

# Широкополосная лазерная оптическая накачка Rb для создания ядерной поляризации в $^3\text{He}$

Н.Н.Колачевский\*, А.А.Папченко\*, Ю.В.Прокофьевич\*\*, В.Р.Ской\*\*, И.И.Собельман\*,  
В.Н.Сорокин\*

*С помощью мощной лазерной диодной системы осуществлена оптическая накачка плотных (до  $10^{15}\text{ см}^{-3}$ ) паров Rb в большом объеме ( $30\text{ см}^3$ ). Рассмотрены условия распространения мощного широкополосного излучения оптической накачки через оптически-плотную среду. Разработан спектроскопический метод определения поляризации Rb. Исследована зависимость поляризации Rb от давления его паров при давлениях буферного газа 1, 8 и 13 атм. Показано, что в процессе столкновений атомов Rb и  $^3\text{He}$  при оптимальных условиях 15-ваттный диодный лазер позволяет поляризовать не менее  $10^{18}$  атомов  $^3\text{He}$  в секунду, что является достаточным для создания эффективного поляризатора нейтронов.*

**Ключевые слова:** мощный диодный лазер, поляризованный  $^3\text{He}$ .

## Введение

Спин-поляризованные ядра имеют широкую потенциальную область применений в фундаментальной физике. Исследования в этой области ведутся в течение длительного времени [1], причем особый интерес представляют спин-поляризованные ядра инертных газов ( $^3\text{He}$ ,  $^{129}\text{Xe}$  и  $^{131}\text{Xe}$ ), для которых можно обеспечить условия, когда время продольной релаксации достигает нескольких часов. Этот факт позволяет создавать высокую ядерную поляризацию путем ее накопления за длительное время. Спин-поляризованные газы при высоком давлении используются в экспериментах с поляризованными нейтронами [2], электронами и ионами [3], а также в медицине при томографическом исследовании вентиляции легких [4].

Мы планируем использовать мишень из поляризованного  $^3\text{He}$  в качестве поляризатора пучка тепловых нейтронов в экспериментах с поляризованным  $^{131}\text{Xe}$  по проверке Т-инвариантности (проект KaTRIn) [5]. Сечение  $\sigma$  реакции нейтрона с  $^3\text{He}$  с образованием трития составляет  $\sim 10^{-24}\text{ см}^2$ , если поляризации нейтрона и  $^3\text{He}$  параллельны, и  $\sim 10^{-21}\text{ см}^2$ , когда они антипараллельны. Это означает, что для эффективной поляризации нейтронного пучка необходима поляризованная мишень с давлением  $^3\text{He}$  примерно 10 атм и длиной несколько сантиметров, что для реальных размеров нейтронных пучков соответствует примерно 1 л газа, поляризованного на 50 % при нормальных условиях.

Технология создания ядерной поляризации в  $^3\text{He}$  хорошо изучена и может быть подразделена на три основных направления: 1) непосредственная оптическая ориентация атомов  $^3\text{He}$  в метастабильном состоянии [6], 2) столкновительная передача поляризации электронного спина от оптически поляризованного щелочного атома

ядру  $^3\text{He}$  [7] и 3) поляризация в сильных магнитных полях при низких температурах [8]. Атом Rb, для которого константа скорости передачи поляризации электронного спина поляризации ядерного спина  $^3\text{He}$  есть  $(\sigma_{\text{RbHe}v}) = 1.2 \cdot 10^{-19}\text{ см}^3/\text{с}$ , широко используется в поляризации ядер благородных газов. Для достижения высокой ядерной поляризации ( $P_{\text{He}} \sim 1$ ) необходимо, чтобы характерное время передачи поляризации гелию  $\tau_{\text{RbHe}} = ((\sigma_{\text{RbHe}v})[\text{Rb}])^{-1}$  было значительно меньше времени распада поляризации ядерного спина  $^3\text{He}$ , составляющего, по экспериментальным данным, 10–40 ч для кювет из алюмосиликатных стекол. Для концентраций паров рубидия  $[\text{Rb}] = 10^{15}\text{ см}^{-3}$  это условие выполняется ( $\tau_{\text{RbHe}} = 3\text{ ч}$ ).

Поскольку высокая ядерная поляризация  $P_{\text{He}}$  достижима при средней электронной поляризации  $\bar{P}_{\text{Rb}}$ , близкой к единице, необходимо мощное поляризующее излучение (накачка), соответствующее резонансному переходу в атоме Rb. В качестве источника оптической накачки используются лазеры на сапфире, активированном титаном [2], лазеры на красителях [9], а также полупроводниковые лазеры [7], настроенные на резонансную линию D1 рубидия (795 нм). Характерная ширина спектра излучения подобных лазеров составляет несколько гигагерц, и она обычно меньше ширины ударно-уширенной гелием линии Rb.

