

ИЗУЧЕНИЕ СВЕРХТОНКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА ПУЧКАХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ (Методико-экспериментальный обзор)

А. Хрынкевич

Институт ядерной физики, Краков

В статье представлены методы исследований сверхтонких взаимодействий на пучках заряженных частиц. Отдельные методы проиллюстрированы примерами их применений. Обсуждаются также области ядерной физики и физики твердого тела, в которых применение представленных методов особенно перспективно.

Review of methods of the investigation of the hyperfine interactions on charged particle beams is given. They are illustrated by several examples taken from recent experimental papers. The scope of the application of the presented methods in nuclear physics and solid state physics is shortly discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Пучки заряженных частиц из ускорителей используются для изучения сверхтонких взаимодействий: в экспериментах «вблизи пучка» при помощи установок типа ИЗОЛЬДЕ (ISOLDE), когда короткоживущие радиоактивные нуклиды, расположенные далеко от линии β -устойчивости, получают и выделяются на масс-сепараторе и потом исследуются методами ядерной спектроскопии, и в экспериментах «на пучке», в которых непосредственно используются ориентация получаемых нуклидов в ядерной реакции и скорость их отдачи. Этим экспериментам и посвящена настоящая статья.

Эксперименты, проводимые на пучках заряженных частиц, в особенности тяжелых ионов, позволяют изучать сверхтонкие взаимодействия высоковозбужденных ядерных состояний, недоступных в процессах радиоактивного распада, а также состояний с большими моментами количества движения, передаваемыми бомбардирующими частицами.

Большой электрический заряд, который вносит тяжелый ион в прилегающую к ядру мишени область, позволяет исследовать состояния, получаемые в результате многократного кулоновского возбуждения, а также измерять электрические квадрупольные моменты возбужденных состояний ядер методом реориентации.

Разработка новых и усовершенствование уже существующих методов исследования сверхтонких взаимодействий значительно расширили диапазон времени жизни ядерных состояний, для которых проводятся измерения. С одной стороны, при использовании переходных магнитных полей, которые действуют на ядра, движущиеся в намагниченном ферромагнетике, проводятся измерения для состояний с временем жизни меньше 1 *нсек*, с другой — при сочетании метода ядерного магнитного резонанса на пучке с детектированием ядерного излучения исследуются сверхтонкие взаимодействия состояний с временем жизни больше 1 *сек*.

Сверхтонкое взаимодействие изучается в двух аспектах. При исследовании поведения ядер в известном электромагнитном окружении определяются их магнитные дипольные и электрические квадрупольные моменты. И наоборот, при использовании ядра в состоянии с известными моментами можно получить данные о микроскопической электромагнитной структуре и динамике данного вещества.

Быстро растет научная значимость исследований конденсированных сред методом изучения сверхтонких взаимодействий. Определение внутренних магнитных полей и градиентов электрического поля, а также их временной зависимости дает уникальную информацию о поведении примесных атомов, имплантированных в разные решетки, о характере и динамике радиационных повреждений и т. п. При изучении сверхтонких взаимодействий в высокоионизованных атомах, движущихся в вакууме или в газе, можно получить сведения о необычных состояниях электронной оболочки.

В ядерных реакциях можно создавать изомерные состояния почти всех элементов в широком диапазоне времени жизни. Таким образом, для данной задачи нетрудно подобрать соответствующий ядерный пробник и подходящую шкалу времени.

Запуск новых ускорителей многозарядных ионов еще больше расширяет арсенал изомерных состояний, которые можно использовать для изучения твердого тела, а также позволит создавать ядерные состояния новой природы, которые будут представлять особый интерес для теории ядра. Реакции с многозарядными ионами из-за большого числа возможных каналов, большого передаваемого момента количества движения и большой энергии отдачи несомненно сыграют особую роль в изучении сверхтонких взаимодействий на пучке.

1. ОСОБЕННОСТИ РЕАКЦИЙ С МНОГОЗАРЯДНЫМИ ИОНАМИ

Ядерные состояния, возбуждаемые в реакциях с многозарядными ионами. Основным процессом взаимодействия многозарядного иона с ядром мишени в случае предельной энергии бомбардирующих ионов ниже кулоновского барьера является кулоновское

возбуждение ядра. С ростом массы налетающей частицы растет вероятность многократного возбуждения (рис. 1), которое позволяет получить ядерные состояния с большими моментами количества движения. В области деформированных ядер таким образом удастся возбудить состояния ротационной полосы со спином I выше 30.

При энергиях выше кулоновского барьера главную роль играют реакции слияния (HI , xn), приводящие к образованию конечного нейтронодефицитного ядра, и глубоко неупругие реакции, связанные с передачей многих нуклонов, в которых образуются как нейтронодефицитные, так и нейтронообогащенные конечные продукты.

Для создания составного ядра необходимо, чтобы орбитальный момент количества движения системы ядро — мишень — налетающая частица не превышал критического значения $l_{\text{крит}}$. Однако значения $l_{\text{крит}}$ лежат довольно высоко, так что, например, составное ядро с $Z = 80$ можно создать в возбужденном состоянии со спином около 90. Переход из высокоспинового состояния на иррастлинию происходит при испускании сначала нескольких нейтронов, а далее каскада γ -квантов с мультипольностью, не превышающей 2. Полоса основного состояния достигается в течение нескольких пикосекунд с момента создания составного ядра.

Ядерная ориентация продуктов реакции. В принципе, все продукты реакций со спином $I \neq 0$ ориентированы по отношению к оси квантования, за которую в большинстве случаев принимается направление пучка бомбардирующих частиц. Степень ориентации ядер зависит от механизма реакции и от процесса разрядки начального возбужденного состояния.

Ядерную ориентацию можно описать через параметр заселения $P(m)$, который определяет вероятность заселения подуровней с квантовыми числами m . Удобно различать два вида ядерной

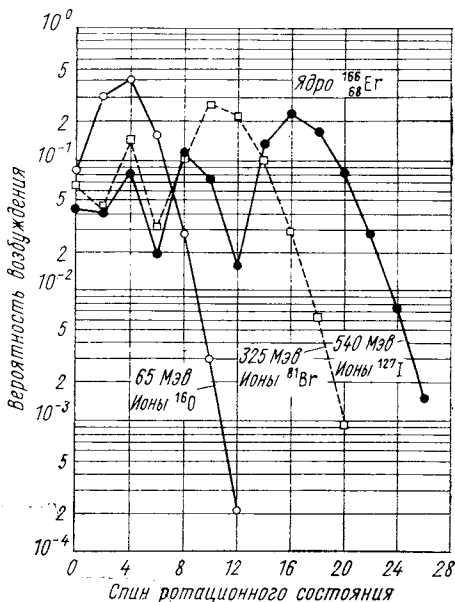


Рис. 1. Вероятность многократного кулоновского возбуждения ротационных состояний ^{166}Er при использовании многозарядных ионов

ориентации: поляризацию и выстраивание (рис. 2). При поляризации состояния со спином $I > 0$ параметр $P(m) \neq P(-m)$. Поляризация ядер обнаруживается при измерениях, например, асимметрии β -распада. При выстраивании состояний со спином $I > 1/2$ параметр $P(m) = P(-m)$, но для разных абсолютных значений $|m|$ величина $P(m)$ различна. Выстраивание можно обнаружить при измерении анизотропии γ -излучения, которая определяется формулой

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta) + \dots, \quad (1)$$

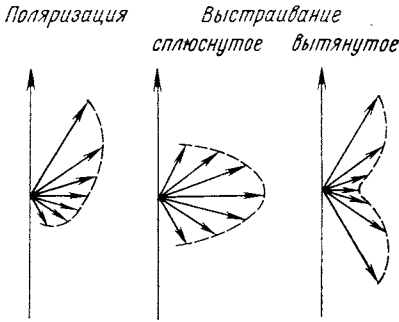


Рис. 2. Поляризация и выстраивание ядер

где P_{2k} — полиномы Лежандра. Ядерную ориентацию при кулоновском возбуждении можно найти теоретически [1]. Геометрия рассеяния показана на рис. 3, а зависимость вероятности образования поляризованных ядер при возбуждении

$0^+ \rightarrow 2^+$ от угла рассеяния возбуждающей частицы показана на рис. 4.

В реакциях слияния большой угловой момент системы соударяющихся ядер приводит к созданию сильно выстроенных состав

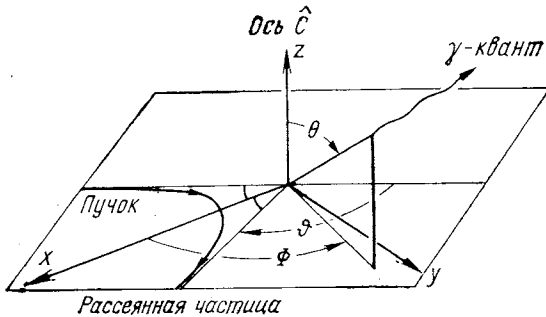


Рис. 3. Геометрия рассеяния при кулоновском возбуждении:
 \hat{C} — ось кристаллической симметрии

ных ядер. При слиянии двух ядер со спинами равными нулю составное ядро будет полностью выстроено, поскольку $P(0) = 1$, а для $m \neq 0$ все $P(m) = 0$. При слиянии ядер со спинами I_T (ядро мишени) и I_B (бомбардирующее ядро) начальное состояние составного ядра тоже будет сильно выстроено с распределением

заселения между двумя крайними значениями $m = \pm(I_T + I_B)$ (сплюснутое выстраивание).

При испускании нейтронов из начального состояния составного ядра расширяется распределение заселений подуровней, причем вклад испускания нейтронов в ширину этого распределения

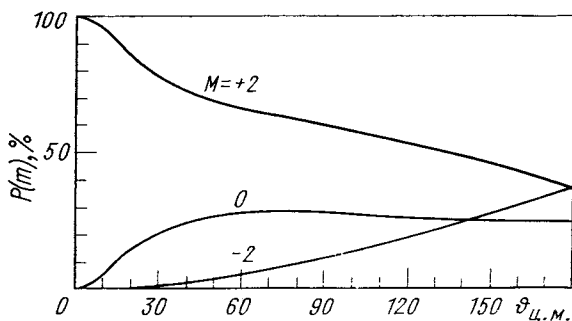


Рис. 4. Вероятность заселения разных подуровней m в кулоновском возбуждении $0^+ \rightarrow 2^+$ при использовании геометрии рассеяния, представленной на рис. 3 [$P(\pm 1) = 0$]:

$\xi = 0,2$ — параметр адиабатичности

можно оценить с помощью приближения одномерного беспорядочного движения. Если испускание одного нейтрона изменяет m в среднем на Δm , то испускание x нейтронов даст вклад в ширину распределения

$$\sigma_n(m) = \Delta m \sqrt{x}. \quad (2)$$

После испускания нейтронов более низкое изомерное состояние, интересное с точки зрения изучения сверхтонких взаимодействий, достигается при испускании каскада γ -квантов. Гамма-переходы тоже могут уменьшить выстраивание продукта ядерной реакции, но в незначительной степени, так как преимущество имеют γ -кванты каскада растянутого типа, которые уносят угловой момент, но не влияют на ядерное выстраивание.

