

ТЕХНИКА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МИШЕНЕЙ

Ю.Ф.Киселев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	714
ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЯДЕР МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ	716
ИЗМЕРЕНИЕ ЯДЕРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ МИШЕНЕЙ	724
Включение коаксиального кабеля в приемный контур Q-метра	726
Ливерпульский Q-метр	731
Характерные искажения протонных спектров	733
ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЯДЕР СО СПИНОМ $I = 1$	734
Поляризационные параметры ядер со спином $I = 1$	735
Метод расчета поляризации дейтронов	737
Поляризация ядер ^{14}N в аммиачной мишени	740
МОДУЛЯЦИОННОЕ УСИЛЕНИЕ ЯДЕРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ	742
Частотная (временная) дисперсия при ЧМ	742
Пространственная дисперсия ЧМ	746
МАГНИТНОЕ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ	749
Исследование радиочастотного сверхизлучения	749
НОВЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МИШЕНЕЙ	755
Другие методы динамической поляризации	755
β -распад поляризованного ядра	759
Угловая анизотропия γ -излучения	760
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	765

ТЕХНИКА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МИШЕНЕЙ

Ю.Ф.Киселев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Сделан обзор развития техники твердых мишеней с поляризованными ядрами в последние годы. В обзоре рассмотрены основные особенности поляризации ядер методом динамического охлаждения, техника измерения поляризации ядер со спинами $I = 1/2$ и $I = 1$, ядерное магнитное сверхизлучение и эффект частотной модуляции, усиливающий поляризацию мишеней. Обсуждаются новые перспективы в создании тонких мишеней и их возможное применение для поляризации радиоактивных ядер.

The development of the polarized target technique during the last years is reviewed: the main features of nuclear polarization by the dynamic cooling method, the polarization measurement of nuclei with spins $I = 1$ and $I = 1/2$, the nuclear magnetic superradiance, the effect of frequency modulating microwave that considerably improves nuclear polarization. New prospects of designing thin targets and their possible application for radioactive nuclei polarization are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Поляризованные мишени появились в 60-х годах как инструмент для исследования спиновых взаимодействий в экспериментах по рассеянию частиц на выведенных пучках ускорителей [1]. По мере развития ускорительной техники и повышения энергии пучков использование мишеней позволило приступить к исследованию спиновой структуры нуклонов в процессах глубокоупругого рассеяния поляризованных лептонов [2, 3]. Широкое применение они получили в нейтронной физике [4–6] и физике твердого тела при изучении ядерного магнитного упорядочения и «псевдомагнетизма» [7]. Центральную роль в разработке механизмов поляризации сыграли классические работы А.Оверхаузера [8], А.Абрагама, К.Джеффриса, Б.Н.Провоторова, М.А.Кожушнера, Л.Л.Буишвили, М.Боргини, В.А.Ацаркина и др., цитируемые по мере изложения в данном обзоре. Первые поляризованные протонные мишени, рабочим веществом которых служили кристаллогидраты, например лантан-магниевый нитрат (LMN), были внедрены в технику физического эксперимента практически одновременно в нескольких институтах (см. [9]). Механизм поляризации ядер в LMN, названный солид-эффектом, обусловлен наличием парных электрон-ядерных спин-спиновых взаимодействий. Этот механизм оказывается весьма эффективным в кристаллах, позволяя в поле порядка 2 Тл и при гелиевых температурах достигать поляризации протонов

$\pm 70\%$. Вместе с тем низкая концентрация протонов и наличие посторонних ядер в LMN усложнило фоновые условия в экспериментах по рассеянию частиц, что обусловило разработку более эффективных спиртовых мишеней. Мощное развитие техника поляризованных мишеней получила после предложения Лондоном, Кларком и Медозой [10] нового метода получения сверхнизких температур, который впервые был реализован в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне Б.С.Негановым, Н.С.Борисовым и М.Ю.Либургом [11]. В 70-х годах интенсивный поиск новых полимерных материалов мишеней привел к созданию первых прототипов, а затем и рабочих вариантов поляризованных мишеней нового, замороженного типа [12–16]. При сверхнизких температурах порядка 0,2 К удалось достигнуть почти 100% поляризации протонов обоих знаков в пропандиоле, этиленгликоле, бутаноле. Экспериментальные и теоретические исследования динамической поляризации позволили установить, что в спиртовых матрицах «работает» более мощный, чем солид-эффект, механизм поляризации, названный динамическим охлаждением [17–20]. Динамическое охлаждение обусловлено коллективным взаимодействием электронной спин-спиновой системы с ядрами; эта модель рассмотрена в данном обзоре. В техническом плане, по мере повышения требований к параметрам мишеней в эксперименте, удалось сформировать оптимальный подход к измерению ядерной поляризации, основу которого составляет ливерпульский Q-метр с хорошо апробированной техникой расчета корректирующих поправок. Эксперименты с новыми материалами позволили обнаружить и приступить к исследованию новых твердотельных эффектов (ядерное магнитное сверхизлучение, частотная модуляция), которые необходимо понимать при работе с мишенями. Были проведены успешные опыты в направлении создания тонких мишеней для экспериментов с низкоэнергетическими пучками, и наметилось новое направление в создании поляризованных сцинтилляторов [21]. При создании мишеней многие технические результаты, методы расчета и опыт работы публиковались в препринтах или внутренних отчетах институтов и не были обобщены с единой точки зрения. Очевидно, что достижения последних лет нуждаются в обзоре, полезном как для студентов, так и для экспериментаторов, работающих в области поляризованных мишеней. Структура большинства работ по мишеням в основном сводится к описанию криогенного оборудования, на создание которого, как правило, приходится большой объем работ. В недавно опубликованном обзоре [22] и работе SMC-коллаборации CERN [30] затронут более широкий круг вопросов, частично восполняющий недостаток литературы в этом направлении. Здесь мы попытались более конкретно рассмотреть технические проблемы, не относящиеся к криогенике, которые, на наш взгляд, окажутся полезными для практической работы с мишенями.

1. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЯДЕР МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

В диэлектриках при сверхнизких температурах времена релаксации ядерных спинов достигают сотен и более часов. Ядерные спины оказываются практически изолированными от решетки, поэтому их спиновая температура (T_z) может быть существенно изменена по сравнению с температурой решетки (T_0). Методы поляризации, при которых $T_z \neq T_0$, называются динамическими, а их суть в конечном итоге сводится к передаче высокой поляризации электронных спинов парамагнитной примеси ядерным магнитным моментам [7, 9]. Напомним кратко содержание метода поляризации ядер, названного «динамическим охлаждением» (ДО) [17, 18, 23, 24], который оказался наиболее эффективным в спиртовых поляризованных мишенях [15, 16]. Для его реализации в материал мишени, путем растворения, диффузии или облучения, вводят парамагнитную примесь (крамерсовские центры [7]) с концентрацией порядка $N_s \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Молекулы примеси содержат неспаренные электроны ($S = 1/2$), которые в постоянном магнитном поле H_0 и при температуре T_0 поляризуются до величины [9]

$$P_s = 100\% \cdot \text{th} \left(\frac{\hbar\gamma_s H_0}{2kT_0} \right), \quad (1)$$

где \hbar — постоянная Планка, γ_s — гиромагнитное отношение электронов, k — постоянная Больцмана. При $H_0 = 2,5 \text{ Тл}$ и $T_0 = 0,3 \text{ К}$ поляризация $P_s = 99,997\%$. При тех же условиях в соответствии с формулой (1) спины протонов (индекс p) поляризуются только до величины $P_p = 0,85\%$, поскольку $\gamma_s/\gamma_p = 656$. Энергия электронных спинов складывается из их зеемановского взаимодействия с полем $H_0 \parallel z$, где z — ось квантования, и спин-спинового взаимодействия [19]:

$$\hat{H} = \hat{H}_z + \hat{H}_{ss}^0 + \hat{H}'_{ss}, \quad (2)$$

где $\hat{H}_z = \hbar\gamma_s H_0 \hat{S}_z$ — оператор зеемановской энергии спинов, \hat{H}_{ss}^0 — секулярная часть спин-спиновых взаимодействий, которая коммутирует с зеемановским вкладом, и \hat{H}'_{ss} — член, ответственный за взаимодействие между \hat{H}_z и \hat{H}_{ss}^0 . Важной особенностью веществ, которые используются для получения высокой поляризации, является примерное равенство локальных частот электронных спинов и ядерной зеемановской частоты, т.е. $\gamma_s H_{\text{loc}} \cong \omega_I = \gamma_I H_0$ [24], где спектр локальных частот простирается от 0 до $\sim 300 \text{ МГц}$. Вследствие этого существует сильная связь между резервуаром спин-спиновых взаимодействий и ядерной спиновой системой. Последнее означает, что спин-спиновый резервуар и ядерная зеемановская подсистема «резонируют» друг с другом, то есть находятся в тесном тепловом контакте и, в конечном итоге,

приобретают одну и ту же температуру $T_{ss} = T_I$ независимо от сорта ядерных спинов. Под динамическим охлаждением понимают метод поляризации ядер путем их взаимодействия с резервуаром спин-спиновых взаимодействий [17, 24]. В дальнейшем для простоты мы будем полагать $T_{ss} \equiv T_I$, что позволит не рассматривать тонкие эффекты в электронной спиновой системе, связанные с наличием ядер, и сконцентрироваться на главных принципах ДО.

В сильном магнитном поле, когда зеемановская энергия электронных спинов значительно превосходит энергию спин-спиновых взаимодействий, обе электронные подсистемы являются квазинезависимыми, поэтому для их описания необходимо введение двух, в общем случае разных температур T_{z0} и T_{ss} , и матрица плотности имеет вид [23]:

$$\hat{\rho}(t) = \frac{1}{\Sigma} \exp \left[- \left(\frac{\hbar\omega_0 \hat{S}_z}{kT_{z0}} \right) - \left(\frac{\hat{H}_{ss}^0}{kT_{ss}} \right) \right], \quad (3)$$

где Σ — нормировочная константа, $\omega_0 = \gamma_s H_0$ — ларморовская частота электронных спинов. Характерный временной масштаб установления внутреннего равновесия в спин-спиновой системе значительно короче ($\approx 10^{-5}$ с), чем в зеемановской подсистеме ($\approx 10^{-1}$ с), он связан с взаимными «флипплоп»-переходами между соседними спинами, которые не изменяют энергии системы. Если ω_{ss} — частота прецессии спинов в локальном поле H_{loc} , обусловленном спин-спиновыми взаимодействиями, то условие $\omega_0 \gg \omega_{ss}$ делает невозможным резонансный обмен энергией между \hat{H}_z и \hat{H}_{ss}^0 . В действительности несекулярный член \hat{H}'_{ss} в (2), опущенный в формуле (3), выравнивает спиновые температуры подсистем, так что за время электронной спин-решеточной релаксации в обеих подсистемах устанавливается одинаковая температура $T_{z0} = T_{ss} = T_0$, равная температуре решетки. В этом состоянии \hat{H}_{ss}^0 в (3) не играет никакой роли и этим членом можно пренебречь, поскольку $\omega_0 \gg \omega_{ss}$; т.е. спиновая система определена заданием одной температуры.

Для поляризации ядер необходимо охладить резервуар спин-спиновых взаимодействий. Охлаждение достигается облучением электронных спинов на микроволновой частоте ω_p вблизи ларморовской частоты ω_0 . Каждый акт поглощения спиновой системой кванта внешнего поля $\hbar\omega$ можно рассматривать как поступление в зеемановскую подсистему кванта $\hbar\omega_0$ с одновременной передачей «остатка» $\hbar(\omega_p - \omega_0)$ в спин-спиновый резервуар; при $(\omega_p - \omega_0) < 0$ квант энергии $\hbar(\omega_0 - \omega_p)$ извлекается из спин-спинового резервуара [24]. С формальной точки зрения для выделения интегралов движения в (2) при наличии переменного поля необходимо добавить взаимодействие $2\hbar\gamma_s H_1 \hat{S}_x \cos(\omega_p t)$ и исключить временную зависимость в гамильтониане путем применения стандартной процедуры перехода во вращающуюся с частотой ω_p вокруг оси z систему координат. Эта процедура совершенно ана-

логична введению круговых диаграмм при рассмотрении переменных токов и напряжений в электротехнике, с той лишь разницей, что здесь это преобразование применяется к матричным величинам. Если амплитуда микроволнового поля $H_1 \ll H_{10c}$, как это практически и есть в технике ДПЯ, то новое состояние спиновой системы будет приближенно описываться матрицей плотности [23, 24]:

$$\hat{\rho}_{\text{rot}}(t) \cong \frac{1}{\Sigma} \exp \left[-\frac{\hbar(\omega_0 - \omega_p)\hat{S}_z}{kT_z} - \frac{\hat{H}_{ss}^0}{kT_{ss}} \right], \quad (4)$$

но уже с другой температурой (T_z), определенной во вращающейся системе координат. Отметим, что при переходе во вращающуюся вокруг оси z систему координат член \hat{H}_{ss}^0 в матрице плотности остается без изменения, так как он коммутирует с оператором поворота системы координат. Нетрудно видеть, что в новой системе координат характерная частота $|\omega_0 - \omega_p| \cong \gamma_s H_{10c}$ зеемановского взаимодействия сдвигается в область локальных частот электронных спинов, то есть появляется возможность резонансного обмена между зеемановской и спин-спиновой подсистемами с тенденцией $|T_{ss}| \rightarrow |T_z|$. Теперь в тепловом равновесии $T_{ss} = T_z$, причем новую величину T_{ss} нетрудно оценить, если учесть, что при нестрогом резонансном насыщении электронных спинов их поляризация не должна существенно меняться. Поэтому, сравнивая (3) и (4), имеем [23]:

$$\frac{\hbar\omega_0}{2kT_{z0}} \cong \frac{\hbar(\omega_0 - \omega_p)}{2kT_z}, \quad (5)$$

откуда $T_z = T_0(\omega_0 - \omega_p)/\omega_0$, так как $T_{z0} \cong T_0$. В зависимости от соотношения частот ω_0 и ω_p , знак T_z может быть положительным или отрицательным. Способность «перераспределять» поглощенный квант $\hbar\omega_p$ между двумя спиновыми подсистемами зависит от расстройки $\hbar(\omega_p - \omega_0)$ частоты поля по отношению к ларморовской частоте, концентрации спинов, величины их магнитных моментов и т. д., то есть от того, как сконструирована, как облучается и насколько сильно электронная спиновая система связана с решеткой. Видно, что зеемановская система под действием микроволнового поля становится «холодильником» или «нагревателем» (в зависимости от знака частотной расстройки) резервуара спин-спиновых взаимодействий, который теперь способен поляризовать ядерные спины. Чтобы оценить значение оптимальной расстройки $|\omega_0 - \omega_p|$, обеспечивающей максимальное охлаждение спиновой системы, необходимо учесть взаимодействие спиновой системы с решеткой. Кинетические уравнения, описывающие поведение спиновой системы в приближении достаточно высоких температур решетки ($T_0 > 3$ К, в поле 2,5 Тл), были впервые получены Провоторовым [25, 26] и носят его имя. Следуя работе [17], имеем:

$$\frac{d}{dt} \frac{1}{T_{z0}} = -W \left(\frac{1}{T_{z0}} + \frac{\Delta}{\omega_0} \frac{1}{T_{ss}} \right) - \frac{1}{\tau_{sl}} \left(\frac{1}{T_{z0}} - \frac{1}{T_0} \right), \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt} \frac{1}{T_{ss}} = -W \frac{\Delta^2}{\omega_{ss}^2} \left(\frac{1}{T_{ss}} + \frac{\omega_0}{\Delta} \frac{1}{T_{z0}} \right) - \frac{1}{\tau_{dl}} \left(\frac{1}{T_{ss}} - \frac{1}{T_0} \right), \quad (7)$$

где $\Delta = (\omega_p - \omega_0)$, $W(\Delta) = \pi \gamma_s^2 H_1^2 g(\Delta)$, $g(\Delta)$ — функция формы равновесной линии поглощения, τ_{sl} , τ_{dl} — времена спин-решеточной релаксации зеемановской и спин-спиновой подсистем. Система (6), (7) имеет вид уравнений теплообмена между спиновыми резервуарами с той лишь разницей, что роль обычных температур играют инверсные спиновые температуры. Действительно, первые члены в (6), (7) описывают процесс охлаждения спин-спинового резервуара, вторые — спин-решеточную релаксацию с тенденцией $T_{z0}, T_{ss} \rightarrow T_0$. Стационарное решение получено в [24]:

$$(T_{ss}^{-1})_{st} = -T_0^{-1} \frac{\omega_0}{\Delta} \frac{W \tau_{dl} \Delta^2 \omega_{ss}^{-2}}{1 + W(\tau_{sl} + \tau_{dl} \Delta^2 \omega_{ss}^{-2})}, \quad (8)$$

$$(T_{z0}^{-1})_{st} = T_0^{-1} \frac{1 + W \tau_{dl} \Delta^2 \omega_{ss}^{-2}}{1 + W(\tau_{sl} + \tau_{dl} \Delta^2 \omega_{ss}^{-2})}. \quad (9)$$

При сильном насыщении, условия которого имеют вид $2W\tau_{sl} \gg 1$ и $2W\tau_{dl}\Delta^2(\omega_{ss})^{-2} \gg 1$, из (8) и (9) следует

$$(T_{ss}^{-1})_{\infty} = -(T_{z0}^{-1})_{\infty} \frac{\omega_0}{\Delta} = -T_0^{-1} \frac{\omega_0}{\Delta} \left(1 + \frac{\tau_{sl}}{\tau_{dl}} \frac{\omega_{ss}^2}{\Delta^2} \right)^{-1}. \quad (10)$$

Согласно (10) температура спин-спиновой системы в зависимости от частотной расстройки имеет «дисперсионный» вид, причем максимальное охлаждение достигается при расстройке, равной

$$\Delta_{\max} = \pm \sqrt{\frac{\tau_{sl}}{\tau_{dl}} \omega_{ss}}. \quad (11)$$

Для оценки эффекта охлаждения спин-спиновой системы примем $\Delta_{\max} \approx (M_2)^{1/2}$, где

$$M_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\delta) \delta^2 d\delta \quad (12)$$

есть второй момент линии поглощения, тогда из (10) следует [24]:

$$\left(\frac{T_0}{T_{ss}}\right)_{\max} = \frac{\omega_0}{2\Delta_{\max}} = \frac{\omega_0}{2\sqrt{M_2}}. \quad (13)$$

Работоспособность системы (8)–(9) можно оценить на примере 1-бутанола. Ширина линии ЭПР в подобном рода твердых диэлектриках с парамагнитными добавками обязана слабой анизотропии $(g_{\perp} - g_{\parallel})/g \cong 4 \cdot 10^{-3}$ электронного g -фактора [23] и составляет примерно $2(M_2)^{1/2} = 2\pi \cdot 4 \cdot 10^8$ Гц, откуда теоретическое усиление равно

$$\frac{T_0}{T_{ss}} = \frac{\omega_0}{2\Delta_{\max}} = \frac{7 \cdot 10^{10}}{4 \cdot 10^8} = 175, \quad (14)$$

что дает правильную оценку экспериментальной величины усиления поляризации при температурах выше 1 К.

