относительная точность измерений давления в компрессионном объеме при включении пучка ( $\Delta_{ON}$ ) определяется как

$$\frac{P_{CV}^* - P_{CV}}{P_{CV}^*} = \Delta_{ON},$$

где  $P_{CV}^*$  – давление, создаваемое пучком в компрессионном объеме при  $t \rightarrow \infty$ . Тогда для установления давления в компрессионном объеме в пределах  $\Delta_{ON}$  от асимптотического, измерения следует проводить через время  $t \geq t_{ON}$ , где

$$t_{ON} = -V_{CV} \frac{1}{\sqrt{\frac{\pi kT}{2M} \frac{D^3}{3L}}} \ln \left\{ \Delta_{ON} \cdot \left( 1 + \frac{P_{External}}{\frac{1}{\mu} \sqrt{\frac{2M^3 T}{\pi k}} R \cdot I_{beam} \frac{3L}{D^3}} \right) \right\}.$$

Аналогичные рассуждения справедливы и для измерений фона, т.е., когда пучок останавливается прерывателем. В этом случае относительная точность измерений определяется как

$$\frac{P_{CV} - P_{External}}{P_{External}} = \Delta_{OFF},$$

и измерения давления  $P_{CV}$  производятся с задержкой  $t_{OFF}$ , где

$$t_{OFF} = -V_{CV} \frac{1}{\sqrt{\frac{\pi kT}{2M} \frac{D^3}{3L}}} \ln \left\{ \Delta_{OFF} \frac{P_{External}}{\frac{1}{\mu} \sqrt{\frac{2M^3 T}{\pi k}} R \cdot I_{beam} \frac{3L}{D^3}} \right\}.$$

При точности измерений порядка 1%, времена  $t_{ON}$  и  $t_{OFF}$  составляют несколько миллисекунд, что много меньше характерного времени измерения.

## Метод абсолютной калибровки

Суть калибровки сводится к измерению давления в компрессионном объеме, создаваемому потоком газа из известного калиброванного объема  $V_{SV}$ . При этом величина потока однозначно определяется путем измерения давления в калибровочном объеме.

Основная проблема измерения абсолютной интенсивности пучка поляризованного водорода состоит в измерении давления в компрессионном объеме. Погрешность измерения давления в диапазоне  $10^{-4}..10^{-5}$  мбар достигает 50%. Для измерения давления в компрессионном объеме используются вакуумные лампы с горячим катодом. Они показывают наилучшую воспроизводимость результатов в указанном диапазоне давлений при высокой чувствительности. Работа ионизационных манометрических преобразователей основана на ионизации остаточного газа электронным потоком и измерении ионного тока. Именно по ионному току и судят о давлении. В общем случае для определенного газа ионный ток

$$i_{A^+} = k_{device} \sigma_{A+e^- \rightarrow A^+ + 2e^-} (E_{e^-}) \cdot n_{e^-} \cdot n_A,$$

где  $\sigma_{A+e^- \rightarrow A^+ + 2e^-} (E_{e^-})$  – сечение ионизации атомов или молекул  $A$  электронами с энергией  $E_{e^-}$ ,  $n_{e^-}$  и  $n_A$  – плотности электронов и остаточного газа в объеме вакуумной лампы,  $k_{device}$  – коэффициент устройства, включающий в себя все геометрические факторы.

Особенностью измерения абсолютной интенсивности потока поляризованного водорода (дейтерия) является то, что атомарный водород рекомбинирует на поверхности компрессионного объема с определенной вероятностью. Это означает, что давление, измеряемое в компрессионном объеме – это сумма парциальных давлений атомарного и молекулярного водорода. Таким образом, необходимо учитывать разную чувствительность измерительных приборов к атомарному и молекулярному водороду. В этом случае ионный ток можно выразить как

$$i = k_{device} \cdot n_{e^-} \cdot (\sigma_{H+e^- \rightarrow H^+ + 2e^-} (E_{e^-}) \cdot n_H + \sigma_{H_2+e^- \rightarrow H_2^+ + 2e^-} (E_{e^-}) \cdot n_{H_2}).$$



На рис. 9 представлены сечения ионизации электронным ударом для атомарного и молекулярного водорода.