Проведенные в [7] оценки показывают, что для достижения высоких  $\bar{P}_{\text{Rb}}$  необходимо располагать лазерной накачкой, обеспечивающей поглощение паров рубидия  $0.2\text{ Вт}/\text{см}^3$  при концентрациях  $[\text{Rb}] = 10^{15}\text{ см}^{-3}$ . В настоящее время стали доступны мощные полупроводниковые лазерные системы, представляющие собой сборки подобранных лазерных диодов с суммарной мощностью до 30 Вт в спектральном интервале шириной около 3 нм (Opto Power Corp., 3321 E.Global Loop, Tucson, AZ85706). В отличие от систем на Ti:сапфире, подобные лазерные сборки не нуждаются в дорогостоящей системе накачки, надежны, стабильны и имеют высокий КПД. Однако при такой ширине спектра излучения можно ожидать, что эффективность накачки и  $\bar{P}_{\text{Rb}}$  будут существенно зависеть от условий поглощения.

На базе диодной лазерной сборки нами создана экс-

\*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 117924 Москва, Ленинский просп., 53

\*\*Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория нейтронной физики им. И.М.Франка, Россия, 141980 Дубна Моск. обл.

периментальная установка для получения высокой электронной поляризации ( $\bar{P}_{Rb} = 0.8-0.9$ ) плотных паров рубидия в больших объемах (до 30 см<sup>3</sup>) и регистрации ЯМР-спектров спин-поляризованных ядер <sup>3</sup>He. Подробно исследованы особенности распространения широкополосного поляризующего лазерного излучения через пары Rb.

## 1. Оптическая накачка лазерным излучением

Рассмотрим распространение циркулярно поляризованного излучения накачки со спектральной плотностью  $I(\omega)$  через кювету длиной  $L$ , содержащую пары Rb (естественная смесь <sup>85</sup>Rb и <sup>87</sup>Rb) при температуре  $T$ , а также <sup>3</sup>He при высоком давлении. Система магнитных подуровней Rb, соответствующая резонансной линии излучения  $D1$ , изображена на рис.1. На нем относительные населенности обозначены как  $n_0$  (светопоглощающий подуровень),  $n_1$  (накачиваемый подуровень) и  $n_2, n_3$  (верхние подуровни);  $n_0 + n_1 + n_2 + n_3 = 1$ ;  $W_{opt}$  – вероятность поглощения фотона накачки (в единицу времени);  $A$  – вероятность релаксации возбуждения, включающая в себя вероятность излучательного распада  $\Gamma_{rad}$ ;  $W^*$  и  $W$  – вероятности столкновительного перемешивания верхних и нижних магнитных подуровней. Вероятность релаксации спина при столкновениях рубидий – рубидий, входящая как слагаемое в  $W$ , обозначена  $W_2$ . В условиях эксперимента верхние магнитные подуровни практически не заселены ( $n_2 + n_3 \ll 1$ ), и благодаря большой вероятности перемешивания  $W^*$  с высокой степенью точности справедливо равенство  $n_2 = n_3 = (1/2)n^*$ , где  $n^*$  – населенность верхнего уровня. Практически такую схему следует рассматривать как трехуровневую.

Далее для вероятностей всех процессов, затрагивающих верхний уровень, подразумевается суммирование по верхним магнитным подуровням. В установившемся режиме

$$W_{opt}n_0 = An^*, \quad (1)$$

а вероятность поглощения выражается через спектральную плотность лазерного излучения:

$$W_{opt} = \int I(\omega)\sigma(\omega)d(\omega). \quad (2)$$

Сечение поглощения  $\sigma(\omega)$  имеет лоренцевский контур:

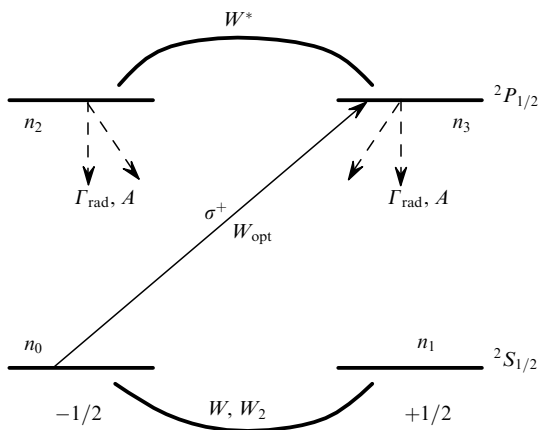


Рис.1. Уровни Rb, участвующие в оптической накачке.

