



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

М-221

15-2003-190

На правах рукописи
УДК 539.172.6:[539.18+539.21]

МАМЕДОВ
Таир Наги оглы

346.381

**ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ
НА 1S-УРОВНЕ РАЗЛИЧНЫХ АТОМОВ**

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 2003

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем имени В.П.Джелепова
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
академик РАН, профессор

С.С.Герштейн

доктор физико-математических наук, профессор

В.П.Смилга

доктор физико-математических наук,
профессор

В.Г.Кириллов-Угрюмов

Ведущая организация:

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П.Константинова

Защита диссертации состоится " ___ " _____ 2004 года в ___ часов
на заседании диссертационного совета Д720.001.03 в Объединенном
институте ядерных исследований; 141980 г. Дубна, Московская область,
Россия.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " ___ " _____ 2004 года

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук, профессор


Ю.А.Батусов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

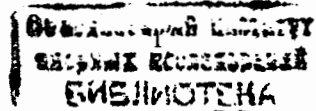
Исследование процессов, происходящих с участием мюонов, представляет интерес для изучения явлений, относящихся к различным областям знаний. Эти исследования часто занимают пограничное положение между несколькими традиционными разделами физики. Свойства элементарных частиц, слабые взаимодействия, квантовая электродинамика, структура атомных ядер, структура электронной оболочки атомов, химические свойства атомов, ядерный синтез (мю-катализ), свойства конденсированных сред, неразрушающий элементный анализ (включая элементный анализ "in vivo" в организме человека) - таков неполный перечень направлений, по которым в настоящее время проводятся исследования с помощью мюонов.

При попадании в среду отрицательный мюон замедляется и захватывается кулоновским полем ядра, образуя экзотический мюонный атом, где в поле ядра, кроме электронов, находится в связанном состоянии нестабильная поляризованная частица. Отрицательный мюон на 1S-уровне в атоме подвержен влиянию нескольких факторов:

- из-за релятивистского движения в связанном состоянии магнитный момент мюона отличается от магнитного момента свободного мюона (релятивистская поправка или поправка Брейта);
- наличие сильного кулоновского поля ядра на мюоне является причиной возникновения новых радиационных поправок к магнитному моменту, которые в случае свободного мюона отсутствуют;
- магнитный момент мюона, находящегося на 1S-уровне, взаимодействует с магнитными моментами ядра, электронной оболочки самого экзотического атома (если они отличны от нуля) и атомами среды, что приводит к изменению поляризации мюона во времени;
- мюон, находящийся на 1S-уровне, захватывается ядром либо распадается по схеме $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$.

В настоящее время скорость ядерного захвата мюонов измерена для большинства элементов таблицы Менделеева (см. напр., [1]). Имеющиеся экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с Z-зависимостью скорости ядерного захвата мюонов, полученной в работе [2]. Согласно расчетам [2], в области благородных газов ожидаются минимумы в Z-зависимости скорости ядерного захвата мюонов. Однако до настоящих измерений сведения о скорости ядерного захвата мюонов в благородных газах криптона и ксенона отсутствовали, а в случае аргона точность измерения была недостаточна для проверки предсказаний расчетов [2].

Между тем, изучение ядерного захвата этими элементами (помимо дополнения к недостающим табличным данным) интересно по ряду причин. Во-первых, необходимо проверить предсказания теоретических расчетов в области минимумов в Z-зависимости скорости ядерного захвата мюонов. Методы преобразования и расчета матричного элемента перехода ядра из основного в возбужденные состояния, примененные в работах [2, 3] для нахождения скорости ядерного захвата отрицательных мюонов,



широко используются при интерпретации результатов ряда других ядерных реакций, например, при интерпретации экспериментальных данных по вероятности радиационного захвата мюона. Изучение этого процесса считается наиболее перспективным с точки зрения определения константы псевдоскалярного лептон-нуклонного взаимодействия. Поэтому проверка предсказаний теоретических расчетов скорости ядерного захвата отрицательных мюонов в области ядер, где ожидается нетривиальная зависимость вероятности мю-захвата от Z ядра, представляется важной и актуальной.

Во-вторых, криптон и ксенон имеют несколько стабильных изотопов, что дает возможность исследовать изотопическую зависимость скорости ядерного захвата отрицательных мюонов. Формула работы [2] и микроскопические расчеты в рамках частично-дырочной модели ядра [3–5] предсказывают значительное различие в скорости захвата мюонов изотопами одного и того же элемента. Экспериментально такой эффект исследовался лишь для нескольких ядер. В основном были получены данные только для двух соседних изотопов с массовыми числами A , отличающимися на 1–2 единицы, что ограничивало возможность изучения функциональной зависимости скорости захвата в более широком диапазоне изменения избытка нейтронов в ядре. В некоторых работах использовались образцы с недостаточной чистотой по исследуемому изотопу, что существенно осложняло сравнение экспериментальных результатов с теоретическими расчетами.

Измерение магнитного момента отрицательного мюона, находящегося на 1S-уровне в атоме, представляет интерес с точки зрения проверки расчетов: а) по квантовой теории для частиц со спином $1/2$, согласно которой из-за релятивистского движения частицы, связанной в атоме, её магнитный момент должен отличаться от магнитного момента свободной частицы; б) по квантовой электродинамике о дополнительных (кроме известных для свободной частицы) радиационных поправках к магнитному моменту из-за нахождения частицы в кулоновском поле ядра.

Указанные поправки имеют место как для мюона, так и для электрона в атоме. Принимая во внимание тот факт, что отрицательный мюон на 1S-уровне атома находится в более сильном кулоновском поле, чем 1S-электрон, измерение магнитного момента мюона, связанного в атоме, представляет особый интерес. Например, кулоновское поле на мюоне в углероде сравнимо с его величиной на 1S-электроне в свинце.

В настоящее время существуют экспериментальные данные о величине магнитного момента электрона на 1S-уровне водорода [6], дейтерия [7], гелия [8] и углерода [9, 10], которые в пределах погрешности измерения хорошо согласуются с теоретическими расчетами. Лишь в случае углерода точность экспериментальных данных [10], полученных в 2000 году, позволяет проверить предсказания квантовой электродинамики о радиационных поправках к магнитному моменту электрона в кулоновском поле ядра. До недавнего времени в литературе имелись три работы, посвященные измерению магнитного момента мюона в связанном состоянии [11–13]. Однако результаты измерений [13] поправок к g -фактору отрицательного мюона в легких атомах более чем в два раза отличаются от результатов [11]. Измерения же [12] в тяжелых элементах (Zn, Cd, Pb) с относительной погрешностью около 50 % вряд ли могут рассматриваться в качестве серьезной основы для сравнения с теорией.

Как известно, исследование поведения поляризации положительных и отрицательных мюонов в среде составляет основу μ SR-метода изучения свойств веществ. Однако отрицательные мюоны для исследования свойств среды пока используются недостаточно. В данном отношении одним из перспективных направлений является исследование по-

ведения акцепторных примесей в полупроводниках. Интерес к исследованию примесных центров в полупроводниках обусловлен тем, что именно введением различных примесей получают образцы, обладающие необходимыми свойствами для их практического применения. В последние годы интерес к исследованию парамагнитных центров в полупроводниках существенно возрос в связи с широко обсуждаемой в литературе возможностью создания на их основе модели квантового компьютера [14]. В данном случае крайне важно иметь детальные данные об электронной структуре различных парамагнитных центров и об их взаимодействиях в полупроводниках. Одним из типов парамагнитных центров в полупроводниках является мелкий акцепторный центр (АЦ). Несмотря на то, что за несколько десятков лет накоплено огромное количество экспериментальных данных о различных примесях и дефектах, мелкие акцепторные центры в полупроводниках с кристаллической структурой алмаза (кремний, германий, алмаз и т.д.) до сих пор мало изучены как экспериментально, так и теоретически [15–17].

Следует отметить, что исследование поляризации отрицательных мюонов в кремнии при температурах выше 77 К были проведены В.С.Евсеевым и сотрудниками [18] еще в семидесятые годы. Возможность применения отрицательных мюонов для изучения АЦ в полупроводниках основана на том, что при захвате мюона атомом среды образуется мюонный атом, который имитирует акцепторную примесь в полупроводнике. Например, в кремнии образуется аналог атома алюминия (μ Al). При этом величина $P(t)$ -зависимость от времени t поляризации мюона на 1S-уровне атома - определяется состоянием электронной оболочки μ Al (акцепторного центра) и его взаимодействиями со средой.

Уникальность μ SR-метода по отношению к рассматриваемой задаче состоит в том, в отличие от других методов, для экспериментального наблюдения не требуется высокая концентрация исследуемых центров, более того, в каждый момент времени в образце имеется не более одного "меченного" (присутствием мюона на 1S-уровне) атома, за которым проводится наблюдение.

Цель работы

1. Измерение скорости ядерного захвата отрицательных мюонов изотопами инертных газов и проверка предсказаний теоретических расчетов в области ядер, где ожидается нетривиальная зависимость скорости мю-захвата от Z ядра.
2. Измерение g -фактора мюона на 1S-уровне различных атомов для определения величины релятивистской поправки к магнитному моменту связанного в атоме мюона. Поиск среды, где эффекты, возникающие из-за поляризации электронов среды во внешнем магнитном поле, малы, и не влияют на результаты измерения величины радиационных поправок к g -фактору мюона в атоме, возникающих в кулоновском поле ядра.
3. Использование пучков поляризованных отрицательных мюонов для исследования акцепторных примесей в полупроводниках на примере кремния: изучение свойств акцепторного центра Al и его взаимодействия со средой в n - и p -типа кремнии в широком диапазоне изменений концентрации примеси.

Научная новизна

Впервые измерена скорость ядерного захвата отрицательных мюонов в изотопах инертных газов высокой степени обогащения: ^{84}Kr , ^{129}Xe , ^{132}Xe и ^{136}Xe . Точность измерения вероятности захвата ^{40}Ar улучшена в три раза. Эти результаты подтверждают предсказания теоретических расчетов о наличии минимумов в зависимости скорости ядерного захвата от заряда ядра в области ядер инертных газов. Измерение в трех высокообогащенных изотопах ксенона позволило подтвердить изотоп-эффект при ядерном мюзахвате.