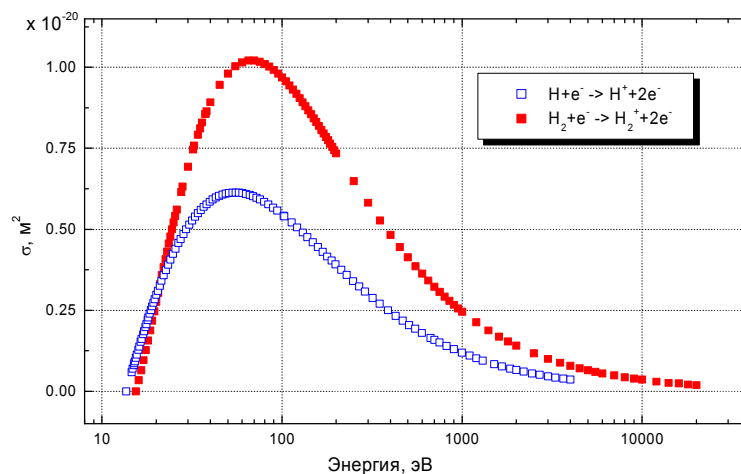


Рис. 9: Сечения ионизации электронным ударом для атомарного ( $\square$ ) и молекулярного ( $\blacksquare$ ) водорода.

В ионизационных преобразователях используются электронные пушки с энергией электронов в диапазоне 100..200 эВ, что приблизительно соответствует максимуму сечения ионизации для большинства веществ. Калибровка устройства измерения интенсивности осуществляется на молекулярном водороде. Для такой калибровки применяется метод истечения водорода из известного объема. При этом в известном объеме используется абсолютный датчик давления емкостного типа.

Итак, из известного объема  $V_{SV}$  при давлении  $P_{SV}$  происходит истечение водорода через постоянную апертуру в компрессионный объем (см. рис. 8). В общем случае

$$P_{CV} = f(P_{SV}).$$

В первом приближении можно считать, что давление в компрессионном объеме ( $P_{CV}$ ) — линейная функция давления в калибровочном объеме ( $P_{SV}$ ).

$$P_{CV} = A \cdot P_{SV} + B.$$

Для давления в калибровочном объеме можно написать

$$P_{SV} V_{SV} = \frac{N_{H_2} m_{H_2}}{\mu_{H_2}} RT,$$

где  $m_{H_2} = 3.22 \cdot 10^{-27}$  кг — молекулярная масса водорода,  $N_{H_2}$  — количество молекул водорода в данном объеме,  $\mu_{H_2} = 2 \cdot 10^{-3}$  кг · моль<sup>-1</sup> — молярная масса. При истечении газа из калибровочного объема изменение числа молекул связано с изменением давления

$$\frac{\partial N_{H_2}}{\partial t} = \frac{V_{SV}}{\frac{m_{H_2}}{\mu_{H_2}} RT} \cdot \frac{\partial P_{SV}}{\partial t}.$$

Давления в калибровочном и компрессионном объемах связаны соотношением:

$$V_{SV} \frac{\partial P_{SV}}{\partial t} = S(P_{CV} - P_{SV}),$$

где  $S$  — проводимость вентиля тонкой регулировки. Решением дифференциального уравнения относительно давления в калибровочном объеме является

$$P_{SV} = P_{SV0} e^{-\frac{S}{V_{SV}} t},$$

где  $P_{SV0}$  — давление в начальный момент времени. При этом поток молекул водорода в компрессионный объем выражается формулой:

$$\frac{\partial N_{H_2}}{\partial t} = - \frac{P_{SV0} S}{\frac{m_{H_2}}{\mu_{H_2}} RT} \cdot e^{-\frac{S}{V_{SV}} t}.$$

