

13-5274

Л.Б. Парфенов

ПОЛУЧЕНИЕ ВЫСОКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ
ПРОТОНОВ В ТВЕРДЫХ МИШЕНЯХ
ЗА СЧЕТ ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО
ДИПОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель -
кандидат физико-математических наук Б.С. НЕГАНОВ

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук А.А. МАНЕНКОВ

кандидат физико-математических наук А.В. КЕССЕНИХ

Ведущее предприятие -

Физико-технический институт АН УССР, Харьков

Автореферат разослан

1970 года

Защита диссертации состоится 1970 года на
заседании Ученого Совета Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ,
г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета ЛЯП -

О.А. ЗАЙМИДОРОВА

13-5274

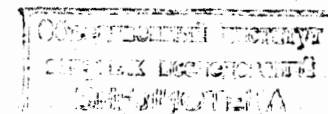
Л.Б. Парфенов

ПОЛУЧЕНИЕ ВЫСОКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ
ПРОТОНОВ В ТВЕРДЫХ МИШЕНЯХ
ЗА СЧЕТ ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО
ДИПОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени кандидата физико-математических наук

7/4/70



В последнее десятилетие в технике физического эксперимента, использующей пучки частиц от ускорителей, появился новый прибор — поляризованная протонная мишень. Такая мишень дает возможность получать дополнительную информацию о спиновой зависимости ядерных взаимодействий.

В то время, когда в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ было принято решение о создании протонной поляризованной мишени, не было достаточной ясности, каким образом такая мишень может быть создана. Поэтому было поставлено несколько экспериментов /1,2,3/, на основании результатов которых был изготовлен рабочий вариант мишени /4/, на котором был успешно выполнен эксперимент по двойному упругому $p-p$ рассеянию /5/ в области энергий протонов 660 Мэв.

Проблеме создания поляризованной протонной мишени с высокой степенью поляризации и посвящается реферируемая диссертация.

В I главе дано определение поляризации, которая в случае протонов ($I = 1/2$) равна

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (1)$$

где N_+ и N_- — числа протонов в состояниях с проекцией спина на направление магнитного поля $+1/2$ и $-1/2$ соответственно. В тепловом равновесии при заданной температуре T в магнитном поле H поляризация равна

$$P = \tanh \frac{g_n \beta H}{2kT} \approx 10^{-7} \frac{H}{T^{\circ}K} \quad (2)$$

где g_n - ядерный g - фактор протона,
 β - магнетон Бора.

Например, при $H = 10$ кэ и $T = 1^\circ\text{К}$, $P = 0,001$, т.е. 0,1%.

На рис. 1 показана статическая поляризация как функция отношения $\frac{H}{T}$ для некоторых водородосодержащих веществ. Из рисунка следует, что для получения поляризации $\sim 40-70\%$ требуется температура $\sim 0,01^\circ\text{К}$ и магнитное поле 50-60 кэ. Однако наличие ионизационных потерь, которые будут неизбежны при пропускании через мишень пучка заряженных частиц, и плохая теплопроводность этих веществ при сверхнизкой температуре, по-видимому, не позволяет произвести столь глубокое охлаждение. Кроме того, при сверхнизкой температуре можно ожидать очень больших времен релаксации, с которыми система протонов будет приходить к равновесной поляризации. Таким образом, получение высокой поляризации в протонной мишени статическим методом пока не представляется реальным делом.

В главе II изложены основные теоретические аспекты метода динамической поляризации протонов (д.п.п.) при насыщении так называемых "запрещенных" переходов э.п.р.^{/6,7/}. Благодаря этому методу стало возможным получение высокой поляризации протонов в твердой мишени при H и T , легко доступных в лабораторной практике.

Сущность метода заключается в следующем. Пусть водородосодержащий образец с небольшой примесью парамагнитных ионов, имеющих эффективный спин $S = 1/2$ помещен в магнитное поле H и имеет температуру T . Благодаря электронно-ядерному взаимодействию парамагнитных ионов с протонами, имеющему характер