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 + 4(\omega - \omega_0)^2/\Gamma^2}, \quad (3)$$

где  $\Gamma$  – ширина резонансной линии;  $\omega_0$  – резонансная частота перехода;  $\sigma_0$  – сечение поглощения в максимуме. При высоких давлениях <sup>3</sup>He ударное уширение линии  $D1$  (константа ударного уширения в <sup>3</sup>He при нормальных условиях составляет 18 ГГц/атм) заметно превалирует над естественной шириной (6 МГц) и доплеровским уширением при  $T = 473$  К (250 МГц). Сечение поглощения в максимуме  $\sigma_0 = 4.24 \cdot 10^{-13}$  см<sup>2</sup> для давления гелия 760 Тор и убывает обратно пропорционально давлению гелия.

В установившемся режиме для населенности поглощающего подуровня имеем

$$-W_{opt}n_0 + \frac{1}{2}An^* - R(n_0 - n_1) = 0, \quad (4)$$

где  $R$  – суммарная вероятность всех процессов, приводящих к перемешиванию нижних магнитных подуровней, включая передачу поляризации электронного спина ядру гелия. В уравнении не учитываются такие процессы, как пленение излучения и релаксация при столкновениях поляризованных атомов рубидия с возбужденными атомами рубидия. Заметим, что релаксация электронной поляризации при столкновениях Rb – Rb приводит к квадратичному по концентрации [Rb] вкладу в (4), однако благодаря соотношению  $n_0 + n_1 \approx 1$  нелинейность устраняется. Из (1) и (4) получаем населенность поглощающего подуровня

$$n_0 = \frac{1}{2 + W_{opt}/2R} \quad (5)$$

и степень поляризации атомов рубидия в основном состоянии

$$P_{Rb} = \frac{W_{opt}/2R}{2 + W_{opt}/2R} = \frac{W_{opt}}{4R + W_{opt}}. \quad (6)$$

В выражении для  $P_{Rb}$  только  $R$  явно зависит от  $A$ . При излучательном переходе с верхнего на нижний уровень образуются фотоны с поляризацией, отличной от поляризации излучения накачки, что в свою очередь приводит к дополнительному механизму деполаризации Rb. Для предотвращения пленения излучения в кювету добавлен азот при давлении около 100 Тор. Сечение тушения перехода Rb  $6P_{1/2} - 5S_{1/2}$  азотом составляет  $5.8 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>, и для указанных условий тушение приводит к вкладу в ширину линии  $\sim 75$  МГц, что более чем в 10 раз превышает радиационную ширину.

Число поглощенных атомами рубидия фотонов в единицу времени равно  $W_{opt}n_0$ , а число переизлученных за то же время фотонов –  $W_{opt}n_0\Gamma_{rad}/A$ , что в  $\Gamma_{rad}/A$  раз меньше. Часть переизлученных фотонов может поглощаться поляризованными атомами, тем самым приводя к деполаризации атомов Rb. При указанной концентрации тушащей примеси этим каналом релаксации атомной поляризации можно пренебречь. Спин-обменные столкновения поляризованных атомов рубидия в основном состоянии с деполаризованными возбужденными атомами могут служить еще одним механизмом релаксации спина. Однако наличие тушащей примеси приводит к уменьшению населенности возбужденных подуровней (1), что в свою очередь уменьшает вероятность указанного процесса. Малая примесь N<sub>2</sub> несущественно

влияет на ширину линии  $\Gamma$ , константа уширения линии  $D1$  Rb составляет 14 ГГц/атм.

Введем координату  $x$  вдоль направления распространения излучения, отсчитываемую от входного окна кюветы. Рассмотрим зависимость степени поляризации рубидия от  $x$ . При этом будем пренебрегать диффузией как в объеме кюветы, так в пристеночном слое в окрестности «входного» окна ( $x = 0$ ). Принимая в расчет поглощение света, описываемое выражением

$$\frac{dI(\omega, x)}{dx} = -I(\omega, x)\sigma(\omega)n_0(x)[\text{Rb}], \quad (7)$$

и выражения (2), (5), получаем замкнутую систему уравнений. Эта система уравнений решалась численно для кюветы длиной  $L$ . В расчете контролировались следующие параметры: спектральная плотность прошедшего излучения  $I_{\text{out}}(\omega) = I(\omega, L)$ , распределение степени поляризации рубидия по длине кюветы  $P_{\text{Rb}}(x)$  и средняя степень поляризации  $\bar{P}_{\text{Rb}}$ , определяемая формулой

$$\bar{P}_{\text{Rb}} = \frac{1}{L} \int_0^L P_{\text{Rb}}(x) dx. \quad (8)$$

Установлено, что среднюю степень поляризации с высокой степенью точности можно получить, зная спектральные распределения интенсивностей падающего и прошедшего света:

$$I_{\text{out}}(\omega) = I(\omega, 0) \exp \left\{ -\sigma(\omega) \frac{1 - \bar{P}_{\text{Rb}}}{2} [\text{Rb}] L \right\}. \quad (9)$$