Экспериментально метод абсолютной калибровки состоит в одновременном измерении давлений в калибровочном и компрессионном объемах, как функций времени:

$$\begin{cases} P_{sv} = f_{P_{sv}}(t) \\ P_{cv} = g_{P_{cv}}(t). \end{cases}$$

Для определения потока, создающего в компрессионном объеме давление  $P_{cv0}$ , из калибровочной кривой находится момент времени  $t_0$ , соответствующий данному давлению:

$$t_0 = g_{P_{cv}}^{-1}(P_{cv0}).$$

В этот момент времени находится

$$P'_{sv} = \left. \frac{\partial P_{sv}}{\partial t} \right|_{t=t_0} = \left. \frac{\partial f_{P_{sv}}}{\partial t} \right|_{t=g_{P_{cv}}^{-1}(P_{cv0})}.$$

Окончательно поток молекулярного водорода, соответствующий давлению  $P_{cv0}$  в компрессионном объеме, выражается формулой

$$\frac{\partial N_{H_2}}{\partial t} = \frac{V_{SV}}{\frac{m_{H_2}}{\mu_{H_2}} RT} \cdot \frac{\partial g_{P_{SV}}}{\partial t} \Big|_{t=t_0} .$$

Величина калибровочного объема входит в конечную формулу в качестве множителя. Следовательно, погрешность определения потока определяют погрешности измерения объема и давления. На рис. 10 представлены экспериментальные данные зависимости давлений  $P_{SV}$  и  $P_{CV}$  для определенной проводимости вентиля тонкой регулировки, определяющего скорость истечения газа из калибровочного объема в компрессионный.

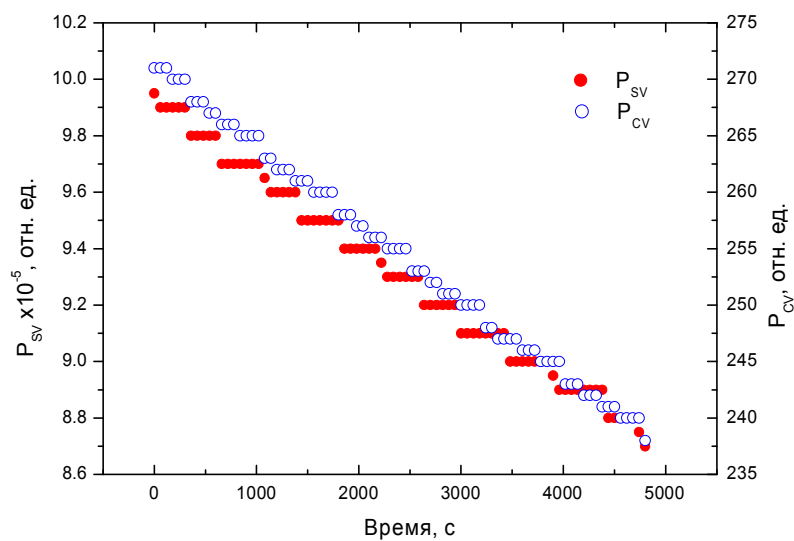


Рис. 10: Экспериментальные данные зависимости давлений  $P_{SV}$  и  $P_{CV}$  от времени.

Определим, какую погрешность в определение величины потока вносит наличие атомарного водорода в компрессионном объеме. Метод абсолютной калибровки предполагает равенство ионных токов вакуумной лампы в случае атомарного пучка и потока молекулярного водорода из калибровочного объема. В этом случае

$$\begin{aligned} k_{device} \cdot n_{e^-} \cdot \left( \sigma_{H+e^- \rightarrow H^+ + 2e^-} (E_{e^-}) \cdot n_H + \sigma_{H_2+e^- \rightarrow H_2^+ + 2e^-} (E_{e^-}) \cdot n_{H_2} \right) = \\ = k_{device} \cdot n_{e^-} \cdot \sigma_{H_2+e^- \rightarrow H_2^+ + 2e^-} (E_{e^-}) \cdot n_{H_2}^{cal} \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} \sigma_{H+e^- \rightarrow H^+ + 2e^-} (E_{e^-}) \cdot n_H + \sigma_{H_2+e^- \rightarrow H_2^+ + 2e^-} (E_{e^-}) \cdot n_{H_2} = \\ = \sigma_{H_2+e^- \rightarrow H_2^+ + 2e^-} (E_{e^-}) \cdot n_{H_2}^{cal}. \end{aligned}$$