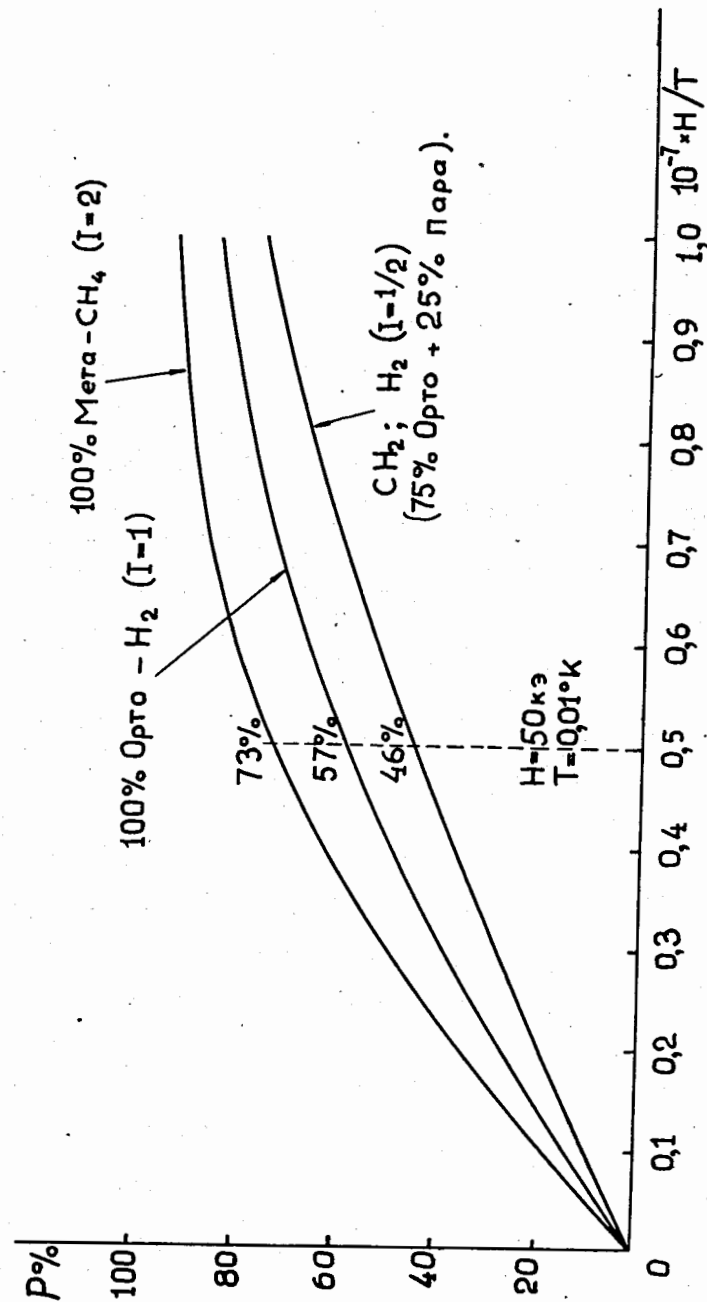


Рис. 1. Статическая поляризация.

магнитного дипольного взаимодействия, в этом образце, помимо обычных переходов э.п.р. и я.м.р. (релаксационных или возбуждаемых осциллирующим полем H_1 с частотой соответственно равной $\nu_e = \frac{\gamma_e}{2\pi} H$ или $\nu_n = \frac{\gamma_n}{2\pi} H$), возможны так называемые "запрещенные" переходы э.п.р., частоты которых равны

$\nu_+ = \nu_e + \nu_n$ и $\nu_- = \nu_e - \nu_n$. Каждый такой переход сопровождается одновременной переориентацией спина парамагнитного иона и спина протона.

На рис. 2 показана диаграмма энергетических уровней системы парамагнитный ион-протон. Знаками + и - обозначены проекции S и I на направление H , а $I/2$ опущена. В колонке I приведена относительная заселенность уровней для всего образца в тепловом равновесии, где $\Delta = \frac{g\beta H}{kT}$ и $\delta = \frac{g_n\beta H}{kT}$ (g_e - g - фактор парамагн. иона).

При возбуждении и полном насыщении полем H_1 , осциллирующим с частотой ν_- (или ν_+), одного из "запрещенных" переходов населенности уровней будут такими, как показано на рис. 2 в колонке 2 (или 3). При этом предполагается, что скорость спин-решеточной релаксации протонов значительно меньше электронной релаксации. Таким образом, в системе протонов установится новое состояние динамического равновесия. Подставляя новые населенности в формулу I, можно видеть, что системе протонов как бы передается электронная поляризация

$$P_+ = th \frac{g_e\beta H}{2kT} \quad (\text{или} \quad P_- = -th \frac{g_e\beta H}{2kT}). \quad (3)$$

Знак минус означает отрицательную поляризацию, направленную в противоположную сторону по сравнению с поляризацией в тепло-

вом равновесии. Например, в образце с примесью ионов Nd^{3+} ($g_e = g_n - 2,7$), помещенном в магнитное поле $H = 20$ кэ при температуре $T = 1^\circ K$, системе протонов может быть передана поляризация $\sim 95\%$.

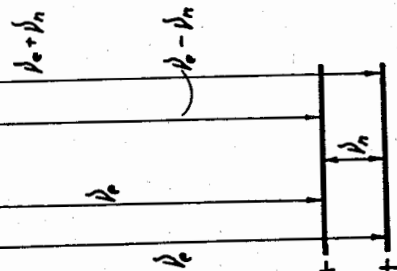
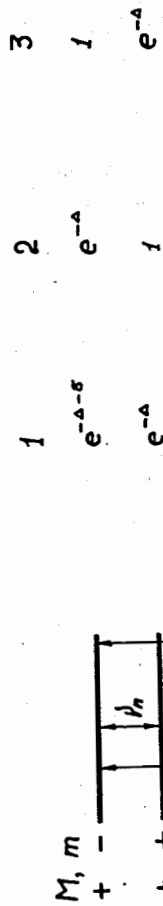
Это идеальный случай, предполагающий, что ширины "запрещенных" линий $\Delta \nu_e$ (в единицах частоты) малы по сравнению с ν_n , т.е. каждый "запрещенный" переход может быть возбужден в отдельности и все протоны с одинаковой вероятностью могут участвовать в "запрещенных" переходах.

