

B383.1  
Ф. 50

29



Петербургский  
Институт  
Ядерной  
Физики  
им. Б. П. Константинова  
РАН

# ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

---



МАТЕРИАЛЫ XXXIV ЗИМНЕЙ  
ШКОЛЫ

УДК 539

ISSN 1044-0001



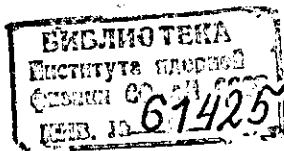
**Финансовую поддержку Зимней школе ПИЯФ оказали**

*Российский фонд фундаментальных исследований  
(Гранты 00-02-26012, 00-02-26013, 00-02-26015)*

*Международный центр фундаментальной физики в Москве*

*Государственная научно-техническая программа РФ  
«Фундаментальная ядерная физика»*

*Петербургский институт ядерной физики РАН*



**ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ  
ЧАСТИЦ (Материалы XXXIV Зимней школы)**  
Издательство ПИЯФ РАН, Санкт-Петербург, 2000. - 567 с.

ISBN 5-86763-037-4

© ПИЯФ, 2000

Издательство ПИЯФ  
2000

# ИСТОЧНИКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЧАСТИЦ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В ФИЗИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Д. К. Топорков<sup>1</sup>

*Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН,  
Новосибирск, Россия*

## А н н о т а ц и я

Описано современное состояние дел в области интенсивных источников поляризованных нейтральных частиц. В качестве современного источника поляризованных атомов (ИПА) классического типа, в основе которого лежит метод сепарации атомов в неоднородном магнитном поле, приведен пример ИПА, созданного в Институте ядерной физики в Новосибирске. Там имеются сверхпроводящие магниты с полем около 5 Т и обладающий рекордной интенсивностью поляризованных атомов дейтерия –  $6.4 \times 10^{16}$  ат/с [1]. В качестве спин-обменного ИПА с лазерной накачкой поляризации рассмотрен источник, созданный в Аргоннской национальной лаборатории, США [2]. Оба эти ИПА были использованы в физических экспериментах с целью создания поляризованных мишеней.

## THE SOURCE OF POLARIZED PARTICLES AND IT'S APPLICATION IN PHYSICAL EXPERIMENT

D. K. Toporkov

*Budker Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, Russia*

## A b s t r a c t

The modern status of intense sources of polarized particles is presented. The Novosibirsk atomic beam source (ABS) having superconducting 5 T magnetic pole tip field sextupole magnets and record intensity of polarized deuterium atoms  $6.4 \times 10^{16}$  per second is discussed as an example of classical type of ABS based on the atoms separation in high ununiform magnetic field. A source of polarized atoms of Argonne National Laboratory is considered as an example of the laser-driven spin exchange source. Both these sources of polarized atoms were used in physical experiments with purpose to produce polarized target.

---

<sup>1</sup>e-mail: D.K.Toporkov@inp.nsk.su

# 1 Введение

Методика внутренних мишеней в накопителях заряженных частиц в настоящее время с успехом применяется для проведения ядерно-физических экспериментов во многих исследовательских центрах мира [3, 4, 5]. В этих экспериментах, позволяющих проводить регистрацию рассеянной частицы и продуктов реакции на совпадениях, открывается возможность полной реконструкции событий, поскольку с измерением параметров рассеянной частицы можно определять такие важные характеристики событий, как сорт вторичных частиц, их угловые распределения и энергетические спектры. Такая информация допускает качественно новые подходы к анализу и интерпретации изучаемых процессов и дополнительные способы в определении формфакторов. Наиболее полную и ценную информацию получают в экспериментах с использованием поляризованных мишеней и поляризованных пучков частиц высоких энергий. Именно благодаря поляризационным степеням свободы появляется возможность исследовать аспекты реакции, недоступные в неполяризованном эксперименте. До настоящего момента в накопителях заряженных частиц применялись внутренние поляризованные газовые мишени из гелия-3, дейтерия и водорода [3, 4, 5]. Эти мишени обладают рядом отличительных качеств по сравнению с традиционными твердыми мишенями, такими как высокая степень поляризации, чистота, сравнительная простота и мобильность управления поляризацией и др. Развитие ИПА и внедрение техники накопительных ячеек для поляризованных атомов позволило в последнее время радикально увеличить толщину таких мишеней [3, 6, 7].

## 2 Классический источник поляризованных атомов

### 2.1 Принцип работы ИПА

Общий вид источника изображён на рисунке 1. Он состоит из диссоциатора, двух групп сепарирующих магнитов и двух блоков ВЧ переходов. Атомарный дейтерий из диссоциатора в виде направленной струи поступает в первую группу магнитов. Под действием неоднородного магнитного поля происходит пространственное разделение атомов, находящихся в различных энергетических состояниях, как показано на рисунке 2. Каждый уровень однозначно определяется проекцией спина электрона  $M_j$  и

проекцией ядерного спина  $M_i$ . Атомы, имеющие проекцию электронного спина  $+1/2$  фокусируются магнитным полем. Атомы, имеющие проекцию спина  $-1/2$ , дефокусируются и, выходя из струи, откачиваются. Таким образом, через первую группу магнитов проходят атомы, у которых заселены только первые три энергетические состояния.

При этом атомы поляризованы по спину электрона. Для получения ядерной поляризации используются блоки высокочастотных (ВЧ) переходов: блок ВЧ переходов в слабом магнитном поле (MFT) и блок ВЧ переходов в сильном поле (SFT). В первом блоке последовательно индуцируется переход  $1 \rightarrow 4$ . Вторая группа магнитов дефокусирует атомы, находящиеся в 4-ом энергетическом состоянии, что приводит к заселенности состояний 2 и 3 на выходе магнитной системы. Далее во втором блоке ВЧ переходов индуцируется переход  $2 \rightarrow 6$ , либо  $3 \rightarrow 5$ . В результате на выходе из источника струя содержит атомы, у которых заселены только два энергетических состояния – 3-е и 6-е либо 2-е и 5-е. При этом тензорная поляризация ядер, вычисленная по формуле  $P_{zz} = 1 - 3 \cdot n_0$ , где  $n_0$  – относительная заселённость атомов с  $M_i = 0$ , равна, соответственно, 1 или -2.