Правильную калибровку можно получить только если  $n_H \equiv 0$ . Истинная плотность при неполной рекомбинации выражается формулой

$$n_{H_2}^{final} = n_{H_2} + \frac{1}{2} n_H.$$

Выражая отсюда  $n_{H_2}$  и подставляя в формулу, получаем

$$\frac{\sigma_{H+e^- \rightarrow H^+ + 2e^-} (E_{e^-})}{\sigma_{H_2+e^- \rightarrow H_2^+ + 2e^-} (E_{e^-})} \cdot n_H + n_{H_2}^{final} - \frac{1}{2} n_H = n_{H_2}^{cal}.$$

Окончательно,

$$n_{H_2}^{final} = n_{H_2}^{cal} + n_H \left[ \frac{1}{2} - \frac{\sigma_{H+e^- \rightarrow H^+ + 2e^-} (E_{e^-})}{\sigma_{H_2+e^- \rightarrow H_2^+ + 2e^-} (E_{e^-})} \right].$$

Так как слагаемое, связанное с атомарным водородом больше нуля, расчетная величина потока атомарного водорода *систематически завышается* при наличии атомарного водорода в компрессионном объеме. Так как оценить концентрацию атомарного водорода в компрессионном объеме не представляется возможным, необходимо предотвратить (в идеале исключить) его попадание в чувствительный объем вакуумной лампы.

Известно, что коэффициент прилипания – вероятность остаться на поверхности для атомарного водорода, для чистой поверхности из нержавеющей стали при комнатной температуре составляет  $\alpha = 0.7..0.9$  [12]. После прилипания атомарный водород остается на поверхности и рекомбинирует с другими атомами. Для того чтобы понизить погрешность измерения потока атомарного водорода ниже  $\Delta_{rec}$ , необходимо гарантировать  $n$  столкновений со стенками. При этом

$$(1 - \alpha)^n \left[ \frac{1}{2} - \frac{\sigma_{H+e^- \rightarrow H^+ + 2e^-}(E_{e^-})}{\sigma_{H_2+e^- \rightarrow H_2^+ + 2e^-}(E_{e^-})} \right] \leq \Delta_{rec}.$$

Естественно, рассчитывается только среднее число столкновений со стенками при свободномолекулярном режиме течения газа. Как правило, трех или четырех столкновений достаточно для снижения погрешности ниже 0.1%.

### **Оптимизация параметров источника поляризованного атомарного пучка**

Основным, и наиболее важным, применением компрессионной трубки является измерение интенсивности атомарного пучка с целью оптимизации параметров источника.

Компрессионная трубка, закрепленная на трехкоординатном столе, была установлена на расстоянии 300 мм от края последнего спин-сепарирующего секступольного магнита. Использование трехкоординатного стола позволило впоследствии провести ряд измерений профиля пучка. Для обеспечения фоновых измерений был использован цилиндрический прерыватель пучка с оптической системой

контроля положения, приводимый в движение шаговым двигателем. На рис. 11 представлена фотография нижней вакуумной камеры ANKE ABS с установленным квадрупольным масс-спектрометром, шаговым двигателем прерывателя пучка (слева) и компрессионной трубкой (внизу).