В реальных образцах величина максимально возможной поляризации протонов определяется соотношением скоростей электронной и протонной спин-решеточной релаксации и значительно уменьшается в случае широких неоднородно уширенных линий э.п.р. На величину максимальной поляризации протонов сильно влияет характер пространственной спиновой диффузии в системе протонов и характер кросс-релаксации (спектральная диффузия) внутри электронной линии.

Глава III посвящена измерению поляризации с использованием методов я.м.р. Мерой поляризации может служить величина интегральной интенсивности сигналов я.м.р.:

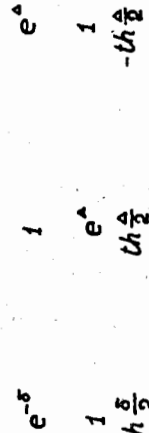
$$P = Const \int \chi'' d\nu, \quad (4)$$

где χ'' - мнимая часть радиочастотной восприимчивости $\chi = \chi' - i\chi''$, описывающей поглощение (или испускание в случае отрицательной поляризации) энергии, которое может быть зарегистрировано, например, с помощью Q-метра. Однако моду-



Поляризация - $th \frac{\xi}{2}$

Рис. 2. Диаграмма уровней и их относительные населенности в тепловом равновесии и при насыщении "запрещенных" переходов ЭПР для кристалла, содержащего два сорта спинов: $S = \frac{1}{2}$, $I = \frac{1}{2}$.



ляция напряжения на контуре Q - метра сигналами я.м.р. нелинейным образом связана с x''

$$\frac{v}{V_0} = \frac{V_0 - V}{V_0} = \frac{4\pi\eta Q x''}{1 + 4\pi\eta Q x''} + f(Q, x', x'' \dots), \quad (5)$$

где η - коэффициент заполнения, Q - добротность контура, V_0 - напряжение на контуре Q - метра в отсутствие я.м.р. Произведение ηQ можно выбрать таким, что величина $4\pi\eta Q x''$ для сильно усиленных сигналов я.м.р. будет $\sim 0,1$. Тогда вклад в измеряемую величину $\frac{v}{V_0}$ от $f(Q, x', x'' \dots)$ будет $\sim 3\%$ и им можно пренебречь. Таким образом, в качестве меры поляризации можно использовать результат интегрирования измеряемой величины $\frac{v}{V_0}$ с введением поправки на нелинейность Q - метра в виде

$$P = \text{Const} \int \frac{v}{V_0} d\nu \cdot (1 + \xi). \quad (5)$$

Константа в (5) определяется при интегрировании сигналов я.м.р. в тепловом равновесии, когда поляризация известна. В общем случае поправка ξ зависит от $\frac{v}{V_0}$, x' и от параметров радиочастотного кабеля, соединяющего катушку с входом Q - метра и может быть рассчитана в соответствии с работой [8].

Если форма сигналов я.м.р. при д.п.п. не изменяется, то интегрирования не требуется. В этом случае для меры поляризации можно использовать амплитуду сигналов я.м.р. или амплитуду их производных с введением такой же поправки на нелинейность для сильно усиленных сигналов.

В главе IV описаны поисковые опыты по д.п.п. в монокристаллах двойного лантан-магниевого нитрата -

$\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$, (LMN) с примесью ионов Ce и Nd, выполненные в ОИЯИ.

Первый опыт по д.п.п. был выполнен в магнитном поле $\sim 3,5$ кэ при температуре $0,5^\circ\text{K}$, получаемой путем откачки паров He^3 в специально сконструированном криостате^{/1/}. Схема опыта показана на рис. 3. Монокристалл LMN - I с примесью 0,8% Ce^{3+} помещался в кварцевую ампулу 2, введенную в прямоугольный резонатор 4, в котором с помощью 3-сантиметрового клистрона I2 возбуждались колебания типа H_{102} .

В этом опыте был достигнут средний коэффициент усиления поляризации I23, что соответствует поляризации протонов $\sim 8\%$. Максимальная величина поляризации в идеальном случае при указанных H и T составляет $\sim 37\%$. Основная причина отклонения от идеального случая - широкие линии "запрещенных" переходов э.п.р. у ионов Ce в LMN, заметно перекрывающиеся в магнитном поле 3,5 кэ.

Второй эксперимент - д.п.п. во вращающемся кристалле LMN. Абрагам и Джеффрис^{/9/} указали на возможность увеличения поляризации протонов путем вращения в магнитном поле образца с резко анизотропными парамагнитными свойствами.