Сохранение значительного выстраивания основной ротационной полосы было доказано экспериментально Даймондом и др. [2] и Ньютоном и др. [3] в измерениях углового распределения γ -квантов типа $E2$. Измеренные значения коэффициентов углового распределения A_2 и A_4 показаны на рис. 5. Они согласуются со значениями, предсказанными для сплюснутого выстраивания с шириной гауссова распределения заселений подуровней $\sigma(m)$, близкой к 2.

Можно попытаться более строго подойти к теоретическому определению изменения выстраивания при переходах из первона-

чального состояния составного ядра (см., например, [4]), но для применения методов изучения сверхтонких взаимодействий на пучках ускорителей имеет значение факт существования ядерной ориентации, который подтверждается во многих экспериментах.

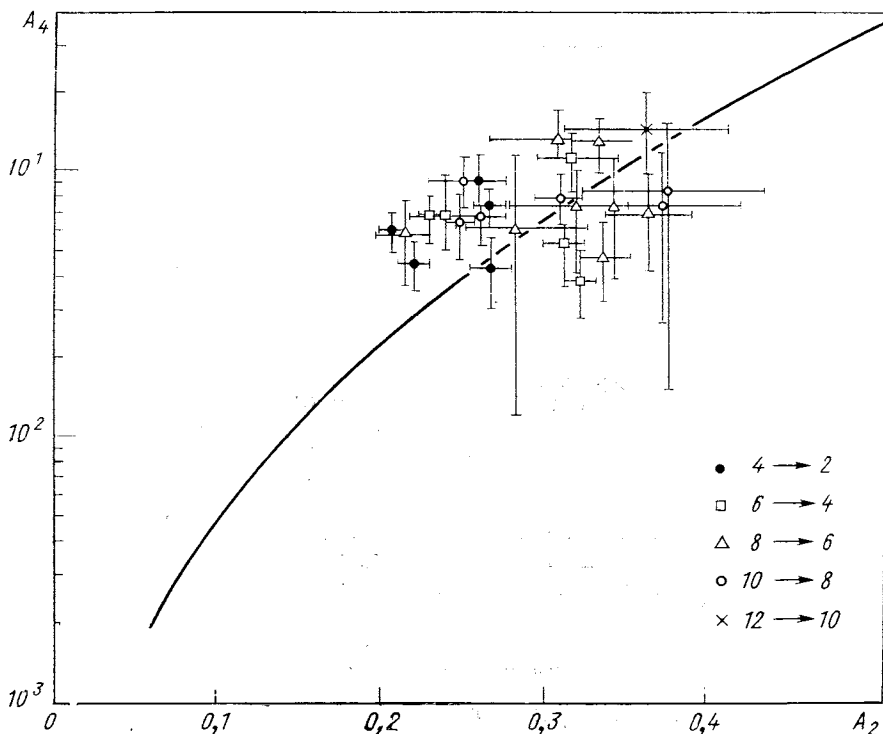


Рис. 5. Зависимость коэффициентов A_2 и A_4 углового γ -распределения для ряда ротационных и вибрационных переходов, которые являются последними ступенями γ -каскадов с высокоспиновых состояний, заселенных в реакциях с многозарядными ионами. Коэффициенты для переходов $2 \rightarrow 0$ не включены, так как они могут быть ослаблены в результате сверхтонких взаимодействий [3]

Отдача продуктов ядерных реакций. При кулоновском возбуждении максимальная энергия отдачи (при рассеянии назад возбуждающей частицы)

$$T = \frac{M_1 M_2 T_i}{(M_1 + M_2)^2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{\Delta E}{T_i} \left(1 + \frac{M_1}{M_2} \right)} \right)^2, \quad (3)$$

где M_1 и M_2 — массы бомбардирующей частицы и ядра-мишени; T_i — энергия налетающего иона; ΔE — энергия возбуждения ядра-мишени.

Для реакции слияния первоначальная энергия отдачи составного ядра

$$T = T_i M_1 / (M_1 + M_2) \quad (4)$$

несколько меняется вследствие испускания вторичных частиц и γ -квантов.

Большая энергия отдачи в реакциях с многозарядными ионами позволяет имплантировать продукты реакций в разные материалы

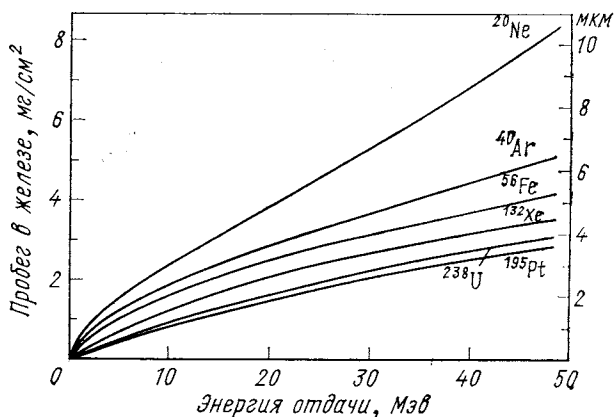


Рис. 6. Зависимость пробега ядер отдачи в железе от их энергии

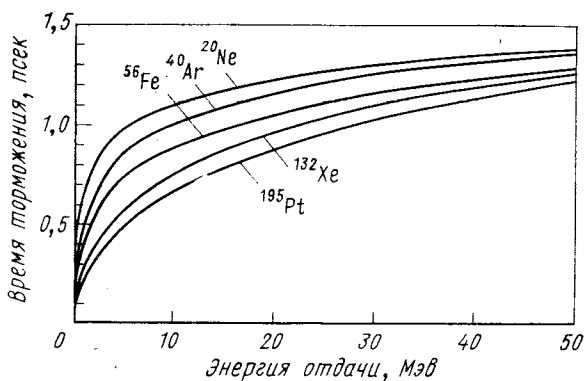


Рис. 7. Зависимость времени торможения ядер отдачи в железе от их энергии, рассчитанная на основе теории Линдхарда и др. [6]

(ферромагнетики, монокристаллы с определенным направлением оси градиента электрического поля и т. п.) для создания подходящих условий изучения сверхтонких взаимодействий.

Таблицы пробегов и тормозящих способностей ядер разных энергий в различных материалах составлены Нортклифом и Шилингом [5] на основе теории Линдхарда и др. [6]. В качестве примера на рис. 6 показана зависимость пробега ряда ядер в железе от их энергии. Времена торможения ядер могут быть тоже рассчитаны на основе теории Линдхарда и др. Зависимость времени торможения ядер в железе от энергии показана на рис. 7, из которого видно, что даже при высоких энергиях отдачи время торможения не превышает 1,5 псек.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЯДЕРНЫХ МОМЕНТОВ С ВНЕЯДЕРНЫМИ ПОЛЯМИ

Все экспериментальные методы изучения сверхтонких взаимодействий ядерных моментов (магнитного дипольного и электрического квадрупольного) с внеядерными полями (магнитным полем

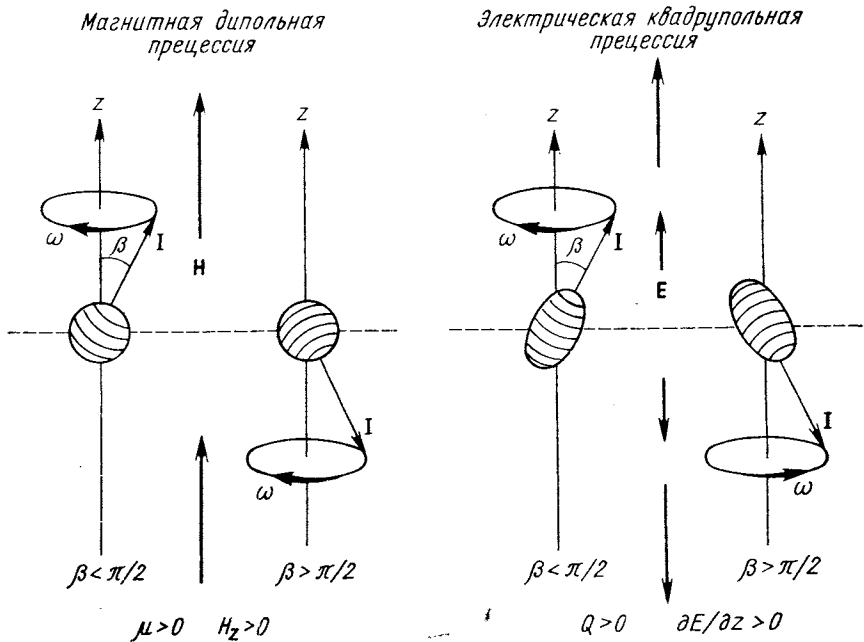


Рис. 8. Разница между классической магнитной дипольной и электрической квадрупольной прецессией

и градиентом электрического поля) сводятся к непосредственному измерению энергии взаимодействия, т. е. энергии расщепления ядерных уровней, или к измерению частот вращений ядерного спина вокруг направления магнитного поля или вокруг оси гра-

диента электрического поля (ГЭП). Для магнитного дипольного взаимодействия наблюдается лишь одна частота ларморовской прецессии, одинаковая для всех подуровней данного ядерного состояния. Для электрического квадрупольного взаимодействия частота прецессии зависит от квантового числа m , а направление прецессии меняет знак при переходе от $+m$ к $-m$. Поэтому метод возмущенного углового распределения γ -квантов позволяет наблюдать вращение выстроенного ядра только для магнитного взаимодействия. Электрическое квадрупольное взаимодействие выстроенных ядер не приводит к повороту картины углового распределения γ -излучения, поскольку вращения для состояний $+m$ и $-m$ взаимно компенсируют друг друга. Поворот углового γ -распределения можно наблюдать только для поляризованных ядер, взаимодействующих с ориентированным в монокристалле ГЭП.

Разница между классической ларморовской и квадрупольной прецессиями показана на рис. 8.

Магнитное дипольное взаимодействие. Энергия взаимодействия ядерного магнитного момента

$$\mu = gI\mu_N \quad (5)$$

(ядерный магнетон $\mu_N = 3.152 \cdot 10^{-12}$ эв/гс) с магнитным полем H выражается формулой

$$E_m = -\mu \cdot H = -\mu H_m / I = -m g \mu_N H, \quad (6)$$

а энергетическое расщепление подуровней

$$|\Delta E_m| = \mu H / I = g \mu_N H \quad (7)$$

можно записать в виде

$$|\Delta E_m| = \omega_M \hbar,$$

где частота ларморовской прецессии

$$\omega_M = -g \mu_N H / \hbar = -4.790 \cdot 10^3 g H \text{ (гс), рад/сек.}$$

Интегральным методом возмущенных угловых распределений (ИВУР) измеряется средний угол поворота картины γ -распределения за время жизни τ возбужденного состояния ядра, подвергаемого магнитному воздействию:

$$\theta = \omega_M \tau. \quad (8)$$

В самых благоприятных случаях при $g = 0,5$ угол поворота 1 *мрад* удастся измерить с погрешностью до 20%. Отсюда следует, что для проведения измерений с такой точностью для состояния ядра с временем жизни $\tau = 1$ *нсек* необходимо магнитное поле $H = 0,4$ *Мгс*. Такие поля нельзя создать даже при помощи сверхпроводящих магнитов. В природе же имеются поля значительно большей интенсивности — это поля, действующие на ядра в магнетиках и в высокоионизованных атомах.