## 2. Экспериментальная установка

На рис.2 изображена оптическая схема эксперимента по созданию и регистрации электронной поляризации в Rb. Лазерная диодная система Opto Power Corporation OPC-A105-795-FCPS (в дальнейшем просто лазер) представляет собой блок из 23-х лазерных диодов, каждый из которых сопряжен с оптическим волокном. В рабочем режиме лазер излучает непрерывное излучение мощностью 15 Вт через торец световода  $\varnothing 1.55$  мм. Диаграмма направленности излучения имеет ширину  $12^\circ$  (по уровню  $1/e^2$ ). Зависимость спектральных характеристик лазера от тока и температуры диодов подробно исследована с помощью 1.6-метрового спектрографа (разрешение 0.05

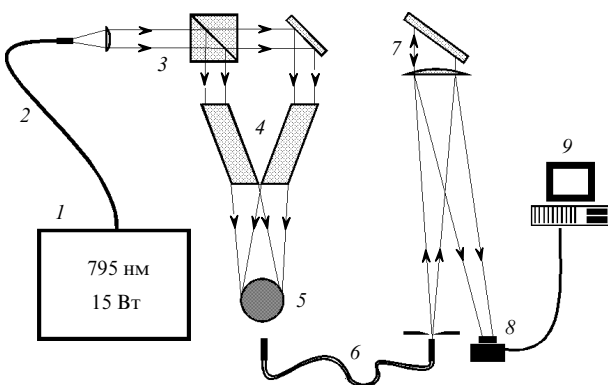


Рис.2. Оптическая схема эксперимента:

1 – диодный лазер; 2 – лазерный световод с расширителем пучка; 3 – поляризационный кубик; 4 – ромбы Френеля; 5 – накачиваемая кювета; 6 – регистрирующий световод; 7 – спектрограф; 8 – видеокамера; 9 – компьютер.

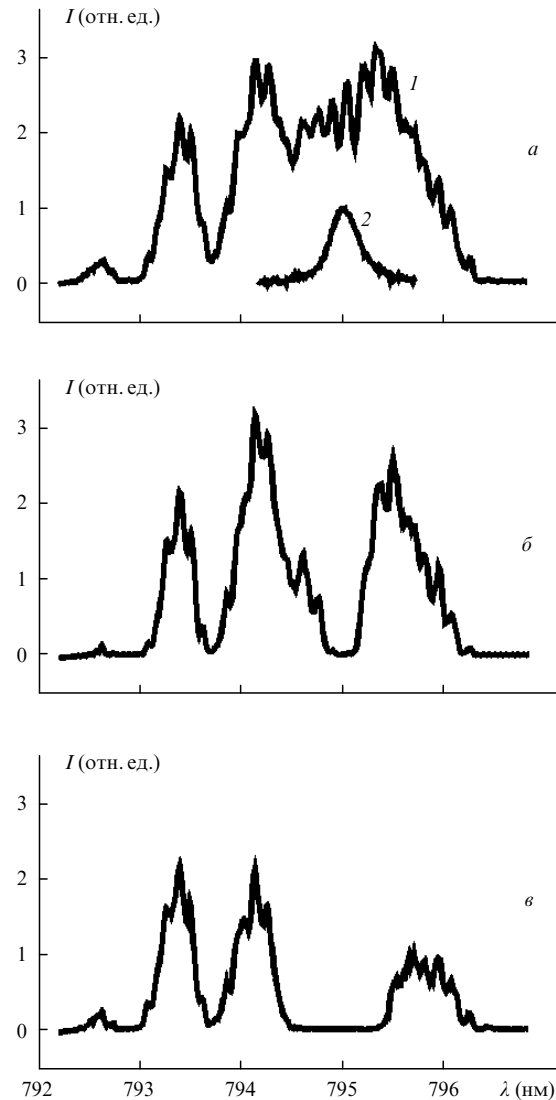


Рис.3. Спектры излучения лазера (1) и линии поглощения Rb (в линейной области, 2) (а), а также излучения, прошедшего через кювету с Rb при включенном (б) и выключенном (в) магнитном поле  $B_0$ .

нм) с третьейдюймовой ПЗС-видеокамерой MTV-361СМ. Вблизи рабочей точки (795 нм) центр лазерного спектра сдвигается при изменении тока и температуры на 0.33 нм/А и 0.28 нм/К соответственно, причем 80 % лазерной мощности приходится на полосу шириной 2.4 нм вблизи линии поглощения Rb (характерный вид лазерного спектра представлен на рис.3).