Пусть водородосодержащий кристалл с небольшой примесью парамагнитных ионов с эффективным спином $S = 1/2$, g-фактор которых удовлетворяет условию:

$$g_{\perp} = g_{\text{макс.}} \quad , \quad g_{\parallel} = g_{\text{мин}} = g_n \quad , \quad (6)$$

помещен в магнитное поле H и имеет температуру $T \approx 1^\circ\text{K}$. Если при этом в механизме электронной спин-решеточной релаксации преобладает прямой однофононный процесс, то скорость последней зависит от ориентации кристалла в магнитном поле

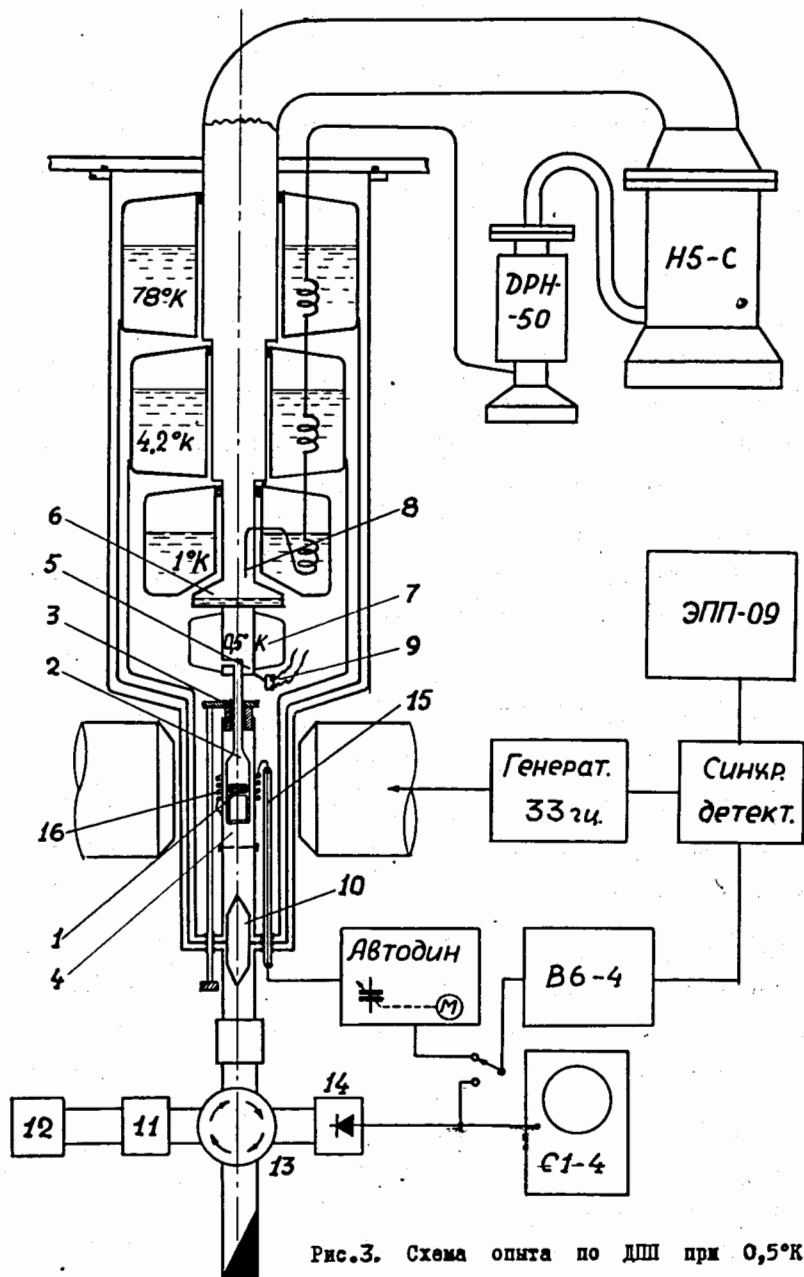
$$T_{1e}^{-1} \sim g^2(\theta) = g_{\perp}^2 \cos^2\theta + g_{\parallel}^2 \sin^2\theta, \quad (7)$$

где θ - угол между осью кристалла z' и направлением H. При вращении такого кристалла система ионов быстро приобретает электронную поляризацию $P_e = \tanh \frac{g_{\perp} \beta H}{2kT}$ благодаря короткому T_{1e} , когда электронный g-фактор проходит через свое максимальное значение и передает эту поляризацию системе протонов благодаря тому, что при $g_{\text{мин}} = g_n$ величина магнитного расщепления уровней в обеих системах становится одинаковой, а T_{1e} резко возрастает.