Как уже отмечалось, для расчета поляризации необходимо приравнять температуру ядер, независимо от их сорта, к температуре электронного спин-спиновой резервуара. Сам по себе факт установления единой спиновой температуры разных ядерных спинов служит идентификатором механизма ДО [20, 23, 24], а когда механизм ДО установлен, то поляризацию любых ядер в материале можно рассчитать по формуле Бриллюэна (101), используя известную спиновую температуру ядер одного сорта.

В практике ДПЯ, как правило, применяются температуры ниже 1 К, при которых приближение высоких температур не работает и предыдущая оценка (13) максимального усиления становится неверной. На рис. 1 на примере пропандиола показано поведение времен спин-решеточной

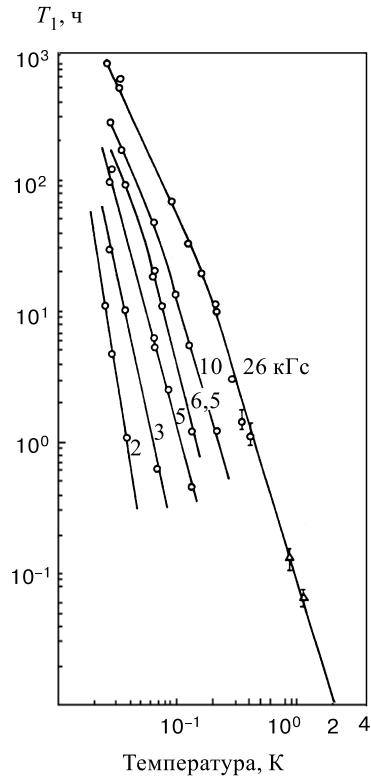


Рис. 1. Зависимость времени спин-решеточной релаксации протонов в пропандиоле от температуры в различных полях H_0 [27]

релаксации в зависимости от поля и температуры [27]. Нетрудно видеть, что переход в область сверхнизких температур сопровождается значительным ростом времен ядерной спин-решеточной релаксации, что вызывает уменьшение «утечки» поляризации. В теории же отказ от высокотемпературного приближения ведет к нелинейным интегральным уравнениям, которые усложняют

расчеты, но и дополняют картину ДПЯ рядом важных подробностей. Первое решение задачи удалось получить Боргини [28]; его уравнение детально проанализировано и сравнивается с экспериментом в работах [23, 24]. Уравнение Боргини удовлетворительно описывает экспериментальные данные, но с использованием феноменологического параметра, а именно фактора «утечки» поляризации, учитывающего влияние спин-решеточной релаксации на величину максимальной поляризации. Более строгое решение практически одновременно было получено Л.Л.Буишвили, Н.П.Гиоргадзе и А.А.Давитулиани [29]; в дальнейшем для краткости их теорию назовем БГД. Согласно теории БГД стационарная спиновая температура T_{ss} определяется интегральным уравнением

$$\int L(\omega)\varphi(\omega)(\omega_0 + \omega - \omega_p)g(\omega)d\omega = 0, \quad (15)$$

где $g(\omega)$ описывает форму ЭПР-линии (очевидно, что $g(\omega)$ не нуждается в нормировке), $L(\omega)$ — медленная функция частоты, описывающая процесс однофононной спин-решеточной релаксации, функция $\varphi(\omega)$ связана с T_{ss} и T_0 следующим уравнением:

$$\varphi(\omega) = \frac{\exp((\omega_{s0} + \omega)\beta_L - (\omega_{s0} + \omega - \omega_p)\beta_s) - 1}{\exp(-(\omega_{s0} + \omega - \omega_p)\beta_s) + 1}, \quad (16)$$

где $\beta_L = \hbar/(kT_0)$, $\beta_s = \hbar/(kT_{ss})$ — инверсные температуры решетки и спин-спиновой системы соответственно, ω_p — частота поляризующего СВЧ-поля. Если принять $L(\omega)$ постоянной в пределах ЭПР-линии, то уравнение (15) упрощается:

$$\int \varphi(\omega)(\omega_0 + \omega - \omega_p)g(\omega) d\omega = 0. \quad (17)$$

Интегрируя (17) по контуру ЭПР-линии, нетрудно определить равновесную температуру T_{ss} в зависимости от расстройки $\Delta = (\omega_0 - \omega_p)$. Полагая далее $T_{ss} = T_I$, где T_I — температура ядерных спинов, легко найти ядерную поляризацию. В случае протонов ($I = 1/2$) имеем

$$P_I = \text{th} \left(\frac{\hbar\gamma_I H_0}{2kT_{ss}} \right). \quad (18)$$

Уравнение (17) не включает каких-либо подгоночных параметров, поэтому оно позволяет предсказать зависимость поляризации от поля и температуры в идеальной модели ДО. Такие оценки могут оказаться полезными при поиске оптимальной технологии изготовления новых материалов мишеней, поэтому

мы численно проинтегрировали (17) с использованием гауссовской формы ЭПР-линии:

$$g(\Delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta_0} \exp\left(-\frac{\Delta^2}{2\Delta_0^2}\right) \quad (19)$$

с параметром $\Delta_0 = 2\pi \cdot 1,5 \cdot 10^8$ Гц. Результаты расчета $T_{ss} = T_I$ представлены на рис. 2 для трех характерных температур решетки $T_0 = 1, 0,5$ и $0,25$ К, которые получаются при накачке поляризации в кристатах испарительного типа с ^4He , ^3He и рефрижераторах растворения $^3\text{He}/^4\text{He}$ соответственно. Решение показывает рост максимальной поляризации протонов при понижении температуры решетки, соответственно 50, 75 и 97%, что хорошо отражает ход лучших экспериментальные данные, достигнутых в пропандиоле и бутаноле. Видно, что с понижением T_0 оптимальная расстройка СВЧ-частоты сдвигается от центра ЭПР-линии; эта расстройка теперь не совпадает с $(M_2)^{1/2}$. В экспериментах с пропандиолом и бутанолом такой сдвиг также имеет место, но он меньше расчетных данных на рис. 2 из-за анизотропии g -фактора, которая не учитывалась в проделанных нами расчетах.

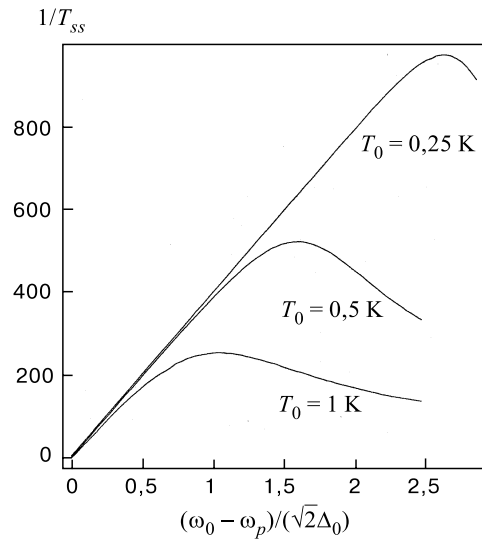


Рис. 2. Зависимость $1/T_{ss}$ от относительной расстройки СВЧ-частоты от центра ЭПР-линии ($\omega_0 = 2\pi \cdot 7 \cdot 10^{10}$ Гц, $\Delta_0 = 2\pi \cdot 1,5 \cdot 10^8$ Гц). Положительная протонная поляризация (18) $P_p = \text{th}(0,0024/T_{ss})$, где $T_{ss} = T_I$

Для более детального понимания двухтемпературной концепции ДО рассмотрим влияние температуры спин-спинового резервуара на форму гауссовской ЭПР-линии парамагнитных центров в условиях сильного насыщения.

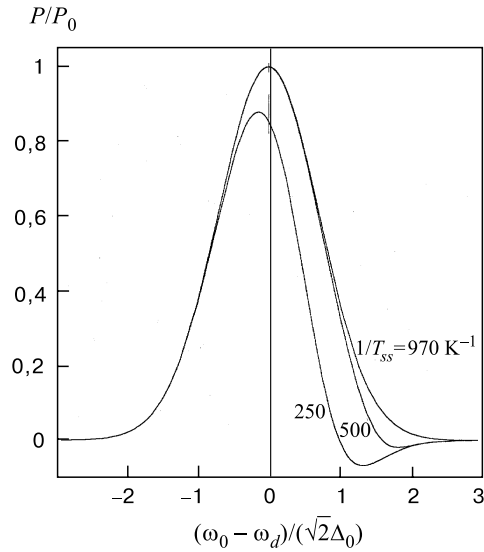


Рис. 3. Форма ЭПР-линии, согласно теории БГД, при трех температурах решетки: 1, 0,5 и 0,25 К. Расчет выполнен при расстройках насыщающего поля, которые на рис.2 соответствуют максимумам обратных температур $1/T_{ss}$, где ω_d — частота детектирующего поля

Предположим, что СВЧ-частота насыщающего поля соответствует фиксированной расстройке $\delta_p = (\omega_0 - \omega_p)/(\sqrt{2}\Delta_0)$, а форма линии детектируется слабым ненасыщающим микроволновым полем с частотой ω_d , которая изменяется вблизи ω_0 . Мощность, поглощаемая спиновой системой на частоте ω_d , равна [29]:

$$P = P_0 \exp(-\delta_d^2) \operatorname{th} \left[\frac{\beta_{ss}\omega_0}{2} \left(\frac{\sqrt{2}\Delta_0}{\omega_0} \right) (\delta_p - \delta_d) \right], \quad (20)$$

где $\delta_d = (\omega_0 - \omega_d)/(\sqrt{2}\Delta_0)$ — нормированная расстройка частоты детектирующего поля и P_0 — мощность поглощения на резонансной частоте. Мы выполнили расчет зависимости P/P_0 для трех минимальных температур спин-спинового резервуара, а именно: $1/T_{ss} = 250, 500$ и 970 K^{-1} , которые на рис.2 достигаются при температурах решетки $T_0 = 1,0, 0,5$ и $0,25 \text{ K}$ соответственно. Для каждой T_0 была взята оптимальная расстройка δ_p , соответствующая максимальной обратной спиновой температуре на рис.2. Результаты расчета представлены на рис.3. Видно, что кривая ЭПР-поглощения сдвигается в сторону, противоположную точке приложения насыщающего

поля. Существует область индуцированного излучения, определяемая условием $\beta_{ss}(\delta_p - \delta_d) < 0$. Из рис. 3 видно, что при больших расстройках насыщение на крыльях линии почти не влияет на форму ЭПР-линии, следовательно, равновесная электронная поляризация практически не изменяется при включении СВЧ-поля, что и послужило основанием приравнять матрицы плотности (3) и (4) при получении оценки (5) усиления ядерной поляризации.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ЯДЕРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ МИШЕНЕЙ

Наиболее точное определение ядерной поляризации выполняется интегральным методом, т.е. интегрированием линии поглощения $\chi''(\omega)$. Метод основан на соотношении [30]:

$$P = \frac{2\hbar I}{g^2 \mu_N^2 N \pi} \int_0^\infty \chi''(\omega) d\omega, \quad (21)$$

где μ_N — ядерный магнетон, I — спин, g — g -фактор исследуемых ядер и N — их концентрация. Для измерения ядерной поляризации обычно используется последовательный Q-метр [31, 32]. Приемный датчик Q-метра показан на рис. 4 и представляет собой катушку, погруженную в материал мишени, которая индуктивно связана с магнитными моментами ядер. Импеданс катушки равен

$$Z_L = r + i\omega L_0(1 + \eta\chi(\omega)), \quad (22)$$

где $\omega = 2\pi\nu$, ν — частота радиочастотного генератора, η — фактор заполнения катушки материалом, r , L_0 — сопротивление и индуктивность катушки при $\chi = 0$. Функция $\chi(\omega) = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega)$ является ядерной восприим-

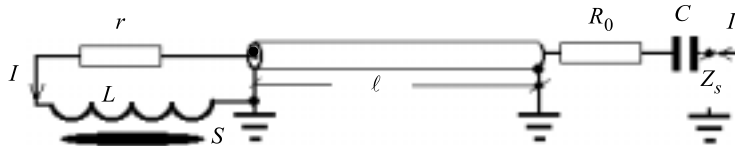


Рис. 4. Приемный гибридный контур Q-метра, где ℓ — коаксиальный кабель, s — материал мишени, L , r , R_0 , C — элементы контура (см. текст)

чивостью материала; ее реальная часть называется дисперсией, мнимая — поглощением. Типичные функции поглощения и дисперсии протонов представлены на рис. 5. Сигнал на выходе Q-метра пропорционален поглощению.

Константа пропорциональности находится калибровкой прибора по так называемому ТЕ (thermal equilibrium)-сигналу от ядер с известной поляризацией. В магнитном поле 2,5 Тл и при температуре около 1 К типичные времена спинрешеточной релаксации протонов ($I = 1/2$) в материалах мишеней составляют менее 10 минут, поэтому спиновая температура ядер достаточно быстро принимает температуру хладагента мишени. В результате ТЕ-поляризацию ядер легко рассчитать по формуле Бриллюэна (101), аргументами которой являются величина магнитного поля и известная температура мишени. Практическое значение формулы (21) заключается в возможности ее использования для калибровки чувствительности Q-метра, когда равновесный тепловой сигнал спинов находится за

порогом чувствительности приемной аппаратуры [30, 33]. В твердых диэлектрических материалах при низких температурах для ядер со спином $I > 1/2$ подобная ситуация является скорее правилом, чем исключением. Например, при определении поляризации фоновых ядер ^{14}N в аммиачной мишени (NH_3), их интенсивность оказывается более чем на два порядка меньше, чем протонных спинов [33]. В такой ситуации нужно измерить интенсивность протонного сигнала с известной поляризацией, но в сниженном магнитном поле, используя Q-метр, измеряющий интенсивность сигналов от ядер азота. Поле снижается из-за меньшего g -фактора азота: $g_N = 0,4038$ по сравнению с протонами $g_p = 2,793$. Отношение P_N и P_p поляризации из (21) равно [30]:

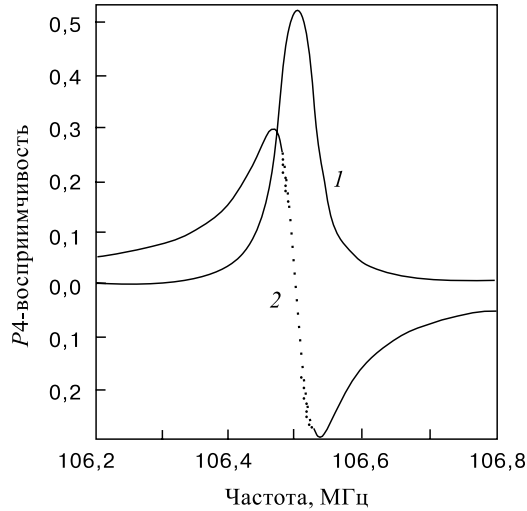


Рис. 5. Формы линий протонных сигналов поглощения (1) и дисперсии (2) в бутаноле [42]

$$\frac{P_N}{P_p} = \frac{g_p^2 I_N N_p A_N}{g_N^2 I_p N_N A_p}, \quad (23)$$

где $A = \int_0^\infty \chi''(\omega) d\omega$, $N_p = 3N_N$. Подставляя эти константы в (23), получим [33]:

$$P_N \approx 287 \frac{A_N}{A_p} P_p, \quad (24)$$

где A_p , A_N — площади под кривой поглощения протонного и азотного сигналов соответственно. Так как F_p и A_p предполагаются известными, то на основании (24) интегральный метод становится доступным и для измерения усиленной поляризации ядер азота без измерения его равновесных сигналов. Характерная погрешность калибровки составляет $\pm 2,5\%$.

2.1. Включение коаксиального кабеля в приемный контур Q-метра. В низкотемпературных экспериментах приемная катушка связывается с Q-метром коаксиальным кабелем. Образуется гибридный приемный колебательный контур (рис. 4), который содержит элементы цепи с сосредоточенными и распределенными параметрами [31]. Введение кабеля в приемный контур оказывает сильное влияние на чувствительность прибора, поэтому на основании работ [34–36] мы приведем энергетический расчет гибридного контура. Схема последовательного контура и обозначения представлены на рис. 4. Здесь r — сопротивление катушки, R_0 — учитывает передачу мощности во входную цепь усилителя и потери в конденсаторе (C). Индуктивность $L = L_0(1 + \eta\chi)$, где L_0 — невозмущенная индуктивность катушки и S — материал мишени. При расчете резонансной частоты контура будем пренебрегать влиянием сопротивлений r и R_0 . Индуктивность L_0 формально можно заменить эквивалентным отрезком фиктивного кабеля, входное сопротивление которого равно $i\omega L_0$. Если кабель разомкнут на конце, то длина ℓ_1 такого отрезка должна быть равна

$$\omega L_0 = \rho \cdot \operatorname{tg}(\beta \ell_1), \quad (25)$$

где $\beta = \epsilon^{1/2}\omega/c$, c — скорость света в вакууме, ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость изолятора кабеля, ρ — волновое сопротивление фиктивного отрезка линии, которое для простоты выберем равным волновому сопротивлению реально присутствующего кабеля. Фиктивный отрезок линии ℓ_1 , заменяющий индуктивность, и реальный кабель длиной ℓ образуют электрическую линию общей длиной $\ell + \ell_1$, индуктивное входное сопротивление которой при резонансе должно быть равно емкостному сопротивлению конденсатора настройки, отсюда с учетом (25) получается трансцендентное уравнение для бесконечного набора резонансных частот контура с кабелем

$$\frac{1}{\omega C} = \omega L_e = \rho \operatorname{tg}[\beta(\ell + \ell_1)] = \frac{\omega L_0 + \rho \operatorname{tg}(\beta \ell)}{1 - \frac{\omega L_0}{\rho} \operatorname{tg}(\beta \ell)}, \quad (26)$$

где L_e — эквивалентная индуктивность кабеля с подключенной катушкой L_0 , которая «резонирует» с емкостью C . Колебательный контур образуется, когда при длине кабеля $\ell + \ell_1$ его входное сопротивление является индуктивным, то есть при условии $\beta(\ell + \ell_1) - \pi n < \pi/2$ или $\beta \ell = \pi n$, где $n = (0, 1, 2, \dots)$ есть число полувольт, укладывающихся на длине ℓ . Видно, что на частотах порядка нескольких МГц отрезок кабеля $\ell < \lambda/4$ ($n = 0$) можно добавить к

катушке, сохраняя индуктивный характер их общего сопротивления. На более высоких частотах, как правило, используют резонансные отрезки кабеля длиной $\beta\ell = \pi n$. Напомним основные соотношения в простом последовательном контуре без кабеля ($\ell = 0$). Взаимодействие со спинами изменяет импеданс катушки, который в соответствии с формулой (22) равен

$$Z_L = r + \eta\omega L_0\chi'' + i\omega L_0(1 + \eta\chi'). \quad (27)$$

Пусть контур настроен в резонанс и амплитуда переменного тока в нем (I) поддерживается неизменной и достаточно малой, чтобы создаваемое катушкой поле не разрушало ядерную восприимчивость. При резонансе мощность (P_r), рассеиваемая в r , и мощность диссипативных потерь в спиновой системе (P_s), соответственно, равны

$$P_r = \frac{1}{2}rI^2, \quad P_s = \frac{1}{2}\eta\chi''\omega L_0I^2. \quad (28)$$

Отношение P_s/P_r будем называть чувствительностью ($\zeta_{n=0}$), которая выражается цепочкой хорошо известных соотношений

$$\zeta_{n=0} = \frac{P_s}{P_r} = \frac{\Delta Q}{Q_0} = \frac{\Delta r}{r} = \eta\chi''\frac{\omega L_0}{r} = \eta\chi''Q_0, \quad (29)$$

где $Q_0 = \omega L_0/r$ — добротность контура и Δr , ΔQ — обозначают изменения соответствующих параметров. По-видимому, формула (29) впервые получена Робинсоном [37]. Как это следует из (29), при слабом возмущении поля катушки напряжение на контуре будет изменяться пропорционально χ'' . Наличие дисперсии χ' в (27) приведет к сдвигу резонансной частоты контура на величину

$$\frac{2(\omega_p - \omega_0)}{\omega_0} = -\eta\chi', \quad (30)$$

здесь ω_0 — резонансная частота контура. Оба соотношения (29) и (30) справедливы и для параллельного контура. Заметим, что в системе СГС восприимчивость должна быть умножена на 4π . Без кабеля система параметров (L_0, r, C) определяет все электрические свойства контура; через них выражаются все другие производные параметры: добротность, эквивалентное сопротивление, расстройка, частотная характеристика, которые ниже получены и для общего случая гибридного контура.