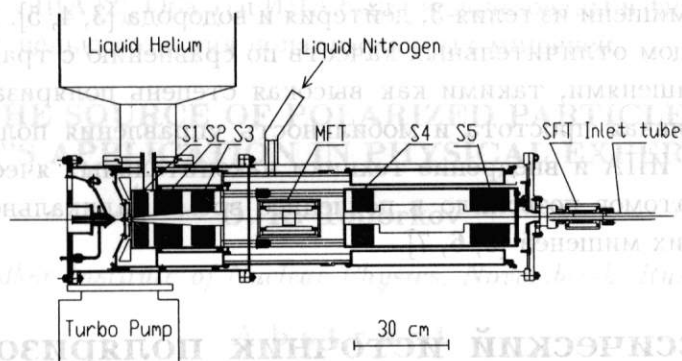


Рисунок 1: Общий вид источника поляризованных атомов. S1–S5 – сверхпроводящие шестиполюсные магниты, MFT – блок ВЧ переходов в слабом поле, SFT – блок ВЧ переходов в сильном поле

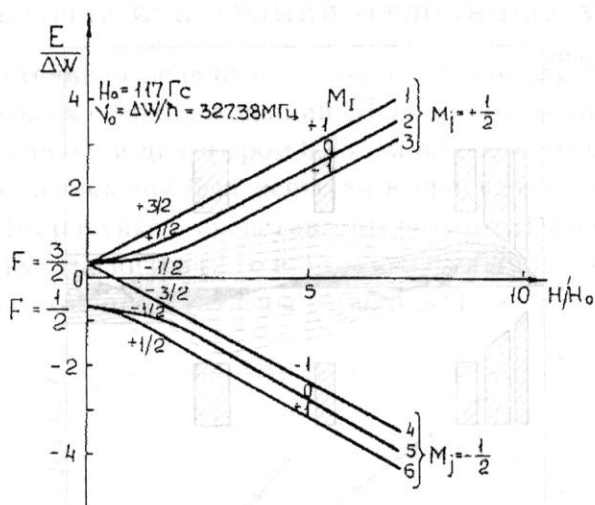


Рисунок 2: Сверхтонкая структура атомарного дейтерия в магнитном поле

## 2.2 Магнитная система

Магнитная система классического ИПА является основным его элементом. К ней предъявляются следующие требования: максимально большой аксептанс магнитной системы, определяемый как величиной магнитного поля, так и формой и мультипольностью магнитов и геометрическими факторами; эффективная сепарация атомов с различными значениями электронного спина; хорошая фокусировка атомного пучка в инжекционную область; возможность эффективной откачки дефокусирующихся атомов из апертуры магнитов. Сверхпроводящие шестипольные магниты с полем на полюсе порядка 5 Т отвечают предъявленным выше требованиям и создают благоприятные вакуумные условия вдоль атомного пучка, поскольку внутренние стенки апертуры магнитов, имея температуру жидкого гелия, являются хорошим крионасосом.

Компьютерное моделирование, проведенное на начальном этапе создания источника, позволило выбрать оптимальную геометрию магнитной системы, при которой интенсивность пучка поляризованных атомов максимальна. На рисунке 3 представлены траектории атомов с  $M_j = +1/2$  в магнитной системе источника. На рисунке 4 показано распределение атомов по скоростям на входе в магнитную систему и на выходе из инжекционной трубки. Расчёты показывают, что из полного числа атомов с  $M_j = +1/2$ , которые входят в магнитную систему, около 67% попадают в накопительную ячейку.

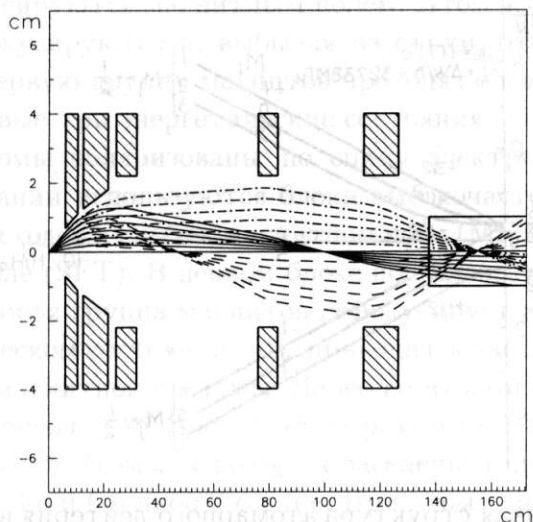


Рисунок 3: Траектории атомов дейтерия в магнитной системе источника, имеющих скорости  $1.30 \cdot 10^5$  см/с (сплошная линия),  $1.0 \cdot 10^5$  см/с (пунктирная линия) и  $1.6 \cdot 10^5$  см/с (точечно-пунктирная линия)

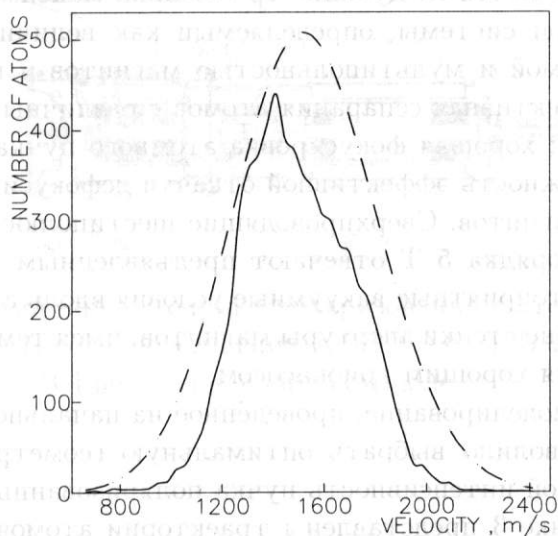


Рисунок 4: Распределение атомов по скоростям: пунктирная линия – на входе в магнитную систему, сплошная линия – на выходе из инжекционной трубки



## 2.3 Результаты испытаний отдельных узлов ИПА

Все магниты источника делались из мягкой стали 08КП. В качестве обмотки использовался сверхпроводящий NbTi провод диаметром 0.5 мм для первых двух магнитов и диаметром 0.85 мм для остальных трёх. Каждый магнит после изготовления был испытан в криостате, заполненном жидким гелием [9]. На рисунке 5 представлены результаты измерения магнитного поля для двух магнитов (2-го и 3-го) как функции тока через обмотку. Параметры магнитов представлены в таблице 1.

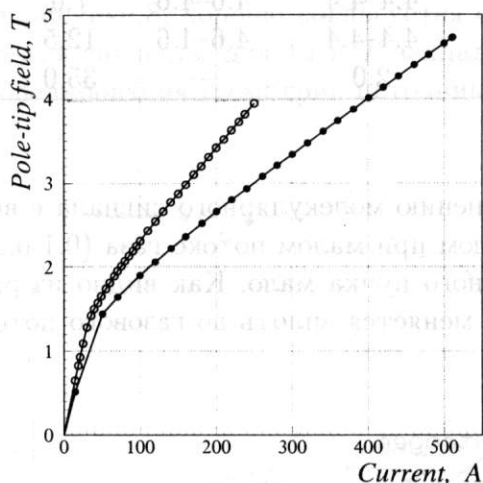


Рисунок 5: Магнитное поле как функция тока через обмотку магнита

Дезинтеграция молекул дейтерия на атомы производится с помощью ВЧ диссоциатора, конструкция которого аналогична [6]. ВЧ разряд индуцируется внутри кварцевой трубки с внутренним диаметром 10 мм и толщиной стенки 1.5 мм, охлаждаемой водой. Для зажигания и поддержки ВЧ разряда используется генератор, работающий на частоте 16 МГц. Мощность, потребляемая разрядом, зависит от потока газа и меняется в пределах от 250 Вт до 400 Вт. Сопло, изготовленное из алюминия, имеет диаметр 2.5 мм и охлаждается жидким азотом для уменьшения температуры атомов и увеличения аксептанса магнитной системы. Общий вид диссоциатора изображён на рисунке 6. Для измерения степени диссоциации молекул в атомы использовался квадрупольный масс-спектрометр, который располагался на оси пучка. Степень диссоциации определялась по соотношению атомарного и молекулярного сигналов (верхние звёздочки на рисунке 7). При этом производилась её нормировка на степень диссоциации,