В кристалле LMN с Ce минимальный g-фактор примерно в 7 раз превышает g_n протона. В этом случае имело смысл применить метод возбуждения "запрещенных" переходов, действуя на систему ионов и протонов дополнительным радиочастотным (но не микроволновым) полем, частота которого равна разности ларморовских частот ионов Ce и протонов

$$\nu = \nu_e(g_{\perp}) - \nu_n. \quad (8)$$

Отличие от обычного метода д.п.п. заключается в разделении во времени процессов электронной релаксации и вынужденных переходов. Так как при вращении кристалла первым всегда будет насыщаться переход с минимальной частотой, должна наблюдаться только положительная поляризация.



Эксперимент, схема которого показана на рис. 4, был выполнен при температуре 1,3°K в полях от 2 до 5 кэ, при частотах насыщения от 60 до 170 Мгц и при равномерном вращении кристалла со скоростями от 30 до 550 об/мин.^{/2/}. Максимальное усиление поляризации протонов составляло ~70, но мощности в.ч. генератора не было достаточно для полного насыщения.

Неилучшие результаты по д.п.п были получены в третьей серии экспериментов, в кристаллах LMN с примесью Nd^{/3/}. Опыты производились при температуре 1,25°K в магнитном поле 10 кэ. Были исследованы кристаллы LMN различного объема - от 0,036 см³ до 10 см³, выращенные из насыщенного раствора с различной концентрацией неодима - от 0,2 до 1%. Для приготовления раствора были использованы исходные продукты с чистотой 99,99%, а для избежания сверхтонкой структуры э.п.р. использовался неодим, обогащенный до 98% четно-четным изотопом Nd¹⁴².

Благодаря узким, хорошо разрешенным линиям "запрещенных" переходов было достигнуто 500-600-кратное увеличение поляризации протонов, что соответствует поляризации ~45%, близкой к электронной ~57%.

Эти результаты были положены в основу создания рабочего варианта (гл. У) протонной поляризованной мишени^{/4/}. Блок-схема мишени и схема гелиевых коммуникаций показаны на рис. 5 и 6. Три пластинки прямоугольной формы были вырезаны из монокристаллов LMN, выращенных из раствора с 1% содержанием Nd¹⁴². Пластинки, сложенные своими естественными гранями, образуют суммарный объем 2x2x3 см (вес 26 г) и помещены в высокоомный микроволновый резонатор, расположенный в отогнутом отростке