Включение кабеля качественно меняет предыдущий расчет, поэтому рассмотрим его более подробно. Зависимость тока в кабеле от длины теперь имеет вид [38]:

$$I(x) = I \left[1 - \frac{\omega L_0}{\rho} \operatorname{tg}(\beta x) \right] \cos(\beta x), \quad (31)$$

где $0 \leq x \leq \ell$ — длина, отсчитываемая от левого на рис.4 конца кабеля. Влияние затухания в кабеле на распределение $I(x)$ приведет к квадратичным поправкам к чувствительности, которыми для простоты будем пренебрегать. При резонансе энергия, запасенная в магнитном поле (N_m), равна энергии, запасенной в электрическом поле конденсатора (N_e). С учетом катушки и кабеля имеем

$$\omega N_m = \frac{1}{2} \omega L_0 I^2 + \frac{\omega L_1}{2} \int_0^{\ell} I^2(x) dx, \quad (32)$$

где L_1 — погонная индуктивность кабеля. Используя (31), получаем

$$\omega N_m = \frac{\omega}{2} L_0 A I^2 \cos^2(\beta \ell), \quad (33)$$

где $A = 1 + \frac{1}{2} \beta \ell (1 + \operatorname{tg}^2(\beta \ell)) \left(\frac{\omega L_0}{\rho} + \frac{\rho}{\omega L_0} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\rho}{\omega L_0} - \frac{\omega L_0}{\rho} \right) \operatorname{tg}(\beta \ell)$. Энергию магнитного поля можно также выразить и через эквивалентную индуктивность L_e из уравнения (26) и ток $I(\ell) = I_1$ на входном конце кабеля, если записать

$$\omega N_m = \frac{1}{2} \omega L_e I_1^2 \delta, \quad (34)$$

где δ — параметр распределенности, который учитывает зависимость запасенной энергии от конкретного распределения тока вдоль кабеля. Используя формулы (26), (31) и (33), нетрудно найти связь между δ и A в уравнениях (33), (34):

$$\delta = \frac{A}{\left(1 + \frac{\rho}{\omega L_0} \operatorname{tg}(\beta \ell)\right) \left(1 - \frac{\omega L_0}{\rho} \operatorname{tg}(\beta \ell)\right)}. \quad (35)$$

В простом контуре без кабеля $\ell = 0$, $\delta = A = 1$, поэтому $L_e = L_0$. Для расчета добротности гибридного контура

$$Q = \frac{\omega N_m}{P_{\Sigma}} = \frac{\omega_0}{2 \Delta \omega} \quad (36)$$

остается только определить P_{Σ} — мощность суммарных потерь в контуре. Без учета затухания в кабеле мощность потерь (P'_1) равна

$$P'_1 = \frac{1}{2} I_1^2 R_0 + \frac{1}{2} I^2 r = \frac{1}{2} I_1^2 \left[R_0 + \frac{r}{\left(1 - \frac{\omega L_0}{\rho} \operatorname{tg}(\beta \ell)\right)^2 \cos^2(\beta \ell)} \right] = \frac{1}{2} I_1^2 R_1, \quad (37)$$

где ток I был преобразован по формуле (31), с учетом того, что $I(\ell) = I_1$. Для чисто бегущей волны в кабеле погонное сопротивление потерь равно $2\alpha\rho$, где α [Нп/м] — постоянная затухания кабеля. В нашем случае ток в кабеле распределен по закону (31); с учетом этого распределения к P'_1 необходимо добавить потери в коаксиальном кабеле. Имеем [34]

$$P_\Sigma = \frac{1}{2} I^2 R_1 B \cos^2(\beta\ell), \quad (38)$$

где

$$B = \left(1 - \frac{\omega L_0}{\rho} \operatorname{tg}(\beta\ell)\right)^2 + \frac{\omega L_0}{R_1} \left(\frac{\omega L_0}{\rho} + \frac{\rho}{\omega L_0}\right) k_1. \quad (39)$$

Коэффициент k_1 вычисляется по формуле

$$k_1 = \alpha\ell \cos^{-2}(\beta\ell). \quad (40)$$

Окончательно добротность гибридного контура равна

$$Q = \frac{\omega N_m}{P_\Sigma} = \frac{\omega_0}{2\Delta\omega} = \frac{\omega L_0}{R_1} \frac{A}{B}, \quad (41)$$

где $2\Delta\omega$ — полоса пропускания гибридного контура. В частности, формула (41) позволяет определить усредненное затухание кабеля, когда его температура в криостате изменяется от комнатной до температуры мишени. Полагая кабель короткозамкнутым ($L_0 \rightarrow 0$) или разомкнутым ($L_0 \rightarrow \infty$) на конце, а также выбирая его длину $n\lambda/2$, получаем из (41) $Q = \beta/(2\alpha)$ при произвольном n . Усредненное затухание кабеля связано с его полосой пропускания ($2\Delta\nu$), на уровне $\sqrt{2}$ от значения его импеданса при резонансе, простым соотношением

$$\alpha = 0,01\sqrt{\epsilon}(2\Delta\nu) \quad [\alpha = \text{Нп/м}, \quad \Delta\nu = \text{МГц}]. \quad (42)$$

Если $r = 0$, то из формулы (41) добротность контура с кабелем длиной $n\lambda/2$ равна

$$Q = \frac{\omega L_0}{R_0} \frac{1 + \frac{\pi n}{2} \left(\frac{\rho}{\omega L_0} + \frac{\omega L_0}{\rho}\right)}{1 + \frac{\omega L_0}{R_0} \left(\frac{\rho}{\omega L_0} + \frac{\omega L_0}{\rho}\right) k_1}. \quad (43)$$

Другим способом эта формула была получена в [39]. При изменении уровня гелия в криостате мишени изменяется распределение температуры по его длине, а следовательно, и коэффициент k_1 , что может привести к погрешностям при измерении поляризации. Чтобы избавиться от этого нежелательного явления, распределение температуры вдоль кабеля фиксируют привязкой кабеля к температурно-стабильным точкам в криостате.

Включение кабеля драматически изменяет чувствительность, которая теперь имеет вид [34]:

$$\zeta_1 = \frac{P_s}{P_\Sigma} = \eta\chi''Q \frac{1 + \operatorname{tg}^2(\beta\ell)}{A} = \eta\chi'' \frac{\omega L_0}{R_1} \frac{1 + \operatorname{tg}^2(\beta\ell)}{B}, \quad (44)$$

где P_s определяется по формуле (28). Формула (44) обобщает формулу (29) на случай гибридного контура с кабелем произвольной длины. Сдвиг частоты настройки гибридного контура равен [34]:

$$\frac{2(\omega_p - \omega_0)}{\omega_0} = -\eta\chi' \frac{1 + \operatorname{tg}^2(\beta\ell)}{A}. \quad (45)$$

Формула (45) следует из общего выражения для сдвига резонансной частоты сложных резонансных колебательных систем, полученного в [40]. Эквивалентное сопротивление последовательного гибридного контура равно

$$r_e = \delta \frac{\omega L_e}{Q}. \quad (46)$$

Для сравнения приведем формулу эквивалентного сопротивления параллельного гибридного контура

$$R_e = Q \frac{\omega L_e}{\delta}. \quad (47)$$

По поводу параллельного гибридного контура следует сделать следующее общее замечание. Мощность активных потерь и условие резонанса не зависят от параллельного или последовательного способа присоединения конденсатора C на рис. 4. Поэтому в линейном приближении по ядерной восприимчивости чувствительность, резонансная частота и ее сдвиг дисперсионной компонентой одинаковы как для параллельного, так и для последовательного контура. Вблизи резонанса сопротивление последовательного (Z_s) и параллельного (Z_p) контуров равны

$$Z_s = r_e \left(1 + i2Q \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right), \quad Z_p = \frac{R_e}{\left(1 + i2Q \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right)}. \quad (48)$$

Приведенные формулы полезны для оценки влияния кабеля на чувствительность Q-метра, они позволяют рассчитать резонансные частоты сложной колебательной системы. Именно на этих частотах (26) при высокой отрицательной поляризации мишени наблюдается так называемое ядерное сверхизлучение. Пример расчета чувствительности приведен в приложении 1.

Необходимо отметить важное обстоятельство, связанное с практическим использованием эквивалентной схемы (рис. 4) на высоких частотах порядка

200 МГц. Если межвитковая емкость катушки становится примерно равной емкости конденсатора настройки контура, то, как нетрудно видеть, кабель трансформирует к входу Q-метра не индуктивное, а эквивалентное сопротивление параллельного контура, составленного из индуктивности и паразитной емкости. Это радикальным образом меняет назначение элементов схемы и приводит к проблемам, которые рассматривались на конференции [41].

2.2. Ливерпульский Q-метр. Практическая блок-схема последовательного (ливерпульского) Q-метра [32] с PSD-детектором (Phase Sensitive Detector) показана на рис. 6. В работе [42] приведены характерные величины параметров приемного контура протонного и дейтронного Q-метров и детальный анализ их работы. Здесь мы дадим точное определение измеряемых величин

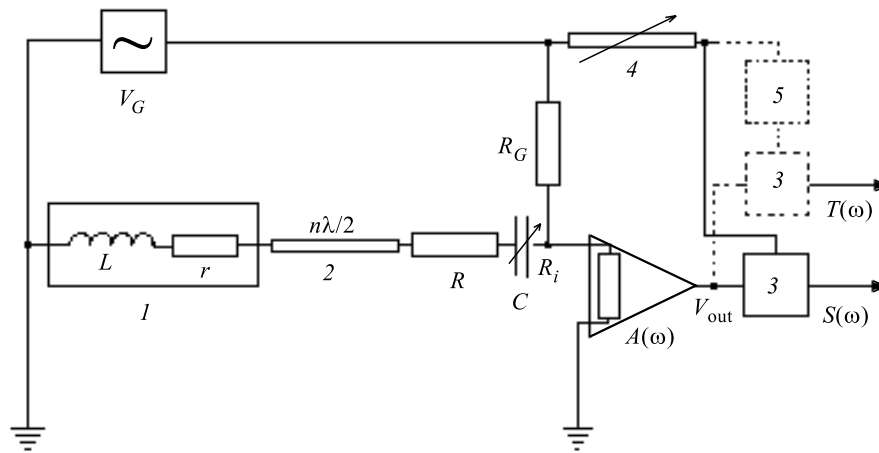


Рис. 6. Упрощенная схема ливерпульского Q-метра [32]. V_G — ВЧ-генератор, $A(\omega)$ — ВЧ-усилитель, 1 — мишень с приемной катушкой, 2 — коаксиальный кабель, R_G — токовый резистор, 3 — фазовые детекторы, 4 — регулируемый фазовращатель, 5 — 90° -фазовращатель. Пунктиром обозначены элементы схемы, необходимые для регистрации дисперсии

и сделаем краткий обзор погрешностей измерения поляризации этим прибором. Для краткости введем комплексную функцию $\xi(\omega) = \eta\chi(\omega)$ и учтем влияние шунтирующего действия токового резистора и входного импеданса приемного усилителя на импеданс резонансного контура $Z(\xi)$. Выходное напряжение Q-метра имеет вид [43]:

$$V_{\text{out}} = \frac{AV_G}{R_G} \frac{Z(\xi)}{1 + pZ(\xi)}, \quad (49)$$

где $p = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_G}$, R_i — входное сопротивление усилителя, R_G — токовый резистор и

$$Z(\xi) = R - \frac{i}{\omega C_p} + \frac{\rho^2 \operatorname{th}(\gamma \ell) + \rho[r + i\omega L(1 + \xi)]}{\rho + [r + i\omega L(1 + \xi)] \operatorname{th}(\gamma \ell)}. \quad (50)$$

В этой формуле $\gamma = \alpha + i\beta$ — комплексный коэффициент, α — усредненная постоянная затухания, β — фазовая константа. Если частота генератора измеряется достаточно медленно, так, чтобы функция $\xi(\omega)$ явно не зависела от времени, то нормированное выходное напряжение из уравнения (49) равно

$$\frac{V_{\text{out}}(\xi(\omega))}{AV_G} = \frac{Z_{\text{eff}}(\xi(\omega))}{R_G} = \frac{1}{R_G} \frac{Z(\xi(\omega))}{1 + pZ(\xi(\omega))} = S_{\text{eff}}(\xi(\omega)) + iT_{\text{eff}}(\xi(\omega)). \quad (51)$$

Формально можно рассмотреть также разность двух импедансов, измеренных при $\xi \neq 0$ и $\xi = 0$; в практике эта процедура называется «вычитанием фона». Имеем

$$\begin{aligned} \frac{\Delta V_{\text{out}}(\omega)}{AV_G} &= \frac{V_{\text{out}}(\xi) - V_{\text{out}}(\xi = 0)}{AV_G} = S(\omega) + iT(\omega) = \\ &= S(\omega) + i \frac{2\omega}{\pi} \oint_{\omega'} \frac{S(\omega') d\omega'}{\omega'^2 - \omega^2}, \end{aligned} \quad (52)$$

где использовано соотношение Кронига—Крамерса и

$$S(\omega) = S_{\text{eff}}(\xi) - S_{\text{eff}}(\xi = 0), \quad (53)$$

$$T(\omega) = T_{\text{eff}}(\xi) - T_{\text{eff}}(\xi = 0). \quad (54)$$

Разность (52) мы будем называть ЯМР-сигналом, поскольку ее реальная часть $S(\omega)$ и мнимая часть $T(\omega)$ почти пропорциональны мнимой (поглощение) и реальной (дисперсия) частям ядерной восприимчивости соответственно. При таком определении ЯМР-сигнала $S(\omega)$ может быть положительной и отрицательной величиной, как разность двух независимых измерений. Используя формулы (49), (50) и (52), выразим ЯМР-сигнал через импеданс резонансного контура $Z(\xi)$:

$$\frac{\Delta V_{\text{out}}(\omega)}{AV_G} = \frac{V_{\text{out}}(\xi) - V_{\text{out}}(\xi = 0)}{AV_G} = \frac{1}{R_G} \frac{Z(\xi) - Z(\xi = 0)}{[1 + pZ(\xi)][1 + pZ(\xi = 0)]}. \quad (55)$$

Из формулы (55) видно, что нелинейные искажения выходного сигнала зависят от коэффициента p , то есть величины шунтирующих резисторов R_i и

R_G . В принципе, при точном определении χ'' необходимо измерение также и χ' , для чего схема ливерпульского Q-метра должна быть дополнена элементами, обозначенными на рис. 6 пунктиром. Практически же предпочитают пользоваться простым вариантом схемы. Имеется общая закономерность, отмеченная Я.К.Семертзидисом (Y.K.Semertzidis), которая определяет вклад дисперсии и квадратичного по поглощению члена в интегральную интенсивность сигнала ЯМР. Дело в том, что для любой комплексной функции $V(\xi)$ типа (55) вблизи $\xi = 0$ справедливо соотношение [42, 44]:

$$\operatorname{Re}(V(\xi) - V(0)) = a\xi' + b\xi'' + c(\xi'^2 - \xi''^2) + d\xi'\xi'' \quad (56)$$

Кроме того, для любой комплексной функции, удовлетворяющей соотношениям Кронига—Крамерса, выполняется соотношение [44]:

$$\int_0^{\infty} (\xi'^2(\omega) - \xi''^2(\omega)) d\omega = 0. \quad (57)$$

В случае сигнала симметричной формы первый и четвертый члены в уравнении (56) являются нечетными функциями частоты и исчезают при интегрировании так же, как и третий член в (56), вследствие соотношения (57). Последнее утверждение выполняется не строго, так как коэффициенты в формуле (56) зависят от частоты. Именно эти причины и объясняют малые ошибки и широкое применение интегрального метода при измерениях поляризации мишеней.

2.3. Характерные искажения протонных спектров. Чтобы показать характерные искажения формы сигнала, приведем результаты расчета по формулам (50), (55) [42], используя функцию поглощения [45]:

$$\xi''(\omega) = \frac{\xi_0}{1 + \left| \frac{\omega - \omega_0}{\sigma} \right|^{2,5}} \quad (58)$$

Дисперсия рассчитывалась из соотношения Кронига—Крамерса по алгоритму [46] (обе функции показаны на рис. 4). Результаты расчета представлены на рис. 7. Зависимость знаменателя формулы (55) от восприимчивости является главной причиной искажений усиленных ЯМР-сигналов, глубина модуляции которых превышает 20%. Как и ожидалось, амплитуда сигнала при отрицательной поляризации больше, чем при положительной, а интеграл от сигнала при положительной меньше, чем при отрицательной поляризации. При поляризации порядка 90% и глубине модуляции, достигающей 40%, отношение интегралов этих сигналов равно 0,98, вопреки значительным искажениям формы линий. При одной и той же величине, но разных знаках поляризации, расчет и эксперимент показывают уширение до 85 кГц при положительной и

сужение формы линии до 53 кГц при отрицательной поляризации; естественная полуширина линии равнялась 70 кГц.

В предыдущих расчетах полагалось, что интегрирование ЯМР-сигнала ведется относительно известной базовой линии. На практике же крылья сигнала

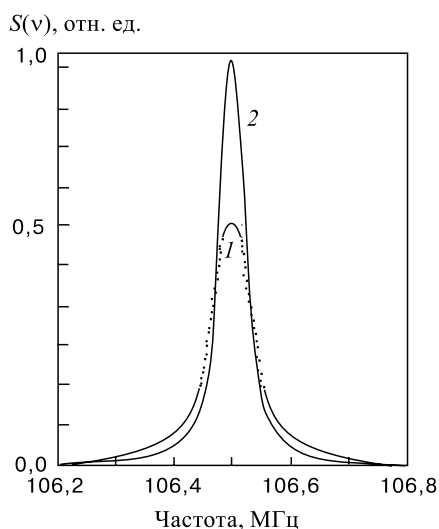


Рис. 7. Сравнение форм линий усиленного ЯМР-сигнала положительной (1) и инвертированного сигнала отрицательной (2) поляризации на выходе Q-метра при одинаковой по модулю ядерной поляризации мишени

полностью прописать не удастся, поэтому точное положение базовой линии неизвестно. Анализ показывает, что меньшая ошибка получается при среднем положении базовой линии, когда при интегрировании дисперсионный вклад на крыльях взаимно компенсируется. С целью уменьшения влияния неполного интегрирования сигнала при относительных измерениях стараются точно фиксировать положение сигнала по отношению к развертке.