Измерение магнитного момента мюона на 1S-уровне атомов (C, O, Mg, Si, S) позволило подтвердить Z-зависимость релятивистской поправки к g-фактору мюона, связанного в кулоновском поле легких ядер. Улучшение точности измерения примерно в семь раз в случае Zn и Cd выявило существенное расхождение экспериментальных данных с теоретическими расчетами g-фактора мюона на 1S-уровне этих атомов.

Впервые поляризованные отрицательные мюоны успешно применены для исследования взаимодействия неглубоких акцепторных примесей в полупроводниках:

- впервые экспериментально исследован механизм релаксации магнитного момента акцепторного центра алюминия в образцах n- и p-типа кремния при концентрациях примеси ниже и выше критической, соответствующей переходу полупроводник-металл (переход Мотта);
- впервые обнаружен сдвиг частоты прецессии спина отрицательного мюона в полупроводниках и исследовано сверхтонкое взаимодействие акцепторного центра алюминия в кремнии;
- впервые экспериментально обнаружена двухкомпонентная поляризация отрицательных мюонов в веществе и дано физическое обоснование данного эффекта.

Практическая значимость

Как показывают расчеты [19, 20], на основе микроскопического описания зарядово-обменных возбуждений в ядре, результаты измерений скорости ядерного захвата отрицательных мюонов в изотопах инертных газов представляют практический интерес для определения вида остаточных взаимодействий между нуклонами в ядре. Остаточное взаимодействие между нуклонами играет определяющую роль в заселении высоковозбужденных, лежащих в области выше гигантского резонанса, состояний в зарядово-обменных реакциях.

Измерения магнитного момента (g-фактора) мюона на 1S-уровне различных атомов важны как для исследования малоизученных эффектов, обусловленных релятивистской и радиационными поправками к магнитному моменту дираковской частицы, находящейся в центрально-симметричном кулоновском поле ядра, так и для корректного анализа и интерпретации результатов экспериментальных работ с отрицательными мюонами. Например, при анализе результатов экспериментов по исследованию сверхтонкого взаимодействия в мюонном атоме в случае ядер с отличным от нуля ядерным магнитным моментом или экспериментов по изучению свойства среды с помощью отрицательных мюонов.

Полученные нами данные о константе сверхтонкого взаимодействия в акцепторном центре Al, о скорости релаксации магнитного момента данного центра и ее зависимости

от температуры, концентрации и типа примеси в кремнии могут быть использованы при разработке и создании полупроводниковых приборов, в том числе приборов, базирующихся на квантовых свойствах примесных центров. Например, при моделировании и разработке квантового компьютера на основе акцепторных центров в кремнии.

Основные положения диссертации, выносимые на защиту

На защиту выносятся:

- Результаты измерений скорости ядерного захвата отрицательных мюонов в изотопах инертных газов ^{40}Ar , ^{84}Kr , ^{129}Xe , ^{132}Xe и ^{136}Xe , подтверждающие предсказания теоретических расчетов о наличии минимумов в зависимости скорости ядерного захвата от заряда ядра в области ядер инертных газов и изотоп-эффекта при ядерном мюзахвате;
- Величины релятивистской поправки к g-фактору мюона на 1S-уровне атомов C, O, Mg, Si, S, Zn и Cd, измеренные по частоте прецессии спина мюона во внешнем магнитном поле. Данные для легких атомов не противоречат теоретической зависимости релятивистской поправки к g-фактору мюона, находящегося в кулоновском поле ядра от заряда ядра. В случае тяжелых атомов (Zn, Cd) выявлено существенное расхождение экспериментальных данных и теоретических расчетов g-фактора мюона на 1S-уровне этих атомов.
- Результаты исследования взаимодействия неглубоких акцепторных примесей в полупроводниках с помощью поляризованных отрицательных мюонов на основании которых:
 - а) впервые экспериментально показано, что в образцах n- и p-типа кремния с концентрацией примеси менее $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и в кремнии с изоэлектронной примесью релаксация магнитного момента акцепторного центра при температурах $T \leq 50 \text{ K}$ обусловлена спин-решеточным взаимодействием, и скорость релаксации пропорциональна примерно T^3 . При концентрациях примеси выше критической, соответствующей переходу Мотта (полупроводник-металл), основным механизмом релаксации магнитного момента акцепторного центра становится спин-обменное рассеяние носителей заряда на акцепторе;
 - б) впервые обнаружен сдвиг частоты прецессии спина отрицательного мюона в кремнии и исследована его зависимость от температуры в образцах с разными примесями. На основе этих измерений впервые определена константа сверхтонкого взаимодействия для акцепторного центра Al в кремнии и плотность волновой функции дырки на ядре атома акцептора;
 - в) впервые экспериментально наблюдается двухкомпонентная (релаксирующая и нерелаксирующая) поляризация отрицательных мюонов в веществе. Исходя из двух возможных состояний акцепторной примеси в кремнии (парамагнитной и диамагнитной) и возможности перехода между этими состояниями, составлено дифференциальное уравнение и найдено решение, из которого следует двухкомпонентная поляризация мюона.

Личный вклад соискателя

Диссертация выполнена на основании предложенных автором и реализованных при его непосредственном участии экспериментальных работ. Обработка экспериментальных данных проводилась пакетом программ, созданных автором с использованием известной реализации метода наименьших квадратов (FUMILI) и быстрого Фурье-преобразования (FFT) из библиотеки ОИЯИ на языке FORTRAN.

Апробация работы

Основные результаты, вошедшие в настоящую диссертацию, докладывались на научных семинарах Отдела физики промежуточных энергий ЛЯП ОИЯИ, Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, в институте Пауля Шеррера (Швейцария), на семинарах ежегодных Зимних школ по ядерной физике (Петербургский Институт ядерной физики им.Б.П.Константинова РАН, Гатчина, Россия) в 1993-2002 гг, а также на международных конференциях: III Int. Symposium on Muon and Pion Interaction with Matter (October 18-21, 1994, Dubna, Russia), 15-th General Conference of the Condensed Matter (April 22-25, Baveno-Stresa, Италия, 1996), VII μ SR Conference (Nikko, Япония, 1996), VIII μ SR Conference (Les Diablerets, Швейцария, 1999) и IX μ SR Conference (June 3-7, Williamsburg, США, 2002).

Публикации

Результаты диссертации изложены в 22 публикациях.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и приложения. Объем диссертации 157 страниц машинописного текста, включая 34 рисунка, 19 таблиц, 2 приложения и библиографический перечень использованных литературных источников из 224 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении представлен краткий обзор состояния дел в исследованиях процессов с участием мюонов и очерчен круг основных проблем, связанных с взаимодействиями поляризованного отрицательного мюона, находящегося в связанном состоянии в атоме, определена задача диссертационного исследования.

В первой главе рассмотрены процессы замедления и захвата отрицательных мюонов атомами среды, деполяризация мюонов при каскадных переходах из высоковозбужденных уровней в 1S-состояние, обсуждаются возможные причины деполяризации мюонов на 1S-уровне в изолированном атоме в случаях бесспиновых ядер и ядер, обладающих отличными от нуля магнитными моментами. Приведены известные из литературы результаты теоретических и экспериментальных исследований влияния среды и внешних факторов на величины поляризации отрицательного мюона, находящегося в связанном состоянии в атоме.

Таблица 1. Основные параметры спектрометров, использованных при проведении измерений

	МЮСПИН	МЮОНИЙ	LFQ	GPD*
Число телескопов	2	2	2	2 (4)
Разрешающее время, нс	1.2	1.2	1.2	1.2
Ширина канала, нс	5.5 (0.87)	5.0	0.625	0.625
Длина гистограммы, мкс	10 (1.7)	10	10	10
Уровень фона	10^{-3}	10^{-2}	10^{-2}	$10^{-3} - 10^{-2}$
Магнитное поле, кГс	0 - 6	0 - 0.5	0 - 5	0 - 5
Диапазон температур, К	4.2 - 300	4.2 - 300	4.2 - 300	2 - 300 (10 - 300)
Точность поддержания температуры, К	0.1	0.1	0.1	0.1
Максимальные размеры образца, мм	$\varnothing 70 \times 15$	$\varnothing 70 \times 15$	$\varnothing 30 \times 15$	$\varnothing 20 \times 10$ ($\varnothing 30 \times 15$)

* В скобках приведены значения параметров при использовании криостата ССР

Во второй главе описаны экспериментальная техника измерения и процедура обработки экспериментальных данных, проводится анализ возможных систематических ошибок измерений.

Методически задача состояла в измерении распределения по времени электронов от распада мюонов по отношению к моменту остановки последних в исследуемой мишени. Измерения проводились на спектрометрах МЮСПИН [21] (ЛЯП ОИЯИ), МЮОНИЙ [22] (ПИЯФ, Гатчина), LFQ (Longitudinal Field Quenching spectrometer) [23] и GPD (General Purpose spectrometer for Decay channel) [24] (PSI, Швейцария). Приведено описание спектрометра МЮСПИН, сформулированы требования к условию регистрации электронов от распада мюонов, и, соответственно к триггеру, осуществляющего первичный отбор полезных событий.

Спектрометры МЮСПИН, МЮОНИЙ, LFQ и GPD построены по одному и тому же принципу и отличаются друг от друга лишь по некоторым параметрам. Основные характеристики спектрометров представлены в таблице 1.

Суть процедуры обработки состояла в извлечении из экспериментальных данных информации о времени жизни и о зависимости поляризации мюона от времени на 1S-уровне атомов исследуемого вещества. Подгонка экспериментальных данных к теоретическим функциям осуществлялась методом наименьших квадратов на персональном компьютере типа Pentium-2 (под управлением операционной системы Free BSD) с помощью программ MUFIT и MUONFIT [28]. MUFIT построена на базе известных реализаций метода наименьших квадратов FUMILI [29] и быстрого Фурье-анализа FFT из библиотеки программ ОИЯИ на фортране [30] и легко переносится в компьютеры, работающие под управлением операционной системы UNIX.