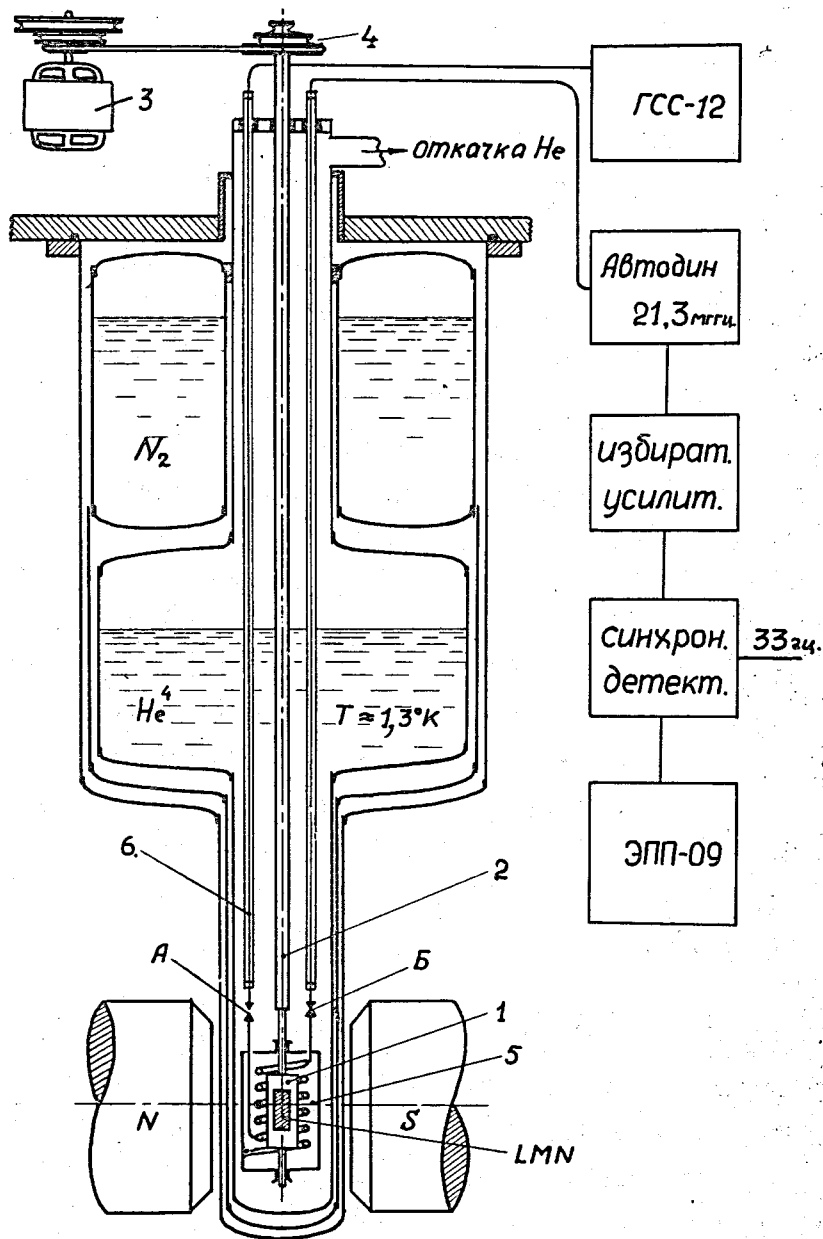


Рис. 4. Схема опыта по ДШ в вращающемся кристалле LMN.

14

гелиевого криостата. Электромагнит, снабженный стабилизацией поля по я.м.р., обеспечивал напряженность поля 20 кэ, с устойчивой однородностью в месте расположения мишени, не хуже 10^{-4} . Возбуждение "запрещенных" переходов э.п.р. осуществлялось от с.в.ч. генератора типа лампы обратной волны ($\lambda = 4$ мм) мощностью около 1 вт. В криостате поддерживалась температура $\sim 1^\circ\text{K}$ путем откачки паров He^4 со скоростью 1500 л/сек при давлении 0,1 мм рт.ст. двумя насосами - II типа ДВН-1500 и I2 типа ВН-4. Поляризация протонов $\sim 70\%$ достигалась за 30-35 минут. В стационарном режиме при поддержании такой поляризации в криостате рассеивалось около 350 мвт. с.в.ч. мощности. При подведении большей мощности удавалось получать степень поляризации $\sim 80\%$, но при этом резко возрастал расход жидкого гелия.

Измерение поляризации производилось с помощью Q - метра. Двухлетний опыт эксплуатации мишени при проведении физического эксперимента показал, что самым удобным и эффективным оказался способ наблюдения сигналов я.м.р. - $\nu(\nu)$ на экране осциллографа с одновременной записью на ленте ЭПП-09 коэффициента Фурье $a_0 = \frac{1}{T} \int \nu(t) dt$ при периодической развертке частоты в.ч. генератора Q - метра 50 раз/сек. (т.е. с частотой сети). Компенсация "дуги", представляющей собой вершину резонансной кривой контура я.м.р., осуществлялась с помощью искусственной дуги, вырабатываемой в блоке управления Q - метром. Выход Q - метра в промежутках между сигналами я.м.р. закорачивался контактами поляризованного реле. Для повышения стабильности работы Q - метра при непрерывных многочасовых наблюдениях применялась автоматическая подстройка контура я.м.р.

Поправка на нелинейность Q -метра вводилась в упрощенном виде

$$P = \frac{P'}{P'_0} \cdot \left(1 \pm \frac{1}{2} \frac{\nu(\nu^*)}{V_0}\right) \cdot P_0, \quad (9)$$

где P' и P'_0 - значение к-та Фурье для сигналов я.м.р., усиленных и в тепловом равновесии. Знак минус относится к отрицательной поляризации. $\nu(\nu^*)$ - максимальное изменение напряжения на контуре. Тем не менее полученное таким образом значение поляризации находится в хорошем согласии со значением, полученным из асимметрии упругого p - p - рассеяния протонов с энергией 660 Мэв.

В главе У1 описан быстрый реверс направления динамически усиленной поляризации протонов, разработанный для сокращения времени перехода от одного знака поляризации к другому. Как известно, если воздействовать на систему спинов сильным радиочастотным полем H_1 с частотой ω и, изменяя постоянное поле H_0 (или частоту ω при фиксированном H_0), пройти через резонанс, то вектор макроскопической ядерной намагниченности (поляризация) повернется на 180° , если скорость прохождения

$$\frac{dH_0}{dt} \quad \left(\text{или} \quad \frac{1}{\gamma} \frac{d\omega}{dt}\right) \quad \text{удовлетворяет условию} \quad (10)$$

$$\frac{1}{T_1} \ll \frac{1}{H_1} \frac{dH_0}{dt} \ll \gamma H_1,$$

при этом H_1 должно быть, по-видимому, больше некоторого "локального" поля H_L .