Таблица 1: Положение магнитов вдоль источника и их параметры

	внутренний диаметр, см	поле на полюсе, Т	длина, см	положение магнита, см
сопло	0.2	—	—	0
1 магнит	1.4-2.2	3.2-3.7	4.5	6
2 магнит	2.5-3.6	4.2-4.3	9.0	12.5
3 магнит	4.4-4.4	4.6-4.6	7.5	24.5
4 магнит	4.4-4.4	4.6-4.6	7.0	76.0
5 магнит	4.4-4.4	4.6-4.6	12.5	114.0
инжекц. трубка	2.0	—	35.0	137.5

определённую по изменению молекулярного сигнала с включенным и выключенным ВЧ разрядом при малом потоке газа (0.1-0.2 куб.см/с), когда ослабление молекулярного пучка мало. Как видно из рисунка 7, степень диссоциации почти не меняется вплоть до газового потока 0.8 куб.см/с и равна примерно 90%.

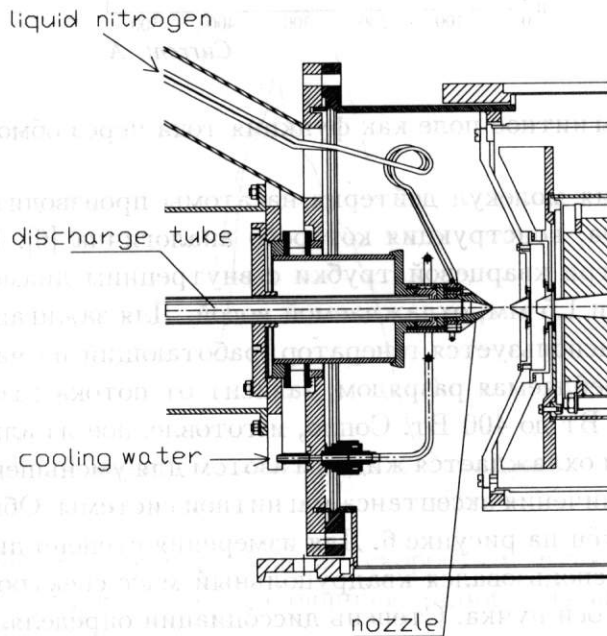


Рисунок 6: Схема ВЧ диссоциатора

С помощью времяпролётной методики были определены параметры пучка атомов, вытекающих из сопла. На рисунке 8 показана измеренная временная зависимость сигнала квадрупольного масс-спектрометра, расположенного на расстоянии 1.4 м от сопла. Распределение атомов по скоростям в струе имеет вид

$$f(V) = V^3 \cdot \exp\left(-\frac{(V - V_d)^2}{2 \cdot k \cdot T}\right). \quad (1)$$

При  $V_d = 1200$  м/с и  $T = 37.3$  К теоретическая кривая, которая также изображена на рисунке 8, хорошо согласуется с экспериментальными данными. Именно эти значения для  $V_d$  и  $T$  закладывались в программу компьютерного моделирования геометрии источника.

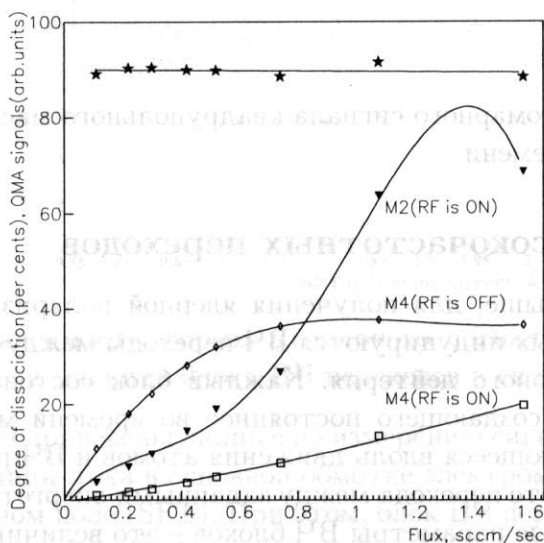


Рисунок 7: Сигналы с квадрупольного масс-спектрометра

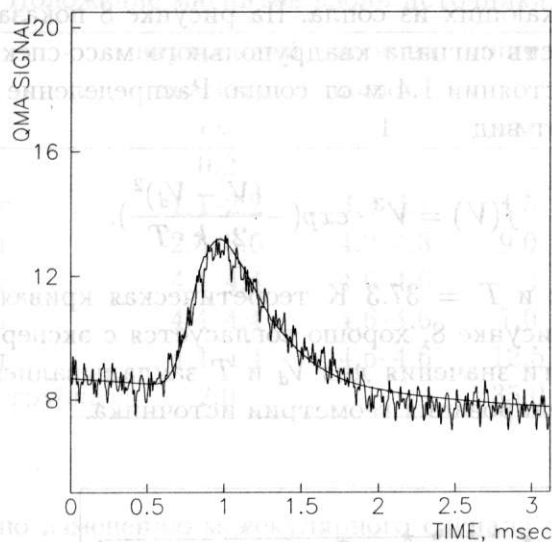


Рисунок 8: Форма атомарного сигнала квадрупольного масс-спектрометра в зависимости от времени

## 2.4 Блоки высокочастотных переходов

Как было сказано выше, для получения ядерной поляризации используются блоки, в которых индуцируются ВЧ переходы между энергетическими уровнями атомарного дейтерия. Каждый блок состоит из дипольного электромагнита, создающего постоянное во времени магнитное поле, адиабатически меняющееся вдоль движения атомов и ВЧ резонатора, возбуждённого на частоте перехода между заданными энергетическими уровнями атома. Основные параметры ВЧ блоков – это величины постоянного поля и его градиента в центре резонатора, частота и амплитуда ВЧ поля. Расчёт этих параметров производился по методу фиктивного спина [10]. Расчёты показали, что при правильном выборе параметров эффективность переходов близка к 100%. Оптимизация электромагнитов проводилась с помощью программы MERMAID [11]. Каждый магнит имеет две обмотки для создания постоянного и градиентного полей. В процессе оптимизации была выбрана такая конфигурация обмоток и железа, которая обеспечивает изменение величин магнитных полей в необходимых пределах.

Для измерения эффективности блока ВЧ переходов использовался Брейт-Раби поляриметр. Поляриметр представляет собой совокупность трёх постоянных квадрупольных магнитов (8 мм диаметр, 90 мм длина,

поле на полюсах 1.1 Тл) и квадрупольного масс-спектрометра. Для подавления фоновый сигнал использовалось синхронное детектирование с помощью механического прерывателя струи атомов. Поочерёдно включая блоки ВЧ переходов и наблюдая изменение атомарного сигнала с квадрупольного масс-спектрометра, можно определить эффективность работы блоков.