Источники сверхвысоких магнитных полей. *Внутренние магнитные поля в магнитных материалах.* Большие внутренние поля в магнетиках были обнаружены впервые (независимо в Москве и Оксфорде) методом ориентации ядер при низких температурах. Б. Н. Самойлов и др. [7] показали, что на ядра Au в железе действует магнитное поле около 1300 кгс, а Грейс и др. [8] обнаружили поле, близкое к 200 кгс, влияющее на ядра Co в металлическом Co. В настоящее время определены магнитные поля, действующие в Fe на ядра большинства элементов. Известны также значения внутренних магнитных полей, которые действуют на разные ядра в решетках Ni, Co, Gd и других редкоземельных элементов, а также в решетках ряда сплавов и химических соединений, обладающих магнитными свойствами.

Внутреннее магнитное поле H_{int} складывается из локального поля и поля сверхтонкой структуры:

$$H_{\text{int}} = H_{\text{loc}} + H_{\text{nf}}. \quad (9)$$

Локальное поле определяется внешним магнитным полем H_{ext} , полем размагничивания и лоренцевым полем:

$$H_{\text{loc}} = H_{\text{ext}} + 4\pi M' / 3 - DM, \quad (10)$$

где M — намагниченность; M' — доменная намагниченность ($M' = M$ в парамагнетиках); D — фактор размагничивания. Локальное поле небольшое, порядка десятка кгс.

В поле сверхтонкой структуры вносят вклад:

1) поле, вызванное орбитальным движением электронов. Для переходных элементов группы Fe оно порядка 10^4 гс, если орбитальный угловой момент не полностью заморожен, а для редкоземельных элементов это поле — доминирующее и составляет примерно 10^6 – 10^7 гс;

2) дипольное поле, которое вызвано спиновыми магнитными моментами электронов, окружающих ионы. Оно порядка 10^4 гс и исчезает для кубической симметрии кристаллической решетки;

3) контактное поле Ферми, вызванное разницей плотности электронов с противоположными направлениями спинов; оно порядка 10^5 гс.

Существует несколько теорий, которые предсказывают значения сверхтонких полей, действующих в магнетиках на ядра разных элементов, но ни одна из них пока не позволяет определить их точно. Используя эти поля, можно проводить измерения в пикосекундном диапазоне времен жизни состояний ядра. Поляризацию внутренних полей можно осуществить с помощью внешнего намагничивающего поля. Для насыщения ферромагнитной фольги обычно достаточно несколько сот гс.

Переходные магнитные поля большого значения, действующие в намагниченном ферромагнетике на движущиеся ядра, были

обнаружены Гродзинсом в 1967 г. [9]. Теория, развитая Линдхардом и Винтером [10], объясняет появление переходных полей в результате рассеяния поляризованных электронов ферромагнитного материала на движущемся ядре. Это рассеяние увеличивает плотность поляризованных электронов в объеме ядра и создает магнитное поле через контактное взаимодействие Ферми. Согласно теории Линдхарда и Винтера, переходное поле должно быть пропорционально атомному номеру Z движущегося ядра, а его зависимость от скорости ядра должна иметь следующий вид:

$$H(v) \sim 1/v \quad \text{при } v > v_p, \quad (11)$$

$H(v)$ не зависит от скорости при $0 < v \leq v_p$, где v_p — скорость поляризованных электронов в данном ферромагнетике.

В последнее время [11—14] было обнаружено, что переходные поля значительно выше, чем предсказывает теория Линдхарда и Винтера. В 1976 г. Эберхардт и др. [15] показали, что переходное магнитное поле, действующее в Fe на ядро отдачи ^{28}Si , растет линейно со скоростью. Они привели феноменологическую формулу, описывающую зависимость переходного поля от Z движущегося атома и от его скорости v :

$$H = aRZ(v/v_p)^p, \quad (12)$$

где R — релятивистский коэффициент, играющий роль для $Z \geq 30$ [10]. Эмпирические значения параметров a и p получены из экспериментов с ^{28}Si :

$$a = (125 \pm 17) \text{ кэс}, \quad p = 10,5 \pm 0,25.$$

Угол прецессии ^{28}Si в переходном поле Fe в зависимости от скорости дан на рис. 9. Разногласие с предсказаниями теории Линдхарда и Винтера вполне очевидно. Авторы работы объясняют этот результат, предполагая, что основным процессом, ответственным за появление переходных полей, является захват поляризованных электронов ферромагнетика на $1s$ - и $2s$ -дырке в электронной оболочке движущегося иона.

Магнитные поля в свободных высокоионизованных атомах. В свободных атомах лишь с несколькими электронами на внутренних оболочках магнитные поля, влияющие на ядро, могут иметь довольно большие значения. Неспаренный электрон с квантовыми числами n, l, j создает на ядре магнитное поле

$$H(0)_j = \frac{hc\alpha^2 R_\infty}{\mu_B} \frac{Z^3}{n^3(l+1/2)(j+1)}, \quad (13)$$

где μ_B — магнетон Бора; α — постоянная тонкой структуры; R_∞ — постоянная Ридберга. Внутриатомные магнитные поля для нескольких простых электронных конфигураций приведены в таблице.

Высокоионизованные атомы можно получить при отдаче продукта ядерной реакции в вакуум или в газ. Относительная вероятность появления ионов O с разными степенями равновесной иони-

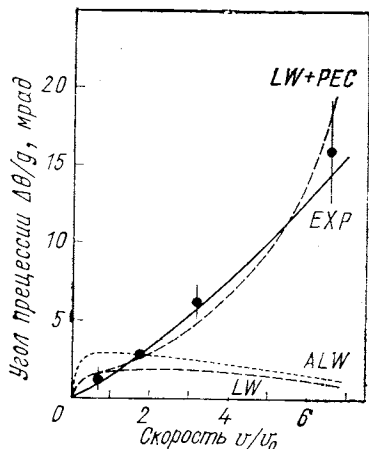


Рис. 9. Отклонение углов прецессии возбужденного состояния ядра ^{28}Si в переходном поле в железе по предсказаниям теории Линдхарда и Вингера (LW) ($v_p = 0,78 v_0$) и модифицированной теории тех же авторов (ALW) ($v_p = 0,43 v_0$). Удовлетворительное согласие получается при учете захвата поляризованных электронов (LW + PEC) [15]

зации в зависимости от скорости [16] дана на рис. 10, а на рис. 11 — универсальная кривая равновесного заряда как функции приведенной скорости [17].

Таблица внутриатомных магнитных полей

Электронная конфигурация	Атомное состояние	$H(0)$, кгс
1s	$1^2S_{1/2}$	167 Z^3
1s ² 2s	$2^2S_{1/2}$	15 Z^3
1s ² 2s ² p	$2^2P_{1/2}$	3 Z^3

Электрическое квадрупольное взаимодействие. Энергия взаимодействия ядерного квадрупольного момента Q с градиентом электрического поля осевой симметрии eq выражается следующей формулой:

$$E_Q(m) = e^2 Q q [3m^2 - I(I+1)] / [4I(2I-1)]. \quad (14)$$

Энергетическое расщепление подуровней с квантовыми числами m и $m-1$

$$\Delta E_Q = e^2 Q q 3(2m-1) / [4I(2I-1)] \quad (15)$$

можно выразить при помощи частоты квадрупольной прецессии ω_Q :

$$\Delta E_Q = \omega_Q \hbar, \quad (16)$$

где

$$\omega_Q = \frac{e^2 Q q}{\hbar} \frac{3(2m-1)}{4I(2I-1)}. \quad (17)$$

Это выражение можно записать в виде

$$\omega_Q = 3(2m-1)\omega_E; \quad (18)$$

здесь

$$\omega_E = \frac{e^2 Q q}{4I(2I-1)\hbar} = 3,8 \cdot 10^{14} \frac{eq (e/\text{см}^2) Q (\text{см}^2)}{I(2I-1)} \text{ рад/сек} \quad (19)$$

— основная квадрупольная частота. Для целых значений I частоты квадрупольной прецессии $\omega_Q = 3\omega_E, 9\omega_E, 15\omega_E, \dots$, для

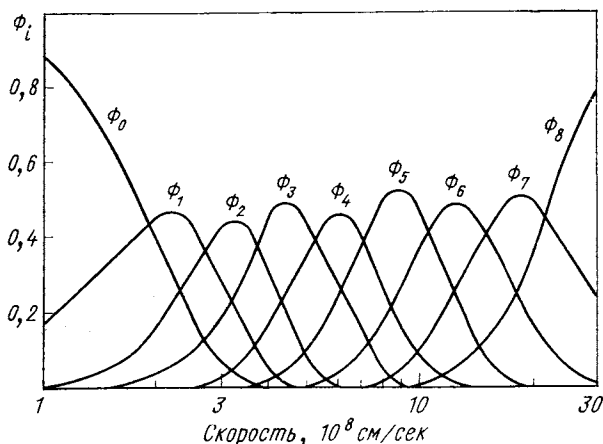


Рис. 10. Зависимость относительной вероятности равновесной ионизации атомов кислорода от их скорости:

Φ — доля i -кратно ионизованных атомов в пучке [16]

полуцелых I $\omega_Q = 6\omega_E, 12\omega_E, 18\omega_E, \dots$. Если ГЭП не обладает осевой симметрией, то тензор градиента определяется двумя параметрами: z -компонентой V_{zz} , которую принято обозначать eq , и параметром асимметрии

$$\eta = (V_{xx} - V_{yy})/V_{zz}. \quad (20)$$

Оси x, y, z выбираются так, чтобы выполнялось условие $|V_{xx}| \leq |V_{yy}| \leq |V_{zz}|$, при котором значения параметра η находятся в интервале $0 \leq \eta \leq 1$. Гамильтониан взаимодействия

$$\mathcal{H}_Q = \frac{e^2 Q q}{4I(2I-1)} \left[3I^2 - I(I+1) + \frac{\eta}{2}(I_+^2 + I_-^2) \right]. \quad (21)$$

Когда η не равен нулю, m не является хорошим квантовым числом и расщепленные подуровни не имеют определенных значений m . Для целых спинов вырождение по знаку проекции момента, существовавшее для градиента поля осевой симметрии, полностью

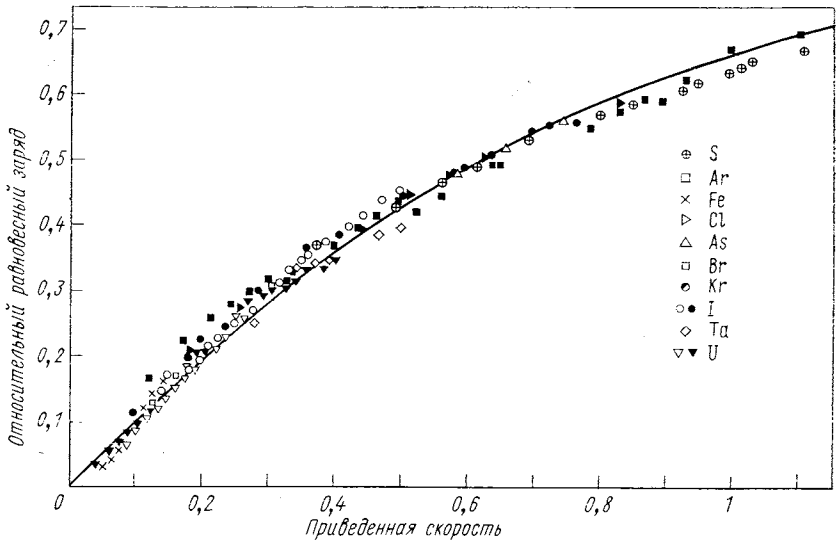


Рис. 11. Зависимость среднего равновесного заряда ионов после обдирки в фольге от приведенной скорости $v/(v'Z^{0,45})$ ($v' = 3,8 \cdot 10^8$ см/сек) [17]