В эксперименте применялось частотное прохождение и наблюдалось одно неожиданное явление. При некоторых оптимальных скорости прохождения и напряженности H_1 положительная поля-

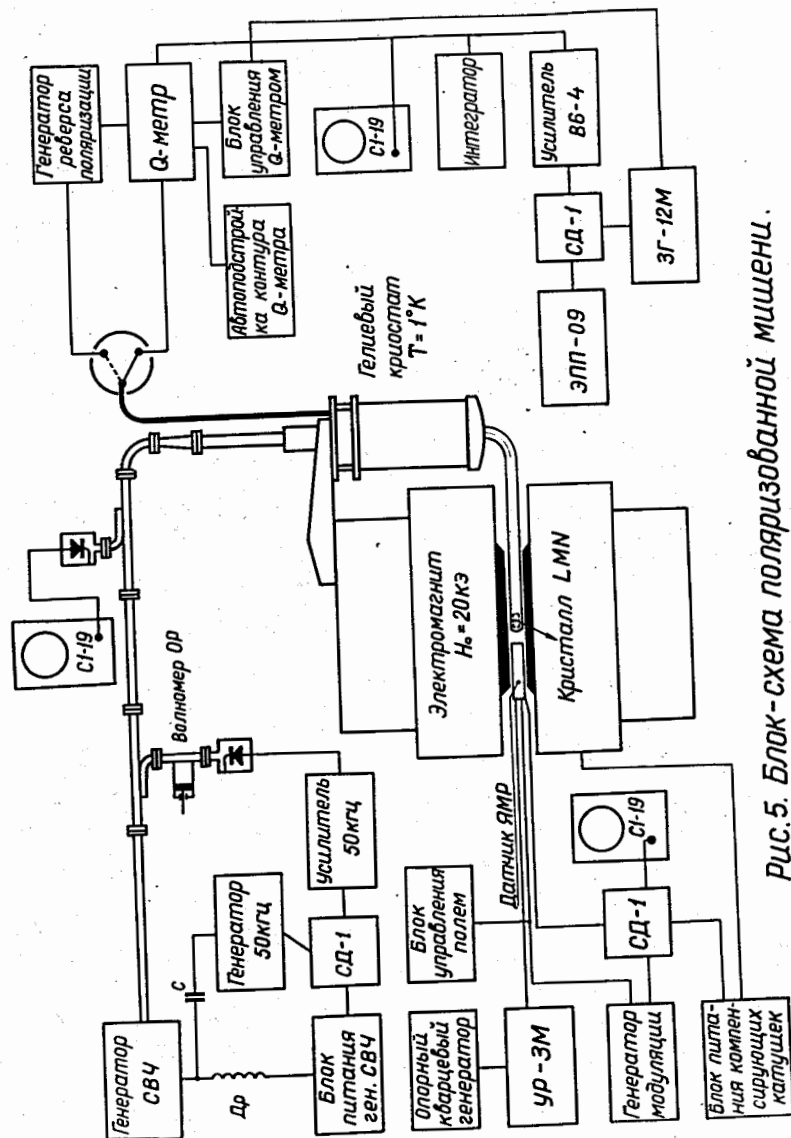


Рис. 5. Блок-схема поляризованной мишени.

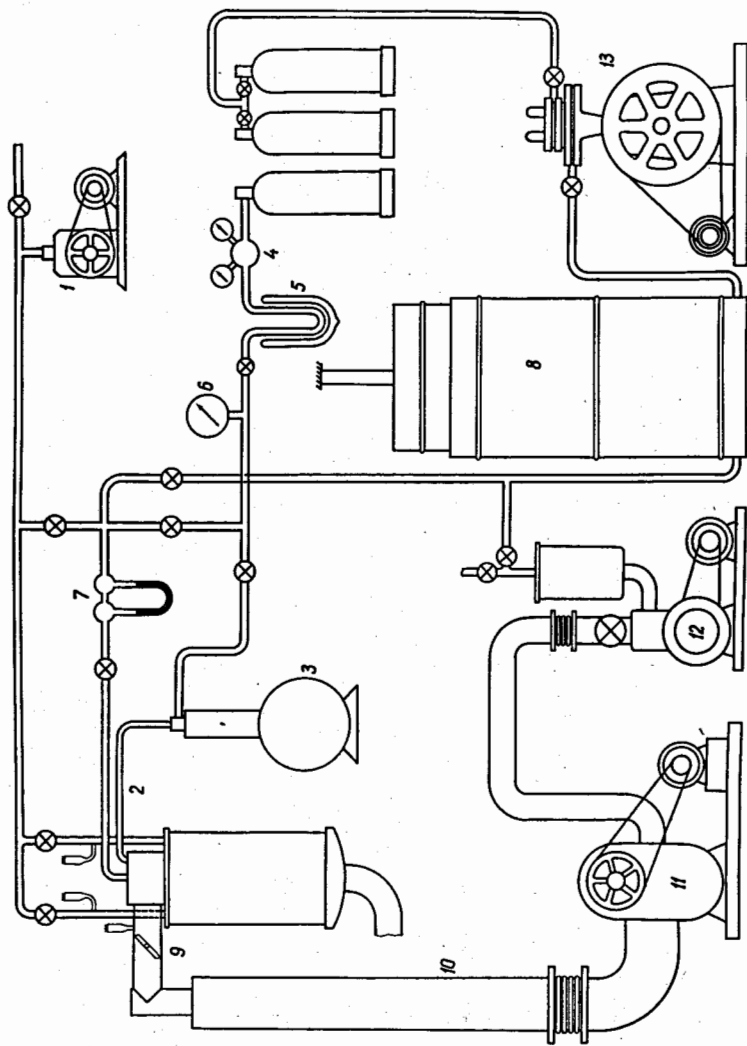


Рис. 6. Схема гелиевых коммуникаций поляризованной мишени.