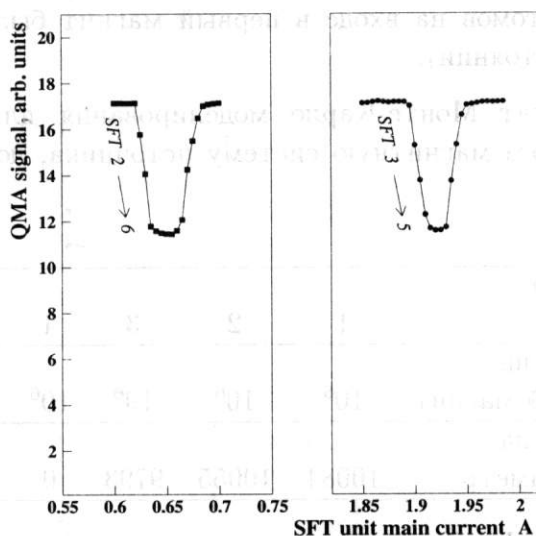


Рисунок 9: Зависимость формы атомарного сигнала от величины тока основной обмотки магнита блока ВЧ переходов в сильном поле

На рисунке 9 приведены данные по измерению сигнала атомов в зависимости от величины тока в основной обмотке электромагнита блока ВЧ переходов в сильном поле (SFT). При этом, блок ВЧ переходов в слабом поле (MFT) был выключен. Эффективность атомных переходов  $2 \rightarrow 6$  ( $\epsilon_{26}$ ) и  $3 \rightarrow 5$  ( $\epsilon_{35}$ ) вычислялась по формуле

$$\epsilon_{26,35} = \frac{I^- - I_{26,35}^+}{I^-} \cdot 3, \quad (2)$$

где  $I^-$  – атомарный сигнал масс-спектрометра при выключенном блоке ВЧ переходов SFT,  $I_{26,35}^+$  – атомарный сигнал при иницировании ВЧ переходов  $2 \rightarrow 6$  и  $3 \rightarrow 5$ , соответственно. Было обнаружено, что  $\epsilon_{26}$  систематически превышает  $\epsilon_{35}$  на величину порядка трех процентов. Отличие  $\epsilon_{26}$  от  $\epsilon_{35}$  можно объяснить разной фокусировкой атомов, летящих вблизи оси магнитной системы источника. Поскольку вблизи оси источника поле мало, а в слабом магнитном поле магнитные моменты атомов, на-

ходящихся в различных энергетических состояниях, сильно отличаются друг от друга, то их фокусировка магнитным полем будет разной. Для проверки этой гипотезы было проведено моделирование методом Монте-Карло прохождения через магнитную систему источника атомов с разными энергетическими состояниями и вычислялось, какая их часть попадет в поляриметр. В таблице 2 представлены результаты моделирования – распределение по энергетическим состояниям атомов, достигших поляриметра. Количество атомов на входе в первый магнит было взято  $6 \cdot 10^6$  (по  $10^6$  в каждом состоянии).

Таблица 2: Результат Монте-Карло моделирования для прохождения атомов дейтерия через магнитную систему источника, достигших поляриметра

энергетическое состояние	1	2	3	4	5	6
кол-во атомов на входе в первый магнит	$10^6$	$10^6$	$10^6$	$10^6$	$10^6$	$10^6$
кол-во атомов на входе в поляриметр	10084	10055	9793	0	2	20

Как видно из таблицы 2, количество атомов, находящихся в состоянии 2 и попадающих в поляриметр на 2.6% больше количества атомов, находящихся в состоянии 3. Это согласуется с измеренными значениями для  $\epsilon_{26}$  и  $\epsilon_{35}$ . Эффективность блока ВЧ переходов близка к единице.

Измеренная эффективность блока ВЧ переходов в слабом поле (МФТ) также оказалась весьма высокой  $0.96 \pm 0.02$ .

## 2.5 Результаты измерения интенсивности источника

Измерения интенсивности поляризованных атомов дейтерия были проведены с помощью компрессионной трубки длиной 35 см и внутренним диаметром 2 см (эти размеры совпадают с размерами инъекционного канала накопительной ячейки). Непосредственно во время измерения интенсивности проводилась калибровка потока атомов. Ошибка измерения интенсивности поляризованных атомов составляла менее 5%. На рисунке 10 представлены результаты измерений интенсивности атомного пучка. Левая половина – интенсивность пучка в зависимости от токов (одна точка при  $I_1 = I_2 = 0$ ,

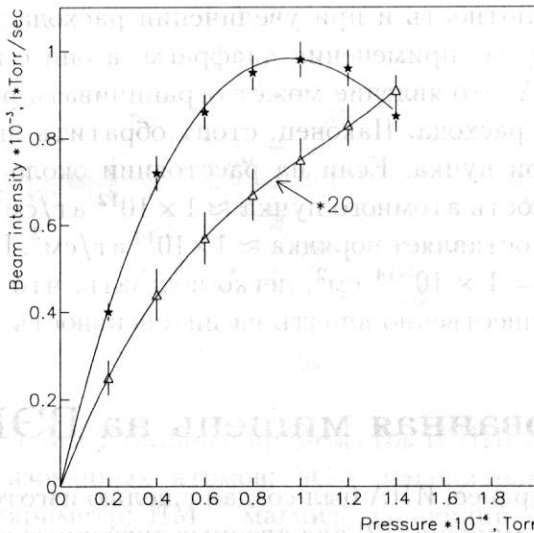
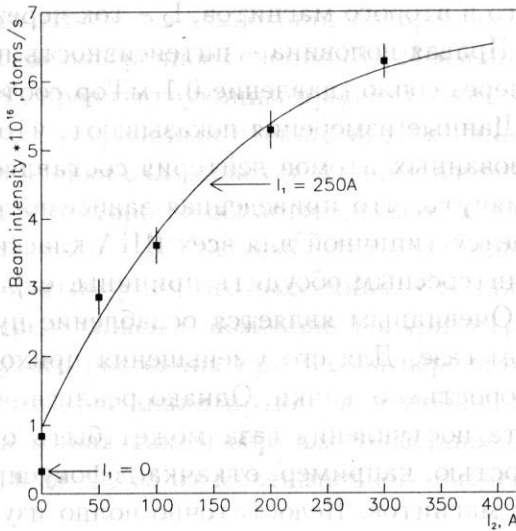


Рисунок 10: Интенсивность пучка поляризованных атомов дейтерия. Заполненные звёздочки – магниты включены, пустые треугольники – магниты выключены

кривая при  $I_1 = 250$  А), текущих через обмотки магнитов. Здесь  $I_1$  – ток через обмотки первого и второго магнитов,  $I_2$  – ток через обмотки остальных трёх магнитов. Правая половина – интенсивность пучка в зависимости от потока газа через сопло (давление 0.1 мТор соответствует потоку газа 1.15 куб.см/с). Данные измерения показывают, что достигнутая интенсивность поляризованных атомов дейтерия составляет  $6.4 \times 10^{16}$  атомов/с. Следует упомянуть, что приведенная зависимость интенсивности от расхода газа является типичной для всех ИПА классического типа.