Помимо перечисленных погрешностей необходимо иметь в виду, что даже в пределах рабочего диапазона частотной развертки, составляющего обычно 500 кГц, чувствительность Q-метра зависит от частоты.

При работе с протонной мишенью часто возникает проблема больших сигналов. Здесь приходится специальным образом выполнять приемную катушку Q-метра. Различные формы приемных катушек рассмотрены в работе [30]. Там же приведен характерный ход корректирующих поправок Q-метра в зависимости от величины поляризации. Катушки, выполненные из тонкой проволоки, как правило, вызывают значительное радиационное разрушение поляризации вблизи витков из-за высокой плотности поверхностных токов; по этой причине их стараются изготавливать из металлической трубки диаметром около 2 мм.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЯДЕР СО СПИНОМ $I = 1$

В сильном магнитном поле спиновая система с $I = 1$ имеет три магнитных подуровня, заселенности которых необходимо знать для полного определения состояния мишени в экспериментах по рассеянию частиц. На практике

вместо заселенностей удобнее использовать производную систему других трех параметров. Первый из них — плотность охлажденного материала, которая при известном химическом составе позволяет рассчитать количество различных ядер в мишени. Определение плотности материала, обычно используемого в виде охлажденных шариков, представляет собой непростую задачу, требующую применения специальной методики [47]. Далее, если спиновая система находится в термическом (больцмановском) равновесии, то известно соотношение заселенностей подуровней — второй параметр. Таким образом, для полного расчета спиновой системы остается измерить единственную величину — векторную поляризацию, которая позволяет определить численное значение спиновой температуры и тензорную поляризацию ядер. Мы рассмотрим ядра двух типов: дейтроны в дейтерированном бутаноле [47, 48], пропандиоле [50] и ядра азота (^{14}N) в аммиачной мишени [30, 33]. В обоих материалах тензор градиента электрического поля обладает аксиальной симметрией, что в дальнейших расчетах будет предполагаться по умолчанию. Гиромагнитное отношение дейтронов в 6,5 раз меньше протонного, отличается и форма ЯМР-линии, так что при одинаковой спиновой концентрации интегральная интенсивность дейтронных сигналов оказывается примерно в 100 раз ниже. Тем не менее в дейтронных мишенях еще удается выполнить ТЕ-калибровку с малой погрешностью [30, 49]. С другой стороны, весьма трудные проблемы приходится решать при детектировании даже усиленных в 300 раз сигналов от ядер азота в аммиачной мишени [33].

В мишенях небольшого объема ($10 \div 20 \text{ см}^3$) [50] поляризацию часто определяют не по интегральной интенсивности, а менее точным методом — по асимметрии формы ЯМР-линии. Этот метод не требует ТЕ-калибровки, но предполагает наличие внутреннего равновесия в спиновой системе и точное воспроизведение формы линии. На асимметрию и форму линии сигнала существенно влияют квадрупольные взаимодействия, поэтому их роль необходимо учитывать наряду с зеемановским взаимодействием.

3.1. Поляризационные параметры ядер со спином $I = 1$. В магнитном поле энергия каждого из подуровней спиновой системы ($I = 1$), с учетом квадрупольного взаимодействия, может быть представлена в виде [51]:

$$E_m = E_0 - E_1 m + E_2 m^2, \quad (59)$$

где m — магнитное квантовое число,

$$E_0 = -2h\nu_Q(2 \cos^2 \theta - 1), \quad E_1 = h\nu_D, \quad E_2 = 2h\nu_Q(3 \cos^2 \theta - 1). \quad (60)$$

Здесь $\nu_D = \gamma_D H_0 / 2\pi$ — центральная частота спектра, γ_D — гиромагнитное отношение дейтрона, $\nu_Q = e q Q / (8h)$, q — квадрупольный момент ядра в см^2 , Q — главное значение симметричного тензора $Q_{\alpha\beta} = \partial^2 \varphi / \partial x_\alpha \partial x_\beta$ (φ — потенциал электрического поля в кристалле), θ — угол между направлением

магнитного поля H_0 и главной осью тензора $Q_{\alpha\beta}$. В системе главных осей ненулевые компоненты тензора записываются в виде $Q_{zz} = Q$, $Q_{zz} = Q_{yy} = -Q/2$. В E_0 включены все вклады в энергию взаимодействия, которые не зависят от спина. В свою очередь, поляризационные параметры не зависят от E_0 . В разных ядрах соотношение E_2/E_1 может меняться от 10^{-3} до 10^{-2} . Заселенности уровней $w(m)$ имеют следующий вид [51]:

$$\begin{aligned} Z_1 w(1) &= \exp[-(E_0 - E_1 + E_2)/kT], \\ Z_1 w(-1) &= \exp[-(E_0 + E_1 + E_2)/kT], \\ Z_1 w(0) &= \exp[-E_0/kT], \end{aligned} \quad (61)$$

где T — спиновая температура, Z_1 — статистическая сумма:

$$Z_1 = e^{-E_0/kT} \left[1 + 2e^{-E_2/kT} \operatorname{ch} \left(\frac{E_1}{kT} \right) \right]. \quad (62)$$

С помощью уравнений (60)–(62) получается следующая формула для поляризации, учитывающая квадрупольное взаимодействие [51]:

$$P_{I=1}(x, y) = w(1) - w(-1) = P_1(x) \left[1 - \frac{(1 - \operatorname{th}^2(\frac{x}{2})) (1 - e^{-y})}{1 + 2e^{-y} + (2e^{-y} - 1)\operatorname{th}^2(\frac{x}{2})} \right], \quad (63)$$

$$x = \frac{E_1}{kT}, \quad y = \frac{E_2}{kT}. \quad (64)$$

Формула (63) позволяет оценить влияние квадрупольного взаимодействия на величину поляризации. Выражение в квадратных скобках в уравнении (63) составляет небольшую, но асимметричную по знаку поляризации поправку к $P_1(x)$, которая обычно менее $\sim 3\%$. При небольших квадрупольных взаимодействиях, когда $E_2 \approx 0$, поляризация рассчитывается по формуле

$$P_1(x) = \frac{4\operatorname{th}(\frac{x}{2})}{3 + \operatorname{th}^2(\frac{x}{2})}. \quad (65)$$

Чтобы связать поляризацию с параметром, определяющим спектральную форму линии, вводится асимметрия [52]:

$$R = \frac{w(1) - w(0)}{w(0) - w(-1)}. \quad (66)$$

Используя соотношения (61), (62), нетрудно выразить R в виде [51]:

$$R(\theta) = \frac{e^{(x-y(\theta))} - 1}{1 - e^{-(x+y(\theta))}}. \quad (67)$$

Формула (67) в параметрическом виде выражает зависимость асимметрии от спиновой температуры. В частном случае $E_2 = 0$, $y = 0$, отсюда получается формула, обычно используемая для расчета дейтронной поляризации по асимметрии

$$P = \frac{R^2 - 1}{R^2 + R + 1}. \quad (68)$$

При нулевой поляризации ($T \rightarrow \infty$) асимметрия стремится к пределу

$$\lim_{T \rightarrow \infty} R(\theta) = \frac{1 - E_2/E_1}{1 + E_2/E_1}. \quad (69)$$

Отношение E_1/E_2 определяется по ЯМР-спектру. В случае дейтронов асимметрия (69) с точностью 0,6% равна единице и, очевидно, $E_2 \cong 0$ является хорошим приближением для расчета поляризации. В случае ядер ^{14}N в аммиачной мишени это отношение равно 1,46, и при расчете асимметрии необходимо учитывать квадрупольное взаимодействие. Форма линии спектров ^{14}N также будет отличаться от формы дейтронных спектров [30, 33].

3.2. Метод расчета поляризации дейтронов. Спектр ЯМР дейтронов состоит из двух взаимно перекрывающихся линий $J^+(x_i)$ и $J^-(x_i)$, соответствующих переходам $m = +1 \leftrightarrow m = 0$ и $m = 0 \leftrightarrow m = -1$. Теоретическая [53] и экспериментальная формы линий в пропандиоле [54] показаны на рис. 8. Так как интенсивность ЯМР-линии пропорциональна разности заселенностей магнитных подуровней с $\Delta m = \pm 1$, то отношение интенсивностей переходов совпадает с определением асимметрии по формуле (66). Более того, при аксиальной симметрии теория предсказывает зеркальную симметрию нормированных форм линии переходов $J^+(x_i)$ и $J^-(x_i)$ (см. формулы (75), (76)), поэтому будем считать, что отношение амплитуд

$$R = \frac{J^+(x_i)}{J^-(x_i)}, \quad (70)$$

где x_i — номер канала анализатора, отсчитываемый от центральной (лармовской) частоты спектра. Сумма интенсивностей обоих переходов составляет спектр наблюдаемого сигнала

$$S(x_i) = J^+(x_i) + J^-(x_i), \quad (71)$$

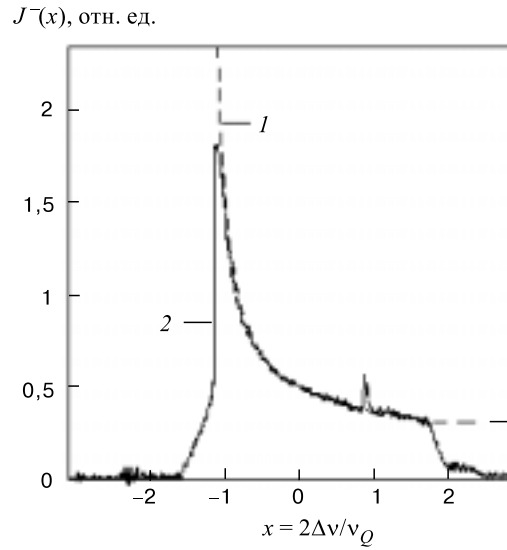


Рис. 8. Теоретическая (1) и экспериментальная (2) формы линий поглощения магнитного дипольного перехода $J^-(x)$ в дейтерированном пропандиоле [54]

по асимметрии которого определяется поляризация дейтронов. Введем вспомогательные симметричную $C(x)$ и антисимметричную $A(x)$ функции [54]:

$$C(x_i) = \frac{1}{2}[S(x_i) + S(-x_i)], \quad A(x_i) = \frac{1}{2}[S(x_i) - S(-x_i)]. \quad (72)$$

Используя соотношения (70)–(72), нетрудно выразить функции J^\pm через функции $A(x_i)$ и $C(x_i)$. Имеем

$$J^+(x_i) = \frac{R}{R^2 - 1}[(R + 1)A(x_i) + (R - 1)C(x_i)], \quad (73)$$

$$J^-(x_i) = \frac{1}{R^2 - 1}[(R - 1)C(x_i) - (R + 1)A(x_i)]. \quad (74)$$

Единственной неизвестной в этих уравнениях является параметр R , для определения которого необходимо привлечь дополнительную информацию о функциях J^\pm . Например, R можно рассчитать по трем седловым точкам спектра [54], отмеченным на рис. 9, чтобы получить наилучшее приближение к теоретической форме линии переходов [53]:

$$J_T^+(x) = \frac{B}{\sqrt{1-x}}, \quad -2 < x < 1, \quad (75)$$

$$J_T^-(x) = \frac{B}{R\sqrt{1+x}}, \quad -1 < x < 2, \quad (76)$$

где B — нормировочная константа, $x = (\nu - \nu_D)/(2\nu_Q)$. Форма спектра (76) показана пунктиром на рис. 8. В результате несложных алгебраических преобразований из уравнений (73), (74) получается полезная формула [54]:

$$R = \frac{S(+1) - S(0)/\sqrt{2}}{S(-1) - S(0)/\sqrt{2}}. \quad (77)$$

Эта формула позволяет рассчитать асимметрию дейтронного спектра по амплитудам трех седловых точек, расположение которых показано на рис. 9. Далее, используя (68), легко определить поляризацию, и, наконец, из уравнений (73), (74) получить форму линии каждого магнитного дипольного перехода.

$S(x)$, отн. ед.

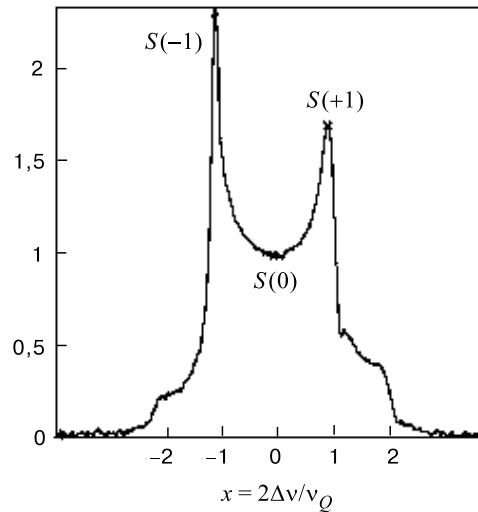


Рис. 9. Обозначение седловых точек на дейтронном спектре, которые используются при расчете поляризации по формуле (77)

В опытах [55, 56] было выполнено сравнение поляризации, измеренной по асимметрии и интегральным методом. При высоких значениях ядерной поляризации оба метода показывают хорошо совместимые значения. Однако при абсолютных величинах поляризации менее $15 \div 20\%$, как правило, методы дают существенное расхождение в определении поляризации. Мы вернемся к этой проблеме, связанной с установлением теплового равновесия в спиновых системах квадрупольных ядер, и попытаемся глубже проанализировать причины такого расхождения.

3.3. Поляризация ядер ^{14}N в аммиачной мишени. В процессе динамической поляризации протонов в аммиачной мишени (NH_3) поляризуются также и ядра азота. Последние составляют небольшой паразитный фон к эффекту рассеяния частиц на водороде, для вычитания которого нужно знать поляризацию ^{14}N . Исследование поляризации ядер азота является также полезной иллюстрацией к вопросу об установлении единой спиновой температуры в сложных спиновых системах, без рассмотрения которого трудно правильно интерпретировать состояние спиновой системы [33]. Гироманнитное отношение ядер ^{14}N примерно в 2,5 раза меньше, чем у дейтронов, $\gamma_N/2\pi = 307,627$ Гц/Гс, а по отношению к протонному составляет всего $\gamma_N/\gamma_p = 0,07224$. Константа квадрупольного взаимодействия спинов с градиентом электрического поля в формуле (60) измерялась по спектру ЯМР-сигнала и составила $3 \cdot \nu_Q = 1,185 \cdot 10^6$ Гц [33]. Как и в случае дейтронов, теория [53] предсказывает два пика в спектре ЯМР при $\theta = \pi/2$ в формулах (60), так что пики сигналов приходятся на частоты

$$\nu = \nu_N \pm 3\nu_Q. \quad (78)$$

Измерения проводились на частоте $\nu_N = 6,47$ МГц в поле 2,1 Тл [33]. Вследствие огромного квадрупольного уширения ЯМР-линии в разумном диапазоне развертки Q-метра 300 кГц на частоте 6,47 МГц удается перекрыть лишь четверть дистанции между пиками сигналов, поэтому для получения обеих областей спектра вблизи максимумов магнитное поле приходилось сдвигать почти в 1,5 раза. Амплитуды усиленных сигналов оказались столь малыми по сравнению с шумами и дрейфом базовой линии, что приходилось использовать технику накопления сигналов. Измеренные таким образом области спектров вблизи пиков, для удобства сравнения, совмещены на одном рис. 10 [57]. Широкий «шлейф» на склонах сигналов связан с дрейфом их базовой линии. С целью более точного определения положения базовой линии приходилось складывать несколько спектров (по пять спектров на рис. 10), чтобы затем отсчитать усредненную амплитуду. При высоких температурах асимметрия (69) стремится к $\lim_{T \rightarrow \infty} R(\theta = \pi/2) = 1,46$ — пределу, который и определяет отношение амплитуд спектра при нулевой векторной поляризации дейтронов. Следовательно, формула (77), справедливая при малом квадрупольном расщеплении, не может быть в этом случае использована для расчета поляризации азота. Интересно отметить, что отношение амплитуд пиков сигналов положительной и отрицательной поляризаций ^{14}N соответствует отрицательному знаку E_2 в формуле (59). В результате анализа было установлено, что совпадение поляризации, рассчитанной по асимметрии (67), с экспериментом носит лишь качественный характер. Проблема связана с установлением равновесной температуры в спиновой системе. В рассматриваемом случае расстояние между сигнальными пиками $6\nu_Q \approx 0,31\nu_N$ — такого же порядка,

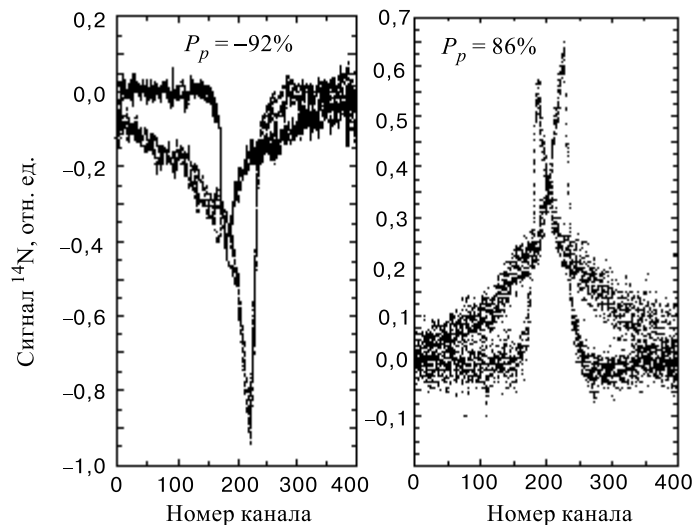


Рис. 10. Области ЯМР-спектра ^{14}N вблизи обоих максимумов, полученные путем сдвига поля H_0 . Спектры ^{14}N слева соответствуют поляризации протонов -92% , справа — поляризации $+86\%$

что и зеемановская частота ядер, поэтому перераспределение спинов по частотному спектру должно изменять их зеемановскую энергию. В жесткой решетке изменение полной энергии спинов определяется длинными временами спин-решеточной релаксации. Другими словами, наблюдаемые ЯМР-спектры соответствуют какой-то переходной стадии к установлению больцмановского распределения заселенностей. Отметим, что речь идет о температурах материала $\approx 0,2$ К в условиях накачки поляризации СВЧ-полем. Без СВЧ-поля поляризация замораживается и сколько-нибудь заметная динамика в поведении сигналов отсутствует. В нарушении больцмановского распределения можно убедиться следующим образом. По абсолютной величине поправка к поляризации в квадратных скобках формулы (63) менее $\pm 3\%$, и, если ею пренебречь, считая формы линии обоих переходов зеркально-симметричными, то интегральная интенсивность сигнала легко оценивается по амплитудам пиков [57]:

$$S = \int_{\nu} [I_+(\nu) + I_-(\nu)] d\nu = C[J^+(\pi/2) + J^-(\pi/2)], \quad (79)$$

где C — калибровочная константа. Левая часть этого равенства представляет собой интеграл по всему спектру, который в данном случае невозможно опре-

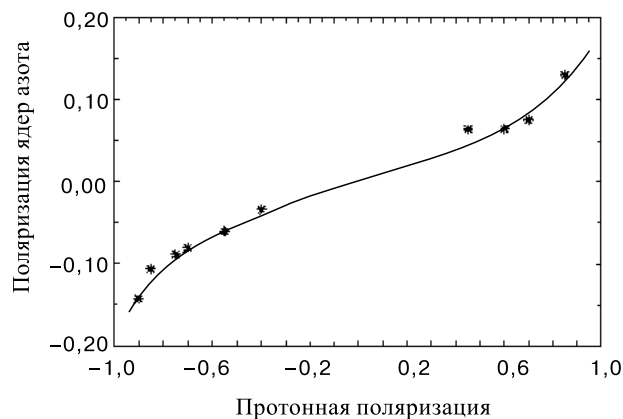


Рис. 11. Сравнение протонной и ^{14}N -поляризаций, рассчитанных по формуле Бриллюэна в предположении равенства спиновых температур (жирная линия). Экспериментальные точки — суммы амплитуд пиков в формуле (79)

делить экспериментально. Правая часть выражает этот интеграл через амплитуды пиков, допуская зеркальную симметрию формы линии обоих переходов. Суммы амплитуд пиков спектров ^{14}N в (79), полученные при различной поляризации протонов в аммиаке, показаны на рис. 11; данные находятся в хорошем согласии с ходом поляризации, рассчитанной по формуле Бриллюэна (101) при равенстве спиновых температур протонов и ядер азота [33, 57]. Единственным подгоночным параметром служила константа C в формуле (79). Хорошее совпадение с экспериментом подтверждает центральную концепцию ДО о равенстве некоторой усредненной спиновой температуры ядер азота и температуры протонов. Проведенный анализ наглядно показывает, что при работе с мишенями сложных ядер необходимо контролировать процесс установления равновесия в спиновой системе, например, путем сравнения поляризации, измеренной интегральным методом и по асимметрии.