снимается, а для полужелых спинов вырождение остается. Так, для $I = 1$

$$E_0 = -e^2qQ/2; \quad E_1 = e^2qQ(1 \pm \eta)/4; \quad (22)$$

для $I = 3/2$

$$E_{1/2} = -e^2qQ(1 + \eta^2/3)^{1/2}/4; \quad E_{3/2} = e^2qQ(1 + \eta^2/3)^{1/2}/4. \quad (23)$$

В отличие от статического магнитного дипольного взаимодействия, статическое электрическое квадрупольное взаимодействие не дает для выстроенных ядер результирующей прецессии, поэтому нет и вращения углового распределения γ -излучения. При методе возмущенных угловых распределений наблюдается периодическое изменение анизотропии γ -излучения, которое вызвано суперпозицией ряда квадрупольных частот. Поскольку периодическое ослабление углового распределения является четной функцией частоты ω_E , эксперименты с выстроенными ядрами не позволяют определить знак квадрупольного взаимодействия. Ядерная прецессия проявляется только в экспериментах с поляризованными ядрами, взаимодействующими с ориентированным градиентом электриче-

ского поля, и только в таких экспериментах можно определить знак взаимодействия [18].

В лабораторных условиях нельзя создать достаточно сильных ГЭП для наблюдения сверхтонкого квадрупольного взаимодействия. Такие градиенты существуют в некубических кристаллических решетках. В металлах ГЭП вызван двумя факторами: распределением зарядов в узлах кристаллической решетки и распределением электронов проводимости. Оба вклада q^{latt} и q^{el} создают на ядре ГЭП, модифицированный деформацией электронных оболочек данного атома:

$$q = (1 - \gamma_{\infty}) q^{\text{latt}} + (1 - R_Q) q^{\text{el}}, \quad (24)$$

где γ_{∞} и R_Q — коэффициенты антиэкранирования. Действующие на ядра в кристаллах ГЭП достигают 10^{19} в/см².

Ядерная спиновая релаксация. Следует различать статические сверхтонкие взаимодействия и сверхтонкие взаимодействия, зависящие от времени. Статические взаимодействия не уничтожают ядерного выстраивания и дают только периодическое изменение углового распределения γ -излучения. Взаимодействия, зависящие от времени, приводят к затуханию выстраивания ядер и вследствие этого к необратимому уменьшению анизотропии γ -излучения. Это затухание описывается временем ядерной спиновой релаксации T_r , которое связано с временем корреляции τ_c , зависящим от характера флуктуации направления или величины действующего на ядро магнитного поля, следующим выражением:

$$T_r \approx 1/(\omega^2 \tau_c), \quad (25)$$

где ω — средняя частота ядерной прецессии в данном флуктуирующем поле.

Теория ослабления угловой анизотропии γ -квантов, которая вызвана зависящим от времени возмущением при условии $\tau_c \omega \ll 1$, была создана Абрагамом и Паундом [19]. Более общую теорию дал Блюм [20].

Можно перечислить много причин спиновой релаксации. В твердых телах она вызвана флуктуациями направления электронного спина парамагнитных атомов или влиянием решеточных дефектов. Релаксацию в жидкостях вызывают перемещения и ротационные движения молекул, а для высокоионизованных атомов, движущихся в газе, ее причиной будут атомные соударения и оптические переходы.

Если эксперименты проводят с долгоживущими ядерными состояниями и их целью не является изучение процесса спиновой релаксации как такового, то необходимо вводить исследуемые продукты ядерных реакций в среду, в которой релаксация будет происходить по возможности медленно. В этом смысле можно реко-

мендовать диамагнитные кубические кристаллы без примесей и радиационных повреждений, а также расплавленные металлы. Хорошей средой являются также газы, если тормозящиеся атомы находятся в бесспиновом состоянии. В некоторых случаях (например, при отдаче в вакуум) применение достаточно большого продольного магнитного поля (в направлении оси симметрии системы) позволяет удержать ориентацию ядер и приводит к неослабленному угловому распределению. Степень разрыва связи для отдачи в вакуум определяется соотношением $\mu_{Ng}H(0) / \mu_{Bg}JH_zJ$, откуда вытекает, что магнитное поле H_z , необходимое для почти полного разрыва связи, должно быть порядка

$$H_z \approx 10 (\mu_{Ng}I / \mu_{Bg}J) H(0).$$

3. МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ СВЕРХТОНКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА ПУЧКАХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Большинство методов изучения сверхтонких взаимодействий на пучках заряженных частиц основано на наблюдении возмущения углового распределения (ВУР) γ -излучения, которое испускается выстроенными в результате ядерной реакции возбужденными ядрами, испытывающими в течение времени жизни действие внеядерных электромагнитных полей. К возмущенному угловому распределению γ -излучения можно применить теорию возмущенных угловых γ -корреляций (ВУК) [21], принимая за ось квантования направление пучка бомбардирующих частиц вместо направления вылета первого из фотонов γ -каскада. В методе ВУР снимается ограничение со стороны длительного времени жизни возбужденного ядерного состояния, которое в методе ВУК связано со счетом совпадений. (В методе ВУК для времени жизни порядка 1 мксек большое отношение числа случайных совпадений к числу истинных ограничивает возможность измерений.) Поскольку в методе ВУР регистрируются одиночные спектры γ -излучения, это ограничение больше не существует.

Другие методы основаны на сочетании метода углового распределения ядерного излучения с ядерным магнитным резонансом (ЯМР — ВУР). Поле с частотой, соответствующей расщеплению ядерных подуровней, вызывая переходы между ними, выравнивает их заселение, ориентация ядер исчезает и ядерное излучение из данного возбужденного состояния становится изотропным.

Третий метод, который можно применить к изучению сверхтонких взаимодействий на пучке, это мёссбауэровская спектроскопия (МС). Однако до настоящего времени мёссбауэровская спектроскопия на пучке не нашла еще широкого применения и число работ, выполненных на основе этого метода, невелико.

Сравнение разных методов исследования сверхтонких взаимодействий на пучке в зависимости от времени жизни возбужденных состояний дано на рис. 12. На рисунке указаны также ограничения различных методов.

Дифференциальный метод возмущенных угловых распределений γ -излучения (ДВУР). Дифференциальный метод возмущен-

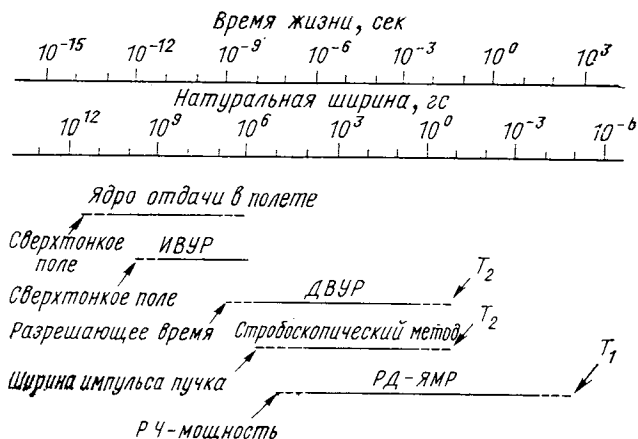


Рис. 12. Сравнение разных методов исследований сверхтонких взаимодействий на пучке (из [4])

ных угловых корреляций, примененный впервые в 1959 г. [22], можно использовать при изучении сверхтонких взаимодействий на пучке без существенных изменений. Время, равное нулю, задается в этом случае не первым квантом в γ -каскаде, а импульсом пучка на мишени или частицей, вылетающей в процессе ядерной реакции, которая ведет к возбуждению исследуемого возбужденного состояния ядра.

Дифференциальную скорость счета γ -излучения под углом θ к направлению бомбардирующего пучка можно выразить следующим образом:

$$\begin{aligned}
 N(\theta, t) &= \frac{N_0}{\tau} \exp(-t/\tau) W(\theta, t) = \\
 &= \frac{N_0}{\tau} \exp(-t/\tau) \sum_{k \text{ (четные)}} A_k G_k(t) P_k(\cos \theta), \quad (26)
 \end{aligned}$$

где A_k — коэффициент углового распределения; $P_k(\cos \theta)$ — полиномы Лежандра; $G_k(t)$ — коэффициенты возмущения (ослаб-

ления), которые описывают временную зависимость углового распределения γ -квантов. Коэффициенты $G_k(t)$ принимают разную форму для различных видов сверхтонкого взаимодействия, возмущающего угловое распределение. Приведем несколько примеров.

1. *Статическое магнитное взаимодействие.*

а) для поликристаллического немагнитного ферромагнитного материала

$$G_k(t) = (2k+1)^{-1} \sum_{-k}^{+k} \cos(k\omega t), \quad (27)$$

где ω — частота ларморовской прецессии магнитного поля, действующего на исследуемые ядра;

б) для магнитного поля, перпендикулярного к плоскости: ось бомбардирующего пучка — детектор γ -излучения.

Функцию возмущенного углового распределения удобно записать в виде

$$W(\theta, \pm H, t) = 1 + \sum_k b_k \cos k(\theta \mp \omega t). \quad (28)$$

Коэффициенты b_k выражаются через A_k следующим образом:

$$b_2 = \frac{3A_2/4 + 5A_4/16}{1 + A_2/4 + 9A_4/64}; \quad b_4 = \frac{35A_4/64}{1 + A_2/4 + 9A_4/64}. \quad (29)$$

Обычно измерения скорости счета $N(\theta, t)$ проводят для угла $\theta = 45^\circ$ и для двух противоположных направлений магнитного поля $\pm H$, после чего вычисляется соотношение

$$R(t) = \frac{N(45^\circ, +H, t) - N(45^\circ, -H, t)}{N(45^\circ, +H, t) + N(45^\circ, -H, t)} = \frac{b_2 \sin 2\omega t}{1 + b_4 \cos 4\omega t}, \quad (30)$$

которое уже не зависит от времени жизни τ . Если b_4 можно пренебречь, то $R(t)$ имеет вид синусоидальной кривой с периодом в два раза меньше периода ларморовской прецессии.