Представляется интересным обсудить причины, ограничивающие интенсивность пучка. Очевидным является ослабление пучка за счет рассеяния на остаточном газе. Для его уменьшения приходится применять насосы с высокой скоростью откачки. Однако реализация высокой скорости откачки из места поступления газа может быть ограничена геометрической проводимостью, например, откачка дефокусирующихся атомов из апертуры теплых магнитов. Недостаточно полно изучен процесс формирования свободно-молекулярной струи из течения вязкостного, которое имеет место в сопле. Вполне вероятно, что поверхность перехода течения имеет постоянную плотность и при увеличении расхода эта поверхность увеличивается. В случае применения диафрагм, а они с необходимостью присутствуют в ИПА, это явление может ограничивать рост интенсивности при увеличении расхода. Наконец, стоит обратить внимание на рассеяние атомов внутри пучка. Если на расстоянии около метра от сопла предположить плотность атомного пучка  $\approx 1 \times 10^{12}$  ат/см<sup>3</sup>, то количество атомов вдоль пучка составляет порядка  $\approx 1 \times 10^{14}$  ат/см<sup>2</sup>. Положив сечение рассеяния атомов  $\sigma = 1 \times 10^{-14}$  см<sup>2</sup>, легко показать, что внутривпучковое рассеяние должно существенно влиять на интенсивность пучка.

### 3 Поляризованная мишень на ВЭПП-3

Как уже отмечалось ранее, ИПА был создан с целью изготовления поляризованной дейтронной мишени [12] для ядерных экспериментов на электронном накопителе ВЭПП-3, в частности, для измерения монопольного и квадрупольного формфакторов дейтрона [13]. Этот эксперимент был окончен весной 2000 года, в дальнейшем мишень будет использоваться в эксперименте по фотодезинтеграции поляризованного дейтрона и фоторождению отрицательного  $\pi$ -мезона. Расположение элементов мишени на накопителе ВЭПП-3 показано на рис. 11. Атомы из ИПА инжeksiруются в накопительную ячейку с целью увеличения толщины мишени, поскольку атомы, отра-



женные стенками ячейки, могут пересекать циркулирующий пучок многократно. Ячейка изготовлена из алюминиевой фольги толщиной 0.03 мм и имеет эллиптическое поперечное сечение 13×24 мм при длине в 400 мм, покрыта "drifilm" [8], препятствующим процессу деполяризации атомов при их столкновении с внутренними стенками. Для дальнейшего увеличения толщины мишени ячейка охлаждается жидким азотом. Толщина мишени, просматриваемая детектором в области ±8 см от места инъекции атомного пучка, составляет  $2.5 \times 10^{13}$  ат/см<sup>2</sup>. Эта величина была определена по скорости счета событий упругого рассеяния. Средняя тензорная поляризация мишени определялась с помощью поляриметра, который измерял асимметрию упругого рассеяния при малом переданном импульсе (около 1.6 обратных Ферми), где анализирующая способность реакции считается известной. Определенная таким образом тензорная поляризация мишени оказалась равной  $0.38 \pm 0.03$  от максимального значения.

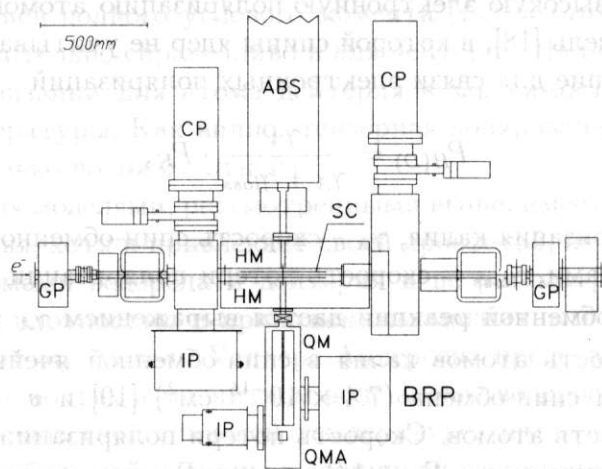


Рисунок 11: Экспериментальный промежуток ВЭПП-3 (вид сверху). ABS – источник поляризованных атомов; SC – накопительная ячейка; BRP – Брейт-Раби поляриметр; HM – магнит, задающий направление поляризации мишени; QM – квадрупольный магнит; GP – геттерный насос; CP – криовакуумный насос; IP – магниторазрядный насос; QMA – квадрупольный масс-спектрометр

## 4 Спин-обменный ИПА с лазерной накачкой поляризации

### 4.1 Теоретическое описание

Спин-обменная оптическая накачка поляризации – это процесс, когда угловой момент фотона передается ядру мишени посредством спин-обменных столкновений с промежуточными поляризованными атомами, как правило, атомами щелочных металлов. Эта техника известна давно [14]. Высокая электронная поляризация атомов водорода была продемонстрирована при низких плотностях газа [15], при более высоких плотностях эффекты радиационного пленения излучения ограничивали высокую поляризацию [16]. Недавно для минимизации этих эффектов было предложено проводить оптическую накачку в присутствии магнитного поля, что позволило получить высокую электронную поляризацию атомов дейтерия [17]. Простейшая модель [18], в которой спины ядер не учитываются, дает следующее выражение для связи электронных поляризаций

$$P_{H(D)} = \frac{\gamma_A}{\gamma_A + \gamma_{loss}} \cdot P_K, \quad (3)$$

здесь  $P_K$  – поляризация калия,  $\gamma_A$  – скорость спин-обменной реакции между K-H(D) атомами,  $\gamma_{loss}$  – скорость потери поляризации H(D) атомами. Скорость спин-обменной реакции дается выражением  $\gamma_A = n_K \langle \sigma_{SE}^{KH(D)} v \rangle$ , где  $n_K$  – плотность атомов калия в спин-обменной ячейке,  $\sigma_{SE}^{KH(D)}$  есть сечение реакции спин-обмена ( $7.4 \times 10^{-15} \text{ см}^2$ ) [19] и  $v$  – средняя относительная скорость атомов. Скорость потери поляризации H(D) атомами дается выражением  $\gamma_{loss} = \Gamma_R + 1/t_{dwell}$ , где  $\Gamma_R$  есть скорость релаксации H(D) атомов, включающая эффект рекомбинации, а  $t_{dwell}$  – среднее время, которое атомы проводят в спин-обменной ячейке. Как было отмечено выше, эта модель не учитывает наличие спинов у ядер и величину внешнего магнитного поля, приложенного к спин-обменной ячейке.