4. МОДУЛЯЦИОННОЕ УСИЛЕНИЕ ЯДЕРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

4.1. Частотная (временная) дисперсия при ЧМ. Величина поляризации является главным параметром, обеспечивающим эффективность применения мишени, поэтому обнаруженное в [58, 59] значительное модуляционное усиление дейтронной поляризации в 1,7 раза, сопровождаемое к тому же примерно двукратным уменьшением времени накачки поляризации, имеет важное значение для техники поляризованных мишеней. Предыдущие исследования также показывали усиление ДПЯ при частотной модуляции (ЧМ). Наиболь-

шее усиление от 10 до 20% ранее было получено во фторированных (fluorinated) спиртах и привело к поляризации 80% [60]. Считалось, что появление таких эффектов не выходит за рамки простейших предположений, и они не исследовались.

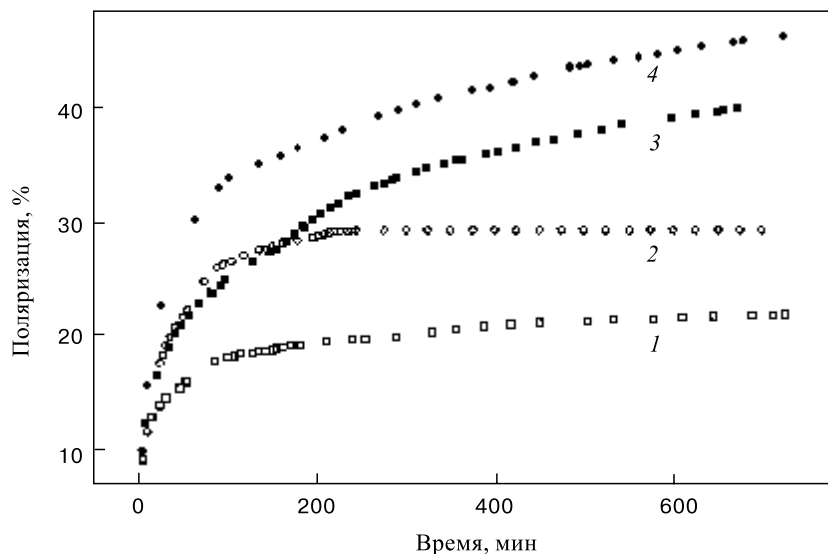


Рис. 12. Зависимость положительной (1, 3) и отрицательной (2, 4) дейтронной поляризации в бутаноле от времени при накачке с выключенной (1, 2) и включенной (3, 4) частотной модуляцией СВЧ-генератора

В SMC-мишени [61], изготовленной из дейтерированного бутанола (C_4D_9OD) с 5% добавкой тяжелой воды и парамагнитным комплексом $EDBA-Cr^{+V}$ с концентрацией $7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, усиление эффективности ДПЯ достигалось частотной модуляцией СВЧ-генератора накачки (70 ГГц) с девиацией 30 МГц и модуляционным периодом $\sim 2 - 5 \text{ мс}$ [62, 63]. На рис. 12 приведена зависимость поляризации от времени при накачке с включенной и выключенной ЧМ. При выключенной ЧМ поляризация быстро снижалась к значению, полученному без ЧМ. Максимальная поляризация достигалась при более низком уровне СВЧ-мощности $0,05 \div 0,2 \text{ мВт/г}$ по сравнению с накачкой без ЧМ, при этом оптимальные частоты накачки сдвигаются от центра ЭПР-линии. Было установлено, что СВЧ-поле в резонаторе, полученное при медленном прохождении ЭПР-линии, содержит боковые резонансы, которые исчезают при включенной ЧМ. На рис. 13 показана интенсивность поля в резонаторе, полученная болометрическим детектором. В качестве детектора использовался угольный композиционный резистор «Speer-220». Техника бо-

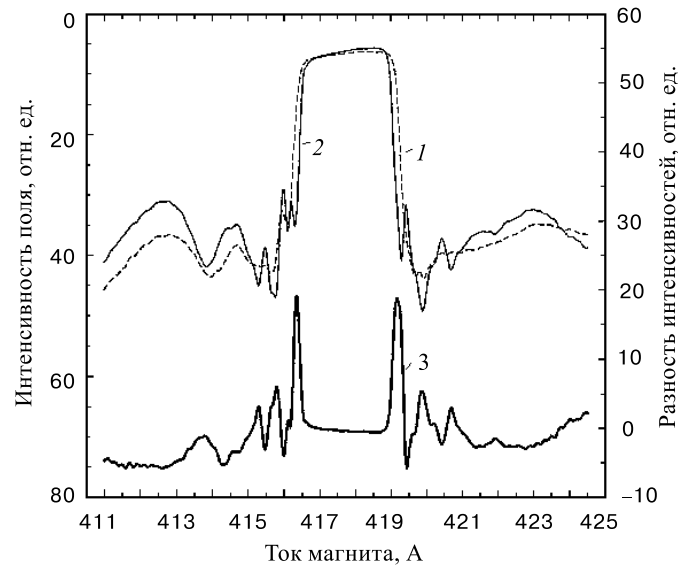


Рис. 13. Болومترические ЭПР-спектры в резонаторе SMC-мишени с включенной $\Omega = 30$ МГц (1) и выключенной $\Omega = 0,1$ МГц (2) ЧМ. Нижний спектр (3) показывает дополнительное поглощение, вызывающее усиление ядерной поляризации. СВЧ-мощность $0,1$ мВт/г, $T_m = 1$ мс, $f_0 = 69,540$ ГГц

лометрических измерений описана в приложении 2 [63]. При получении спектров центральная частота СВЧ-генератора поддерживалась неизменной, а ток магнита изменялся мелкими шагами, дожидаясь каждый раз равновесных показаний термометра, так что на получение каждого спектра затрачивалось по нескольку часов. Спектры 2 и 1 на рис. 13 сняты при естественной ширине спектра генератора $0,1$ МГц (без модуляции) и при девиации частоты 30 МГц (с модуляцией) соответственно. Их разность, показанная внизу на рис. 13, указывает на существенный рост парамагнитных потерь на крыльях линии. На рис. 14 показана зависимость дополнительного поглощения от частоты модуляции при четырех уровнях микроволновой мощности [30, 65]. Видно, что при достаточно длинных периодах модуляции (T_m) дополнительное поглощение пропадает, но вместе с ним исчезает и модуляционное усиление поляризации. Таким образом, дополнительное поглощение зависит от скорости изменения частоты. Эта скорость появляется в квадратичном по τ члене в разложении в ряд фазового сдвига $\varphi(t - \tau) - \varphi(t)$ при определении энергетических параметров микроволнового поля. Отсюда следует, что дополнительное поглощение при включении модуляции связано с процессом, который имеет характерное время корреляции (τ) порядка $\dot{\omega}\tau^2 \approx 2\pi$, где

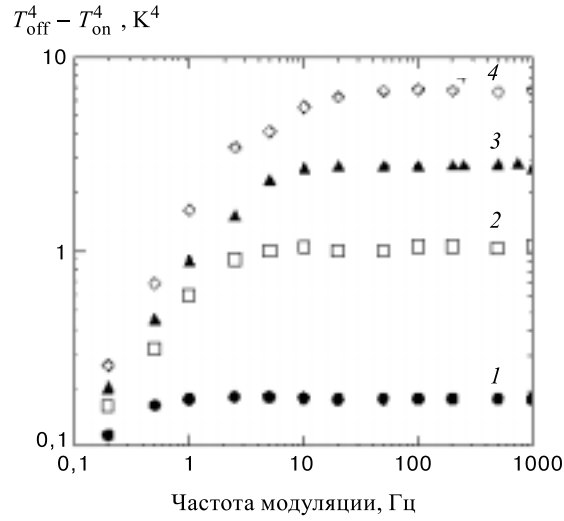


Рис. 14. Зависимость дополнительного поглощения от частоты модуляции. Цифры на графиках показывают относительную величину подводимой СВЧ-мощности [65]

$\dot{\omega} = d\omega/dt$. Для оценки можно положить $\dot{\omega} \approx \Omega/T_m$, где $\Omega \approx 2\pi \cdot 4 \cdot 10^6$ Гц — девиация частоты (см. рис. 15). Причиной дополнительного поглощения может быть микроскопическая неоднородность локальных полей электронных спинов, вследствие чего без частотной модуляции СВЧ-поле взаимодействует лишь с незначительной группой электронных спинов, называемых спиновыми пакетами [24, 64]. Если в качестве τ выбрать полученное Портисом [64] характерное время насыщения $\tau \approx (\tau_1 \tau_{ss})^{1/2}$, где $\tau_1 \approx 0,1$ с и $\tau_{ss} \approx 10^{-5}$ с — типичные времена спин-решеточной и спин-спиновой релаксации спиновых пакетов в материалах мишени при $T < 0,5$ К соответственно, то период модуляции, при котором должно наблюдаться сильное влияние ЧМ, должен быть менее

$$T_m \leq \frac{\Omega}{2\pi} \tau_1 \tau_{ss} \approx 4 \text{ с}, \tag{80}$$

что по порядку величин совпадает с данными на рис. 14 ($1/T_m \cong 0,25$). Таким образом, дополнительное поглощение может быть связано с процессом восстановления (насыщения) спиновых пакетов и, следовательно, может зависеть от частотной (временной) дисперсии электронной восприимчивости.

Такой вывод, тем не менее, не является безупречным. Действительно, характерные времена накачки ядерной поляризации составляют десятки минут и значительно превосходят времена кросс-релаксации электронных спинов. В

таком случае ЭПР-линия может рассматриваться как однородно уширенная, что подтверждается на практике справедливостью центральной концепции динамического охлаждения о равенстве спиновых температур различных ядер в мишени. С этой точки зрения роль спиновых пакетов не является существенной для объяснения модуляционного эффекта.

4.2. Пространственная дисперсия ЧМ. С другой стороны, длина SMC-мишени ($d = 600$ мм) более чем в 100 раз превышает длину волны СВЧ-поля $\lambda \approx 4$ мм [61]. Оценки показывают, что в этом случае ЧМ может влиять и на структуру микроволнового поля в материале мишени, которая в общем случае зависит от пространственно-временных переменных ($kr \pm \omega t$). Таким образом, помимо временной, может возникать и эффект пространственной дисперсии, отражающий [66] «...зависимость макроскопических свойств вещества от пространственной неоднородности электромагнитного поля».

Поле в резонаторе мишени является суперпозицией падающей и отраженной от стенок резонатора волн. В результате образуются стоячие волны с пространственно неоднородным распределением интенсивности поля. При простейшем рассмотрении основное поглощение следует ожидать в некоторой области $\ell_0 < \lambda/4$ вблизи максимумов интенсивностей $Z_i - \ell_0/2 \leq z \leq z_i + \ell_0/2$, где i — номера пучностей магнитной компоненты поля вдоль оси z резонатора, а за этими пределами поглощением можно пренебречь. Материальное уравнение для плоской ТЕМ-волны, распространяющейся вдоль оси z , можно представить в виде [63]:

$$\mathbf{B}(z) = \mu_0 \left[1 + \chi(\omega, \overline{H^2}) \right] \mathbf{H}(z, t), \quad (81)$$

где \mathbf{H} и \mathbf{B} — комплексные, зависящие от времени векторы напряженности поля и магнитной индукции. Насыщение в (81) учитывается зависимостью восприимчивости от интенсивности поля. В этой модели пространственное распределение интенсивности поля вдоль оси z можно задать формулой [63]:

$$h_i h_r^* = \frac{1}{2} h_i^2 e^{-2d \cdot \beta(\omega)} (1 + \cos [2(\alpha_0 z - \alpha d)]), \quad (82)$$

где h_i и h_r — плотности амплитуд падающей и отраженной волны, α_0 и α — постоянная распространения на несущей ω_0 и частоте ω соответственно, β — постоянная затухания (здесь обозначения α и β отличаются от принятых в разд. 2):

$$\alpha - i\beta = \frac{\omega^2}{c^2} \mu \epsilon \cong \frac{\sqrt{\epsilon_r} \omega}{c} \left[1 + \frac{\chi'}{2} - \frac{i}{2} \chi'' \right], \quad (83)$$

где $c^2 = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1}$ — скорость света в вакууме и ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость. При изменении частоты модуляции пространственная структура СВЧ-поля в мишени может изменяться как из-за резонансной зависимости дисперсии, так и поглощения от частоты в формуле (83).

Это может привести к более равномерному насыщению материала мишени и вызвать рост средней поляризации. Здесь мы ограничимся рассмотрением влияния дисперсии на дополнительное поглощение. В принципе, формулу (82) можно принять за исходный постулат для сравнения с экспериментальными данными, так как в сложном многомодовом резонаторе мишени не видно другого пути для разумного расчета распределения поля. В предположении быстрой модуляции частоты, то есть $T_m \ll 1$ с в формуле (80), плотность поглощаемой мощности теперь будет зависеть от изменения постоянной рас пространения ($\Delta\alpha$) при девиации частоты [63, 67]:

$$p_{\text{on(off)}} = \frac{1}{2} \mu_0 \omega \chi h_{\text{on(off)}}^2 \cos^2(d\Delta\alpha_{\text{on(off)}}) \int_{-\Omega/2}^{\Omega/2} d\omega \cdot e^{-2d\cdot\beta(\omega-\omega_0)}, \quad (84)$$

где аргумент косинуса определяется расстройкой частоты относительно центра ЭПР-линии. Индексы «on», «off» обозначают включенную и выключенную ЧМ соответственно. Интегрирование выполняется по всей полосе частотного спектра генератора. В пределе $d \rightarrow 0$ и $h^2\Omega \rightarrow I$ выражение (84) переходит в обычное уравнение для плотности поглощаемой мощности, справедливое при $d \ll \lambda$:

$$p_{\text{on(off)}} = i \frac{\mu_0}{2} \omega \chi I, \quad (85)$$

где I — интенсивность поля в резонаторе. Нетрудно видеть, что парамагнитное поглощение в длинной мишени имеет дополнительный экспоненциальный член в поглощении, обязанный перемещению максимумов интенсивностей поля. Так как поглощение в (84) зависит от дисперсии, то рассматриваемая модель позволяет не только объяснить появление боковых сателлитов в спектре поглощения на рис. 13, но и предсказать их число (n) [63]:

$$d \cdot \alpha(H_0) - d \cdot \alpha(H_{\text{res}}) = \sqrt{\epsilon_r} \omega_0 [\chi'(\omega) - \chi'(\omega_0)] d / (2c) = n\pi. \quad (86)$$

Принимая $\epsilon_r = 2$, $\omega_0 = 2\pi \cdot 10^{10}$ Гц, $d = 50$ см, $\Delta\chi' \leq |\chi'|_{\text{max}}/2 = 4 \cdot 10^{-2}$, получаем $n \cong 6$; данные на рис. 13 показывают 4 или 5 взаимно перекрывающихся пиков. На рис. 15 показаны дополнительные потери (реальная часть уравнения (84)) как функция Ω при $T_m = 2$ мс. Данные получены на частоте, обеспечивающей максимум отрицательной ядерной поляризации. Свободными параметрами при фитировании были производная $\dot{\beta} = \partial\beta/\partial\omega$, обозначающая изменение поглощения между максимумом и минимумом интенсивности поля вдоль оси z резонатора, Ω_0 — незначительный подгоночный параметр, который улучшает фитирование при небольшой величине СВЧ-мощности и $\chi''h^2$ — параметр, нормирующий входную СВЧ-мощность.

Хорошее совпадение с экспериментом при сделанных предположениях подтверждает возможность обнаружения SMC-коллекцией в CERN эффекта пространственной дисперсии в магнитном резонансе. Тем не менее рассмотренные здесь модели модуляционного эффекта не исчерпывают истинной природы обнаруженного явления. Так, данные, приведенные в этом разделе, формально можно рассматривать как увеличение ядерной поляризации (т.е. повышение степени СВЧ-насыщения материала), но при меньшей подводимой СВЧ-мощности с включенной модуляцией частоты. Интересно отметить, что и такое объяснение оказывается вполне допустимым, если учесть, что ЭПР-линия (см. рис. 3) имеет инвертированный участок индуцированного усиления приложенного поля.

В техническом плане болометрическое детектирование СВЧ-мощности в резонаторе, используемое в этом эксперименте [63], впервые позволило измерить кривую магнитного насыщения материала мишени, которая, по существу, и определяет эффективность использования СВЧ-мощности.

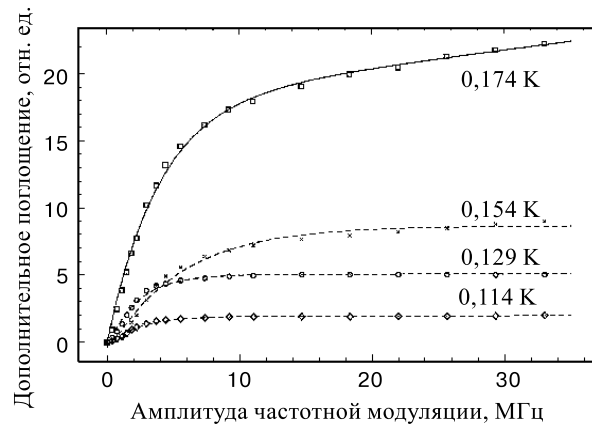


Рис. 15. Зависимость дополнительного поглощения по формуле (84) от амплитуды модуляции частоты. Экспериментальные точки получены при фиксированной для каждой кривой СВЧ-мощности, которая и определяет температуру материала, приведенную у кривых

Другим полезным для практики следствием сделанных экспериментов является вывод о том, что при проектировании резонатора мишени следует всемерно избегать использования конструктивных элементов, которые вносят заметные диэлектрические потери: массивные пластиковые контейнеры, каркасы катушек и тому подобные материалы, нагружающие камеру растворения диэлектрическими потерями СВЧ-мощности.