Лазерный пучок расширяется с помощью линзы и делится поляризационным кубиком на два линейно поляризованных пучка, циркулярная поляризация в которых создается ромбами Френеля. Пучки сводятся на кювете (угол между центрами пучков менее  $4^\circ$ ), где они имеют диаметр 2–4 см (в зависимости от юстировки). Прошедшее через центральную часть кюветы излучение по световоду заводится в спектрометр, с помощью которого регистрируется спектр пропускания кюветы в спектральном диапазоне 792.7–797.3 нм.

Эксперименты проводились с тремя сферическими кюветами из алюмосиликатного стекла (Corning 1720) диаметрами 1.5, 4 и 3 см, заполненными  $^3\text{He}$  под давлением 1, 8 и 13 атм соответственно. Давление гелия в кюветах диаметрами 3 и 4 см контролировалось по ширине резонансной линии рубидия  $\Gamma$ , определяемой по спект-

рам поглощения вблизи нее. Стабилизирующее магнитное поле  $B_0 = 20$  Гс, направленное вдоль лазерного пучка накачки, создавалось при помощи колец Гельгольца  $\varnothing 1.5$  м. При выключении  $B_0$  оставалось перпендикулярное оси лазерного пучка лабораторное магнитное поле  $B_{\text{lab}} = 0.38$  Гс, приводящее к прецессии электронных спинов и разрушению поляризации.

Кюветы нагревались горячим воздухом до температур  $150-200^\circ\text{C}$ , что соответствует концентрации Rb от  $10^{14}$  до  $10^{15}$   $\text{см}^{-3}$ . Связь между концентрацией паров Rb и температурой  $T$  описывается полуэмпирической формулой (формула Киллиана):

$$[\text{Rb}] = \frac{1}{T} 10^{26.41 - 4132/T}, \quad (10)$$

где абсолютная температура  $T$  берется в кельвинах [10], а  $[\text{Rb}]$  – в  $\text{см}^{-3}$ . Концентрация Rb определялась из спектров поглощения при выключенном  $B_0$ . Поскольку ширина линии  $\Gamma$  известна, мы можем определить коэффициент поглощения в максимуме подгонкой спектра (9) к экспериментально зарегистрированному спектру. Характерная погрешность измерения составляет 15%, увеличиваясь до 25% в случае высоких температур, когда поглощается более 85% падающего излучения. При включении  $B_0$  рубидий поляризуется, что приводит к уменьшению числа поглотителей и просветлению (рис.3). Зная отношение коэффициентов поглощения в максимуме при включенном и выключенном  $B_0$ , можно вычислить усредненную по длине электронную поляризацию  $\bar{P}_{\text{Rb}}$ .

На рис.4 представлены экспериментальные и теоретические зависимости  $\bar{P}_{\text{Rb}}$  от  $[\text{Rb}]$  для кювет диаметром 1.5 и 4 см при плотности мощности падающего излучения 1 и 0.5 Вт/см<sup>2</sup>. Картина для кюветы диаметром 3 см в целом такая же, как для кюветы диаметром 4 см, и на рис.4 не показана. Отметим, что для нее  $\bar{P}_{\text{Rb}}$  несколько превышает  $\bar{P}_{\text{Rb}}$  для кюветы диаметром 4 см при тех же концентрациях Rb и достигает 0.8 для  $[\text{Rb}] = 6 \cdot 10^{14}$   $\text{см}^{-3}$ .

Для кювет диаметром 3 и 4 см (высокого давления) средняя поляризация в большом объеме (до 30 см<sup>3</sup>) остается равной 0.8 вплоть до концентрации Rb  $6 \cdot 10^{14}$   $\text{см}^{-3}$ , достаточной для эффективной передачи поляризации газу  $^3\text{He}$ . При этом для создания поляризации используется около 90% мощности лазера с шириной спектра  $\sim 3$  нм (что соответствует  $\sim 6\Gamma$  для кюветы диаметром 4 см и  $\sim 10\Gamma$  для кюветы диаметром 3 см).

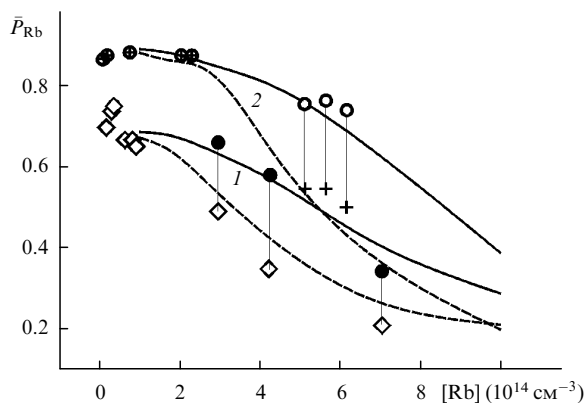


Рис.4. Экспериментальные и расчетные зависимости  $\bar{P}_{\text{Rb}}$  от  $[\text{Rb}]$  для кювет диаметром 1.5 (1) и 4 см (2) при интенсивности 1 (сплошные кривые) и 0.5 Вт/см<sup>2</sup> (штриховые кривые). Вертикальными линиями соединены экспериментальные точки, соответствующие одинаковой температуре и разной интенсивности.