В реальных условиях проведения эксперимента часть мюонов, помимо образца, останавливается в материалах криостата и в сцинтилляционных счетчиках, и также дает вклад в спектр. Поскольку время жизни μ^- зависит от заряда атомного ядра, то дифференциальный по времени спектр $\mu^- \rightarrow e^-$ распада представляет собой сумму

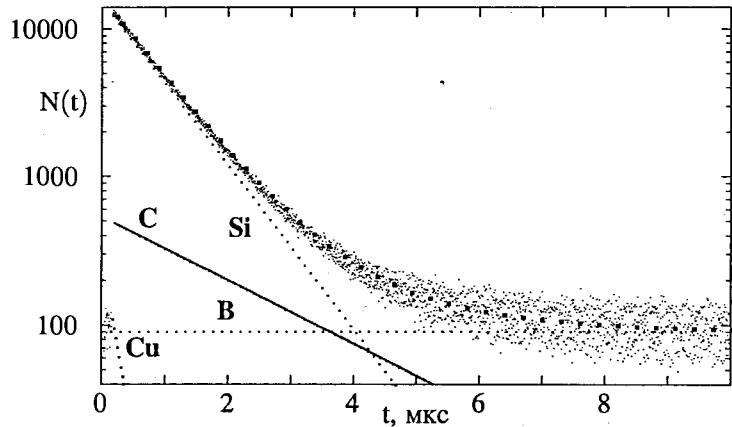


Рис. 1. Временное распределение электронов $\mu \rightarrow e$ распада в случае мишени из кремния с примесью фосфора ($1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) в поперечном магнитном поле 800 Гс при температуре 300 К (прямыми линиями показаны вклады в спектр кремниевой и фоновых компонент)

нескольких распадных экспонент:

$$N(t) = \sum_X N_X(0) e^{-t/\tau_X} (1 + \alpha_X P_X(t)) + B(t), \quad (1)$$

где $N_X(0)$, τ_X , α_X и $P_X(t)$ – соответственно счет в нулевом канале гистограммы, время жизни мюона на 1S-уровне, коэффициент асимметрии электронов распада и проекция вектора поляризации на ось наблюдения для мюонов, захваченных атомом X; $B(t)$ – фон.

Поскольку используются углеводородные сцинтилляционные счетчики и криостаты из немагнитных материалов (медь, латунь), в μ^- -SR-спектре присутствуют компоненты, обусловленные захватом мюонов углеродом и медью (см. рис. 1).

Фон в спектре имеет временную структуру, обусловленную структурой протонного пучка. Для описания структуры фона использовалась сумма нескольких первых гармоник ($n_{\max} \leq 3$) ускорительной частоты (ω_{ac}):

$$B(t) = B_0 + \sum_{n=1}^{n_{\max}} B_n \cos(n\omega_{ac}t + \phi_n), \quad (2)$$

где B_0 – не зависящий от времени фон случайных совпадений.

Частота вывода протонного пучка $F_{ac} = \omega_{ac}/2\pi$ на фазотроне ОИЯИ и синхротроне PSI составляет, соответственно, 14.6 МГц [25] и 50.6330 МГц [31].

Вид функций поляризации $P_{Cu}(t)$ и $P_C(t)$ во внешнем поперечном спину мюона магнитном поле определялся в независимых экспериментах с мишенью из меди.

Поляризация отрицательных мюонов, остановившихся в сцинтилляционных счетчиках, не равна нулю, и в поперечном магнитном поле имеет место незатухающая

прецессия вектора поляризации на частоте, близкой к частоте прецессии спина свободного мюона:

$$P_C(t) = P_C(0) \cos(\omega_C t + \phi_C), \quad (3)$$

где $a_C(0) = \alpha_C P_C(0)$, ω_C и ϕ_C – соответственно, амплитуда, частота и начальная фаза прецессии.

В ряде случаев функция поляризации имеет более сложный вид. Например, для кремния (здесь и далее индекс Si опущен) функция поляризации записывалась в виде:

$$P(t) = P_0 e^{-\lambda t} \cos(\omega t + \phi) \quad (4)$$

или

$$P(t) = P_0 \left(A_1 e^{-\lambda t} \cos(\omega_1 t + \phi_1) + A_2 \cos(\omega_2 t + \phi_2) \right). \quad (5)$$

Однокомпонентная функция поляризации (4) описывает затухающую прецессию спина мюона в поперечном магнитном поле (λ , $\bar{\lambda}$ – экспериментально наблюдаемая скорость релаксации спина мюона). Двухкомпонентная функция поляризации (5) представляет собой сумму релаксирующего и нерелаксирующего компонентов поляризации с относительными амплитудами A_1 и A_2 ($A_1 + A_2 = 1$).

В этой же главе проводится анализ возможных систематических ошибок измерений, возникающих из-за реальных физических условий измерения (конечное время ожидания распада мюона, наличие в месте расположения мишени рассеянных магнитных полей, неоднородность магнитного поля на мишени и т.д.) и из-за возможных приборных искажений (нелинейность преобразователя 'время-код', конечное временное разрешение прибора, конечная ширина канала временного спектра) спектра временного распределения электронов от распада мюонов. Показано, что ожидаемые систематические ошибки в определении времени жизни мюона, частоты прецессии и скорости релаксации спина мюона в несколько раз меньше статистической ошибки выполненных измерений.

Третья глава посвящена измерению скорости ядерного захвата мюонов изотопами инертных газов.

В разделе 3.1 обсуждается состояние дел в экспериментальных и теоретических исследованиях скорости ядерного захвата отрицательных мюонов. Приведены общий вид эффективного гамильтониана ядерного захвата мюона, следующий из теории универсального Ферми-взаимодействия и гипотезы сохранения векторного тока и полученные на основе этого гамильтониана Примаковым, и затем Голардом и Примаковым [2] зависимости скорости ядерного захвата мюонов от заряда ядра. Результаты расчетов Голарда-Примакова сравниваются с известными из литературы экспериментальными данными.

В разделе 3.2 представлены результаты настоящих измерений скорости ядерного захвата мюонов в изотопах благородных газов и проводится их сравнение с теоретическими расчетами.

Поскольку мюон из 1S-состояния либо распадается, либо захватывается ядром, измеряемое в эксперименте время жизни мюона τ определяется суммой скоростей этих двух процессов:

$$\tau^{-1} = Q\Lambda_d + \Lambda_c,$$

где Λ_d — скорость распада свободного мюона, Λ_c — скорость его захвата ядром. Скорость распада свободного мюона известна с высокой точностью. Обычно в качестве этой величины принимается величина, обратная времени жизни μ^+ , равному 2197.03 ± 0.04 нс [32]. Распад связанного мюона по сравнению с распадом свободного мюона подавлен, в основном, по причине того, что полная энергия мюона на 1S-уровне меньше полной энергии свободного мюона на величину энергии связи мюона в атоме. Последнее приводит к уменьшению фазового пространства, доступного для частиц при распаде связанного мюона по сравнению с распадом свободного мюона. Фактор подавления Q теоретически рассчитан [33] и составляет (в 1S-состоянии) 0.95 для криптона, 0.91 для ксенона и 0.99 для аргона.

В измерениях были использованы высокообогащенные по изучаемому изотопу газы:

^{129}Xe — 99.91%, ^{128}Xe — 0.08%; другие примеси < 0.01%;

^{132}Xe — 97.54%, ^{131}Xe — 2.45%; ^{134}Xe < 0.05%, другие примеси < 0.01%;

^{136}Xe — 94%, ^{134}Xe — 5.9%, другие примеси < 0.02%;

^{84}Kr — 92.9%, ^{83}Kr — 7%, другие примеси < 0.02%;

^{40}Ar — 99.6%, ^{36}Ar — 0.337%, ^{38}Ar — 0.063%, другие примеси < 0.02%.

Особенность настоящих измерений состояла в использовании криогенных мишеней с конденсированным исследуемым газом, что позволяло проведение экспериментов на пучках мюонов со значительным разбросом пробегов. На таких пучках проведение измерений в газе затруднено, так как доля мюонов, останавливающихся в исследуемом веществе при разумных размерах мишенного контейнера, не превышает нескольких процентов от общего потока мюонов, падающих на мишень. При этом существенное количество мюонов останавливается в материале контейнера и в счетчиках, что значительно увеличивает фон.

Плотности твердых ксенона, криптона и аргона (3.0, 2.4 и 1.4 г/см³, соответственно) достаточно высоки для эффективного использования пучка мюонов при размере контейнера вдоль оси пучка 10 мм для ксенона и криптона и 15 мм для аргона. При атмосферном давлении температуры плавления/кипения (в градусах Кельвина) равны 161.36/165.03 для ксенона, 115.76/119.76 для криптона и 83.78/87.28 для аргона, что позволяет для их замораживания использовать жидкий азот в качестве хладагента.

Для проведения настоящих измерений был сконструирован и изготовлен криостат, охлаждаемый жидким азотом.

Материалы, использованные в элементах конструкции вакуумного кожуха криостата и мишенной камеры, которые непосредственно находятся на пути пучка мюонов, выбирались таким образом, чтобы время жизни отрицательного мюона в 1S-состоянии атомов, составляющих эти материалы, существенно отличалось от предполагаемого времени жизни в исследуемом изотопе. Это дает возможность выделить вклад в измеряемый спектр от мюонов, остановившихся в этих посторонних материалах. При этом доля фоновых событий может быть существенно уменьшена за счет использования тонких входных и выходных окон. Схематический чертеж мишенной части криостата с указанием размеров представлен на рис. 2, из которого видно, что майларовые окна вакуумного кожуха криостата имеют диаметр, существенно превосходящий диаметр пучка мюонов. Камера для Kr и Xe была сделана из алюминия марки АД1 (чистота 99.5%), а камера для Ar из меди марки М1 (чистота 99.9%). Объем камеры для Kr и Xe был определен, исходя из имеющихся количеств вещества соответствующих изотопов (по 5 литров газа при нормальных условиях).