При измерениях во внешнем магнитном поле необходимо учесть поправку к углу θ , вызванную отклонением бомбардирующего пучка. В однородном магнитном поле H отклонение пучка частиц с массовым числом A , зарядом z и скоростью v , пролетающих расстояние l , равно

$$\Delta\theta = 3,22 \cdot 10^{-7} \frac{lzH(zc)}{Av/c} \text{ рад}. \quad (31)$$

В качестве примера на рис. 13 приведена кривая $R(t)$ при магнитном поле 117 гс для состояния 7^+ , 3,46 Мэв, 22 мксек ^{38}K , полу-

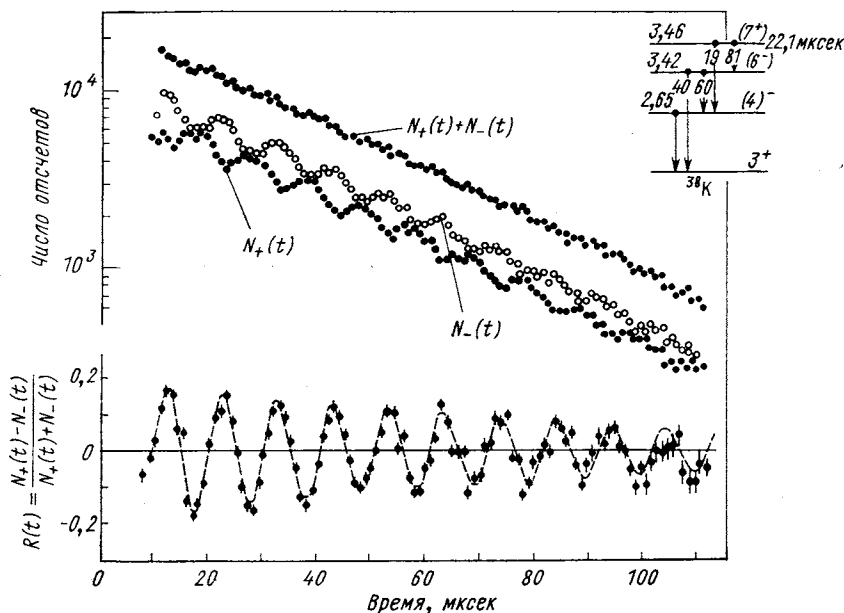


Рис. 13. Ларморовская прецессия $R(t)$ во внешнем магнитном поле для 22 мксек состояния ^{38}K [23]

ченного в реакции $^{35}\text{Cl}(\alpha, n)$ на пульсирующем пучке Бухарестского циклотрона [23].

Статическое электрическое квадрупольное взаимодействие. Для аксиально-симметричного ГЭП, беспорядочно распределенного в поликристаллическом материале:

$$G_k(t) = \sum_n s_{kn} \cos(n\omega_E t), \quad (32)$$

где

$$s_{kn} = \sum_{m, m'} \begin{pmatrix} I & I & k \\ m' & -m' & -m' + m \end{pmatrix} \quad (33)$$

и ω_E — основная квадрупольная частота. Суммирование по m и m' проводится для тех значений, которые дают соответствующие квадрупольные частоты ω_Q . Дифференциальным методом измеряется периодическая кривая ослабления

$$R(t) = (2/3) (W(0^\circ, t)/W(90^\circ, t) - 1), \quad (34)$$

которая для $A_4 = 0$ имеет вид

$$R(t) = A_2 G_2(t). \quad (35)$$

Пример квадрупольного возмущения показан на рис. 14. На нем представлены кривые $R(t)$, полученные Хаасом и др. [24] для состояния $9/2^+$, 398 кэв, 4 мсек ^{69}Ge в Zn и Ga, полученного в реакциях $^{66}\text{Zn}(\alpha, n)$ и $^{69}\text{Ga}(p, n)$. Так как спин возбужденного состояния ^{69}Ga равен $9/2$, кривые, приведенные на рисунке, являются результатом суперпозиции четырех квадрупольных частот.

В экспериментах с пульсирующим пучком дифференциальный метод можно использовать при выполнении условий

$$\Delta T \ll \pi/\omega \ll T, \quad T \gg \tau, \quad (36)$$

где ΔT — ширина импульса пучка; T — расстояние между импульсами. Ширина импульса пучка ограничивает применение дифференциального метода для возбужденных состояний с временем жизни больше нескольких наносекунд. Если измерение проводят при совпадении с частицей, испускаемой в ядерной реакции, ограничивающим фактором является разрешающее время схемы быстрых совпадений. В таком случае дифференциальные измерения можно проводить с несколько более короткоживущими состояниями.

Измерения для состояний с намного более коротким временем жизни можно проводить, используя новый вариант дифференциального метода, основанный на принципе времени пролета. На ядра высокоионизованных атомов, вылетающих из мишени в вакуум, действуют огромные магнитные поля, рожденные неспаренными электронами. Временную зависимость углового распределения испускаемых γ -квантов можно исследовать, меняя расстояние между мишенью и стоппером, в котором задерживаются ионы. В момент остановки иона в стоппере с кубической кристаллической решеткой возмущение перестает действовать и угол поворота распределения γ -излучения замораживается. Измеряя соотношение $R(t)$ интенсивности γ -излучения для углов 90° и 135° (или 45°) по отношению к направлению пучка, получают осциллирующую функцию, которую используют для вычисления ларморовской частоты ω .

Для водородоподобного иона с одним электроном в основном состоянии временная зависимость возмущения углового распределения γ -квантов описывается коэффициентом

$$G_k(t) = 1 - G(\omega, t) k(k+1)/(2I+1)^2, \quad (37)$$

где

$$G(\omega, t) = 1 - \exp(-t/\tau) \cos \omega t - \\ - [1 + \exp(-t/\tau) (\omega \tau \sin[\omega t - \cos \omega t]) / [1 + (\omega \tau)^2]]; \quad (38)$$

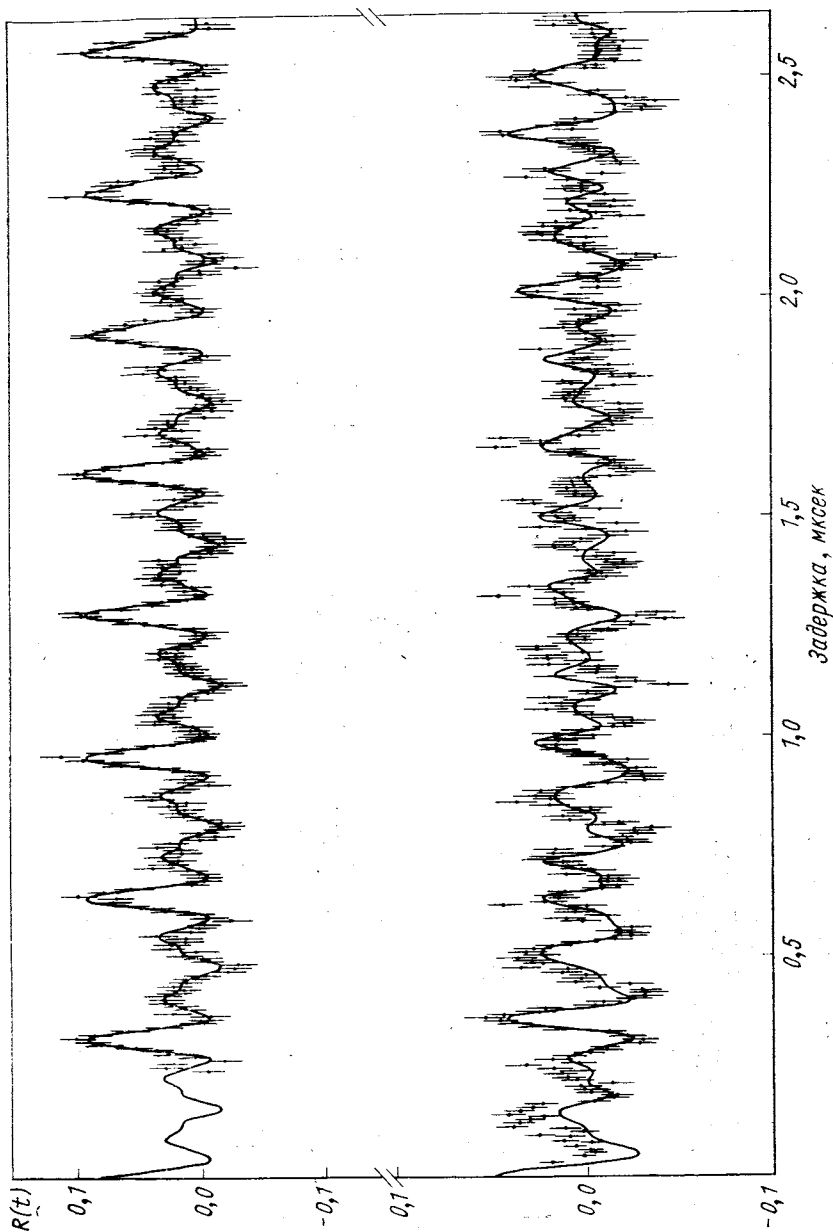


Рис. 14. Квадрупольное взаимодействие 4 мсек состояния ^{69}Ge в Zn (300°C) и Ga (-20°C) [24].
 Экспериментальные значения $R(t)$ сравниваются с $A_2G_2(t)$ с учетом для матрицы Ga параметра асимметрии $\eta = 0,697$

ω — ларморовская частота во внутриатомном магнитном поле; $t = d/v$ — время пролета ядер со скоростью v расстояния d между мишенью и стоппером.

Интерпретация результатов измерений упрощается, если применение Ge(Li)-гамма-детекторов с хорошим энергетическим разрешением позволяет различать доплеровски сдвинутую γ -линию, которая отвечает испусканию γ -квантов движущимися ядрами, и несдвинутую линию, отвечающую заторможенным ядрам. В таком случае коэффициенты $G_k(t)$ для несдвинутой γ -линии имеют более простой вид:

$$G_k(t) = 1 - (1 - \cos \omega t) k(k+1)/[(2I+1)^2]. \quad (39)$$

Результат измерения взаимодействия с внутриатомным магнитным полем состояния 2^+ , $1,37 \text{ Мэв}$, $1,75 \text{ нсек}$ ^{24}Mg , полученного на

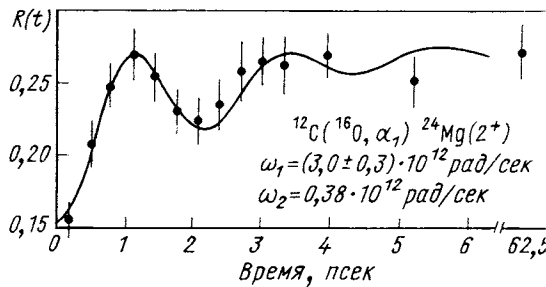


Рис. 15. Соотношение $R(t)$ для $1,75 \text{ нсек}$ состояния ^{24}Mg , движущегося в вакууме [25]

пучке ^{16}O Утрехтского ускорителя в реакции $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)$ [25], приведен на рис. 15. Из кривой $R(t)$ авторы находят две ларморовские частоты, высшую из которых они приписывают $1s$ -состоянию атомов Mg.

Интегральное измерение возмущенных угловых распределений γ -излучения (ИВУР). Для короткого времени жизни возбужденного состояния ядер, когда измерения дифференциальным методом неосуществимы, можно измерять интегральный эффект возмущения углового распределения γ -квантов. Интегральная функция углового распределения, возмущенного поперечным магнитным полем, имеет вид

$$\begin{aligned} \overline{W(\theta, \pm H)} &= \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} \exp(-t/\tau) W(\theta, \pm H, t) dt = \\ &= 1 + \sum_{k \text{ (четные)}} \frac{b_k}{\sqrt{1+(k\omega\tau)^2}} \cos k(\theta \mp \Delta\theta_k), \end{aligned} \quad (40)$$

где

$$\Delta\theta_k = (1/k) \operatorname{arctg} k\omega\tau. \quad (41)$$

В (40) учитываются два эффекта: ослабление углового распределения, описываемое фактором $[1 + (k\omega\tau)^2]^{-1/2}$, и поворот картины углового распределения, связанный с $\Delta\theta_k$.