Более реалистическая модель, учитывающая эти эффекты, была недавно предложена Уолкером и Андерсоном [20]. Эта модель предполагает, что хотя магнитное поле и подавляет сверхтонкое взаимодействие между ядрами и электронами, частые H-H- или D-D-столкновения увеличивают полную вероятность сверхтонкого взаимодействия. В этих условиях в атомах устанавливается некоторая равновесная спиновая температура и ядра становятся поляризованными, благодаря сверхтонкому взаимодействию с поляризованными электронами. Для времени  $T_{ST}$ , по истечению которого в

системе устанавливается равновесная спиновая температура, приводится выражение

$$T_{ST} = \frac{T_H}{\sin^2(2\theta)} = \left[ 1 + \left( \frac{g_s \mu_B B}{\delta \nu_{hfs}} \right)^2 \right] T_H, \quad (4)$$

здесь  $T_H^{-1}$  есть скорость спин-обмена для водородных атомов, определяемая выражением  $n_H \langle \sigma_{SE}^{HH} v \rangle$ , здесь  $n_H$  – плотность атомов,  $\sigma_{SE}^{HH}$  – сечение реакции спин-обмена ( $2 \times 10^{-15}$  см<sup>2</sup>) [19] и  $v$  – средняя относительная скорость атомов. Угол смешивания  $\theta$ , зависящий от магнитного поля, определяется выражением  $\tan 2\theta = \delta \nu_{hfs} / g_s \mu_B B$ , где  $\delta \nu_{hfs}$  есть величина сверхтонкого расщепления основного состояния в нулевом поле, а  $g_s \mu_B B$  – энергетический сдвиг электрона в магнитном поле  $B$ . В случае достижения равновесной спиновой температуры заселенность подсостояний, имеющих магнитное квантовое число  $m_f$ , дается выражением  $P_i = e^{\beta m_i} / N$ , где  $N = 4 \cosh^2(\beta/2)$  и  $\beta$  есть параметр спиновой температуры [21], определяемый проекцией полного углового момента  $\langle F_z \rangle = \tanh(\beta/2)$ . Выражение (4) приблизительно справедливо и для дейтерия. На рис. 12 приведены значения поляризации для атома дейтерия в зависимости от параметра спиновой температуры. Как видно, тензорная поляризация в этом случае может быть только положительной.

Между двумя моделями, рассмотренными выше, имеется существенное различие. Первая, хотя и привлекает своей простотой, не проводит различие между атомами водорода и дейтерия и не рассматривает эффекты, связанные с их плотностью и приложенным магнитным полем. В противоположность этому, модель Уолкера-Андерсона предсказывает, что при одинаковых плотностях и магнитном поле атомы водорода будут быстрее приходить к равновесной спиновой температуре, чем атомы дейтерия из-за относительно большой разницы в величинах сверхтонкого расщепления ( $\delta \nu_{hfs}^H = 1420$  МГц и  $\delta \nu_{hfs}^D = 327$  МГц). Эта разница по мере приближения к равновесной спиновой температуре может проявиться как разница в электронной поляризации атомов, вытекающих из спин-обменной ячейки.

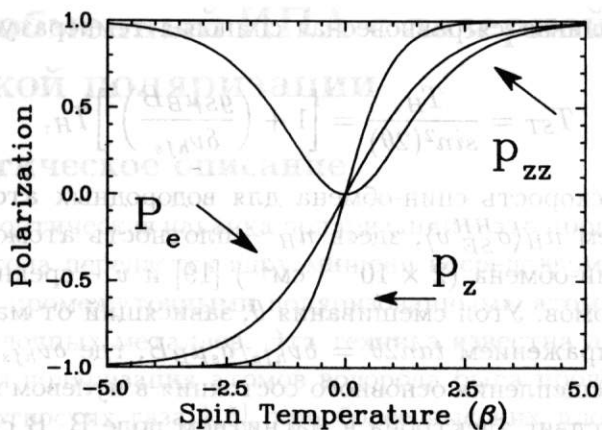


Рисунок 12: Зависимость поляризации, электронной и ядерной, в атоме дейтерия от величины параметра спиновой температуры

## 4.2 Экспериментальная установка и результаты

На рис. 13 приведена схема источника с лазерной накачкой поляризации. В диссоциаторе происходит дезинтеграция молекул на атомы, которые вытекают в спин-обменную ячейку, содержащую пары калия. Пары калия оптически накачиваются лазерным светом в присутствии сильного магнитного поля. Электронная поляризация калия передается H(D) атомам в результате спин-обменных столкновений, затем атомы покидают ячейку и через транспортную трубку попадают в вакуумную камеру, содержащую электронный поляриметр.

Камера диссоциатора выполнена из стекла пирекс и окружена 13 витками диаметром 3.5 см, которые являются частью LC контура, возбуждаемого на частоте около 50 МГц. Отбираемая от ВЧ генератора мощность в 50 Вт является оптимальной для обеспечения высокой степени диссоциации при расходах газа до  $3 \times 10^{18}$  ат/с, которая составляет более 80 процентов. После диссоциации атомы через малую апертуру (0.9 мм диаметром) поступают в цилиндрическую ячейку длиной 45 мм и диаметром 22 мм, далее называемую спин-обменной ячейкой, в которую также поступают атомы калия. Калий, в количестве около грамма, содержится в ампуле, которая соединяется с ячейкой каналом таких же размеров. Ячейка помещена между полюсами дипольного магнита, так что ее ось ориентирована параллельно магнитному полю. Пары калия оптически накачиваются лазерным пучком, распространяющемся вдоль магнитного поля. Из ячейки поляризованные H(D) и K атомы через отверстие диаметром 3.1 мм поступают в транспортную трубку длиной 250 мм и диаметром 19 мм. Ячейка и

трубка поддерживаются при температуре  $250^{\circ}\text{C}$  с целью предотвращения конденсации атомов калия на стенках. Поверхность спин-обменной ячейки и транспортной трубки покрыта "drifilm" для предохранения рекомбинации и потери поляризации атомами при столкновениях со стенками. Это покрытие успешно работает при высоких температурах и техника его нанесения приведена в работе [8]. Атомы водорода проводят в ячейке около 4 мс и испытывают примерно 700 столкновений со стенками, что не приводит к деполаризации атомов [22]. При этом плотность атомов водорода составляет  $2.6 \times 10^{14}$  ат/см<sup>3</sup> при максимальном расходе.

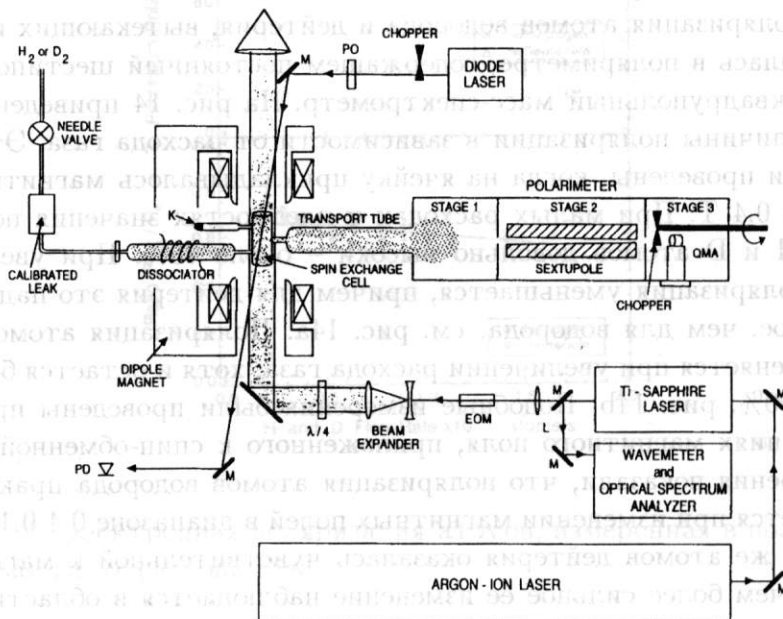


Рисунок 13: Схема спин-обменного ИПА с лазерной накачкой поляризации. М – зеркало, L – линза, ЕОМ – электро-оптический модулятор,  $\lambda/4$  – четвертьволновая пластинка, PD – фотодиод, QMA – квадрупольный масс-спектрометр