В табл. 2 представлены результаты измерений полных скоростей ядерного захвата

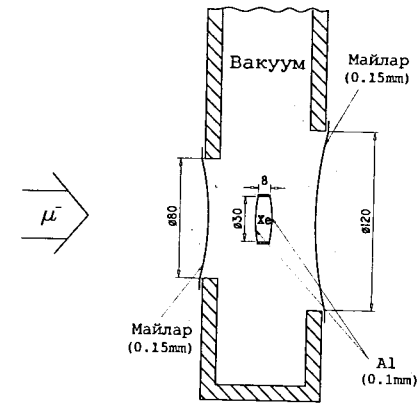


Рис. 2. Схематический чертеж мишенной части криостата

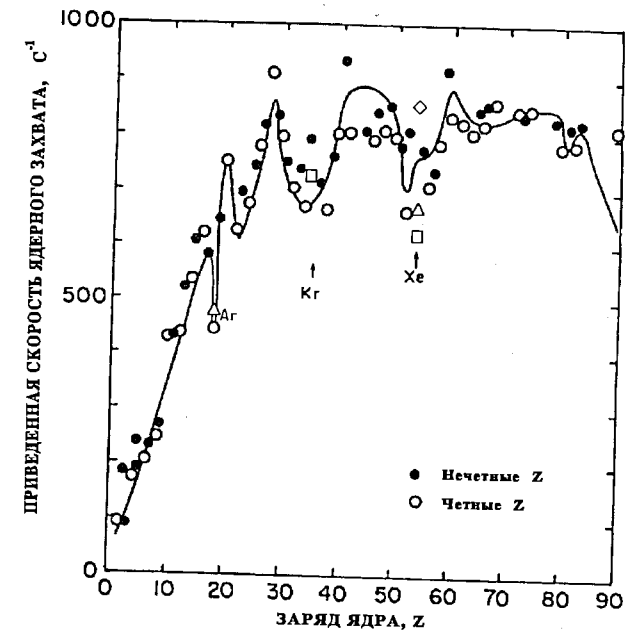


Рис. 3. Зависимость приведенной скорости ядерного захвата отрицательных мюонов $\Lambda_c Z / Z_{\text{eff}}^4$ от заряда ядра: сплошная линия — расчет по формуле Голарда-Примакова [2]; ○, ● — литературные данные (см. [1]); □ — ^{84}Kr , ^{136}Xe ; △ — ^{40}Ar , ^{132}Xe ; ◇ — ^{129}Xe

Таблица 2. Время жизни и скорость ядерного захвата отрицательных мюонов в изотопах Хе, Кг и Аг

Изотоп	Время жизни τ , нс		Скорость захвата Λ_c , мкс ⁻¹	
	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет
Ест. Хе	95 ± 7		10.1 ± 0.7	
¹²⁹ Хе	82.7 ± 1.7	82.9 [2]	11.7 ± 0.3	11.6 [2]
¹³² Хе	101.7 ± 1.7	97.8 [2]	9.4 ± 0.2	9.8 [2]
¹³⁶ Хе	111.0 ± 4.6	125.4 [2]	8.6 ± 0.4	7.5 [2]
⁸⁴ Кг	139.2 ± 2.9	151.1 [2]	6.75 ± 0.15	6.17 [2]
				7.0 ($g_p/g_a = 8$) [3]
⁴⁰ Аг	568 ± 6	584.6 [2]	1.31 ± 0.01	7.2 ($g_p/g_a = 6$) [3]
	571 ± 20 [35]			1.26 [2]

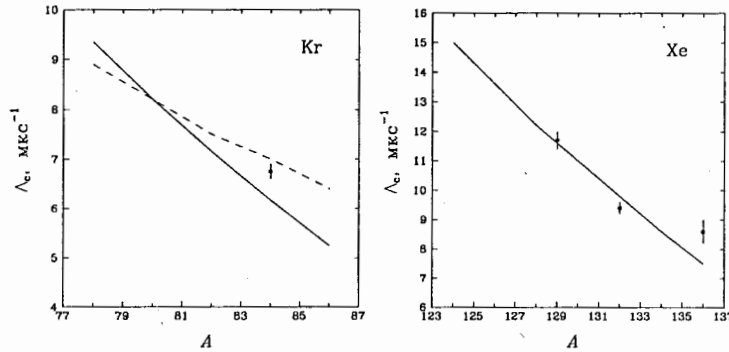


Рис. 4. Зависимость полной скорости ядерного захвата отрицательных мюонов в Кг и Хе от массового числа изотопа: сплошная линия — расчет по формуле Голарда-Примакова [2]; пунктир — расчет в импульсном приближении ($g_p/g_a = 8$) [3]; ■ — экспериментальные результаты

μ^- для всех исследованных изотопов. Там же приведены расчетные данные по формуле Голарда-Примакова [2], а также расчеты по [3] для двух значений отношения g_p/g_a индуцированной псевдоскалярной g_p и аксиально-векторной g_a констант связи слабого нуклонного тока.

На рис. 4 экспериментальные результаты для ⁸⁴Кг и ^{129,132,136}Хе сравниваются с теоретическими расчетами. Наблюдаемая отчетливая изотопическая зависимость скорости ядерного μ^- -захвата для изотопов Хе удовлетворительно описывается расчетами по формуле Голарда-Примакова. В случае ⁸⁴Кг экспериментальное значение Λ_c ближе к расчетам, выполненным Р.А.Эрамжяном, В.А.Кузьминым и Т.В.Тетеревой [3, 34], чем к расчетам по формуле Голарда-Примакова.

На рис. 3 представлены совокупные данные по скорости ядерного захвата отрицательных мюонов в зависимости от заряда ядра [1]. Здесь же приведены наши результаты по захвату в благородных газах. Значения эффективного заряда ядра,

необходимые для сравнения настоящих данных с расчетами Голарда и Примакова, были вычислены нами с использованием волновых функций мюона, полученных Пустоваловым [36] (приложение 1). Как видно из рисунка, значения скоростей ядерного захвата мюонов в изотопах ⁴⁰Аг, ¹³²Хе, ¹³⁶Хе и ⁸⁴Кг находятся в областях, указанных в работе [1] минимумов зависимости приведенной скорости захвата $\Lambda_c Z/Z_{eff}^4$ от заряда ядра.

В четвертой главе изложены результаты измерения магнитного момента отрицательного мюона на 1S-уровне различных атомов.

В разделе 4.1 обсуждаются причины, приводящие к отличию магнитного момента дираковской частицы, находящейся в связанном состоянии в кулоновском поле атома, от магнитного момента свободной частицы. Приведены известные из литературы ожидаемые величины поправок к магнитному моменту электрона и мюона на 1S-уровне различных атомов и результаты ранее выполненных измерений этих поправок для электрона и мюона в некоторых атомах.

С учетом поправок к магнитному моменту отрицательного мюона в связанном состоянии g-фактор отрицательного мюона в 1S-состоянии атома с нулевым ядерным спином и диамагнитной электронной оболочкой может быть представлен как:

$$g_\mu^{1S} = 2 \left(1 + \sum_{i=1}^7 a_\mu^{(i)} \right), \quad (6)$$

где g_μ^{1S} — g-фактор мюона в 1S-состоянии атома; $a_\mu^{(1)} \dots a_\mu^{(7)}$ — поправки к величине g-фактора: $a_\mu^{(1)}$ — радиационная поправка для свободного мюона; $a_\mu^{(2)}$ — радиационная поправка, обусловленная нахождением мюона в кулоновском поле ядра; $a_\mu^{(3)}$ — релятивистская поправка; $a_\mu^{(4)}$ — поправка, учитывающая поляризацию ядра (перераспределение нуклонов в ядре в присутствии мюона на 1S-уровне); $a_\mu^{(5)}$ — поправка на диамагнитное экранирование внешнего магнитного поля электронной оболочкой; $a_\mu^{(6)}$ — поправка на поляризацию электронной оболочки атома; $a_\mu^{(7)}$ — поправка, учитывающая движение центра масс системы.

В разделе 4.2 подробно описаны условия проведения измерения магнитного момента отрицательного мюона на 1S-уровне, обсуждаются возможности контроля параметров установки во время измерений путем анализа фоновых сигналов в измеряемом спектре временного распределения электронов от распада мюонов.

Измерение магнитного момента мюона проводилось по частоте прецессии спина мюона во внешнем магнитном поле. В поперечном магнитном поле H спин мюона прецессирует с частотой:

$$\omega = 2\mu_\mu H/\hbar = g_\mu^{1S} \mu_B^\mu H/\hbar, \quad (7)$$

где μ_B^μ — магнетон Бора для мюона. Соответственно поправка к g-фактору связанного отрицательного мюона может быть определена как:

$$\frac{\mu_\mu^{free} - \mu_\mu^{1S}}{\mu_\mu^{free}} = \frac{g_\mu^{free} - g_\mu^{1S}}{g_\mu^{free}} = \frac{\omega^{free} - \omega}{\omega^{free}}, \quad (8)$$

где ω^{free} , ω — соответственно, частота прецессии спина свободного мюона и частота прецессии спина μ^- в 1S-состоянии атома.

Часть фонового сигнала в измеряемых спектрах обусловлена наличием примеси электронов (около процента) в пучке мюонов. Распределение по времени примесных электронов имеет периодическую структуру с характерной частотой, равной частоте высокочастотного (ВЧ) поля ускорителя. Частота ВЧ-поля ускорителя PSI стабилизируется с относительной точностью 10^{-8} . Это обстоятельство позволяет контролировать временные параметры установки в целом, включая характеристики преобразователя 'время-код', в рабочих условиях в течение всего эксперимента.

Таблица 3. Значения частоты F_{ac} и ω_{μ} , определенные из серии измерений RUN2000 в графите

	H, кГц	ω_{μ} , рад. $\mu\text{с}^{-1}$	$2\pi \cdot F_{ac}$, рад. $\mu\text{с}^{-1}$	файл
1	1.0	85.048 ± 0.006	318.146 ± 0.005	y00127.dat
2	1.5	127.464 ± 0.005	318.142 ± 0.004	y00140.dat
3	2.0	170.114 ± 0.007	318.142 ± 0.004	y00141.dat
4	2.0	170.104 ± 0.008	318.138 ± 0.009	y00149.dat
5	1.5	127.469 ± 0.005	318.146 ± 0.007	y00150.dat

Представленные в табл. 3 результаты обработки нескольких спектров методом наименьших квадратов показывают, что F_{ac} определяется с точностью $\sim 10^{-5}$ (0.5 кГц) и в пределах погрешности измерения совпадает с частотой поля ускорителя. Значения F_{ac} , определенные из спектров, измеренных в разное время на протяжении сеанса длительностью около 300 часов в пределах статистической погрешности совпадают друг с другом.