Когда b_4 можно пренебречь, а $\omega\tau \ll 1$, угловой сдвиг кривой распределения γ -излучения равен $\omega\tau$. Для измерения с внешним

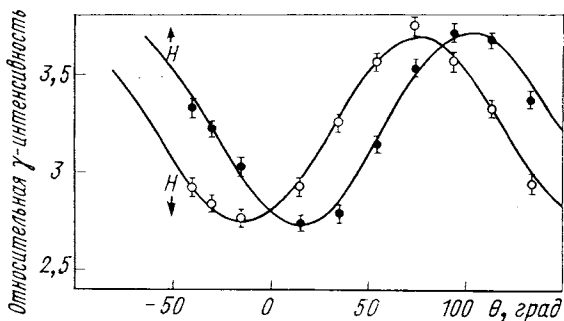


Рис. 16. Угловое смещение интегральной кривой углового распределения γ -излучения для 111,5 кэв состояния ^{58}Co в матрице железа для двух противоположных направлений намагничивающего поля [26]

магнитным полем следует помнить о поправке $\Delta\theta$, вызванной отклонением пучка.

На рис. 16 приведен пример интегрального измерения g -фактора состояния 111,5 кэв, 0,26 нсек ^{58}Co , возбуждаемого в реакции $^{58}\text{Fe}(p, n)$ при использовании внутреннего магнитного поля в Fe [26].

Стробоскопический метод исследования сверхтонких взаимодействий на пучке ускорителя (СИБУР). В 1968 г. Христиансен и др. [27] предложили так называемый стробоскопический метод исследования магнитных сверхтонких взаимодействий. Метод заключается в облучении мишени импульсным пучком ускоренных частиц с частотой повторения f , которая соответствует гармонике частоты ларморовской прецессии возбужденных ядер, полученных в ядерной реакции:

$$f = 1/T = \omega/\pi n, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (42)$$

где T — временное расстояние между импульсами пучка. Принцип стробоскопического метода иллюстрируется на рис. 17. γ -Излучение выстроенных ядер, образующихся во время импульса, имеет определенное угловое распределение, вращение которого в магнитном поле модулирует кривую распада возбужденного состояния. При выполнении условия (42) модуляция кривых распада, сопровождающего очередные импульсы, совпадает по фазе и эффект ларморовской прецессии усиливается. Это можно

обнаружить с помощью двух счетчиков, расположенных под углами $+45^\circ$ и -45° к направлению бомбардирующего пучка и регистрирующих после каждого импульса число отсчетов во

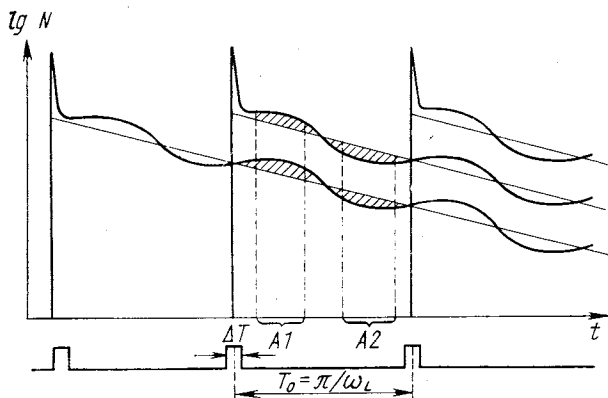


Рис. 17. Принцип стробоскопического метода измерения магнитных моментов ядерных состояний, возбуждаемых в ядерных реакциях [27]

временных интервалах («окна»), обозначенных на рис. 17 буквами A_1 и A_2 . Если один счетчик ($+45^\circ$) зарегистрирует в этих интервалах число отсчетов N_1^+ и N_2^+ , а второй (-45°) N_1^- и N_2^- ,

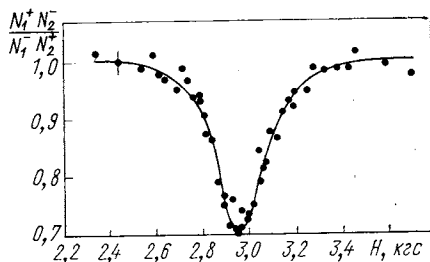


Рис. 18. Резонансная кривая для состояния 398 кэВ ^{69}Ge , полученная стробоскопическим методом [27]

то отношение $N_1^+ N_2^- / N_1^- N_2^+$ явится чувствительной мерой степени согласования частоты повторения импульсов пучка с ларморовской частотой. Измерение этого отношения в зависимости от напряженности магнитного поля дает резкий минимум при согласовании частот.

Результат измерения стробоскопическим методом магнитного момента состояния $9/2^+$, 398 кэВ , 4 мксек ^{69}Ge , полученного в реакции $^{69}\text{Ga}(p, n)$ [27], представлен на рис. 18.

Стробоскопический метод по сравнению с дифференциальным обладает рядом преимуществ. Он свободен от неточностей, связанных с градуировкой времени, а более высокая частота импульсов пучка позволяет работать с более высокими средними токами ускоренных частиц, что сокращает время измерений.

Применение стробоскопического метода к исследованию электрического квадрупольного взаимодействия обсуждалось Боссом и Габриеллом [28]. Проведение эксперимента усложняется тем,

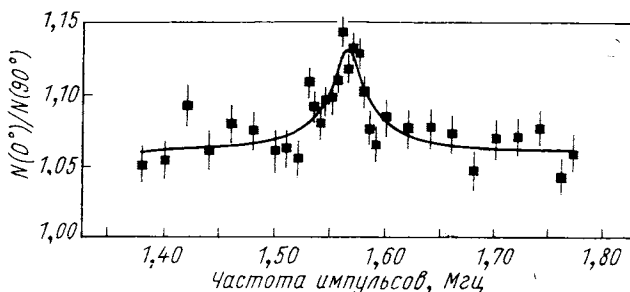


Рис. 19. Стробоскопический квадрупольный резонанс для состояния 398 кэВ ^{69}Ge ($9/2^+$) в металлическом Zn [29]

что при фиксированном значении ГЭП в кристалле необходимо менять частоту импульсов пучка. Это было сделано Шацом и др. [29]. Им удалось получить стробоскопический квадрупольный резонанс для ^{69}Ge в металлическом Zn (рис. 19).

Радиочастотное детектирование ядерного магнитного резонанса (РД — ЯМР). Суть методов, основанных на радиочастотном детектировании ядерного магнитного резонанса, заключается в радиочастотном облучении ориентированных ядер, у которых магнитные подуровни возбужденного состояния заселены неодинаково, и в наблюдении ЯМР путем измерения зависимости интенсивности ядерного излучения от радиочастоты или напряженности магнитного поля. Эти методы совмещают высокую точность определения резонансной частоты с большой чувствительностью методов детектирования ядерного излучения. Их точность зависит от ширины резонансной линии, которую определяет или время жизни изучаемого ядерного состояния, или время ядерной спиновой релаксации.

Метод РД — ЯМР был применен впервые в 1952 г. Дойчем и Брауном [30] в измерениях сверхтонкой структуры позитрония. В 1959 г. Коннор [31] использовал его для определения магнитного момента основного состояния ^8Li ($0,84$ сек), получаемого захватом ^7Li поляризованных нейтронов.

Развитие разных вариантов метода РД — ЯМР стимулировалось открытием сверхтонкого усиления радиочастотного поля

в ферромагнетиках. В экспериментах РД — ЯМР необходимо использовать достаточно большое радиочастотное поле для того, чтобы вероятность перехода между магнитными подуровнями была сравнимой с вероятностью распада возбужденного состояния. Это означает, что период прецессии в радиочастотном поле H_1 не должен быть больше времени жизни τ ядерного состояния или

$$H_1 \geq \hbar / (g\mu_N \tau). \quad (43)$$

Из этого уравнения вытекает, что для состояния с $\tau \approx 1$ мсек следует работать с $H_1 \approx 100$ гс. Долгое время казалось, что невозможно создать радиочастотное поле мощностью, необходимой для успешного проведения экспериментов с короткоживущими ядерными состояниями. Только в 1965 г. [32] стало ясно, что амплитуда радиочастотного поля на ядре, на которое в данном ферромагнитном материале действует поле сверхтонкой структуры H_{hf} , растет и ее эффективное значение

$$H_1^{\text{эф}} = (1 + H_{hf}/H_0) H_1/2, \quad (44)$$

где H_0 — напряженность внешнего магнитного поля, которая в экспериментах ЯМР обычно достигает нескольких тысяч гс. Поэтому для наблюдения ЯМР короткоживущих ядер, внедренных в ферромагнитные материалы, достаточно довольно низкая мощность радиочастотного поля.

Для радиочастотного детектирования ЯМР на пучке можно применять следующие методы:

- 1) наблюдение асимметрии β -излучения поляризованных ядер (β -ЯМР — ВУР);
- 2) наблюдение анизотропии γ -излучения выстроенных ядер (γ -ЯМР — ВУР).

Первый метод был применен Сугимото в 1966 г. [33] для измерения магнитного момента (20 мксек) основного состояния ^{12}B , получаемого в $^{11}\text{B}(d, p)$ -реакции. Геометрия эксперимента представлена на рис. 20. Поляризованные ядра отдачи, вылетающие под углом 45° к направлению пучка дейтронов, захватывались металлической фольгой. Стационарное магнитное поле H_0 , в котором осуществлялся ЯМР, сохраняло поляризацию ядер. Захватывающие фольги подбирались из материалов, в которых время спиновой релаксации было достаточно большим. Асимметрия β -излучения измерялась с помощью двух полупроводниковых детекторов Si(Li). При резонансной частоте поля H_1 происходило уничтожение ядерной поляризации, что приводило к исчезновению асимметрии β -излучения. Результаты Сугимото, полученные для разных задерживающих фольг, приведены на рис. 21. Погреш-

ность конечного значения магнитного момента $\mu = 1,003(1)$ ям обусловлена прежде всего смещением Найта в металлах, примененных в качестве захватывающих фольг. Его нельзя было оценить надежно вследствие недостатка данных об электронных состояниях В в металлах.