Перестраиваемый одночастотный титан-сапфировый лазер (Coherent 899-01), накачиваемый мощным аргоновым лазером, использовался для оптической накачки паров калия. Элементы настройки позволяли фиксировать частоту генерации лазера на частоте линии  $D_1$  калия ( $\lambda_{4^2S_{1/2} \rightarrow 4^2P_{1/2}} = 770.1$  нм). Малая доля пучка направлялась в интерферометр Фабри-Перо и измеритель длины волны для мониторинга формы и длины волны. Основной пучок направлялся в электро-оптический моду-



лятор, на который от усилителя в 20 Вт подавался сигнал белого шума в полосе около 1 ГГц. Этим достигалось более полное перекрытие линий лазера и  $D_1$  линии калия, уширенной эффектом Доплера. Затем пучок расширялся, коллимировался, проходил через четвертьволновую пластинку для получения циркулярной поляризации и направлялся в спин-обменную ячейку. Обычно, мощность пучка на ячейке составляла 3 Вт. Для измерения поляризации атомов калия в ячейке использовался пробный луч от перестраиваемого одномодового диодного лазера (SHARP модель LT024). Подробно техника измерения описана в работе [2]. Как показали измерения, степень поляризации атомов калия составляет около 95%. Электронная поляризация атомов водорода и дейтерия, вытекающих из Ячейки, измерялась в поляриметре, содержащем постоянный шестиполюсный магнит и квадрупольный масс-спектрометр. На рис. 14 приведены измеренные величины поляризации в зависимости от расхода газа. Эти измерения были проведены, когда на ячейку прикладывалось магнитное поле величиной 0.4 Т. При малых расходах и плотностях значения поляризации для Н и D атомов довольно высоки – около 70%. При увеличении расхода поляризация уменьшается, причем для дейтерия это падение более быстрое, чем для водорода, см. рис. 14а. Поляризация атомов калия также изменяется при увеличении расхода газа, хотя и остается более высокой,  $\approx 90\%$ , рис. 14б. Подобные измерения были проведены при меньших значениях магнитного поля, приложенного к спин-обменной ячейке. Эти измерения показали, что поляризация атомов водорода практически не изменяется при изменении магнитных полей в диапазоне 0.4-0.12 Т. Поляризация же атомов дейтерия оказалась чувствительной к магнитному полю, причем более сильное ее изменение наблюдается в области малых расходов, т.е. малых плотностей газа. Такое поведение поляризаций для Н и D атомов, в зависимости от магнитного поля и плотности, объясняется моделью Уолкера-Андерсона и указывает на то, что атомная система в спин-обменной ячейке приближается к некоторой равновесной спиновой температуре.

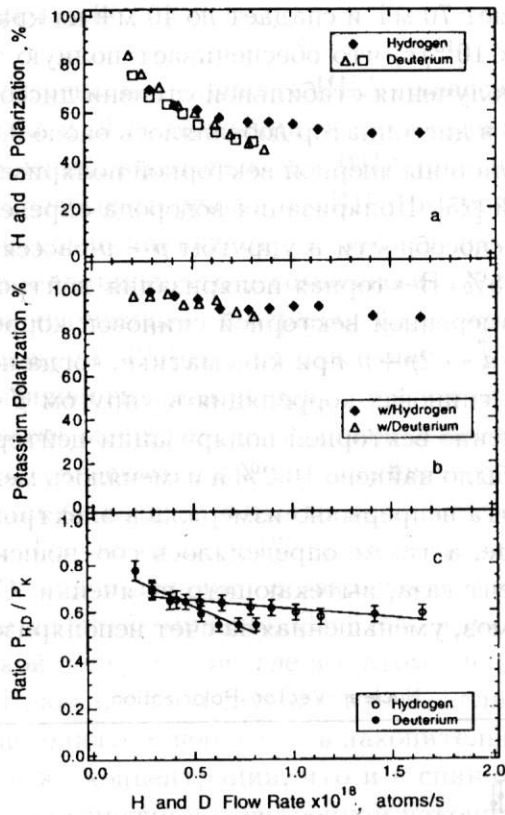


Рисунок 14: Электронная поляризация атомов, измеренная в поляриметре в зависимости от расхода газа

## 5 Поляризованная мишень со спин-обменным ИПА

Первые эксперименты с поляризованной водородной и дейтериевой внутренней мишенями с лазерной накачкой поляризации были проведены в 1996-1998 годах в протонном накопительном кольце IUCF (Блумингтон, США) [23] с целью измерения поляризационных эффектов, наблюдаемых в  $\vec{p} - \vec{d}$ -реакции. Мишенью являются поляризованные атомы, вытекающие из спин-обменной ячейки непосредственно в накопительную ячейку для атомов, имеющую размеры  $400 \times 13 \times 32$  мм и расположенную на дорожке протонного накопителя. Ячейка покрыта "drifilm" по технологии, описанной в работе [24]. На ячейку накладывается магнитное поле, кото-



рое в центре составляет 70 мТ и спадает до 40 мТ на краях. Поток атомов составляет около  $1 \times 10^{18}/\text{с}$ , что обеспечивает полную толщину мишени  $4 \times 10^{14} \text{ат}/\text{см}^2$ . Для получения стабильной степени диссоциации в течение длительного времени в диссоциатор добавлялось около 0.5% кислорода. На рис. 15 приведены величины ядерной векторной поляризации водородной и дейтериевой мишеней [25]. Поляризация водорода определялась по известной анализирующей способности в упругом  $p - p$ -рассеянии и, в среднем, оказалась равной 14.5%. Векторная поляризация дейтронов была определена из сравнения измеренной векторной спиновой корреляции в реакции развала дейтрона  $\vec{p} + \vec{d} \rightarrow 2p + n$  при кинематике, когда нейтрон-спектатор почти неподвижен, а спиновая корреляция в упругом  $\vec{p} - \vec{p}$ -рассеянии известна. Среднее значение векторной поляризации дейтериевой мишени за время эксперимента было найдено 10.2% и изменялось между 8.3% и 11.7%. Во время эксперимента непрерывно измерялась электронная поляризация атомов в поляриметре, а также определялось соотношение молекулярной и атомарной компонент газа, вытекающего из ячейки. Средняя электронная поляризация атомов, уменьшенная за счет неполяризованных молекул, оказалась около 20%.