Вышеприведенные данные показывают, что параметры настоящей μSR -установки позволяют при необходимом уровне набора статистики измерять частоту прецессии спина мюона с точностью до $\sim 10^{-5}$ (0.5 кГц).

Частота прецессии спина свободного мюона определялась по частоте прецессии μ^+ в меди как $\omega^{free} = \omega(\mu^+, \text{Cu}) / (1 + K_{Cu})$. K_{Cu} – сдвиг Найта для положительного мюона в меди, который составляет $(60.0 \pm 2.5) \cdot 10^{-6}$ [37]. Соответственно, сначала была измерена частота прецессии спина положительного мюона в меди и графите. Затем мюонный канал μE4 был настроен для получения пучка отрицательных мюонов с тем же импульсом, как у пучка положительных мюонов, и были проведены измерения частоты прецессии спина μ^- в C, O(H₂O), Mg, Si, S, Zn и Cd. Измерения для образцов O(H₂O), Mg, Si, S, Zn и Cd чередовались с измерениями в графите, проводимыми в тех же магнитных полях, что и для исследуемых образцов.

В разделе 4.3 представлены результаты измерений магнитного момента (g-фактора) отрицательного мюона на 1S-уровне атомов C, O(H₂O), Mg, Si, S, Zn и Cd. Экспериментальные данные сравниваются с теоретическими расчетами и обсуждаются возможные причины расхождений экспериментальных данных и теоретических расчетов.

Для величин коэффициента асимметрии пространственного распределения позитронов от распада μ^+ в Cu и C и электронов от распада μ^- в C, O(H₂O), Mg, Si, S, Zn и Cd были получены следующие значения: (18.1±0.1)%, (21.8±0.1)%, (4.86±0.03)%, (1.77±0.04)%, (3.24±0.04)%, (3.04±0.04)%, (2.13±0.02)%, (1.07±0.05)% и (2.0±0.1)%, соответственно.

Из экспериментальных данных по частоте прецессии спина положительного мюона в меди $\omega(\mu^+, \text{Cu}, H)$ и отрицательного мюона в графите $\omega(\mu^-, \text{C}, H)$ при одном и том же внешнем магнитном поле, кроме $(g_{\mu}^{free} - g_{\mu}^{1S}(C)) / g_{\mu}^{free}$, было определено отношение $R = \omega(\mu^+, \text{Cu}, H) / \omega(\mu^-, \text{C}, H)$, которое не зависит от конкретного значения величины H.

В случае O(H₂O), Mg, Si, S, Zn и Cd значения ω^{free} определялись по частоте прецессии спина отрицательного мюона в графите, измеренной в соответствующем магнитном поле, как $\omega^{free} = R \cdot \omega(\mu^-, \text{C}) / (1 + K_{Cu})$. Это позволяло избежать частую перенастройку элементов мюонного канала для проведения поочередного измерения на пучках с положительными и отрицательными мюонами.

Таблица 4. Поправки к величине g-фактора связанного отрицательного мюона для образцов углерода, кислорода (вода), магния, кремния, серы, цинка и кадмия

Образец	$10^4 \cdot (g_{\mu}^{free} - g_{\mu}^{1S}) / g_{\mu}^{free}$			
	RUN1999	RUN2000	RUN2001	среднее
C(графит)	7.5 ± 0.7	7.9 ± 0.7	7.5 ± 0.2	7.5 ± 0.2
O, in H ₂ O	6.5 ± 1.6	7.0 ± 1.1		6.8 ± 0.9
Mg, метал.	21.0 ± 1.6	23.1 ± 0.9		22.6 ± 0.8
Si, кристал.	35.1 ± 2.8	35.9 ± 1.1	$36. \pm 2$	35.8 ± 0.8
S, аморф.		42.4 ± 2.1		42.4 ± 2.1
Zn, метал.		77 ± 22	75 ± 9	75.3 ± 8.3
Cd			67 ± 22	67 ± 22

В табл. 4 представлены значения $(g_{\mu}^{free} - g_{\mu}^{1S}) / g_{\mu}^{free}$ отрицательного мюона на 1S-уровне атомов, полученные в разных сеансах измерений, и средние значения по результатам разных сеансов. Как видно из табл. 4, в пределах погрешности измерения результаты разных сеансов хорошо согласуются между собой.

Полученные в настоящей работе значения поправок к величине g-фактора отрицательного мюона в 1S-состоянии атомов углерода, кислорода, магния, кремния, серы, цинка и кадмия сравниваются в табл. 5 с аналогичными данными, полученными в работах [11, 12], а также с теоретическими расчетами [39].

Полученные нами значения поправок к g-фактору (магнитному моменту) отрицательного мюона в 1S-состоянии для углерода, кислорода, магния, кремния и серы близки к данным работы [11] и отличаются от результатов работы [13], где для отрицательных мюонов в Mg, Si и S величина $(g_{\mu}^{free} - g_{\mu}^{1S}) / g_{\mu}^{free}$ была меньше результатов [11] на $(17 \pm 4) \cdot 10^{-4}$. Точность настоящих измерений g_{μ}^{1S} в легких атомах (C, O, Mg, Si, S) близка к точности измерений в [11], а в Mg и Si в ~ 3 раза, в сере в ~ 1.5 раза выше, чем она была в работе [13]. В случае цинка и кадмия точность измерений по сравнению с литературными данными [12] улучшена в семь раз. В случае углерода и кремния имеет место исключительное совпадение результатов настоящих измерений с данными [11].

В целом экспериментальные данные подтверждают тенденцию роста величины $(g_{\mu}^{free} - g_{\mu}^{1S}) / g_{\mu}^{free}$ с увеличением заряда ядра Z (см. рис. 5). Тем не менее, как видно из табл. 5, практически для всех образцов экспериментальные значения $(g_{\mu}^{free} - g_{\mu}^{1S}) / g_{\mu}^{free}$

Таблица 5. Экспериментальные данные и результаты теоретических расчетов величины g -фактора отрицательного мюона в углероде, кислороде(вода), магнии, кремнии, сере, цинке, кадмии и свинце. В случае кадмия теоретические значения поправок $a_{\mu}^{(2)}$ и $a_{\mu}^{(4)}$ были получены интерполяцией данных [38, 39], а величина поправки $a_{\mu}^{(6)}$ взята из [41]

Образец	$10^4 \cdot (g_{\mu}^{\text{free}} - g_{\mu}^{1s}) / g_{\mu}^{\text{free}}$			
	наст. работа	эксп. [11]	эксп. [12]	теор. [39]
C(графит)	7.5 ± 0.2	7.6 ± 0.3 7.1 ± 0.6 8.0 ± 0.5		8.2 ± 0.1
O, в H ₂ O	6.8 ± 0.9	9.4 ± 1.0		14.3 ± 0.2
Mg, метал.	22.6 ± 0.8	26.4 ± 0.7		29.8 ± 0.6
Mg, в MgH ₂		29.6 ± 0.7		
Si, крист.	35.8 ± 0.8	36.3 ± 1.1		39.1 ± 1.0
S, аморф.	42.4 ± 2.1	48.2 ± 1.6		49.1 ± 1.5
Zn	75.3 ± 8.3		120 ± 62	$129 (\geq 122)$
Cd	67 ± 22		201 ± 140	$218 (\geq 175)$
Pb			468 ± 220	383

меньше, чем расчетные. В случае легких элементов (включая атомы серы) разница между теоретическими и экспериментальными значениями составляет не более $7 \cdot 10^{-4}$.

Отклонение экспериментальных значений $(g_{\mu}^{\text{free}} - g_{\mu}^{1s}) / g_{\mu}^{\text{free}}$ такого масштаба от расчетных может быть обусловлено тем, что в теоретических расчетах не учтены эффекты, связанные с поляризацией электронной оболочки мюонного атома и электронов проводимости (сдвиг Найта и химический сдвиг).

Напомним, что при захвате отрицательного мюона в C, H₂O, Mg, Si, S, Zn и Cd в среде образуется атом, который с точки зрения строения его электронной оболочки является аналогом атома B, N, Na, Al, P, Cu и Ag, соответственно. Причем, по условиям эксперимента в каждый момент времени в объеме образца имеется не более одного мюонного атома. Из известных литературных данных следует, что величина сдвига Найта (и химического сдвига) может составлять $\sim (6 - 7) \cdot 10^{-4}$ в случае кислорода и магния, $\lesssim (6.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$, $\lesssim (7 \pm 1) \cdot 10^{-4}$, $\lesssim (42.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$ в случаях кремния, цинка и кадмия, соответственно.

Результаты элементного анализа образцов Zn и Cd с учетом существующих экспериментальных данных о влиянии примесей атомов переходных элементов на сдвиг Найта позволяют заключить, что примеси имеющихся в исследуемых нами мишенях Zn и Cd могли изменить величины сдвига Найта по сравнению с чистыми образцами не более чем на 10%. Соответственно величина данного эффекта в несколько раз меньше точности настоящих измерений.

Очевидно, что учет сдвига Найта не позволяет устранить расхождение (превышающее пять стандартных ошибок) между теоретическими расчетами и экспериментальными данными для Zn и Cd.