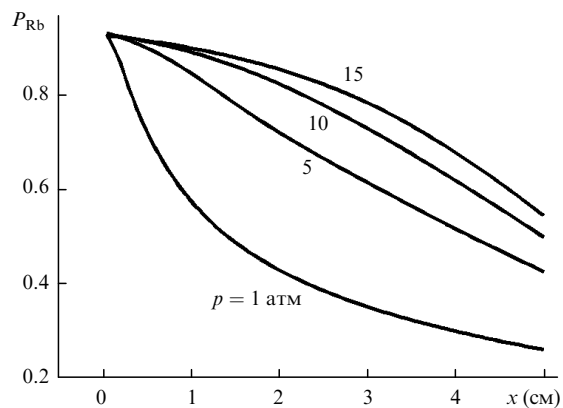


Рис.5. Расчетные зависимости  $\bar{P}_{\text{Rb}}$  от  $x$  для различных давлений  $^3\text{He}$  при лазерной интенсивности 1 Вт/см<sup>2</sup> и концентрации Rb  $6 \cdot 10^{14}$   $\text{см}^{-3}$ .

Поляризация в сферической кювете диаметром 1.5 см (давление гелия 1 атм) быстро падает с ростом концентрации Rb, что объясняется узостью линии поглощения и, соответственно, малой долей поглощенного света. Для кювет с низким давлением это можно скомпенсировать увеличением интенсивности лазерного излучения и увеличением длины кюветы, поскольку ширина спектра поглощения  $\Delta\omega_{1/2} \sim ([\text{He}]L)^{1/2}$ . Однако сферические кюветы в проводимых исследованиях предпочтительнее, во-первых, ввиду их технологичности и, во-вторых, из-за легкости заполнения объема лазерным излучением без образования «темных» неполяризованных областей. Недостатком их является некоторая деполяризация периферийной части пучка, проходящего внутрь кюветы.

Для увеличения поглощения нейтронного пучка и доли светового потока, затрачиваемой на поляризацию ядер, необходимы высокие давления  $^3\text{He}$ . На рис.5 представлено расчетное распределение поляризации в кювете длиной 5 см при плотности мощности падающего излучения 1 Вт/см<sup>2</sup> ( $\varnothing 3$  см) для концентрации Rb  $6 \cdot 10^{14}$   $\text{см}^{-3}$  при различных давлениях гелия. Видно, что увеличение давления гелия приводит к росту средней поляризации  $\bar{P}_{\text{Rb}}$ . При больших давлениях гелия имеется ряд конкурирующих процессов [11], которые ограничивают рост  $\bar{P}_{\text{Rb}}$ : частичное перекрытие резонансных линий D1 и D2 вследствие уширения, релаксация поляризации за счет спин-обменного и спин-орбитального взаимодействия с  $^3\text{He}$  и трехчастичные столкновения Rb–He–He. При концентрации Rb  $6 \cdot 10^{14}$   $\text{см}^{-3}$  скорость релаксации поляризации Rb из-за трехчастичных столкновений становится равной скорости деполяризации из-за столкновений Rb–Rb при давлениях гелия  $\sim 10$  атм [12]. Таким образом, с точки зрения практических приложений поляризованного  $^3\text{He}$  нецелесообразно использовать давления гелия более 15–20 атм.

### 3. Результаты

На рис.6 изображена схема установки для регистрации ядерной поляризации  $P_{\text{He}}$  в  $^3\text{He}$ . Относительные измерения  $P_{\text{He}}$  проводились по спектрам ЯМР, регистрируемым методом быстрого адиабатического прохождения. Кювета помещалась в однородное постоянное магнитное поле  $B_0 = 22$  Гс, создаваемое системой колец Гельмгольца  $\varnothing 1.5$  м. Поле имеет неоднородность примерно  $5 \cdot 10^{-4}$  в центральной области диаметром 5 см и длиной 20 см, временная нестабильность также состав-