5. МАГНИТНОЕ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ

Генерация радиоволн, стимулированная слабоактивной средой с отрицательно поляризованными ядерными спинами, изучалась при исследовании работы ядерных спиновых генераторов [53]; ее обычно называют генерацией «мазерного» типа. В мазерном генераторе спины компенсируют потери в резонаторе, но его связь со спиновой системой слишком слаба, чтобы образовать единую связанную колебательную систему. В работах [7, 68–70] было показано, что выше некоторого порога ядерной поляризации возникает другой сверхизлучательный (СИ) тип генерации, интенсивность которого пропорциональна квадрату ядерной поляризации. Такой генератор, в некотором смысле, является аналогом оптическому СИ-лазеру, хотя и отличается от него способом создания инверсной заселенности и наличием резонатора, который осуществляет корреляцию излучения пространственно разделенных ядерных магнитных моментов. Энергетическую возможность СИ-генерации обосновали Бломберген и Паунд [71]. Файн [72] предложил назвать новый источник когерентных радиоволн когетроном.

5.1. Исследование радиочастотного сверхизлучения. В качестве активного вещества использовался пропандиол ($C_3H_8O_2$) — диэлектрик с высокой концентрацией протонных спинов и парамагнитной примесью Cr^{+V} , необходимой для получения ДПЯ [68]. В CERN [33] сильные эффекты СИ наблюдались в облученном аммиаке с F -центрами. С целью более полного освещения здесь собраны данные обоих во многом аналогичных экспериментов. Материал мишени готовится в виде замороженных шариков или гранул с коэффициентом заполнения около 0,6. При $T_0 = 0,3$ К в поле $\approx 2,5$ Тл в мишени методом ДПЯ получалась $(-70 \div -90)\%$ поляризация протонов. Затем СВЧ-поле выключалось, вследствие чего температура камеры растворения понижалась до ≈ 50 мК, а время ядерной спин-решеточной релаксации превышало 500 часов (см. рис. 1). Такова стартовая ситуация для всех ниже описанных экспериментов по СИ.

Было обнаружено [68–70], что если, изменяя поле магнита, совместить ларморовскую частоту ядерных спинов с резонансной частотой пассивного колебательного контура, то первоначальная поляризация -85% самопроизвольно реверсируется и становится положительной, достигая $12 \div 50\%$. В зависимости от величины начальной поляризации и параметров резонатора генерация происходит либо с реверсом, либо сопровождается значительным понижением абсолютной величины поляризации. На рис. 16 иллюстрируются оба сценария на примере протонов в аммиачной мишени [57].

Оценку возможности возникновения генерации можно выполнить, сравнивая потери в контуре с отрицательным сопротивлением, которое спиновая система вносит в контур при СИ. Для аммиачной мишени протонная восприимчивость равна

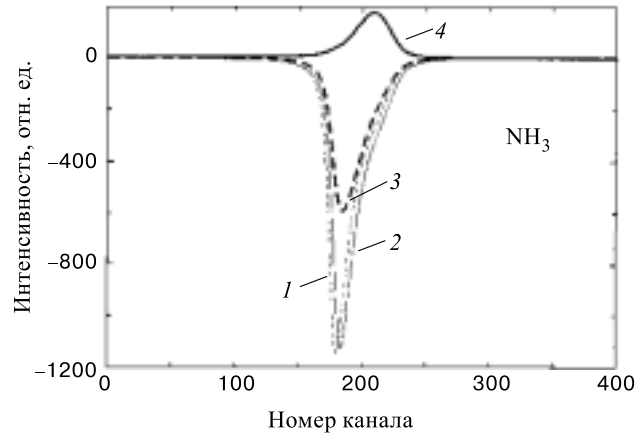


Рис. 16. В результате СИ стартовая отрицательная поляризация (спектры 1, 2) либо значительно уменьшается (3), либо инвертирует знак (4). Результат зависит от добротности контура

$$\begin{aligned} \overline{\chi''} &\approx \frac{\pi}{2} \frac{\nu}{\Delta\nu} (-\chi_0) = -\frac{\pi}{2} \frac{\nu}{\Delta\nu} \frac{N\mu_0\mu_N}{B_0} = \\ &= -\frac{\pi}{2} \frac{106 \cdot 10^6 \text{ Гц}}{4,7 \cdot 10^4 \text{ Гц}} \frac{5,4 \cdot 10^{28} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 5,05 \cdot 10^{-27}}{2,6} = -0,47, \end{aligned} \quad (87)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ — магнитная постоянная, μ_N — ядерный магнетон, N — спиновая концентрация, равная $3,8 \cdot 10^{28}$ спин/м³ в пропандиоле и $5,4 \cdot 10^{28}$ спин/м³ в аммиаке и B_0 — индукция магнита в Тл. Примем резонансную частоту 100 МГц, индуктивность $L = 10^{-7}$ Гн и фактор заполнения $\eta = 0,5$, тогда магнитные моменты ядер вносят в контур отрицательное эквивалентное сопротивление

$$\bar{r} = \eta \overline{\chi''} \cdot \omega L = -0,5 \cdot 0,47 \cdot 2\pi \cdot 100 \cdot 10^6 \cdot 10^{-7} = -16 \text{ Ом}. \quad (88)$$

Величина этого сопротивления по модулю намного превышает собственные потери в контуре, составляющие обычно менее 1 Ом. Следовательно, активное вещество мишени может вызвать радиочастотную генерацию; ниже мы проследим за ее развитием.

Для наблюдения генерации в простой колебательный контур, индуктивно связанный с мишенью, включался резистор с номиналом меньше 1 Ом. Сигнал с этого резистора, пропорциональный току (полю в катушке), детектировался и записывался цифровым осциллографом, который запускался при

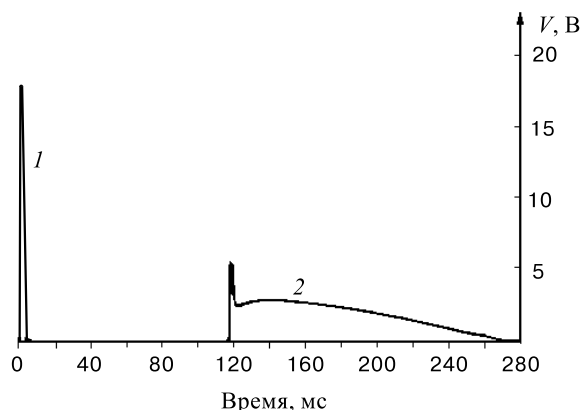


Рис. 17. При высокой начальной поляризации сначала возникает СИ (1), затем МГ-импульс (2). При низкой поляризации — только правый импульс МГ. Поле H_0 в процессе опыта плавно изменяется

возникновении генерации в контуре. Резонансная частота контура составляла 21,5 МГц, она соответствовала протонному резонансу при $H_0 \approx 0,5$ Тл, добротность в охлажденном состоянии — около 500. Эксперимент выполнялся следующим образом [68]. Поле H_0 адиабатически уменьшалось от 2,5 Тл, в котором осуществлялась поляризация ядер, до момента пересечения ларморовской частоты спинов с резонансной частотой контура ($\approx 0,5$ Тл). В ходе экспериментов было установлено, что при начальной поляризации $(-39 \div -45) < P < -9\%$ система детектирует один импульс мазерной генерации (МГ) с характерной, широкой по сравнению с T_2 длительностью, достигающей 0,3 с (правый импульс на рис. 17). По мере роста модуля начальной поляризации характер излучения меняется. Сначала возникает короткий СИ-импульс (левый импульс на рис. 17), вслед за которым с задержкой идет МГ. Таким образом, при высокой начальной поляризации за один цикл снижения H_0 можно наблюдать два разных процесса — СИ- и МГ-импульсы, как это в целом показано на рис. 17. Модуляция поля H_0 полем звуковой частоты вызывает амплитудную модуляцию МГ-импульса с частотой модулирующего поля. При увеличении амплитуды модулирующего поля процесс МГ можно многократно прерывать и возобновлять, образуя «гребенку» МГ-импульсов. В противоположность этому СИ-импульс появляется единожды, и для его повторения необходимо вновь повторять накачку ядерной поляризации. На рис. 18 в развернутом виде показана форма СИ-импульса, которая, в соответствии с общей теорией СИ [73], имеет вид

$$f(t) \propto \operatorname{sch} \left[\frac{(t - t_0)}{\tau} \right], \quad (89)$$

где t_0 — время задержки, τ — длительность, характеризующая ширину импульса. Результаты теоретических расчетов по формуле (89), фитированные

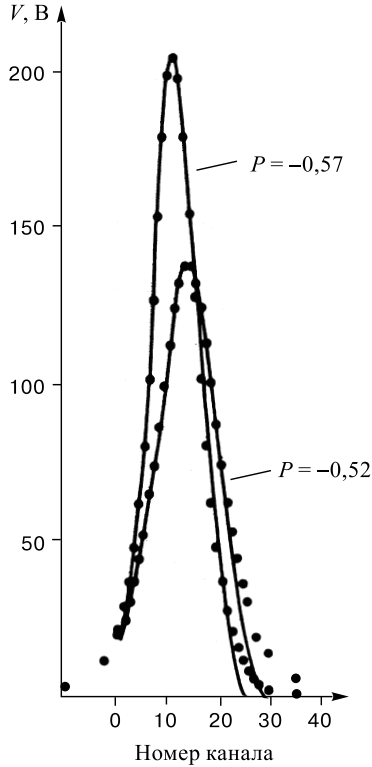


Рис. 18. Сравнение экспериментальной формы СИ-импульсов (сплошные линии) с теорией Дикке (точки на кривых). Длительность 10 мкс/канал

к данным, показаны точками на этом рисунке. Чтобы атомы в макроскопически большом объеме смогли излучать когерентно, переходы между уровнями должны происходить за время $\tau \sim 1/N$, которое должно быть меньше времени спин-спиновой релаксации (T_2). Следовательно, при магнитном СИ длительность импульса должна уменьшаться при повышении поляризации. Поскольку полная энергия, излучаемая коллективом N спинов, очевидно, есть $Nh\nu_0$, где ν_0 — частота перехода и h — постоянная Планка, то интенсивность излучения

$$J \propto Nh\nu_0/\tau_c \propto N^2 \quad (90)$$

должна включать член, пропорциональный квадрату ядерной поляризации. Все эти общие закономерности СИ-процесса, предсказанные Дикке, наблюдаются и в магнитном СИ. Так, с увеличением начальной поляризации появляется параболическая зависимость интенсивности излучения от поляризации и сокращается длительность СИ [68].

Эксперимент показывает, что длительность МГ-импульса значительно превышает как время поперечной релаксации T_2 , так и время пересечения полосы пропускания контура, что нетрудно рассчитать, зная скорость изменения поля H_0 . Происходит «захват» резонансной частоты контура спиновой системой [74], вследствие чего длительность МГ растет с увеличением начальной поляризации. В противоположность этому длительность СИ-импульса уменьшается с ростом поляризации.

В любой системе с обратной связью, включая, разумеется, и СИ-генератор, для возбуждения генерации необходимо выполнение не только амплитудных условий (иметь высокую отрицательную поляризацию и спиновую плотность активного вещества), но и выполнение фазовых соотношений, которые связаны с наличием дисперсии и комплексным характером импеданса контура в

широкой полосе частот. По этой причине при анализе СИ уравнения Блоха необходимо дополнить или видоизменить с учетом комплексного характера импеданса контура. В работах [75, 76] система уравнений Блоха была дополнена уравнением для колебательного контура

$$L \frac{dI_c}{dt} + RI_c + \frac{1}{C} \int I_c dt = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (91)$$

где L , C и R — индуктивность, емкость и активное сопротивление контура соответственно; I_c — ток в контуре, $\Phi = \mu_0 \eta_0 S_c N_c m_x$ — поток, индуцируемый спинами в катушке с площадью поперечного сечения S_c и числом витков N_c , η_0 — фактор заполнения. Переход от тока I_c к полю H_c в катушке выполнялся по формуле $H_c = N_c I_c / \ell$, где ℓ — длина катушки. Рассматривая СИ в полосе пропускания контура, авторы работы [76] получили аналитические выражения для времени задержки, длительности и интенсивности СИ, которые находятся в хорошем согласии с данными эксперимента. Интересно отметить, что баланс энергии «контур плюс спиновая система» зависит от суммы [76]:

$$I = -\frac{d}{dt}(W_c + W_z), \quad (92)$$

где $W_c = \mu_0 V_c h^2 / 2$ — энергия, запасенная в радиочастотном контуре; $W_z = -\mu_0 \eta_0 V_c H_0 m_z$ — зеемановская энергия спинов, V_c — объем катушки и I — интенсивность излучения. Таким образом, СИ-интенсивность зависит от суммарной энергии «контур плюс зеемановская система». Генерация представляет собой излучение зеемановского резервуара за малое время T_2 , когда поперечная намагниченность уже не является «хорошей» динамической переменной.

В более широкой полосе частот поведение СИ-генератора исследовалось в работе [74]. Было показано, что при сильной связи спинов с контуром частота МГ-генерации

$$\omega_1 = \frac{d\phi}{dt} = \omega_0 + \gamma k M_z \sin \varphi \cdot \cos \varphi \quad (93)$$

может существенно отличаться от ларморовской частоты (ω_0); разность частот зависит от фазового сдвига φ между напряжением и током (полем катушки), который составляет

$$\varphi = \arctg[(\omega_1 L - 1/\omega_1 C)/R]. \quad (94)$$

В опыте [68] этот сдвиг достигал 10^5 Гц. Формула (93) была получена также в работе [77]. Если поле H_0 непрерывно варьируется, то генерация должна начаться еще до совмещения ларморовской частоты с резонансной частотой

контура, поскольку дисперсия отрицательной магнитной восприимчивости стремится подстроить частоту контура к ларморовской частоте спинов. Сдвиг частоты настройки колебательного контура определяется формулой (30):

$$\frac{\omega_p - \omega_0}{\omega_0} = -\frac{1}{2}\omega_0\chi'.$$

Ядерную дисперсию в этой формуле нетрудно оценить по (87). Используя данные для пропандиола и полагая $\chi'' \cong \chi'$, получим $\chi' \approx 0,1$. Отсюда, согласно (30), на частоте 21,5 МГц сдвиг частоты настройки контура достигает 1 МГц. Так как знак дисперсии инвертируется в центре ЯМР-линии, то удержание частоты настройки контура будет продолжаться и после пересечения резонансной частоты контура, т.е. генерация может длиться в удвоенной полосе частот порядка 2 МГц. Повышение начальной поляризации будет способствовать расширению области захвата частоты, поэтому длительность МГ-импульса, в полном соответствии с экспериментом, растет при увеличении абсолютной величины начальной поляризации, вплоть до возникновения СИ, а длительность излучения значительно превосходит время T_2 . Учет комплексного характера импеданса контура и исследование СИ позволили уточнить условие возникновения МГ [53], которое является необходимым условием возникновения СИ [74–76]:

$$T_R^{-1} \leq \frac{1}{2}\eta\gamma Q|M_z| \cos^2 \varphi, \quad M_z < 0,$$

где T_R — время радиационного затухания, определяющее диссипативные потери энергии в контуре, Q — добротность контура и M_z — ядерная намагниченность. Это условие означает, что МГ и СИ невозможны вне полосы пропускания контура, когда $\cos(\varphi) \rightarrow 0$.

Наиболее естественно когерентный и некогерентный вклады появляются в микроскопической теории. Так, используя метод Монте-Карло, авторы [78] смогли моделировать форму линии как СИ, так и МГ. Более того, авторы этой работы утверждают, что разделение СИ и МГ, в принципе, нельзя выполнить, пользуясь уравнениями Блоха, в которых намагниченность выступает как классический вектор, то есть когерентность изначально заложена в этих уравнениях. Действительно, уравнения Блоха не содержат информации о тепловых шумах в резонаторе, которые приходится вводить в эти уравнения в качестве начальных условий для возникновения генерации. С другой стороны, квантово-механическое рассмотрение эффекта дает СИ и без настроенного резонатора, что противоречит опыту эксплуатации поляризованных мишеней, в которых без радиочастотного контура самопроизвольного возникновения генерации при отрицательной поляризации экспериментально пока не наблюдалось.

СИ способно прервать адиабатический реверс поляризации, который в технике мишеней выполняется с целью уменьшения систематических погрешностей при измерении слабых сечений спин-спиновых взаимодействий. При реверсе ведущего поля магнита отрицательная поляризация мишени за несколько десятков микросекунд может разрушиться или даже инвертироваться за счет взаимодействия спинов с измерительной катушкой Q-метра. Отметим, что СИ можно наблюдать не только по изменению ядерной поляризации, но и по резкому перегреву низкотемпературных термометров радиочастотным полем. Анализ, выполненный в п. 2.1, показывает, что гибридный контур Q-метра имеет много резонансных частот, причем из-за сильного влияния кабеля добротность контура должна возрастать с понижением его резонансной частоты, так что без применения специальных мер иногда невозможно подавить СИ-потери поляризации при реверсе поля. Наиболее эффективное подавление эффекта достигается с помощью искусственного нарушения однородности постоянного поля ведущего магнита, например, путем изменения полярности тока в корректирующих катушках сверхпроводящего соленоида [30]. После подавления СИ потери поляризации при реверсе обычно составляют менее 0,3%.

6. НОВЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МИШЕНЕЙ

6.1. Другие методы динамической поляризации. Измерение анизотропии углового распределения β - γ -излучений является наиболее чувствительным методом исследования поляризованных ядер и их сверхтонких взаимодействий [79]. Обычно исследуемые ядра имплантируют в ферромагнитные матрицы, в которых они поляризуются за счет значительной внутренней индукции (≈ 50 Тл) и охлаждения до сверхнизких температур (10–30 мК). Благодаря высокой скорости спин-решеточной релаксации в спиновой системе ядер устанавливается больцмановское (равновесное) распределение с температурой решетки, но жесткая связь спинов с решеткой в ферромагнитных матрицах не позволяет задействовать весь арсенал известных методов исследования спиновых систем, например, возможность изменять знак их спиновой температуры.

В отличие от ферромагнитных матриц, диэлектрики прозрачны для электромагнитных полей, по крайней мере, вплоть до частот 10^{11} Гц, имеют пренебрежимо слабые внутренние локальные магнитные поля $\approx 10^{-3}$ Тл, а высокая протонная поляризация в них обеспечивается при сравнительно легко достижимых экспериментальных условиях: при температуре 0,2–0,5 К и в обычном магнитном поле $\approx 2,5$ Тл. Принципиальным отличием диэлектриков от ферромагнитных матриц являются огромные, достигающие 1000 и более часов времени спин-решеточной релаксации, так что магнитные моменты

оказываются практически изолированными от решетки. Благодаря этому становятся возможными создание высокой векторной и тензорной поляризации ядер, приготовление небольшого заселенности спиновых состояний [23, 80] и даже «фокусировка» спинов в чистое квантовое состояние [81]. Можно ли использовать эти преимущества для поляризации редких радиоактивных ядер, имплантированных в поляризованную мишень? Проблема не ограничивается исследованием самих радиоактивных ядер. Ядра с известной схемой распада можно попытаться использовать для изучения коллективных электронных и электронно-ядерных спин-спиновых взаимодействий в конденсированных средах, для измерения поляризации основных ядер поляризованных мишеней.