Поправки $a_{\mu}^{(2)}$, $a_{\mu}^{(4)}$ и $a_{\mu}^{(7)}$ сами по себе малы и, соответственно, трудно ожидать, что неточности в их вычислении могут являться причиной наблюдаемых расхождений в случае Zn и Cd. Величина $a_{\mu}^{(1)}$ с высокой точностью известна из независимых

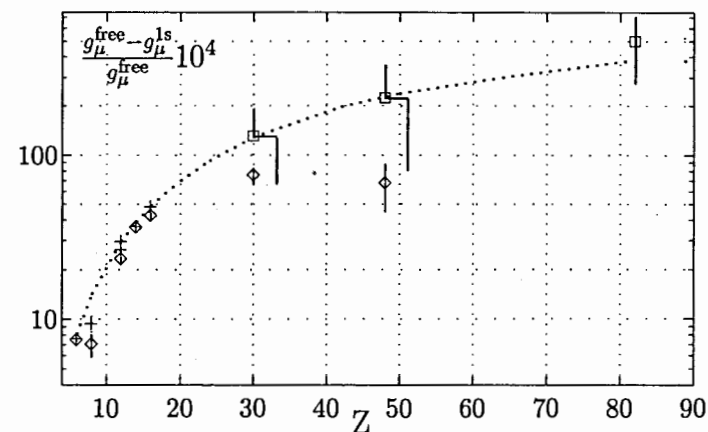


Рис. 5. Зависимость g -фактора мюона, связанного на 1S-уровне атома, от заряда ядра. Данные приведены в виде $(1 - g_{\mu}^{1s} / g_{\mu}^{\text{free}}) \cdot 10^4$. \diamond -результаты настоящих измерений, \square -данные из работы [12] и $+$ - данные из [11]. Кривая соответствует теоретическим расчетам [38, 39]

измерений. Поправка на диамагнитное экранирование $a_{\mu}^{(5)}$ достаточно хорошо считается теоретически (см. напр. [41]), и существенного расхождения результатов этих расчетов с экспериментальными данными по атомарной магнитной восприимчивости не наблюдалось.

Таким образом, обнаружено существенное отклонение (порядка пяти стандартных ошибок) экспериментальных значений g -фактора отрицательного мюона, находящегося на 1S-уровне атомов цинка и кадмия, от результатов теоретических расчетов. Расхождение теоретических расчетов и результатов измерений может свидетельствовать как об аномальном сдвиге Найта на мюонном атоме в Zn и Cd, так и о неточности вычисления релятивистской поправки к магнитному моменту мюона.

Из всех исследованных мишеней углерод (алмаз) и кремний отличаются тем, что в них сдвиг Найта в мюонном атоме наименьший. В углероде и кремнии концентрации свободных носителей заряда по сравнению с металлами на несколько порядков меньше, мюонный атом в углероде и кремнии является акцепторной примесью и при комнатной температуре находится в диамагнитном состоянии. Подробные исследования в кремнии (см. главу V) позволяют заключить, что при определенном выборе типа и концентрации примеси в полупроводнике влияние твердотельных факторов, обусловленных проведением измерений в конденсированной среде, на результаты определения g_{μ}^{1s} могут быть сведены к минимуму. Соответственно, дальнейшее увеличение точности измерения g -фактора отрицательного мюона в углероде, кремнии, и возможно, в германии, по-видимому, позволит определить $a_{\mu}^{(2)}$ и тем самым проверить результаты расчетов радиационных поправок при условии наличия сильных кулоновских полей. Наше предложение относительно измерений g_{μ}^{1s} на порядок точнее достигнутых в настоящее время включено в программу исследований создаваемой в PSI новой μ SR

установки с рекордными параметрами (магнитное поле 10 Тесла, временное разрешение ~ 50 пс).

Пятая глава посвящена исследованию взаимодействия акцепторных центров в алмаза-подобных полупроводниках с помощью поляризованных отрицательных мюонов (разработке метода исследования взаимодействия акцепторного центра в полупроводниках с использованием поляризованных отрицательных мюонов).

В разделе 5.1 изложено современное состояние теоретических и экспериментальных исследований мелких акцепторных примесей в кремнии. Рассмотрены основные трудности, встречающиеся в этих исследованиях, и анализируются физические причины, ограничивающие применение традиционных экспериментальных методов для исследования мелких акцепторных центров в полупроводниках с кристаллической структурой алмаза.

В разделе 5.2 обсуждаются физические предпосылки, являющиеся основой использования поляризованных отрицательных мюонов для исследования акцепторной примеси в полупроводниках. Представлены результаты проведенных диссертантом исследований температурной зависимости поляризации отрицательных мюонов в двух образцах кремния. Выводы, следующие из этих экспериментальных данных, послужили основой для дальнейшего проведения широкого спектра исследований в кремнии и разработки метода исследования мелких акцепторных примесей в полупроводниках.

Впервые экспериментальное доказательство существования парамагнитного состояния μAl -акцептора в кремнии было получено нами в измерениях, выполненных на фазотроне ЛЯП ОИЯИ. В данной работе изучалось поведение поляризации μ^- в кристаллическом кремнии p-типа с концентрацией примеси бора $[B]=1.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Измерения проводились в поперечном спину мюона магнитном поле 800 Гс в диапазоне температур 4.2 – 300 К. При температурах ниже ~ 30 К была обнаружена релаксация (уменьшение во времени амплитуды прецессии) спина мюона (см. рис. 6). Изменение поляризации во времени хорошо описывается функцией (4). Оказалось, что скорость релаксации λ при $T=17.5$ К составляет $(1.07 \pm 0.7) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ и зависит от температуры как $\lambda \sim T^{-\alpha}$, где $\alpha = 2.75 \pm 0.3$.

Далее в измерениях в образце кристаллического кремния n-типа проводимости (концентрация примеси фосфора $[P]=1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$), кроме релаксации спина мюона, был обнаружен парамагнитный сдвиг частоты прецессии спина мюона.

Температурные зависимости величин P_0 , λ и $\Delta\omega/\omega_0$, полученные в результате аппроксимации экспериментальных данных функцией (4), представлены на рисунках 7б-в. Сдвиг частоты $\Delta\omega/\omega_0$ определялся путем сравнения частоты прецессии ω при температуре T с ее значением ω_0 при $T = 300$ К. При этом предполагалось, что при $T = 300$ К акцепторный центр ионизован и, соответственно, парамагнитный сдвиг частоты отсутствует. Из рисунков следует, что: а) скорость релаксации спина мюона зависит от температуры степенным образом; в) частота прецессии спина μ^- при $T \lesssim 30$ К выше, чем при комнатной температуре, и относительный сдвиг частоты прецессии $\Delta\omega/\omega_0$ составляет порядка $7 \cdot 10^{-3}$ при $T = 20$ К. Данные по температурной зависимости λ хорошо описываются степенной функцией $\lambda \sim T^{-\alpha}$ со значением $\alpha = 2.8 \pm 0.2$.

Таким образом, экспериментальные данные позволяют сделать следующие важные выводы: 1) при низких температурах в кремнии акцепторный центр μAl находится в неионизованном (парамагнитном) состоянии $-\mu\text{Al}^0$; 2) скорость релаксации магнитного момента μAl -акцептора значительно выше частоты, соответствующей сверхтонкому

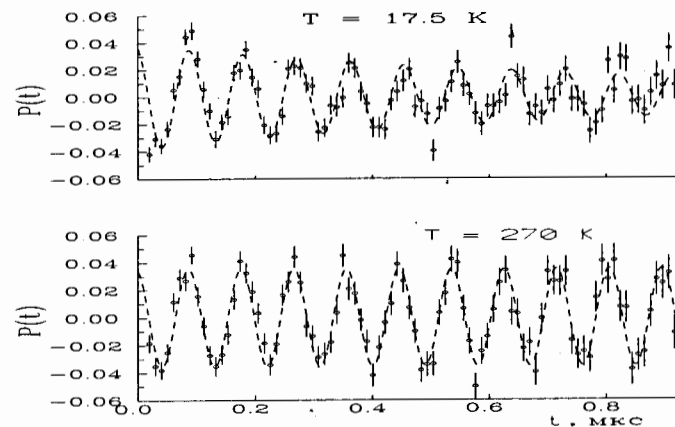


Рис. 6. Временное распределение электронов $\mu^- \rightarrow e^-$ распада в кремнии с концентрацией примеси бора $1.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при различных температурах. Экспериментальные данные поправлены на экспоненту распада и вычтены вклады компонентов, не относящихся к Si. Пунктирные линии проведены по методу наименьших квадратов

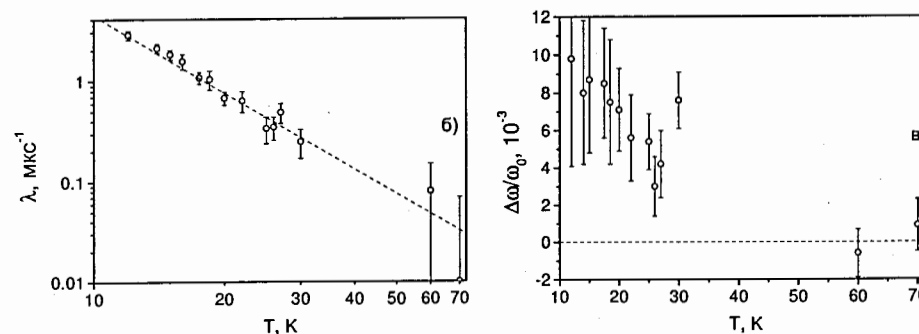


Рис. 7. Температурные зависимости скорости релаксации (б) и сдвига частоты прецессии (в) спина μ^- в образце кремния с примесью фосфора ($[P]=1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$). Пунктирные линии проведены для наглядности

взаимодействию в данном центре ($\nu \gg A/\hbar$); при $T \leq 60$ К скорость релаксации спина мюона практически обратно пропорциональна третьей степени температуры.

В разделе 5.3 на основе измерений сдвига частоты прецессии спина мюона в ряде образцов кремния определена константа сверхтонкого взаимодействия в акцепторной примеси алюминия в кремнии, а также плотность волновой функции дырки на ядре акцепторного центра Al.