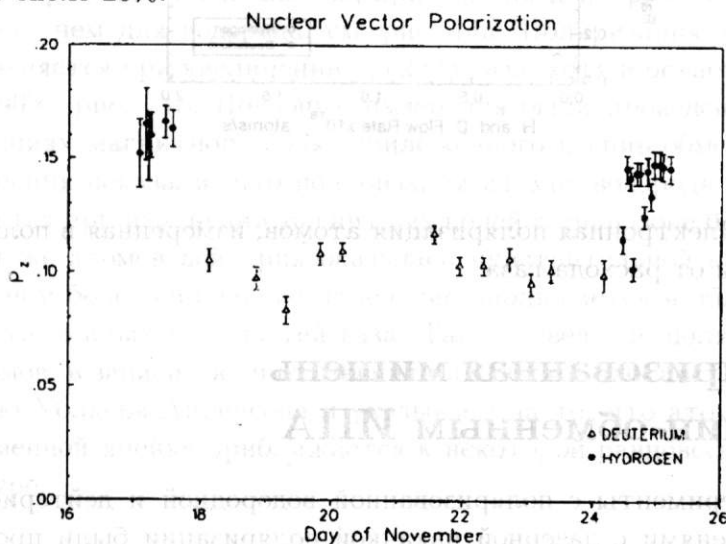


Рисунок 15: Векторная ядерная поляризация мишени в зависимости от времени

## 6 Заключение

Выше были рассмотрены два варианта ИПА – классический и спин-обменный с лазерной накачкой поляризации, а также примеры внутренних поляризованных мишеней, в которых эти ИПА используются. Следует отметить сильные и слабые стороны этих ИПА. Классический источник представляет исключительно чистую струю атомов, имеющую степень поляризации, близкую к единице, что несомненно является большим достоинством, однако его интенсивность ограничена, о чем упоминалось ранее. Реализация предложения [26] по использованию калиевого газа, с целью увеличения интенсивности, пока не привела к увеличению интенсивности пучка [27]. Создается впечатление, что существенное увеличение интенсивности ИПА классического типа в ближайшее время маловероятно. К его недостаткам также следует отнести крайне низкий коэффициент использования газа. Только около 0.1% полного потока атомов из сопла в виде направленной струи попадает в накопительную ячейку и эффективно используется в качестве мишени. От этого недостатка свободен ИПА с лазерной накачкой поляризации, где все атомы направляются в накопительную ячейку. Правда, в этом случае и атомы калия и атомы кислорода, добавляемого в диссоциатор, попадают в накопительную ячейку и мишень содержит их в той же концентрации, что и в спин-обменной ячейке. При использовании такой мишени в электронном накопителе даже малая примесь тяжелых атомов крайне нежелательна. Дело в том, что основным процессом, определяющим время жизни циркулирующего пучка, является тормозное излучение электронов на ядрах. Сечение этого процесса пропорционально  $Z(Z+1)$ , где  $Z$  – заряд ядра. Для атомов калия  $Z = 19$ , и уже процентная примесь их к водороду приведёт к уменьшению времени жизни пучка вдвое. Помимо этого, наличие примесей может давать физический фон, затрудняющий выделение изучаемой реакции. В работе [28] предложен механический фильтр, существенно уменьшающий долю тяжёлой примеси в мишени. Существенным недостатком является также низкая степень поляризации, которая связывается с отравлением чистых поверхностей атомами калия. Тензорная поляризация дейтронов в условиях равновесия спиновой температуры примерно пропорциональна квадрату векторной поляризации и составляет лишь несколько процентов. В экспериментах, где требуется тензорная поляризация, ИПА классического типа имеют несомненные преимущества. В случае требования векторной поляризации, низкая ее величина в установках с лазерной накачкой может быть скомпенсирована большим потоком атомов. В некоторых случа-

ях, например, поляризованная мишень из  $^3\text{He}$  [18], метод лазерной накачки является единственным. Следует заметить, что с быстрым развитием лазерной техники и технологиями приготовления поверхностей метод спин-обменной лазерной накачки поляризации получает дополнительные импульсы и в недалеком будущем он, вероятно, будет вполне конкурентоспособным с ИПА классического типа.

## Литература

- [1] L.G.Isaeva et al., Proc. of 13th Int. Symp. on High Energy Spin Physics, Sept. 8-12,1998. Protvino, Russia. Ed. by N.E.Tyurin, V.L.Solovianov, S.M.Troshin and A.G. Ufimtsev (World Scientific Publishing Company, Singapore, 1999) 631.
- [2] M.Poelker et al., Phys. Rev. **A 50** (1994) 2450.
- [3] S.I.Mishnev et al., Proc. of 8th Int. Symp. on High Energy Spin Physics, Minneapolis, MN, 1988. AIP Conf. Proc. N187 **2** 1286.
- [4] K.Ackerstaff et al., Phys. Lett. **B 404** (1997) 383;  
K.Ackerstaff et al., Phys. Lett. **B464** (1999) 123.
- [5] Z.-L.Zhou et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 378** (1996) 40.
- [6] T.Wise, A.D.Roberts and W.Haerberli, Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. **A 336** (1993) 410.
- [7] F.Stock et al., Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. **A 343** (1994) 344.
- [8] L.Young et al., Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. **B 24/25** (1987) 963;  
D.R.Swenson and L.W.Anderson, Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. **B 29** (1988) 627.
- [9] L.G.Isaeva et al., Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. **A 411** (1998) 201.
- [10] Ю.В.Шестаков, Дипл. работа. ИЯФ СО РАН, Новосибирск (1995).
- [11] A.N.Dubrovin, MERMAID, user guide.
- [12] M.V.Dyug et al., Proc. Int. Workshop on Polarized Sources and Targets, Sep.29-Oct.2 1999, University of Erlangen-Nurnberg. Ed. by A.Gute, S.Lorenz and E.Steffens, 188.

- [13] R.Gilman et al., Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 1733.
- [14] H.G.Dehmelt, Phys. Rev. **109** (1972) 169.
- [15] S.G.Redsun et al., Phys. Rev. **A 42** (1990) 1293.
- [16] L.Young et al., Nucl. Phys. **A 497** (1989) 529.
- [17] K.P.Coulter et al., Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 174.
- [18] T.E.Chupp et al., Phys. Rev. **C 36** (1987) 2244.
- [19] H.R.Cole and R.E.Olson, Phys. Rev. **A 31** (1985) 2137.
- [20] T.Walker and L.W.Anderson, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 2343.
- [21] W.Happer, Rev. Mod. Phys. **44** (1972) 169.
- [22] A.Maudl and A.Salop, J. Appl. Phys. **44** (1973) 4776.
- [23] M.A.Miller et al., Proc. Workshop on Polarized Gas Targets and Polarized Beams, Urbana 1997. AIP Conf.Proc., **N421** 148; R.V.Cadman et al., *ibid*, 437.
- [24] J.A.Fedchak et al., Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. **A 391** (1997) 405.
- [25] C.E.Jones et al., Proc. Int. Workshop on Polarized Sources and Targets, Sep.29-Oct.2 1999, University of Erlangen-Nurnberg. Ed. by A.Gute, S.Lorenz and E.Steffens, 204.
- [26] V.L.Varentsov et al., Proc. Workshop on Polarized Gas Targets and Polarized Beams, Urbana, 1997. AIP Conf. Proc. **N421** (1998) 381.
- [27] A.Nass, N.Koch and E.Steffens, Proc. Int. Workshop on Polarized Sources and Targets, Sep.29-Oct.2 1999, University of Erlangen-Nurnberg. Ed. by A.Gute, S.Lorenz and E.Steffens, 482.
- [28] D.K.Toporkov and B.B.Wojtsekhowski, Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. **A 444** (2000) 631.