ризации практически полностью реверсировалась в отрицательную. Реверсирование отрицательной поляризации ($\geq 30\%$) в положительную при тех же условиях происходило со значительной потерей независимо от направления прохождения. Потерю поляризации можно было уменьшить, только значительно увеличив напряженность H_1 и скорость прохождения. Причина этого явления осталась невыясненной.

В заключении приведены основные результаты выполненного на поляризованной мишени эксперимента по измерению параметра деполаризации \mathcal{D} в упругом p - p рассеянии при энергии протонов 660 Мэв^{15/}.

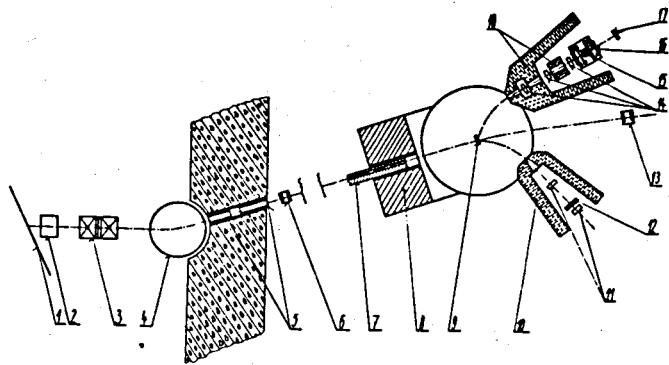
Схема опыта показана на рис. 7. Сфокусированный пучок протонов с интенсивностью $\sim 10^7$ протонов/сек. падал на поляризованную мишень. Акты упругого p - p рассеяния выделялись двумя телескопами сцинтилляционных счетчиков, включенных на совпадения и регистрировавших рассеянные протоны и протоны отдачи.

Спиновое состояние рассеянного пучка протонов анализировалось во втором рассеянии внутри искровой камеры, которая запускалась импульсом от схемы совпадений. Треки частиц фотографировались на 35-мм киноплёнку. Измерения производились под двумя углами рассеяния 90° и 130° (с.ц.м.). Получены значения

$$\mathcal{D}(90^\circ) = 0,54 \pm 0,10$$

$$\mathcal{D}(130^\circ) = 0,72 \pm 0,11.$$

Таким образом, кристаллы LMN с Nd^{142} оказались весьма хо-



- 1 - синхротрон,
- 2 - фокусирующие магнитные насадки,
- 3 - магнитные линзы,
- 4 - отклоняющий магнит,
- 5, 7 - коллиматоры,
- 6, 13 - мониторы,
- 8 - магнит поляризованной протонной мишени,
- 9 - поляризованная протонная мишень,
- 10 - защита,
- 11, 14 - счетчики совпадений,
- 12 - фильтр,
- 13 - анализатор,
- 16 - искровая камера,
- 17 - счетчик антисовпадений.

Рис. 7. Схема опыта по двойному упругому $p-p$ рассеянию на поляризованной протонной мишени (660 Мэв).

рошим веществом, в котором сравнительно легко достигалась и поддерживалась поляризация $\sim 70\%$ при $T = 1^\circ\text{К}$ и $H = 20$ кэ. Единственный недостаток LMN - малое содержание водорода - 3% от веса остальных ядер.

Основной материал диссертации опубликован в работах^{1,2,3,4,5/}.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б.С.Неганов, Л.Б.Парфенов, В.И.Луциков, Ю.В.Таран, ЖЭФ, т. 45, в. 2/8, 394, 1963.
2. В.И.Луциков, Б.С.Неганов, Л.Б.Парфенов, Ю.В.Таран, ЖЭФ 49, в. 2, 406, 1965.
3. П.Драгическу, М.Драгическу, В.И.Луциков, Б.С.Неганов, Л.Б.Парфенов, Ю.В.Таран. Препринт ОИЯИ Р-1626, Дубна, 1964.
4. Л.Б.Парфенов, Б.С.Неганов. Препринт ОИЯИ I3-4I43, Дубна, 1968.
5. И.Быстрички, Я.Чех, З.Яноут, Ю.М.Казаринов, Ф.Легер, Л.Б.Парфенов. Phys.Lett, v. 28B N 8, 572, 1969.
6. К.Джеффрис. "Динамическая ориентация ядер", "Мир", Москва, 1965.
7. Л.Л.Буишвили, М.Д.Звиэдэдзе, Г.Р.Хуцишвили. ЖЭФ 54, вып. 3, 876, 1968.
8. V.Petriček et M.Odehnal. Nucl.Instr. and Meth. 52, 197 1967.
9. A.Abragam. Cryogenics 3, 42, 1963; C.D.Jeffries, там же, стр. 41.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 июля 1970 года.