Метод наблюдения анизотропии γ -излучения был использован Китманом и др. [34] в измерениях ЯМР для изомерного состояния $426 \text{ кэв } ^{73}\text{As}$ с временем жизни $8,4 \text{ мксек}$. Выстроенные ядра

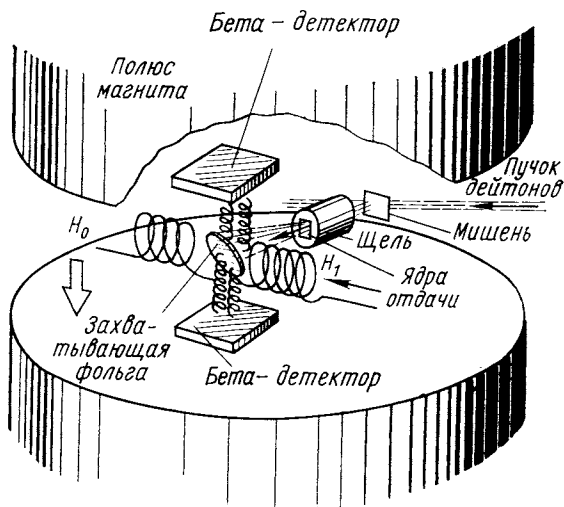


Рис. 20. Схема эксперимента β -ЯМР — ВУР на пучке [33]

^{73}As образовывались в мишени из жидкого металлического галлия в $^{71}\text{Ga}(\alpha, 2n)$ -реакции. Резонансные кривые, полученные в этой работе для трех значений амплитуды радиочастотного поля H_1 , показаны на рис. 22. Двугорбая форма кривых резонанса вполне согласуется с теоретическими предсказаниями [35].

Метод ЯМР — ВУР был также применен группой Сугимото [36] для определения квадрупольного расщепления линии магнитного резонанса ^{12}B в гексагональном монокристалле ZrB_2 . Если магнитное дипольное взаимодействие сильнее электрического квадрупольного, то в спектре ЯМР ^{12}B со спином $I = 1$ должны появиться две линии квадрупольного расщепления (рис. 23). Центральная линия, которая появляется при более высоком радиочастотном поле H_1 , отвечает двойным квантовым переходам. Измерения расщепления в зависимости от угла между направлением магнитного поля и осью \hat{b} монокристалла позволили убедиться в том, что ГЭП обладает осевой симметрией; и определить

значение квадрупольного взаимодействия $|eqQ/h| = (38,7 \pm \pm 1,1)$ кГц. Из сравнения этой величины с аналогичной для ^{11}B можно найти отношение квадрупольных моментов $Q(^{12}\text{B})/Q(^{11}\text{B}) = 0,33 \pm 0,03$.

Для определения знака магнитного сверхтонкого взаимодействия в экспериментах ЯД — ЯМР можно применять круговую поляризацию поля H_1 , используя две пары радиочастотных катушек [33]. Но можно, как предложено в работе Матиаса и др. [35], тоже определить знак взаимодействия, закрыв фазу радиочастотного поля по отношению к моменту создания возбужденного состояния изучаемого ядра. При работе на пучке необходимо для этого связать фазу поля H_1 с импульсом пучка, бомбардирующего мишень. Такой эксперимент был проведен Фоке и др. [37] для состояния $(181 \text{ кэВ}, 120 \text{ мксек})$ ^{18}Br , возбуждаемого в реакции $^{18}\text{Se}(p, n)$. Результаты измерений для двух фазовых углов $\Delta = 0$ и 180° , приведенные на рис. 24, показывают, что знак g -фактора положительный.

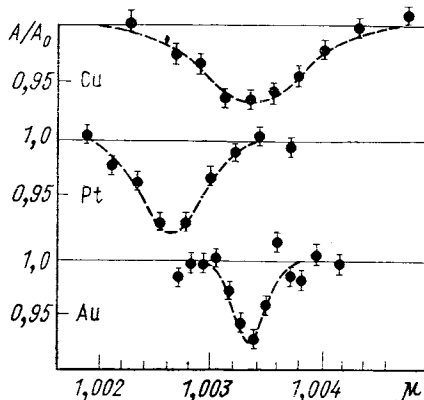


Рис. 21. Резонансное определение магнитного момента ^{12}B , имплантированного в разные металлы [33]. Сдвиг кривых резонанса вызван смещением Найта

Метод γ -ЯМР — ВУР на пучке обсуждается всесторонне в работе [38]. Авторы этой работы описывают преимущества метода γ -ЯМР — ВУР по сравнению с методами ДВУР и СИВУР.

1. Для экспериментов с неметаллами или при отдаче в вакуум продольное магнитное поле в методе γ -ЯМР — ВУР может играть существенную роль в сохранении ядерной ориентации.

2. Форма кривой резонанса в методе СИВУР очень чувствительна к нестабильности пульсации пучка и отклонению детектора от идеального расположения. Последние факторы не влияют на кривую резонанса в методе ЯМР — ВУР со случайными фазами.

3. Метод ЯМР — ВУР можно применять для измерений больших внутренних магнитных полей в тех случаях, когда методы ДВУР и СИВУР не пригодны из-за ограниченного временного разрешения.

4. Уширение кривой резонанса, вызванное неоднородностью магнитного поля или малыми градиентами электрического поля, практически ограничивает применение метода СИВУР до исследо-

ваний в твердых телах взаимодействий ядер с временами жизни меньше 1 мсек. Метод ЯМР — ВУР можно использовать в исследованиях взаимодействий ядерных состояний со значительно более длительным временем жизни.

Мёсбауэровская спектроскопия на пучке. Мёсбауэровская спектроскопия на пучках ускорителей была применена впервые в 1965 г. Сейботом и др. [39] и Ли и др. [40] в исследованиях кулоновски возбужденных γ -переходов. С этого времени мёсбауэровские эксперименты для состояний, возбужденных при кулоновском взаимодействии, проводились в ряде лабораторий. Существенным прогрессом в исследованиях эффекта Мёсбауэра на пучке является использование техники имплантации возбужденных ядер в разные материалы [41] (рис. 25). Возбужденные ядра отдачи, вылетающие из тонкой мишени, задерживаются в фольге, которая служит источником γ -излучения в мёсбауэровских измерениях. Мёсбауэровские эксперименты на пучках позволили провести измерения для нового нуклида ^{73}Ge [42, 43] (рис. 26), а также

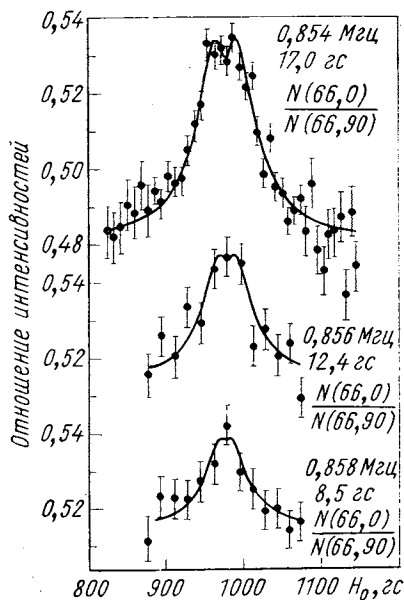


Рис. 22. Резонансные кривые для состояния 426 кэв, 8 мсек ^{73}As , полученные методом γ -ЯМР — ВУР.

Амплитуда резонанса растет с увеличением H_1 [34]

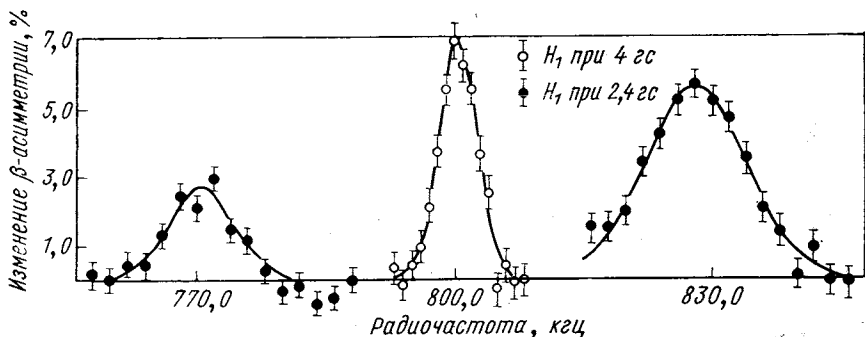


Рис. 23. Спектр ЯМР для ^{121}V в ZrV_2 .

для новых возбужденных состояний в ^{160}Gd , ^{164}Dy и ^{168}Er [44]. Кроме того, мёсбауэровская спектроскопия на пучке является

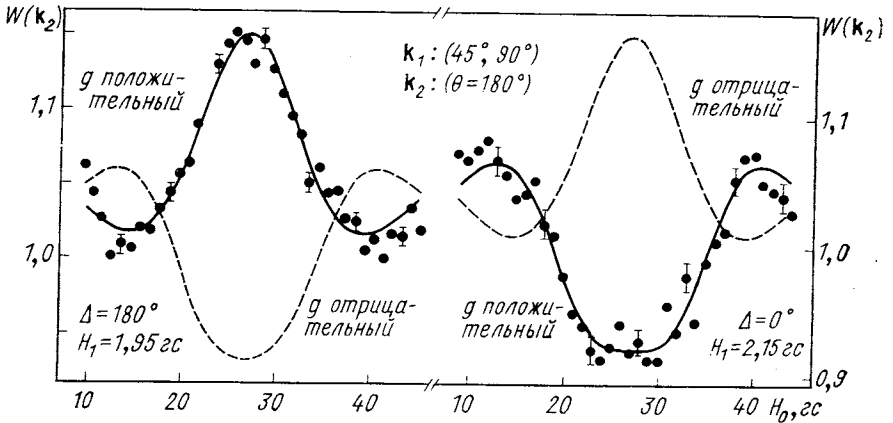


Рис. 24. Определение знака g -фактора состояния 181 кэв, 120 мксек ^{181}Re методом закрепленной фазы в γ -ЯМР — ВУР [37]

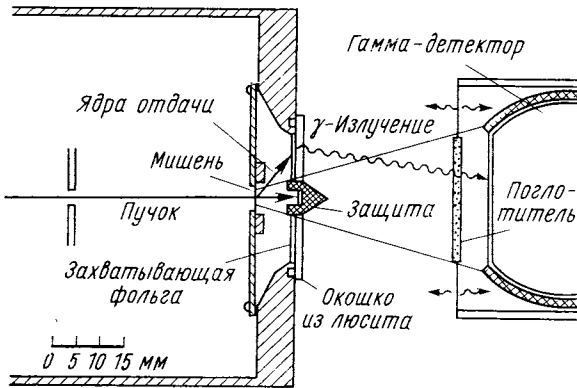


Рис. 25. Устройство для исследования эффекта Мёсбауэра для ядер отдачи, имплантированных в захватывающую фольгу [41]

плодотворным методом изучения радиационных повреждений и поведения примесных атомов в разных материалах [45, 46].