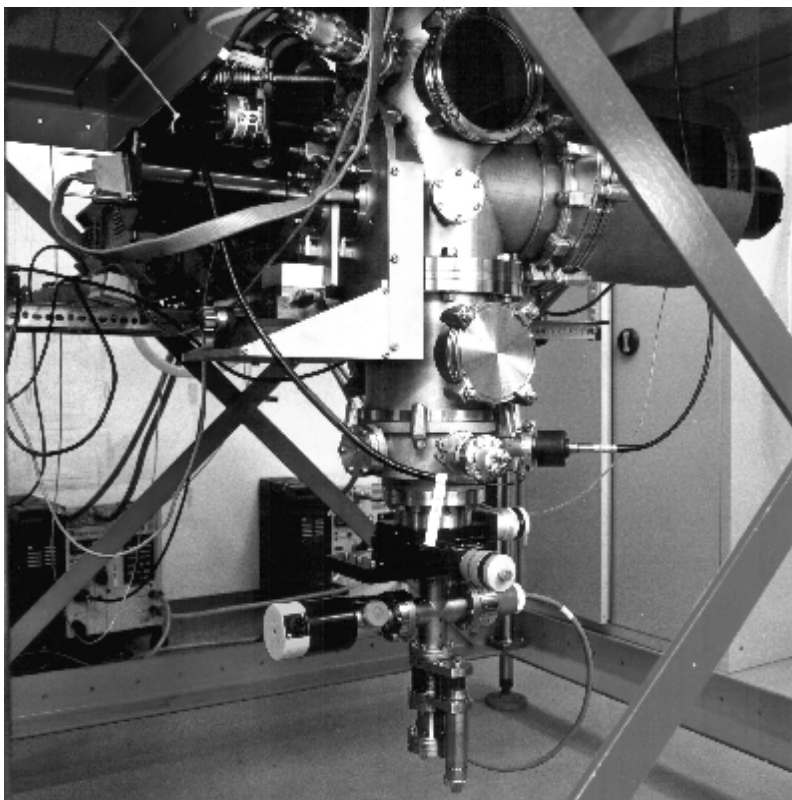


Рис. 11: Фотография нижней вакуумной камеры ANKE ABS с установленным квадрупольным масс-спектрометром (слева) и компрессионной трубкой (внизу).

В ходе оптимизации поочередно изменялись три основных параметра источника, а именно: входной поток, радиочастотная мощность, подаваемая в диссоциатор, и температура сопла. Во всех измерениях, помимо основного потока водорода, в диссоциатор подавался небольшой ( $1 \cdot 10^{-3}$  мбар л/с) дополнительный поток кислорода. Кислород реагирует с водородом и образует молекулы воды, которые тонким слоем покрывают поверхность сопла, что приводит к увеличению степени диссоциации в пучке. Это объясняется тем, что коэффициент поверхностной рекомбинации для воды много меньше, чем для алюминия – традиционного материала сопла.

На рис. 12 представлены результаты измерений интенсивности атомарного пучка как функции входного потока молекулярного водорода. Зависимость имеет довольно широкий максимум в районе 1.2 мбар л/с и характерный спад в области меньших и больших входных потоков. Очевидно, что при потоках меньше 1 мбар л/с входной поток недостаточен. Падение же интенсивности при потоках свыше 1.3 мбар л/с обусловлено как перерасеянием частиц внутри пучка, так и снижением степени диссоциации в пучке.

Экспериментальные данные, полученные в ходе исследований зависимости интенсивности атомарного пучка от радиочастотной мощности, подаваемой в диссоциатор, показаны на рис. 13. Рост интенсивности при увеличении радиочастотной мощности связан с увеличением степени диссоциации в пучке и практически повторяет зависимость степени диссоциации от мощности. Небольшое уменьшение интенсивности в области 425 Вт связано с увеличением температуры сопла за счет повышения температуры конструктивных элементов, что вызывает рост числа рекомбинаций на поверхности сопла.

Зависимость интенсивности атомарного пучка от температуры сопла была исследована в диапазоне температур от 55 до 100 К. Результаты измерений представлены на рис. 14. Кривая имеет хорошо выраженный максимум в районе 62 К, что согласуется с результатами моделирования. Падение интенсивности в области высоких температур обусловлено быстрым ростом коэффициента рекомбинации с ростом температуры поверхности сопла. Это подтверждается и измерениями степени диссоциации в пучке. С понижением температуры ухудшается проводимость области вокруг сопла, что приводит к ослаблению газовой струи из-за рассеяния на остаточном газе.