Метод «динамического охлаждения» (ДО), рассмотренный в разд. 1, не является единственной возможностью поляризовать ядра. Аналогичный эффект теплового контакта возникает, если вместо электронных спинов использовать поляризованные протонные спины [23, 80]. Различие заключается в том, что облучению переменным полем теперь необходимо подвергнуть не электронные спины примесных центров, а поляризованные протоны в сильном магнитном поле на частоте, близкой к протонной ларморовской частоте ($\nu_{J0} = \gamma_p H_0 / 2\pi \approx 106$ МГц в поле 2,5 Тл). Ширина спектра ядерных локальных полей составляет десятки кГц, поэтому в интересующем нас случае редких радиоактивных ядер, растворенных в поляризованной мишени, «резонирующей системой» могут оказаться квадрупольные взаимодействия ядерных спинов с электрическим полем в матрице [80]. Энергия квадрупольного взаимодействия при аксиальной симметрии поля дается формулой [23]:

$$\langle \hat{H}_Q \rangle = hX \langle 3\hat{J}_z^2 - J(J+1) \rangle = hXA,$$

$$X = \nu_Q (3 \cos^2 \vartheta - 1), \quad (95)$$

$$\nu_Q = \frac{eqQ}{8hJ(2J-1)},$$

где ν_Q , ϑ и J обозначены так же, как и в формулах (59), (60). В системе главных осей ненулевые компоненты тензора записываются в виде (см. п. 3.1):

$$Q_{zz} = Q, \quad Q_{xx} = Q_{yy} = -\frac{Q}{2}. \quad (96)$$

Нетрудно видеть из формулы (95), что изменение энергии квадрупольных взаимодействий ведет к изменению тензорной поляризации (A) или выстроенности [23]. Наиболее простым для анализа является случай нулевой векторной поляризации квадрупольных ядер, поскольку при этом заселенности стационарных состояний ядра с фиксированными проекциями спинов m на

направление магнитного поля определяются только квадрупольным взаимодействием. В этом случае матрица плотности имеет вид [82]:

$$\begin{aligned} \rho_{mm} &= \frac{\exp(-\beta H_Q^{(m)}/h)}{\sum_{m=-J}^J \exp(-\beta H_Q^{(m)}/h)} = \\ &= \frac{\exp(-\beta X(3m^2 - J(J+1)))}{\exp(-\beta X J(J+1)) + 2 \sum_1^J \exp(-\beta X(3m^2 - J(J+1)))}, \end{aligned} \quad (97)$$

где $\beta_Q = h/(kT_Q)$ — инверсная спиновая температура резервуара квадрупольных взаимодействий. Знак T_Q определяется знаком произведения $P_p(\nu - \nu_{J0})$. Заселенности ρ_{mm} представляют собой элементы спиновой матрицы плотности ядер, которая в данном случае является диагональной. С учетом (97) выстроенность принимает вид [82]:

$$\begin{aligned} A &= \sum_{m=-J}^J \rho_{mm}(3m^2 - J(J+1)) = \\ &= \frac{6 \sum_{m=1}^J m^2 \exp(-\beta X(3m^2 - J(J+1)))}{\exp(\beta X J(J+1)) + 2 \sum_{m=1}^J \exp(-\beta X(3m^2 - J(J+1)))} - J(J+1). \end{aligned} \quad (98)$$

В частном случае $J = 1$ эта формула была получена и экспериментально проверена в [23]. В пределе очень низких положительных температур T_Q и при углах $0 \leq \vartheta < \arccos(3^{-1/2})$ выстроенность $A \rightarrow -J(J+1)$, то есть все ядра находятся в состоянии с проекцией спина $m = 0$, а при углах $\arccos(3^{-1/2}) < \vartheta \leq \pi/2$ величина $A \rightarrow J(2J-1)$, и в этом случае заселенности делятся поровну между состояниями $m = J$ и $m = -J$. В пределе очень низких отрицательных температур ситуация обращается. Метод предложен и проверен на дейтронах [23, 80] и может оказаться полезным в случае небольших квадрупольных моментов порядка, когда $\nu_Q \approx (\nu - \nu_{J0})$. Времена поляризации, достигнутые этим методом в эксперименте, составляют несколько десятков секунд, а спиновые температуры — порядка ± 10 мкК [23].

Из-за типично низких величин магнитных моментов квадрупольных ядер величина поляризации и время накачки поляризации, достигаемые при ДО, могут оказаться неприемлемыми для исследования короткоживущих ядер.

Поэтому значительное усиление поляризации, достигнутое в [33] методом кросс-релаксации ядер азота с поляризованными протонами, представляет существенное продвижение к повышению эффективности поляризации редких ядер. Идея заключается в следующем: пусть помимо ядер со спином $J \geq 1$ матрица содержит распространенные ядра, например, поляризованные протоны ($J = 1/2$), которые, ввиду большого гироманнитного отношения, имеют высокую теплоемкость спиновой системы. Так как, в отличие от протонных спинов, взаимодействие квадрупольных ядер с решеткой сохраняется и в нулевом магнитном поле, то, понижая H_0 , можно совместить ларморовскую частоту протонов с квадрупольным расщеплением ядер со спином $J \geq 1$. В момент пересечения частот происходит кросс-релаксационная передача высокой протонной поляризации квадрупольным ядрам. Эксперименты были выполнены на аммиаке (NH_3) [33]. В поле 0,056 Тл квадрупольное расщепление стабильных ядер азота $6\nu_Q = 2,4$ МГц оказывается равным ларморовской частоте протонов, поэтому в результате кросс-релаксации с поляризованными протонами ядра ^{14}N достигают почти 50% поляризации. Кросс-релаксация обеспечивает высокую скорость поляризации порядка [83]:

$$W = (\gamma_N/\gamma_H)^2 \left(T_2 \operatorname{ch} \left(\xi \frac{\Delta_0}{\Delta_H} \right) \right)^{-1}, \quad (99)$$

где $\gamma_N/\gamma_H \approx 7 \cdot 10^{-2}$ — отношение ядерных гироманнитных констант, $T_2 \approx 10^{-5}$ с — время поперечной релаксации протонных спинов, Δ_0 — частотная расстройка между спинами, Δ_H — ширина протонной линии, $\xi \approx 1$ — свободный параметр. Полагая $\Delta_0 \approx \Delta_H$, получаем $W^{-1} \approx 2$ мс, т.е. исключительно короткое время поляризации, что было бы выгодно использовать в режиме «on-line» имплантации ядер в мишень. Полученное распределение спинов по магнитным подуровням не является больцмановским, но оно может сохраняться длительное время, «замораживаться», благодаря тому, что магнитные подуровни квадрупольных ядер не являются эквидистантными, поэтому процесс установления внутреннего равновесия должен зависеть от длинных времен спин-решеточной релаксации. Теоретически в таких системах можно «сфокусировать» спины в чистое квантовое состояние [81].

Явным преимуществом диэлектрических матриц является их более высокая ($\approx 0,2$ К) температура решетки, при которой сохраняется возможность поляризации квадрупольных ядер, по сравнению с характерными температурами, необходимыми в случае ферромагнитных матриц ($\approx 0,02$ К). Последнее связано с тем, что мощность рефрижератора растворения ^3He в ^4He квадратично падает с температурой, поэтому при 0,2 К удастся обеспечить примерно в 100 раз более высокую холодопроизводительность рефрижератора, чем при 0,02 К. Например [82], если предположить, что пучок с интенсивностью 10^5 с $^{-1}$ радиоактивных ядер с энергией 10 МэВ/нуклон и массовым

числом, равным 60, полностью поглощается в поляризованной мишени, то рассеиваемая мощность составит $\sim 0,1$ мВт. При температуре $\approx 0,2$ К это вполне допустимая нагрузка для рефрижератора растворения средней мощности, но практически недостижимая холодопроизводительность при 0,02 К. Отрицательным фактором при кросс-релаксационной поляризации является необходимость снижения поля H_0 , в результате чего происходит уменьшение времени ядерной спин-решеточной релаксации до десятков часов. Тем не менее эти времена остаются еще достаточно длинными для «on-line» исследований в области короткоживущих ядер.

Рассмотренные методы можно использовать и в случае радиоактивных ядер, имплантированных в поляризованную мишень, если они входят в состав диамагнитных атомов или крамерсовских [7] парамагнитных центров. Следует отметить, однако, что применительно к редким ядрам сама идея метода ДО, опирающаяся на динамику коллективных спин-спиновых взаимодействий, нуждается в практическом подтверждении.

6.2. β -распад поляризованного ядра. Примером возможной конкретной реализации обсуждаемого метода является измерение спиновой температуры протонов (или дейтронов) в пропандиоле с примесью парамагнитного иона Cr^{+V} . В такой матрице практически достигнута поляризация протонов $\pm 97\%$ [16] и дейтронов $\pm 39\%$ [50], что соответствует единой спиновой температуре $\pm 1,3$ мК в поле $H_0 = 2,7$ Тл. При введении в матрицу радиоактивных ядер возникнет анизотропия β -излучения, зависящая только от спиновой температуры этих ядер. В случае разрешенных β -переходов анизотропия связана исключительно с несохранением четности в процессах, обусловленных слабым взаимодействием [84, 85]. При этом угловое распределение β -электронов имеет структуру

$$\frac{dN}{d\Omega} \approx 1 + aP \cos \theta, \quad (100)$$

где θ — угол между направлением вылета электрона (или позитрона) и направлением внешнего поля, P — степень поляризации ядер, которая определяется функцией Бриллюэна

$$P = \frac{2J+1}{2J} \operatorname{cth} \left[\frac{2J+1}{2J} \left(\frac{\mu H_0}{kT} \right) \right] - \frac{1}{2J} \operatorname{cth} \left[\frac{1}{2J} \left(\frac{\mu H_0}{kT} \right) \right], \quad (101)$$

где μ — магнитный момент ядра. Рассмотрим пример [86], в котором в качестве радиоактивной примеси используется изотоп ${}^{32}_{15}\text{P}$, входящий в молекулу PH_3 и способный в микроколичествах растворяться в пропандиоле. Период полураспада составляет 14,5 дней, его спин $J = 1$, спин конечного ядра ${}^{32}_{16}\text{S}$ равен нулю, энергия разрешенного гамма-теллеровского β -перехода 1,7 МэВ [87]. В этом случае $\langle \nu \rangle / c = 0,835$ и величина $a \cong -0,835$. Если

$T = 1,3$ мК, $H_0 = 2,7$ Тл, то в соответствии с (101) поляризация ядер фосфора $P = -0,125$. Знак «минус» связан с отрицательным знаком магнитного момента ядер $^{32}_{15}\text{P}$ ($\mu = -0,252$ [88]). Таким образом,

$$\frac{dN}{d\Omega} \cong 1 + 0,1 \cos \theta, \quad (102)$$

следовательно, при реверсе знака поляризации разница в счете будет достигать 20%. При радиоактивности примеси 12 мКи мишень будет излучать $\sim 4 \cdot 10^5$ част./с. Кремниевый «теплый» детектор диаметром 3 см, расположенный на расстоянии 15 см от образца, будет регистрировать 10^3 соб./с. Далее легко сосчитать, что для измерения коэффициента 0,1 в (102) с точностью 2% требуется $3 \cdot 10^5$ отсчетов, и, следовательно, набор событий завершится через 300 с, при этом в исследуемую мишень достаточно ввести всего лишь $5 \cdot 10^{11}$ радиоактивных молекул. В действительности детекторы [88], изготовленные по планарной технологии с имплантированным p - n -переходом, способны работать и при температурах криогенных экранов по крайней мере до 2 К, так что расстояние от поляризуемого образца до «охлажденного» кремниевого детектора можно сократить до 1 см, что приведет к повышению скорости счета более чем в 200 раз.

6.3. Угловая анизотропия γ -излучения. Еще один возможный путь измерения спиновой температуры заключается в исследовании угловой анизотропии γ -квантов в каскадных β - γ -переходах. В качестве радиоактивной примеси следует взять долгоживущие β -активные ядра с отличным от нуля магнитным моментом (спин $J \neq 0$). Возьмем ядро ^{22}Na [86], которое имеет период полураспада 2,6 года, спин-четность 3^+ и магнитный момент в ядерных магнетонах $\mu/\mu_N = +1,75$ [87]. В результате гамов-теллеровского β^+ -перехода с максимальной энергией позитронов 550 кэВ (или K -захвата) образуется промежуточное ядро ^{22}Ne со спином $J' = 2$. Его период полураспада составляет $3,7 \cdot 10^{-12}$ с, т.е. время жизни очень мало по сравнению с характерным периодом для сверхтонкого расщепления атомных уровней. Ядро $^{22}\text{Ne}(2^+)$ излучает γ -кванты с энергией 1280 кэВ и переходит в стабильный изотоп ^{22}Ne с нулевым спином [87]. В рассматриваемой ситуации угловое распределение γ -квантов с энергией 1280 кэВ относительно магнитного поля может быть вычислено по формуле [82, 86]:

$$W(\theta) \frac{5}{8\pi} \left\{ \frac{1}{2}(\rho_{22}^{(2)} + \rho_{-2-2}^{(2)}) \sin^2 \theta (1 + \cos^2 \theta) + \frac{1}{2}(\rho_{11}^{(2)} + \rho_{-1-1}^{(2)})(4 \cos^2 \theta - 3 \cos^2 \theta + 1) + 3\rho_{00}^2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \right\}, \quad (103)$$

причем

$$\rho_{22}^{(2)} = \rho_{33}^{(3)} + \frac{1}{3}\rho_{22}^{(3)} + \frac{1}{15}\rho_{11}^{(3)},$$

$$\begin{aligned}\rho_{11}^{(2)} &= \frac{2}{3}\rho_{22}^{(3)} + \frac{8}{15}\rho_{11}^{(3)} + \frac{1}{5}\rho_{00}^{(3)}, \\ \rho_{00}^{(2)} &= \frac{2}{5}\rho_{11}^{(3)} + \frac{3}{5}\rho_{00}^{(3)} + \frac{2}{5}\rho_{-1-1}^{(3)}, \\ \rho_{-1-1}^{(2)} &= \frac{1}{5}\rho_{00}^{(3)} + \frac{8}{15}\rho_{-1-1}^{(3)} + \frac{2}{3}\rho_{-2-2}^{(3)}, \\ \rho_{-2-2}^{(2)} &= \frac{1}{15}\rho_{-1-1}^{(3)} + \frac{1}{3}\rho_{-2-2}^{(3)} + \rho_{-3-3}^{(3)},\end{aligned}\quad (104)$$

где

$$\rho_{mm}^{(3)} = \frac{e^{\frac{m}{3}x}}{\operatorname{sh}\left(\frac{7}{6}x\right)} \operatorname{sh}\left(\frac{x}{6}\right), \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \quad (105)$$

и $x = 0,64H_0/T$, где H_0 задается в Тл, спиновая температура в мК. Как следует из формул (103)–(105), изменение знака спиновой температуры при

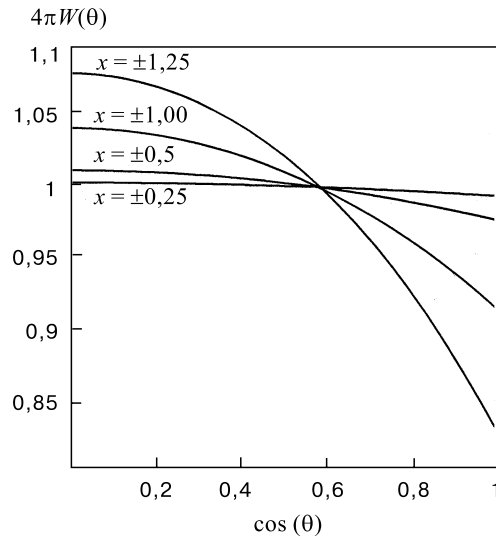


Рис. 19. Угловое распределение ^{22}Na по формуле (103), нормированное на изотропное распределение неполяризованных ядер. Параметр $x = 0,64 H_0/T_0$ определяет знак и спиновую температуру ядер

больцмановском распределении зеемановских уровней в магнитном поле не будет влиять на вид углового распределения γ -излучения ввиду симметрии

этих выражений относительно замены $\rho_{mm} \leftrightarrow \rho_{-m-m}$. С другой стороны, при квадрупольном расщеплении уровней инверсия знака температуры, несомненно, изменит угловое распределение [82], так как в пределе очень низких спиновых температур она ведет к замене $\rho_{JJ} + \rho_{-J-J} \leftrightarrow \rho_{00}$ (см. комментарии к формуле (98)). Таким образом, инверсия знака спиновой температуры позволяет исследовать квадрупольные взаимодействия нестабильных ядер совершенно новым методом, который невозможно реализовать в ферромагнитных матрицах. На рис. 19 представлено нормированное угловое распределение, рассчитанное по (103)–(105) [82].

Препятствием к практическому использованию метода является наличие в рефрижераторах нескольких слоев металлических тепловых экранов, пластиковых или кварцевых окон, окружающих мишень, которые поглощают продукты радиоактивного распада на пути к детектору. Эта проблема в значительной степени разрешается применением нового типа сверхтонкой мишени, охлаждаемой сверхтекучей пленкой ^4He . Эксперимент по поляризации протонов в тонкой полиэтиленовой пленке выполнен в швейцарском Институте Пауля Шеррера (PSI) [89]. В полиэтиленовую пленку путем диффузии вводился иминоксильный радикал [14], после чего пленка приобретала светлорозовую окраску радикала. Затем пленка помещалась в вакуумную камеру из материала с плохой теплопроводностью (стайкаст). В эту камеру с пленкой конденсировалось небольшое количество ^4He , достаточное для создания сверхтекучей пленки толщиной 0,12 мкм. В свою очередь, через пленку ^4He осуществлялся термический контакт исследуемого материала с охлажденным до 0,1 К медным стержнем, поэтому сразу после конденсации ^4He в камере включение СВЧ-накачки вызывало резкий рост ядерной поляризации в полиэтилене до +44% (см. рис. 20). Таким образом, было доказано, что конвективная теплопроводность ^4He оказывается достаточной для охлаждения тонких поляризованных мишеней. Использование сверхтекучей пленки ^4He , в принципе, позволяет поляризовать ядра в тонкой герметичной диэлектрической оболочке, расположенной в вакууме на пучке частиц с достаточно низкой интенсивностью.

Проведенный анализ предполагает, что методы динамической ориентации будут «работать» и в случае редких ядер. Вопрос, так ли это, требует экспериментального исследования. Априори остаются неясными и другие вопросы, например: можно ли определить понятие спиновой температуры для редких ядер, как быстро будут поляризоваться такие ядра методом ДО, если их имплантация осуществляется в мишень с предварительно поляризованными протонами? На все эти и другие вопросы невозможно найти ответ, используя методы классического ЯМР, ввиду крайне низкой чувствительности последнего.