В теоретических работах [43, 44] были получены аналитические выражения, устанавливающие связь между измеряемыми в эксперименте величинами λ и $\Delta\omega$ (скорость релаксации и парамагнитный сдвиг частоты прецессии спина мюона) и теми, которые характеризуют взаимодействия парамагнитного акцепторного центра ${}_{\mu}\text{Al}^{0\cdot}$ в Si (A – константа сверхтонкого взаимодействия; ν – скорость релаксации магнитного момента акцептора). Согласно [43, 44], при $\nu \gg A/\hbar$ (в предположении изотропного сверхтонкого взаимодействия) $\Delta\omega$ и λ зависят от A и ν как:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{g\mu_B}{2\mu_B^{\mu}} \cdot \frac{J(J+1)A}{3k_B T}, \quad (9)$$

$$\lambda = \frac{J(J+1)}{3} \left(\frac{(A/\hbar)^2}{\nu} + \frac{(A/\hbar)^2 \nu}{\nu^2 + \omega_c^2} \right), \quad (10)$$

где $\Delta\omega = \omega(T) - \omega_0$ (ω_0 – угловая частота прецессии спина мюона в диамагнитном состоянии мюонного атома); $\hbar = h/2\pi$, h – постоянная Планка; k_B – постоянная Больцмана; μ_B и μ_B^{μ} – магнетон Бора для электрона и мюона, соответственно; g – g -фактор акцепторного центра; $\omega_c = g\mu_B B/\hbar$ – угловая частота прецессии магнитного момента электронной оболочки акцепторного центра во внешнем магнитном поле B ; T – температура в градусах Кельвина.

С целью получения детальной информации о взаимодействиях акцепторной примеси алюминия в решетке кремния нами были проведены исследования поляризации отрицательных мюонов в более чем 20 образцах кремния n - и p -типа с концентрацией примеси в диапазоне от $\sim 10^{12}$ до $\sim 10^{20}$ см^{-3} .

Для всех исследованных образцов n - и p -типа с концентрациями примесей до $2 \cdot 10^{17}$ см^{-3} и в случае образца кремния с примесью германия величина сдвига частоты прецессии спина мюона составляет порядка $7 \cdot 10^{-3}$ при $T = 20$ К, а его температурная зависимость не противоречит $1/T$ -закону Кюри.

Константа сверхтонкого взаимодействия для мюонного атома алюминия в кремнии была определена в результате аппроксимации экспериментальных данных $\Delta\omega/\omega_0(T)$ зависимостью (9). Среднее значение константы сверхтонкого взаимодействия для представленных в таблице 6 образцов n - и p -типа кремния с концентрацией примеси менее $2 \cdot 10^{17}$ см^{-3} составило $A/h = (26.5 \pm 2.3)$ МГц (ошибка была определена по взвешенному средне-квадратичному отклонению значений A/h относительно их среднего значения). В образце кремния с примесью германия $A/h = (23.6 \pm 1.5)$ МГц.

Для образцов вырожденного кремния p -типа проводимости наблюдалось отклонение температурной зависимости сдвига частоты прецессии спина мюона от $1/T$ -закона Кюри. В кремнии n -типа с концентрацией примеси больше, чем $2 \cdot 10^{17}$ см^{-3} вследствие появления нерелаксирующей компоненты поляризации точность определения частоты прецессии спина мюона оказалась недостаточной для установления вида температурной зависимости $\Delta\omega/\omega_0$.

Зная величину константы сверхтонкого взаимодействия для ${}_{\mu}\text{Al}$ -акцептора в Si – $A({}_{\mu}\text{Al})/h = (26.5 \pm 2.3)$ МГц, нетрудно для акцепторного центра, образованного 'обычным' атомом Al в Si, определить: а) константу сверхтонкого взаимодействия – $A(\text{Al})$; б) сверхтонкое поле дырки на ядре атома Al – $B_{\text{нр}}(\text{Al})$; в) в предположении, что основной вклад в сверхтонкое поле обусловлен контактным взаимодействием оценить плотность волновой функции дырки на ядре примесного атома – $|\Psi(0)|^2(\text{Al})$:

Таблица 6. Значения константы сверхтонкого взаимодействия для акцепторного центра ${}_{\mu}\text{Al}$ в Si, полученные из данных по температурной зависимости сдвига частоты прецессии спина μ^- в образцах кремния с концентрацией акцепторной (донорной) примеси $\lesssim 2 \cdot 10^{17}$ см^{-3} (n – концентрация примеси)

Примесь	n , см^{-3}	A/h , МГц
P	$3.2 \cdot 10^{12}$	27.9 ± 1.6
P	$1.6 \cdot 10^{13}$	25.5 ± 1.7
	—	25.2 ± 1.1
P	$2.3 \cdot 10^{15}$	27.7 ± 1.4
As	$8 \cdot 10^{15}$	27.0 ± 1.8
As	$2 \cdot 10^{17}$	23.9 ± 2.3
B	$8.7 \cdot 10^{13}$	29.1 ± 2.3
B	$5.5 \cdot 10^{16}$	28.7 ± 2.1
Al	$2 \cdot 10^{14}$	19.9 ± 2.1
Ga	$1.1 \cdot 10^{15}$	28.6 ± 1.8
Int*	intrinsic	28.5 ± 2.0

* кремний с собственной проводимостью и удельным сопротивлением 20 кОм·см

$$\begin{aligned} A(\text{Al})/h &= \left(\frac{A({}_{\mu}\text{Al})}{h} \right) \cdot \frac{\mu_N}{\mu_{\mu}} \cdot \frac{S_{\mu}}{I_N} = (-2.2 \pm 0.2) \text{ МГц}, \\ B_{\text{нр}}(\text{Al}) &= -\frac{A({}_{\mu}\text{Al})S_{\mu}J}{\mu_{\mu}} = (2940 \pm 270) \text{ Гс}, \\ |\Psi(0)|^2(\text{Al}) &\sim \frac{3|B_{\text{нр}}(\text{Al})|}{8\pi\mu_B} = 3.8 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}, \end{aligned} \quad (11)$$

где μ_N и I_N – магнитный момент и спин ядра атома ${}^{27}\text{Al}$ ($\mu_N = +3.64 \mu_B^N$, $I_N = 5/2$, μ_B^N – ядерный магнетон Бора); μ_{μ} и S_{μ} – магнитный момент и спин мюона.

Из сравнения полученных значений $A(\text{Al})$ и $|\Psi(0)|^2(\text{Al})$ с аналогичными параметрами для донора P^{31} в Si следует, что сверхтонкое взаимодействие для мелкого акцептора в Si более чем на порядок слабее, чем для мелкого донора. Настоящий вывод подтверждается также результатами работы [40], где для мелкого акцептора B^{11} в Si была получена оценка $B_{\text{нр}}(\text{B}^{11})/(|g|J) \approx 450$ Гс. Значительно более слабое сверхтонкое взаимодействие в случае мелких акцепторов по сравнению с мелкими донорами в кремнии, свидетельствует о существенном вкладе p -волны в волновую функцию основного состояния акцепторной примеси.

В разделе 5.4 экспериментальные данные по скорости релаксации спина мюона в кремнии анализируются с целью выяснения механизма релаксации и получения информации о температурной и концентрационной зависимости скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра в кремнии. На рисунке 8 представлены экспериментальные данные по температурной зависимости скорости релаксации спина мюона в образцах кремния с примесью алюминия ($2 \cdot 10^{14}$, $2.2 \cdot 10^{17}$ см^{-3}) и бора ($5.5 \cdot 10^{16}$, $4.1 \cdot 10^{18}$ см^{-3}). Из рисунка видно, что скорость релаксации спина мюона при понижении температуры увеличивается. В образцах с концентрацией примеси выше $\sim 2 \cdot 10^{17}$ см^{-3}

имеет место ослабление температурной зависимости λ .

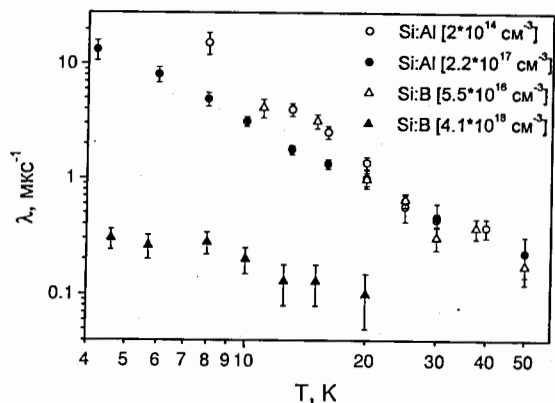


Рис. 8. Температурная зависимость скорости релаксации спина мюона для образцов кремния с примесью алюминия ($2 \cdot 10^{14}$, $2.2 \cdot 10^{17}$ см^{-3}) и бора ($5.5 \cdot 10^{16}$, $4.1 \cdot 10^{18}$ см^{-3})

В кремнии релаксация магнитного момента акцептора может быть вызвана как его взаимодействием с кристаллической решеткой (спин-решеточное взаимодействие), так и спин-обменным рассеянием свободных носителей заряда на акцепторе.

Экспериментальные данные по температурной зависимости скорости релаксации спина мюона описывались зависимостью (10) в предположении, что скорость релаксации магнитного момента акцепторного центра зависит от температуры как

$$\nu(T) = C \cdot \bar{T}^q, \quad \bar{T} = T/T_0, \quad T_0 = 1 \text{ К}. \quad (12)$$

При обработке экспериментальных данных значение константы сверхтонкого взаимодействия принималось равным $A/h = 26.5$ МГц – среднему значению данного параметра для образцов кремния с концентрациями примеси до $2 \cdot 10^{17}$ см^{-3} .

Результаты обработки экспериментальных данных свидетельствуют о том, что в области концентраций до $\sim 10^{17}$ см^{-3} скорость релаксации магнитного момента акцептора и показатель степени q (см. рис. 9) практически не зависят от концентрации и типа примеси в кремнии. При этом показатель степени q оказался близок к трем, а скорость релаксации при фиксированной температуре, например, при $T = 10$ К, приблизительно равна 10^{10} с^{-1} . Очевидно, что влияние спин-обменного рассеяния, скорость которого пропорциональна концентрации свободных носителей заряда, в данном диапазоне температур и концентрации примесей пренебрежимо малы. Соответственно, наблюдаемая релаксация магнитного момента акцепторного центра обусловлена спин-решеточным взаимодействием, о чем также свидетельствует степенная ($\sim T^3$) зависимость ν от температуры.

Отличие температурной зависимости скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра от зависимости вида T^5 [45] может быть обусловлено тем фактом, что в [45] при рассмотрении идеального кристалла кремния не учитывалось время жизни фононов, которое при температурах ниже температуры Дебая меняется как T^{-2} , а в ряде случаев даже сильнее [47].