Проведенные исследования позволили установить оптимальные рабочие параметры источника поляризованного атомарного пучка и



получить интенсивность пучка  $(7.39 \pm 0.20) \times 10^{16}$  атомов/с, что является одним из лучших показателей в мире. Задавшись типичными параметрами накопительной ячейки ( $L=200$  мм,  $D=10$  мм,  $T=100$  К) такая интенсивность будет соответствовать толщине мишени  $\sim 10^{14}$  атомов/см<sup>2</sup>.

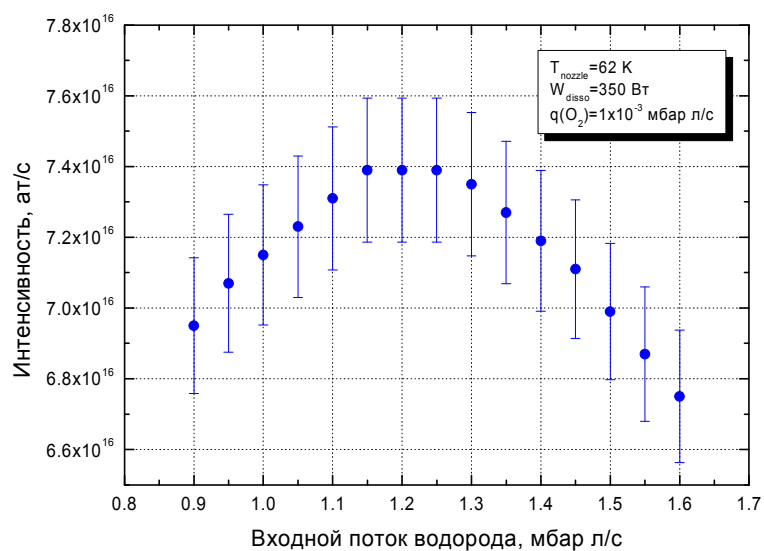


Рис. 12: Зависимость интенсивности атомарного пучка от входного потока молекулярного водорода при температуре сопла  $T_{\text{nozzle}}=62$  К, радиочастотной мощности диссоциатора  $W_{\text{disso}}=350$  Вт и дополнительном потоке кислорода  $q(\text{O}_2)=1 \times 10^{-3}$  мбар л/с.

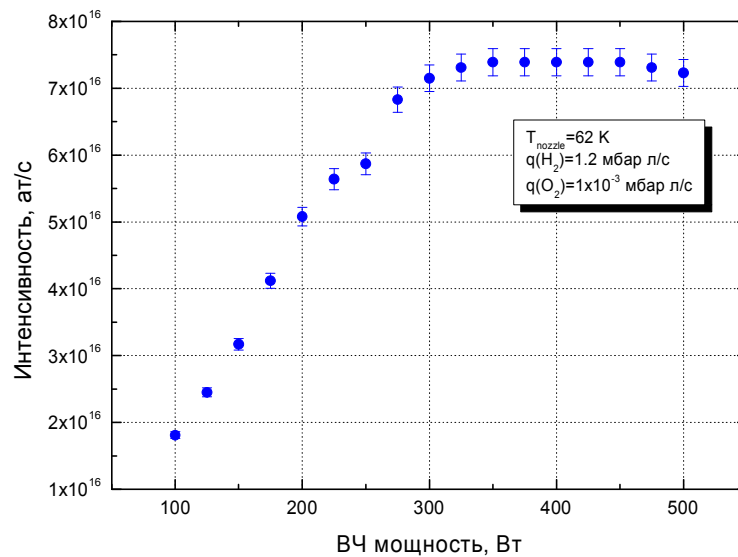


Рис. 13: Зависимость интенсивности атомарного пучка от радиочастотной мощности, подаваемой в диссоциатор при температуре сопла  $T_{\text{nozzle}}=62$  К при входном потоке молекулярного водорода  $q(\text{H}_2)=1.2$  мбар л/с и при дополнительном потоке кислорода  $q(\text{O}_2)=1 \times 10^{-3}$  мбар л/с.