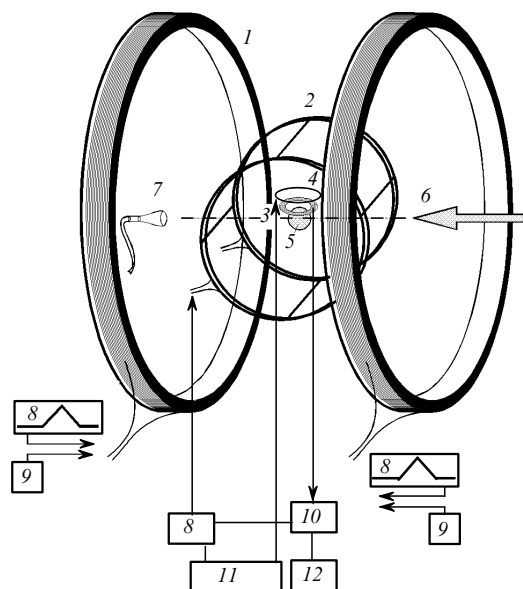


Рис.6. Схема установки для регистрации ЯМР-спектров методом быстрого адиабатического прохождения:  
 1 – система Гельмгольца для создания стабилизирующего поля  $B_0$  ( $\varnothing$  1.5 м); 2 – система Гельмгольца для создания радиочастотного поля  $B_1$  ( $\varnothing$  0.7 м); 3 – сенсорная катушка; 4 – компенсационная катушка; 5 – исследуемый образец; 6 – направление лазерного пучка; 7 – торец регистрирующего световода; 8 – генератор; 9 – блок питания; 10 – синхронный детектор; 11 – блок амплитудно-фазовой регулировки; 12 – цифровой осциллограф.

ляет  $5 \cdot 10^{-4}$ . Высокая однородность поля необходима для обеспечения большого времени жизни ядерной поляризации.

Радиочастотное поле  $B_1$  (ортогональное  $B_2$ ) на частоте 78 кГц создается системой колец Гельмгольца  $\varnothing$  0.7 м. На стабилизирующее поле  $B_0$  накладывается пилообразный импульс поля с амплитудой 3 Гс, так, чтобы для ядерных спинов выполнялось условие резонанса (гиромагнитное отношение  $\gamma_{^3\text{He}} = 3.24$  кГц/Гс). Амплитуда  $B_1$  и длительность импульса подбирались таким образом, чтобы выполнялись условия быстрого адиабатического прохождения [13]. Вблизи исследуемого объема располагались сенсорная (настроенная на резонанс) и компенсационная катушки, оси которых были ортогональны векторам  $B_0$  и  $B_1$ . Наведенный на сенсорной катушке сигнал посылался на синхродетектор и регистрировался цифровым осциллографом Tektronix THS730A. Чувствитель-

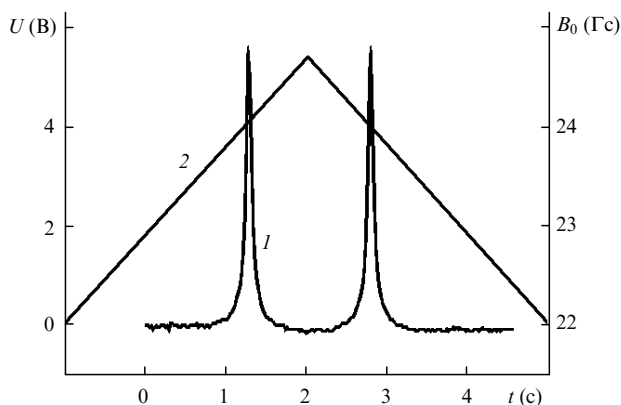


Рис.7. Характерная ЯМР-осциллограмма (1) и пилообразный профиль (2) магнитного поля  $B_0$ , служащего для развертки спектра.

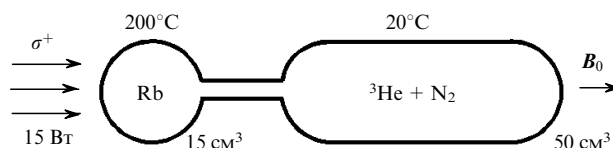


Рис.8. Схема двухкамерной кюветы.

ность системы составляла  $\sim 5 \cdot 10^4$  В/Гс, шумы определялись радиочастотными помехами и вибрацией и были эквивалентны сигналу 100 мВ. Характерный ЯМР-спектр представлен на рис.7. Абсолютная величина  $P_{\text{He}}$  оценивалась из расчетов геометрического фактора (коэффициента заполнения сенсорных катушек).

Спектры ЯМР использовались для оценки  $P_{\text{He}}$  и измерения времени жизни поляризации. Для кюветы диаметром 1.5 см время жизни поляризации достигает нескольких часов,  $P_{\text{He}} \sim 40\%$ . В условиях кюветы диаметром 4 см наша система позволяет получать около  $10^{18}$  поляризованных атомов  $^3\text{He}$  в секунду, т. е. поляризация одного ядерного спина достигается при поглощении около 60 фотонов. Такая скорость поляризации достаточна для создания высокой поляризации  $P_{\text{He}}$  в объеме порядка  $100 \text{ см}^3$ , разделенном на «горячую», накачиваемую часть, и «холодную», свободную от паров Rb часть, предназначенную для накопления ядерной поляризации.