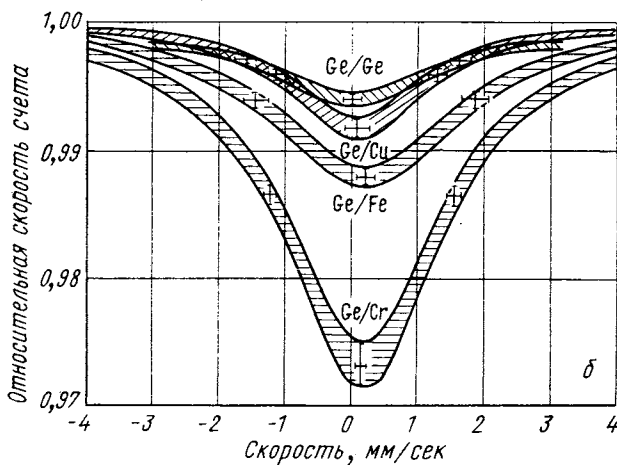
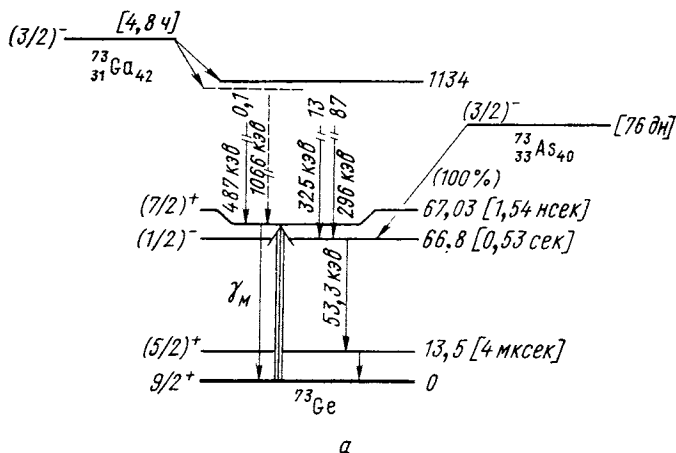


Рис. 26. Схема уровней ядра ^{73}Ge (а) и мёссбауэровские спектры (б) для перехода 67,03 кэВ ^{73}Ge , имплантированного в разные материалы. Спектры сняты при помощи поглотителя из натурального германия [43]

4. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДОВ ИЗУЧЕНИЯ СВЕРХТОНКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА ПУЧКАХ

Измерение магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментов ядер. Разработка методов изучения сверхтонких взаимодействий на пучках ускорителей открывает новые возможности измерений ядерных моментов. Можно перечислить ряд проблем, для решения которых прецизионные измерения ядерных моментов

могут иметь первостепенное значение [47]. Так, значения магнитных моментов одночастичных состояний в области свинца дают сведения о модификации оператора магнитного момента, вызванной влиянием мезонного обмена на орбитальные g -факторы нуклонов, а также о смешивании конфигураций и о поляризации остова.

g -Факторы спонтанно делящихся изомерных состояний нечетных ядер служат проверкой нильсоновских уровней во второй яме потенциальной энергии. Изучение зависимости g -факторов четно-четных ядер от спина высокоспиновых состояний основной ротационной полосы дает информацию о характере «бекбендинга».

Определение значений электрических квадрупольных моментов состояний 2^+ в сферических ядрах, близких к ротационным, стало одной из причин введения новой схемы синьоритета с квантовым числом κ [47]. Для проверки этой схемы большое значение будет иметь измерение квадрупольных моментов для состояний основной ротационной полосы с более высокими спинами, а также измерение значений Q первых состояний 3^+ в четно-четных ядрах.

Использование больших магнитных полей сверхтонкой структуры значительно расширило возможности измерения магнитных моментов состояний с очень коротким временем жизни. Рекордным измерением является определение g -фактора $+0,47 \pm 0,09$ состояния 2^+ , $2,23 \text{ Мэв } ^{32}\text{S}$ с временем жизни $\tau = 0,225 \pm 0,020 \text{ псек}$ [48].

В этом измерении использовалось переходное магнитное поле, действующее в монокристалле железа на ядра отдачи ^{32}S , возбужденные при неупругом рассеянии α -частиц. Наблюдаемый угол поворота распределения γ -квантов был равен $1,05 \pm 0,18 \text{ мрад}$.

При использовании стационарных внутренних магнитных полей, которые действуют на продукты ядерных реакций, имплантированные в ферромагнитные материалы, необходимо подходить с большой осторожностью к интерпретации результатов интегральных измерений. Работы Божека и др. [49, 50] показали, что наблюдаемое угловое смещение интегрального углового распределения γ -квантов во многих случаях сильно занижено. Этот эффект свидетельствует о том, что не все имплантированные ядра занимают в кристаллической решетке ферромагнетика положения, в которых действует полное магнитное поле. Зависимость наблюдаемого эффекта от времени жизни возбужденного состояния разных изотопов одного и того же элемента показывает, что даже соотношение g -факторов двух ядерных состояний данного элемента не может быть определено с уверенностью, если у них различное время жизни.

Применение сверхтонких взаимодействий в исследованиях твердого тела. В течение последних лет был опубликован ряд обзоров, посвященных исследованию твердых тел методами сверх-

тонких взаимодействий [51—55], и поэтому здесь можно ограничиться перечислением только некоторых главных направлений исследований.

1. Измерения сверхтонких магнитных полей и ГЭП на примесях, внедренных методом имплантации в разные материалы.

Измерения внутренних магнитных полей для примесей переходных *d*-металлов являются источником информации о *s* — *d*-взаимодействии, а для *s* — *p*-примесей — о поляризации электронов проводимости. Метод имплантации имеет особые преимущества в случае редкоземельных элементов, так как они из-за больших ионных радиусов не растворяются в Fe, Co и Ni, а в других металлах их растворимость ничтожно мала.

2. Исследования радиационных повреждений в чистых металлах, сплавах и диэлектриках.

Проведение измерений для разных температур мишеней и для разных шкал времени дают возможность исследовать не только характер и стационарное распределение дефектов, но также изучать их динамику и эволюцию их взаимодействий с имплантированными примесями.

3. Исследование фазовых переходов.

Измерения вблизи температуры Кюри T_c позволяют найти значение критической экспоненты из соотношения

$$H_{hf}(T)/H_{hf}(0) = B(1 - T/T_c)^{\beta}.$$

4. Изучение сдвигов Найта.

Прецизионные измерения методами стробоскопического резонанса и ЯМР на пучке довольно точно определяют зависимость сдвигов от ряда факторов.

Исследования состояний высокоионизованных атомов. Эксперименты, проводимые с ионами отдачи, движущимися в вакууме или в газе, позволяют исследовать возбужденные состояния высокоионизованных атомов (см. обзор [16]). Оказывается, что легкие атомы, вылетающие из мишеней, находятся в большинстве случаев в основном состоянии, т. е. подавляющую вероятность имеет так называемая «холодная ионизация». Для тяжелых ионов главную роль играет «горячая» ионизация, которая приводит к созданию сильновозбужденных атомных состояний. Они разряжаются через каскады быстрых оптических переходов, что создает на ядре флуктуирующие магнитные поля. Можно надеяться, что дальнейшее развитие этих исследований позволит изучить новую область атомных возбуждений, не доступную изучению другими способами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Adler K. e.a. «Revs Mod. Phys.», 1956, v. 28, p. 432.
2. Diamond R. M. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1966, v. 20, p. 56.
3. Newton J. O. e.a. «Nucl. Phys. A», 1967, v. 95, p. 357.
4. Morinaga N., Yamazaki T. In: Beam Gamma-Ray Spectroscopy. Amsterdam, 1976.
5. Northcliffe L. C., Schilling R. F. «Nucl. Data Tabl. A», 1970, v. 7, p. 233.
6. Lindhard J. e.a. «Mat.-fys. medd. Kgl. danske vid. selskab», 1963, Bd 33, N 14.
7. Самойлов Б. Н. и др. «ЖЭТФ», 1959, т. 36, с. 644.
8. Grace M. A. e.a. «Philos. Mag.», 1959, v. 4, p. 948.
9. Grodzins L. Hyperfine Structure and Nuclear Radiations. Amsterdam, 1968, p. 607.
10. Lindhard J., Winther A. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 166, p. 413.
11. Porterre M. e.a. «Phys. Lett. B», 1975, v. 55, p. 59.
12. Eberhardt J. L. e.a. «Phys. Lett. B», 1975, v. 56, p. 329.
13. Goldberg M. B. e.a. «Hyp. Int.», 1976, v. 1, p. 429.
14. Hass M. e.a. «Phys. Rev. C», 1976, v. 14, p. 2119.
15. Eberhardt J. L. e.a. «Hyp. Int.», 1977, v. 3, p. 195.
16. Goldring G. Hyperfine Interactions in Isolated Ions (to be published).
17. Betz H. D. «Revs. Mod. Phys.», 1972, v. 44, p. 465.
18. Grodzins L., Klepper O. «Phys. Rev. C», 1971, v. 3, p. 1019.
19. Abragam A., Pound R. V. «Phys. Rev.», 1953, v. 92, p. 943.
20. Blume M. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 167, p. 81.
21. Fraunfelder H., Steffen R. M. Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy. V. 2. Amsterdam, 1965, p. 997.
22. Hryniewicz A. Z. «Postepy Fizyki», 1960, Bd 11, S. 521.
23. Iordachescu A. e.a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 48, p. 28.
24. Haas H. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 30, p. 656.
25. Horstman R. E. e.a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 48, p. 31.
26. Haas B. e.a. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 194, p. 249.
27. Christiansen J. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1968, v. 21, p. 554.
28. Bosse J., Gabriel H. In: Hyperfine Interactions Studied in Nuclear Reactions and Decay. Uppsala, 1974, p. 262.
29. Schatz G. e.a. Ibid., p. 264.
30. Deutsch M., Brown S. C. «Phys. Rev.», 1952, v. 85, p. 1047.
31. Connor D. «Phys. Rev. Lett.», 1959, v. 3, p. 429.
32. Portis A. M., Linqvist R. H. Magnetism. V. 11A. N.Y., 1965.
33. Sugimoto K. Hyperfine Structure and Nuclear Radiations. Amsterdam, 1968, p. 859.
34. Quitmann D. e.a. «Phys. Lett. B», 1969, v. 30, p. 329.
35. Matthias E. e.a. «Phys. Rev. A», 1971, v. 4, p. 1626.
36. Minamisono T. e.a. In: IV Intern. Conf. on Hyperfine Interactions. Madison, 1977 (to be published).
37. Focke B. e.a. In: Hyperfine Interactions Studied in Nuclear Reactions and Decay. Uppsala, 1974, p. 258.
38. Riegel D. e.a. «Hyp. Int.», 1977, v. 3, p. 1.
39. Seyboth D. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1965, v. 14, p. 954.
40. Lee Y. K. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1965, v. 14, p. 957.
41. Sprouse G. D. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 18, p. 1041.
42. Ćzjzek G. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 18, p. 529.
43. Obenshein F. E. Mössbauer Effect Methodology. V. 4. N.Y., 1968, p. 61.
44. Stevens R. R. e.a. «Phys. Rev.», 1967, v. 158, p. 1118.
45. Sprouse G. D., Kalvius G. M. Mössbauer Effect Methodology. V. 4. N.Y., 1968, p. 37.
46. Seyboth D. e.a. «J. Phys.», 1974, v. 35, p. 6—305.

47. Kumar K. «Phys. Scripta», 1975, v. 11, p. 179.
48. de Raedt J. A. G. e.a. In: IV Intern. Conf. on Hyperfine Interactions. Madison, 1977 (to be published).
49. Bozek E. e.a. «Phys. Rev. C», 1975, v. 12, p. 1873.
50. Bozek E. e.a. «Hyp. Int.», 1978, v. 4, p. 773.
51. de Waard H. «Phys. Scripta», 1975, v. 11, p. 157.
52. Bernas H. «Phys. Scripta», 1975, v. 11, p. 167.
53. Recknagel E. «Phys. Scripta», 1975, v. 11, p. 208.
54. Haas H. «Phys. Scripta», 1975, v. 11, p. 221.
55. Vogl G. «Hyp. Int.», 1976, v. 2, p. 151.