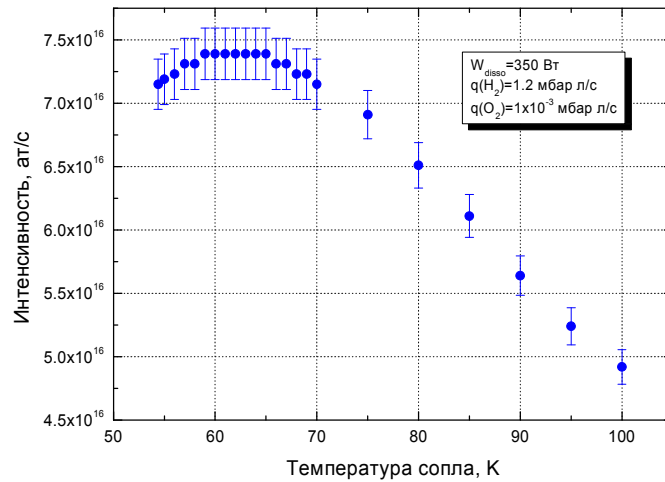


Рис. 14: : Зависимость интенсивности атомарного пучка от температуры сопла при радиочастотной мощности, подаваемой в диссоциатор  $W_{\text{disso}}=350$  Вт, при входном потоке молекулярного водорода  $q(\text{H}_2)=1.2$  мбар л/с и при дополнительном потоке кислорода  $q(\text{O}_2)=1 \times 10^{-3}$  мбар л/с.

### Заклучение

Важнейшим фактором, определяющим светимость в экспериментах на накопительных кольцах, использующих внутренние газовые поляризованные мишени, является интенсивность поляризованного источника.

В работе описаны принципы действия источника поляризованного атомарного водорода и дейтерия. Рассмотрены основные факторы, определяющие плотность мишени, и пути увеличения этой плотности.

Описана методика измерений интенсивности пучка источника поляризованного атомарного водорода и дейтерия. Дано подробное описание метода абсолютной калибровки.

Представлены результаты измерений интенсивности пучка поляризованного атомарного водорода, проведенных на источнике ANKE ABS. Изучено влияние рабочих параметров источника и получено рекордное значение интенсивности пучка поляризованного атомарного водорода  $I_{\text{АНКЕ ABS}}=(7.39\pm 0.20)\times 10^{16}$  атомов/с. Для накопительной ячейки длиной 200 мм и диаметром 10 мм, находящейся при температуре 100 К, толщина мишени составит  $\sim 10^{14}$  атомов/см<sup>2</sup>.

## Литература

- [1] R.Gilman *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 327**, 277 (1993).
- [2] K.Coulter *et al.*, Proposal DESY-PRC 90/01 (1990).
- [3] B.V.Przewoski *et al.*, Phys. Rev. **C 58**, 1897 (1998).
- [4] H.O.Meyer *et al.*, Phys. Rev. Letters **81**, 3096 (1998).
- [5] S.V.Dshemuchadze *et al.*, COSY Exp. Proposal no. 20, spokesperson: V.Komarov, 1992.
- [6] V.I.Komarov, Proc. 105<sup>th</sup> Int.WE-Heraeus-Seminar, Bad Honef, Feb.1-3, 1993. Eds. E.Roesse, O.W.B.Schult (Konferenzen des Forschungszentrum Jülich, vol.12, 1993), p.281.
- [7] W.Haeberli, Nuclear Spectroscopy and Reactions, Part A, Edt. Joseph Cerny, Acad. Press., 1974.
- [8] Norman F. Ramsey, MOLECULAR BEAMS, Oxford, AT THE CLARENDON PRESS, 1956.
- [9] W.Haeberli, Sources of polarized ions, Ann. Rev. Nucl. Sci., **17**, 373 (1967).
- [10] A.D.Roberts *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A 322**, 6 (1992).
- [11] W. Haeberli, Proc. 2<sup>nd</sup> Int. Symp. On Polarization Phenomena, Eds. P. Huber and H. Schopper, Experientia Suppl. **12** (Birkhauser, Basel, 1966), p. 64.
- [12] A. Winkler Interaction of atomic hydrogen with metal surfaces. Appl. Phys. **A67**, 637-644 ( 1998 ).