Автор выражает глубокую благодарность всем членам SMC-коллаборации CERN в Женеве, совместно с которыми на крупнейшей в мире SMC-мишени

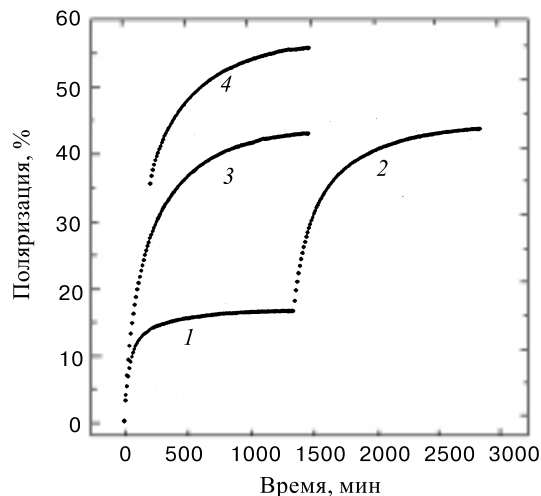


Рис. 20. Динамическая поляризация протонов в тонкой полиэтиленовой пленке. Кривая 1 — без сверхтекучей пленки ^4He , 2 — со сверхтекучей пленкой, 3 — со сверхтекучей пленкой, начиная с нулевой поляризации, 4 — при полном заполнении камеры ^4He

были получены некоторые результаты данного обзора; С.Манго, П.Хаутле и Б.Брандту из Института П.Шеррера в Цюрихе за сотрудничество в исследовании тонких поляризованных пленок, А.Ф.Прудкогляду, А.С.Шумовскому и В.И.Юкалову за сотрудничество в исследовании сверхизлучения; В.Л.Любошицу за помощь в разработке метода исследования радиоактивных ядер. Особая признательность Ф.Легару (Франция) и Л.Б.Пикельнеру (Дубна) за полезные дискуссии по проблемам использования мишеней, академику А.М.Балдину за поддержку в работе и лидерам SMC-коллаборации: В.Хьюзу (V.W.Hughes) из Йельского университета, Р.Воссу (R.Voss, Женева), Г.Маллоту (G.Mallot, Германия) и Т.Нииникоски (T.Niinikoski) за прекрасную организацию совместной работы в SMC-коллаборации CERN.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Для сравнения оценим чувствительность ^{14}N -Q-метра при длинах кабеля $\ell < \lambda/4$ и $\ell = \lambda/2$. Исходными выберем следующие параметры гибридного контура: $\alpha = 0,02$ Нп/м, $R_0 = 10$ Ом, $r = 0,1$ Ом ≈ 0 , $L_0 = 9,5 \cdot 10^{-8}$ Гн, $C = 4 \cdot 10^{-10}$ Ф, частота $\nu = 6,47 \cdot 10^6$ Гц, $\rho = 50$ Ом, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, $\sqrt{\epsilon} = 1,41$. Определим $\beta = 2\pi\nu\sqrt{\epsilon}/c = 0,191$ рад \cdot м $^{-1}$. По формуле (25) находим длину эквивалентного отрезка кабеля $\ell_1 = \beta^{-1} \cdot \arctg(2\pi\nu L\rho^{-1}) = 0,403$ м. Из

уравнения (26) определяем суммарную длину: $\ell + \ell_1 = \beta^{-1} \cdot \operatorname{arctg} \left(\frac{1}{2\pi\nu\rho C} \right) = 4,65$ м, откуда $\ell = 4,25$ м. Определяем $\operatorname{tg}(\beta\ell) = \operatorname{tg}(0,191 \cdot 4,25) = 1,05$. По формуле (39) находим $B_{\ell < \lambda/4} = 1,74$, где при расчете использовано $k_1 = \alpha\ell \cos^{-2}(\beta\ell) = 0,085/0,474 = 0,179$. По формуле (39) находим $B_{\ell < \lambda/2} = 2,65$, где для расчета использована длина полуволнового отрезка $\ell = 16,4$ м, $\beta\ell = \pi$, $\alpha\ell = 0,02 \cdot 16,4 = 0,329$. В итоге получим отношение сигналов Q-метра с кабелем длиной $\ell < \lambda/4$ к сигналу Q-метра с кабелем $\ell = \lambda/2$ по уравнению (44)

$$\frac{\zeta_{\ell < \lambda/4}}{\zeta_{\ell = \lambda/2}} = [1 + \operatorname{tg}^2(\beta\ell)_{\ell < \lambda/4}] \frac{B_{\ell = \lambda/2}}{B_{\ell < \lambda/4}} = 2,1 \cdot \frac{2,65}{1,74} = 3,2, \quad (\text{П1.1})$$

так как в наших расчетах $R_1 = R_0$. Таким образом, короткий кабель позволяет повысить амплитуду сигнала в 3,2 раза. Увеличение сигнала связано с разным распределением тока в кабеле; при $\ell < \lambda/4$ и $\ell = \lambda/2$ максимум тока в кабеле длиной $\ell < \lambda/4$ приходится на катушку индуктивности, что и обеспечивает усиление ЯМР-поглощения по сравнению с потерями в кабеле.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Мощность $P_{\text{in}} + iQ_{\text{in}}$, поступающая в волновод через поперечное сечение питающего волновода S_f , расходуется по трем каналам [90]:

$$P_m + iQ_m = \frac{1}{2} \int_V dV \cdot \left(\mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{D}^*}{\partial t} + \mathbf{H} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) + \int_{S_{\text{cav}} - S_f} dS \cdot (\mathbf{n} \cdot \mathbf{S}), \quad (\text{П2.1})$$

где первый интеграл описывает мощность, связанную с диэлектрическими и магнитными свойствами материала, $\mathbf{S} = (\mathbf{E} \times \mathbf{H})/2$ — вектор плотности потока энергии и \mathbf{n} — нормаль к поверхности резонатора. Второй интеграл берется по поверхности резонатора, исключая поверхность питающего волновода. Пренебрегая отраженной от резонатора мощностью, отделим магнитные потери (P_m) в мишени от паразитных потерь (P_p), которые не участвуют в поляризации ядер:

$$P_{\text{in}} = P_m + P_p = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left(\int_V dV \cdot \mathbf{H} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) + P_p. \quad (\text{П2.2})$$

Ранние работы [91] и калибровочные испытания в работе [63] показывают, что при низких температурах мощность, поглощаемая термометром P_{bol} , есть

$$P_{\text{bol}} = \operatorname{const} \cdot (T_{\text{bol}}^4 - T_{\text{He}}^4), \quad (\text{П2.3})$$

где T_{bol} — температура композитного угольного термометра и T_{He} — температура хладагента. Если предположить, что мощность, поглощаемая термометром, пропорциональна общей мощности нерезонансных потерь, то есть $P_p \cong P_{\text{bol}}$, то магнитное поглощение равно

$$P_m = P_{\text{in}} - P_p = P_{\text{in}} - \text{const} \cdot (T_{\text{bol}}^4 - T_{\text{He}}^4). \quad (\text{П2.4})$$

Обычно мощность, поступающая в резонатор, поддерживается постоянной, поэтому

$$P_{m,\text{on}} - P_{m,\text{off}} = P_{p,\text{off}} - P_{p,\text{on}} = \text{const} \cdot (T_{\text{off}}^4 - T_{\text{on}}^4), \quad (\text{П2.5})$$

где индексы «on» и «off» обозначают включенную и выключенную ЧМ соответственно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Abraham A. et al.** — Phys. Lett., 1962, v.2, p.310.
2. **Alguard M.J. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1976, v.37, p.1258; p.1261.
3. **Baum G.E. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1983, v.51, p.1135.
4. **Draghicescu P., Lushchikov V.I. et al.** — Phys. Lett., 1964, v.12, p.334.
5. **Алфименков В.П., Пикельнер Л.Б., Шарапов Э.И.** — ЭЧАЯ, 1980, т.11, в.2, с.411.
6. **Алфименков В.П., Мареев Ю.Д., Пикельнер Л.Б.** — ЯФ, 1991, т.54, в.6, с.1489.
7. **Абрагам А., Гольдман М.** — Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок. М.: Мир, 1984, т.2, гл.6.
8. **Overhauser A.W.** — Phys. Rev., 1953, v.92, p.411.
9. **Jeffries C.D.** — Phys. Rev., 1957, v.106, p.164; **Джеффрис К.** — Динамическая ориентация ядер. М.: Мир, 1965 (см. ссылки в этой книге).
10. **London H., Clarke G.R., Meudoza E.** — Phys. Rev., 1962, v.128, p.1992.
11. **Борисов Н.С., Неганов Б.С., Либург М.Ю.** — ЖЭТФ, 1966, т.50, с.1445.
12. **Niirikoski T.O.** — Nucl. Instr. and Meth., 1971, v.97, p.95.
13. **De Boer W., Niirikoski T.O.** — Nucl. Instr. and Meth., 1974, v.114, p.495.
14. **Борисов Н.С., Бунятова Э.И., Киселев Ю.Ф. и др.** — Препринт ОИЯИ Р6-7408, Дубна, 1973.
15. **Niirikoski T.O., Udo F.** — Nucl. Instr. and Meth., 1974, v.114, p.495.
16. **Борисов Н.С., Бунятова Э.И., Киселев Ю.Ф. и др.** — Препринт ОИЯИ 13-10253, ч.1, 13-10257, ч.2, Дубна, 1976; ПТЭ, 1978, вып.2, с.32; Препринт ОИЯИ Р13-86-734, Дубна, 1986.
17. **Кожушнер М.А., Провоторов Б.Н.** — В кн.: Радиоспектроскопия твердого тела. (Труды Всесоюз. совещ., Красноярск, 1964), М.: Атомиздат, 1967, с.3; **Кожушнер М.А.** — ЖЭТФ, 1969, т.56, p.246.
18. **Буишвили Л.Л.** — ЖЭТФ, 1965, т.49, p.1886.

19. **Ацаркин В.А., Родак М.И.** — УФН, 1972, т.107, вып.1, с.3 (см. ссылки в этой работе).
20. **De Boer W., Borghini M. et al.** — J. Low Temp. Phys., 1974, v.15, p.249.
21. **Van den Brandt B., Bunyatova E.I., Hautle P. et al.** — Proc. of SPIN 96, 12th Int. Symp. on High-Energy Spin Physics, Sept. 10–14, Amsterdam, World Scientific, Singapore, ed. C.W. De Jader et al. 1996, p.238; **Van den Brandt B. et al.** — Proc. of SPIN 98, 13th Int. Symp. on High-Energy Spin Physics, Sept. 1998, Protvino, Russia, World Scientific, Singapore, 1999.
22. **Crabb D. G., Meyer W.** — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1997, v.47, p.67.
23. **De Boer W.** — Dynamic Orientation of Nuclei at Low Temperature. CERN Yellow Report 74-11, 1974.
24. **Ацаркин В.А.** — Динамическая поляризация ядер в твердых диэлектриках. М.: Наука, 1980.
25. **Провоторов Б.Н.** — ЖЭТФ, 1961 т.41, с.1582.
26. **Провоторов Б.Н.** — ФТТ, 1962, т.4, с.2940.
27. **Буишвили Л.Л., Киселев Ю.Ф., Фокина Н.П.** — Краткие сообщения ОИЯИ №5[51]-91, Дубна, 1991, с.42.
28. **Borghini M.** — Phys. Rev. Lett., 1968, v.20, p.419; **Borghini M.** — Proc. 2nd Intern. Conference on Pol. Targets. Berkeley, 1971. Ed. B.Shapiro, LBL 500, UC-34 Physics. Springfield: Nat. Techn. Inform. Service, 1, 1972.
29. **Буишвили Л.Л., Гиоргадзе Н.П., Давитулиани А.А.** — ЖЭТФ, 1974, т.67, №1(7), с.161.
30. **Adams D. et al.** — Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1999, v.A437, p.23–67 (и ссылки в этой работе).
31. **Petríček V.** — Nucl. Instr. and Meth., 1968, v.58, p.111.
32. **Court G.R., Gifford D.W. et al.** — Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1993, v.A324, p.433.
33. **Adeva B., Dulya Ch., Kuynäräinen J. et al.** — CERN Preprint, CERN-PPE/97-66, June 16 1997, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1998, v.A419, No.1, p.60.
34. **Киселев Ю.Ф., Черников А.Н.** — Препринт ОИЯИ, 13-85-734, Дубна, 1985.
35. **Киселев Ю.Ф., Карпихин И.Л.** — Препринт ОИЯИ, P13-89-468, Дубна, 1989.
36. **Киселев Ю.Ф., Сирунян А.М., Степанян С.С.** — ПТЭ, 1991, т.1, с.99.
37. **Robinson F.N.H., Phil D.** — J. of Scient. Instr., 1959, v.36, p.481.
38. **Лосев Ф.Л.** — Линейные радиотехнические цепи. М.: Высшая школа, 1971, с.560.
39. **Burget J. et al.** — Report of Nucl. Phys. Instr., Czechoslovak. Acad. Sci., Rez, 1972.
40. **Нейман М.С.** — Обобщение теории цепей на волновые системы. М.: Госэнергониздат, 1955, с.192.
41. Proc. of the Workshop on NMR in Pol. Targets. Ed. Bültmann S. and Crabb D.G. Univ. of Virginia, April 15–16, 1998.
42. **Kisselev Yu.F., Dulya S.M., Niinikoski T.O.** — Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1995, v.A354, p.249. Preprint CERN-PPE/94-118, 14 July, 1994.
43. **Niinikoski T.O.** — Proc. 2nd Int. Workshop on Polarized Target Materials, eds. Court G.R., Cragg D.A., Niinikoski T.O. Report RL-80-080, SRC, Rutherford Laboratory, 1980, p.85.
44. **Arfken G.** — Math. Meth. for Physicists, 3rd Ed., Academic, 1985.
45. **Hill J.J., Hill D.A.** — Nucl. Instr. and Meth., 1974, v.116, p.269.
46. **Sperisen F.** — Nucl. Instr. and Meth., 1987, v.A260, p.455.

47. **Bültmann et al.** — Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1995, v.A356, p.102;
Krumpolc M., Roček J. — J. Am. Chem. Soc., 1979, v.101, p.3206.
48. **Adeva B., Magnon A. et al.** — Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1996, v.A372, p.339.
49. **Krämer D.** — Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1995, v.A356, p.122.
50. **Kisselev Yu.F., Polyakov V. et al.** — Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., 1984, v.220, p.399.
51. **Ламидус Л.И.** — Сообщение ОИЯИ Р2-84-267, Дубна, 1984.
52. **Hamada O., Hiramatsu S., Isagava S. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1981, v.189, p.561.
53. **Abragam A.** — The Principles of Nuclear Magnetism. Oxford, Clarendon Press, 1961.
54. **Киселев Ю.Ф., Попов С.А., Федоров А.Н.** — Письма в ЖЭТФ, 1992, т.55, вып.2, с.99.
55. **Guckelsberger K., Udo F. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1976, v.137, p.415.
56. **Kisselev Yu.F., Özben C.** — Proc. of 8th Int. Workshop on Pol. Target Mat. and Tech., Vancouver, 1996.
57. **Kisselev Yu.F.** — Comments to «Ammonia Paper», SMC/96/19, CERN/PPE, 1996.
58. **Adeva B. et al. (Spin Muon Collaboration)** — Phys. Lett., 1993, v.B302, p.533.
59. **Adeva B. et al.** — Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1994, v.A349, p.334.
60. **Hill D. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1989, v.A277, p.319.
61. **Kuynäräinen J.** — Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1995, v.A356, p.47.
62. **Kisselev Yu.F.** — Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1995, v.A356, p.99.
63. **Kisselev Yu.F., Niinikoski T.O.** — Preprint CERN PPE/96-146, 21 October (1996).
64. **Portis A.M.** — Phys. Rev., 1953, v.91(5), p.1071; Phys. Rev., 1956, v.104(3), p.584.
65. **Adeva B., Magnon A. et al.** — Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1996, v.A372, p.339.
66. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** — Электродинамика сплошн. сред. М.: Наука, гл. IX, 1982.
67. **Kisselev Yu.F., Niinikoski T.O.** — Proceedings of 12th Intern. Symposium on High Energy Spin Physics, Amsterdam, Netherlands, Sept. 1996, p.389.
68. **Киселев Ю.Ф., Прудкогляд А.Ф., Шумовский А.С., Юкалов В.И.** — ЖЭТФ, 1988, т.94, в.2, с.344; Препринт ОИЯИ Р17-87-842, Дубна, 1987; Mod. Phys. Lett. B, 1988, v.1, p.409.
69. **Бажанов Н.А. и др.** — ФТТ, 1989, т.31, с.206.
70. **Reichertz L.A. et al.** — Nucl. Instr. and Meth., 1994, v.A340, p.278.
71. **Blomborgen N., Pound R.** — Phys. Rev., 1954, v.95, p.8.
72. **Фаун В.М.** — Usp. Fiz. Nauk, 1958, т.64, с.273.
73. **Dicke R.H.** — Phys. Rev., 1954, v.93, p.99.
74. **Киселев Ю.Ф., Алискандеров Э.И.** — Письма в ЖЭТФ, 1989, т.51, вып.1, с.14.
75. **Фокина Н.П., Хуцишвили К.О., Чхайдзе С.Г.** — ЖЭТФ, 1992, т.102, вып.3(9), с.1013.
76. **Фокина Н.П., Хуцишвили К.О. и др.** — ФТТ, 1995, т.37, №7, с.1910.
77. **Скрипов Ф.И., Альтман Э.Д.** — Изв. вузов, Радиофизика, 1962, т.5, с.104.
78. **Belozeroва T.S et al.** — JINR Comm. E17-92-21, Dubna, 1992.
79. **Зигбан К.** — Альфа-бета-гамма-спектроскопия. М.: Атомиздат., 1969, вып.1, с.246.
80. **De Voer W., Borghini M., Morimoto K. et al.** — Phys. Lett., 1973, v.46A, p.143.
81. **Джепаров Ф.С., Киселев Ю.Ф.** — Письма в ЖЭТФ, 1998, т.68, с.539.

82. **Киселев Ю.Ф., Любошиц В.Л.** — Препринт ОИЯИ, Р6-99-258, Дубна, 1999.
83. **Dzheparov F.C.** — ZhETF, 1991, v.99, p.982; Phys. Part. Nucl., 1995, v.26, p.692.
84. **Lee N.D., Yang C.N.** — Phys. Rev., 1956, v.104, p.204.
85. **Shmushkevich I.M.** — ZhETF, 1957, т.33, p.1477.
86. **Киселев Ю.Ф., Любошиц В.Л., Подгорецкий М.И., Черников А.Н.** — Краткие сообщения ОИЯИ, 1988, №3[29], с.5; JINR Preprint, E14-89-195, 1989.
87. **Lederer M.C. et al.** — Table of Isotopes, New York, 1978.
88. **Cheremukhin A.E. et al.** — JINR Preprint E13-94-247, Dubna, 1994.
89. **Van den Brandt V. et al.** — Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1996, v.A381, p.219.
90. **Jackson J.D.** — Classical Electrodynamics. John Wiley & Sons, 2nd Ed., 1975.
91. **Niinikoski T.O. et al.** — Phys. Lett., 1979, v.72A, p.141.