Экспериментально подтверждено (на кювете диаметром 3 см), что в такой системе можно поддерживать высокую разность температур (150–200 К), такую, что концентрация Rb в «холодной» части ничтожно мала, но при этом практически весь Rb остается в «горячей» части. Внешний вид такой кюветы представлен на рис.8. Для получения высокой  $P_{\text{He}}$  в кювете требуются времена релаксации свыше 10 ч, достижимые при высокой химической чистоте  $^3\text{He}$  (содержание парамагнитных примесей не более  $10^{-6}$ ) и при специальной обработке стенок кюветы из алюмосиликатного стекла.

### Заключение

В рамках проекта KaTRIn по проверке Т-инвариантности в экспериментах с поляризованным  $^{131}\text{Xe}$  создана экспериментальная установка для получения и исследования поляризованного  $^3\text{He}$ . Ядра  $^3\text{He}$  поляризуются при столкновении с поляризованными атомами Rb. Электронная поляризация паров Rb осуществляется оптической накачкой циркулярно поляризованным излучением 15-ваттной диодной лазерной системы, имеющей ширину спектра излучения 3 нм. Показано, что эффективность использования широкополосного излучения данной системы для сферических кювет растет с увеличением давления буферного газа и достигает 90 % при давлении гелия 10 атм.

Разработан спектроскопический метод определения средней поляризации плотных паров Rb по спектрам поглощения излучения накачки. В объеме  $30 \text{ см}^3$  получена 70–80 %-ная электронная поляризация Rb при его концентрации  $6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Предложена модель распространения мощного поляризующего излучения накачки через оптически-плотную среду. По ЯМР-спектрам зарегистрирован сигнал от поляризованных ядер  $^3\text{He}$ , определено характерное время нарастания и распада поляризации для различных кювет. Согласно оценкам скорости нара-

стания ядерной поляризации, наша лазерная система позволяет поляризовать не менее  $10^{18}$  ядер в секунду, что достаточно для создания поляризатора тепловых нейтронов.

Авторы выражают признательность С.И.Канорскому за конструктивные рекомендации. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 96-15-96438), Университета штата Аризона и Министерства обороны США, а также УНЦ «Фундаментальная оптика и спектроскопия» в рамках программы «Интеграция».

1. Happer W. *Rev.Mod.Phys.*, **44**, 169 (1972).
2. Johnson J.R., Thompson A.K., Chupp T.E. et al. *Nucl.Instr.Meth.A*, **356**, 148 (1995).
3. Rutherford G.H. et al. *Rev.Sci.Instr.*, **61**, 1460 (1990).
4. Ebert M., Grossmann T., Heil W., Otton W.E. et al. *Lancet*, **347**, 1297 (1996).
5. Scoy V.R., Prokofichev Yu.V., Kolachevsky N.N., Sorokin V.N. *Nucl.Instr.Meth.A*, **402**, 322 (1997).
6. Eckert G., Heil W., Meyerhoff M. et al. *Nucl.Instr.Meth.A*, **320**, 53 (1992).
7. Chupp T.E., Wagshul M.E., Coutler K.P. et al. *Phys.Rev.C*, **36**, 2244 (1987).

8. Лалоз Ф., Ледюк М., Наше П.-Ж. и др. *УФН*, **147**, 433 (1985).
9. Cates G.D., Fitzgerald R.J., Barton A.S. et al. *Phys.Rev.A*, **45**, 4631 (1992).
10. Killian T.J. *Phys Rev.*, **27**, 578 (1926).
11. Папченко А.А., Собельман И.И., Юков Е.А. *Препринт ФИАН № 124* (М., 1989).
12. Larson B., Hausser O., Delheij P.P.J. et al. *Phys.Rev.A*, **44**, 3108 (1991).
13. Wagshul M.E., Chupp T.E. *Phys.Rev.A*, **49**, 3854 (1994).

**N.N.Kolachevskii, A.A.Papchenko, Yu.V.Prokof'ichev, V.R.Skoi, I.I.Sobel'man, V.N.Sorokin. Broadband laser optical pump of Rb for the production of nuclear polarisation in  $^3\text{He}$ .**

Optical pump of a large volume ( $30\text{ cm}^3$ ) of dense (up to  $10^{15}\text{ cm}^{-3}$ ) Rb vapour was accomplished employing a high-power laser diode array. The propagation of high-power broadband radiation of the optical pump through an optically dense medium was considered. A spectroscopic technique was elaborated for determining the polarisation of Rb. The polarisation of Rb as a function of its vapour pressure was studied at pressures of the buffer gas of 1, 8, and 13 bar. Under optimum conditions, a 15-W laser diode array makes it possible to polarise no less than  $10^{18}$   $^3\text{He}$  atoms per second via Rb –  $^3\text{He}$  atomic collisions, which is sufficient for implementing an efficient neutron polariser.