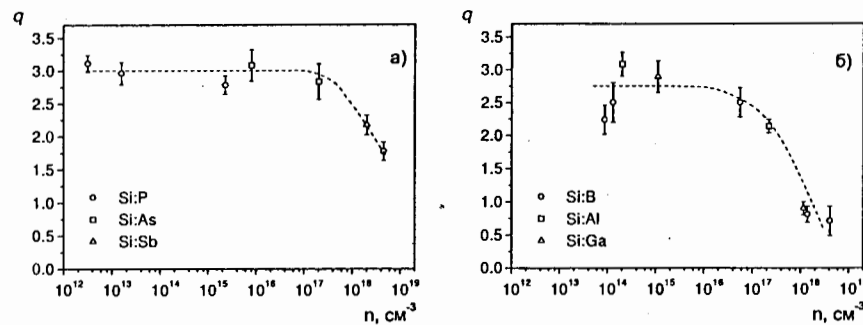


Рис. 9. Зависимость показателя степени q в функции $\nu = C \cdot \bar{T}^q$ от концентрации примеси (n) в кремнии: а) n-типа, б) p-типа. Пунктирные линии проведены для наглядности

При увеличении концентрации примеси выше $\sim 10^{18}$ см^{-3} наблюдается существенное изменение температурной зависимости скорости релаксации (уменьшение параметра q), одновременно скорость релаксации при фиксированной температуре, например, при $T = 10$ К, возрастает более чем на порядок в узком диапазоне изменения концентраций. Известно [48], что введение примесей приводит к изменению фононного спектра кристалла, что может привести к изменению скорости спин-решеточной релаксации в области высоких концентраций. С другой стороны, в данной области концентраций примеси в n- и p-типа кремнии имеет место переход к металлическому типу проводимости [49], и соответственно, может возрастать вклад спин-обменного рассеяния свободных носителей заряда на акцепторе. При концентрациях акцепторной (донорной) примеси превышающих n_c (n_c – критическая концентрация, соответствующая переходу полупроводник-металл) концентрация свободных носителей заряда в полупроводнике примерно равна концентрации примесных атомов. В зависимости от типа атома примеси n_c для кремния меняется от $\sim 3 \cdot 10^{18}$ см^{-3} до $\sim 7 \cdot 10^{18}$ см^{-3} [49].

С целью выяснения причин изменения температурной зависимости и величины скорости релаксации магнитного момента акцептора при концентрации акцепторной (донорной) примеси $n_a(n_d) > 10^{17}$ см^{-3} были проведены измерения в образце кремния с высокой концентрацией примеси германия ($9 \cdot 10^{19}$ см^{-3}). Германий, как и кремний, является четырехвалентным, и примесь германия не приводит к увеличению концентрации свободных носителей заряда в кремнии по сравнению с 'чистыми' образцами, в которых при низких температурах концентрация свободных носителей пренебрежимо мала. Соответственно сравнение результатов исследований для кремния с примесью германия и кремния с концентрациями донорных (акцепторных) примесей) $n > n_c$ позволяет разделить вклады в релаксацию магнитного момента акцептора, которые обусловлены взаимодействием со свободными носителями заряда и с кристаллической решеткой.

Из анализа данных по температурной зависимости скорости релаксации спина мюона было найдено, что в случае кремния с примесью германия ($9 \cdot 10^{19}$ см^{-3}) значения параметров C и q равны $(37 \pm 14) \cdot 10^6$ с^{-1} и 2.87 ± 0.16 , соответственно. Таким образом, оказалось, что величина показателя степенной зависимости q для данного образца в пределах ошибки совпадает со значениями $q \approx 3$ для десяти образцов кремния с разными (P, B, As, Al, Ga) примесями, концентрация которых была не более $2 \cdot 10^{17}$ см^{-3} .

Аналогичный, близкий к T^3 , характер температурной зависимости ν в образцах кремния с $n_a(n_d) \lesssim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и в кремнии с высокой ($\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$) концентрацией примеси германия, и вместе с тем существенное отклонение ν от T^3 -зависимости при $n_a(n_d) \sim n_c$ свидетельствуют о том, что в первом случае релаксация магнитного момента акцепторного центра обусловлена спин-решеточным взаимодействием, а во втором случае существенный вклад в релаксацию вносит спин-обменное рассеяние носителей заряда на акцепторе.

Скорость спин-обменного рассеяния свободных носителей заряда на парамагнитном центре в вырожденном полупроводнике, как и в металле, пропорциональна первой степени температуры:

$$\nu = \beta \hbar^{-1} n^{2/3} \sigma k_B T, \quad (13)$$

где σ – эффективное сечение спин-обменного рассеяния; n – концентрация примеси; β – численный коэффициент (для кремния $\beta \approx 1$ [50]).

Соответственно, для вырожденных образцов кремния температурная зависимость скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра может быть представлена в виде:

$$\nu(T) = C_1 \cdot \bar{T} + C_2 \cdot \bar{T}^3, \quad \bar{T} = T/T_0, \quad T_0 = 1 \text{ К}. \quad (14)$$

Результаты анализа экспериментальных данных для двух образцов вырожденного кремния с учетом вклада спин-обменного рассеяния приведены в таблице 7.

Таблица 7. Значения параметров C_1 и C_2 , и оценки сечения спин-обменного рассеяния дырок σ_h и электронов σ_e на парамагнитном акцепторном центре Al в Si (* – при обработке величина C_2 была фиксирована согласно среднему значению данного параметра для образцов n- и p-типа кремния с концентрациями примеси до $\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$)

Образец	$C_1, 10^9 \text{ с}^{-1}$	$C_2, 10^6 \text{ с}^{-1}$	$\sigma_h, \text{ см}^2$	$\sigma_e, \text{ см}^2$
Si:B [$4.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$]	42 ± 4	9*	$\sim 10^{-13}$	-
Si:P [$4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$]	2.4 ± 0.4	4.9 ± 1.2	-	$\sim 8 \cdot 10^{-15}$

Из таблицы видно, что при приблизительно равных концентрациях акцепторной примеси бора и донорной примеси фосфора ($[B] \sim [P] \sim 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) эффективное сечение спин-обменного рассеяния дырок на акцепторе составляет $\sigma_h \sim 10^{-13} \text{ см}^2$ и более чем на порядок превосходит сечение рассеяния для электронов.

Раздел 5.5 посвящен изучению особенности взаимодействия акцепторной примеси в сильнолегированных образцах кремния. В кремнии n-типа с концентрацией примеси $\geq 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($[Sb]=2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $[P]=4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $[P]=1.14 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) было обнаружено, что функция, описывающая временную зависимость поляризации мюонов при $T \lesssim 50 \text{ К}$, кроме релаксирующего компонента, содержит незатухающий компонент.

В результате аппроксимации экспериментальных данных для образца кремния с примесью сурьмы ($[Sb]=2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и с примесью фосфора ($[P]=4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) двухкомпонентной функцией (5) было найдено, что суммарная амплитуда релаксирующего и нерелаксирующего компонентов поляризации в начальный момент времени (т.е. величина P_0 в формуле (5)) в пределах экспериментальных ошибок не зависит

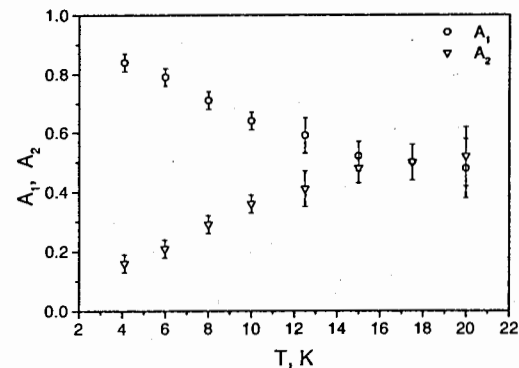


Рис. 10. Температурная зависимость амплитуд релаксирующего (A_1) и нерелаксирующего (A_2) компонентов остаточной поляризации отрицательных мюонов в образце кремния с примесью сурьмы ($2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$)

от температуры и соответствует величине остаточной поляризации при комнатной температуре, при которой в спектре присутствует лишь незатухающий компонент поляризации. Температурная зависимость относительных амплитуд релаксирующего (A_1) и нерелаксирующего (A_2) компонентов поляризации для образца с примесью сурьмы представлена на рис. 10.

Частоты прецессии спина мюона для релаксирующего и нерелаксирующего компонентов различны. В случае нерелаксирующего компонента поляризации частота прецессии соответствует диамагнитному состоянию электронной оболочки акцепторного центра, в то время как для релаксирующего компонента поляризации имеет место парамагнитный сдвиг частоты прецессии. Среднее значение сдвига частоты прецессии в диапазоне температур 8 – 20 К составило $\Delta\omega/\omega_0 = (8.0 \pm 2.2) \cdot 10^{-3}$.

Наблюдение релаксирующего и нерелаксирующего компонентов поляризации означает, что в течение времени наблюдения за поляризацией μ^- , акцепторный центр может находиться как в нейтральном μAl^0 , так и в ионизованном μAl^- состояниях. Таким образом, необходимо предположить, что либо мюонный атом изначально (за время менее $(A/h)^{-1}$) формируется с определенной вероятностью в каждом из состояний, либо имеют место переходы между данными состояниями со скоростью ν_{tr} порядка $1/\tau_\mu$ (τ_μ – время жизни мюона на 1S-уровне атома).

Изменение поляризации спина мюона во времени при наличии перехода акцепторного центра из парамагнитного в диамагнитное состояния (переход $\mu\text{Al}^0 \rightarrow \mu\text{Al}^-$) со скоростью ν_{tr} проанализировано в приложении 2. Показано, что в этом случае поляризация мюона как функция времени действительно имеет вид (5), т.е. представляет собой сумму релаксирующего и нерелаксирующего компонентов. Соответственно, из экспериментальных данных могут быть определены значения ν_{tr} .

В результате обработки экспериментальных данных для образцов кремния с примесью сурьмы ($2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и фосфора ($4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) с использованием функции поляризации (5) было определено, что скорость ионизации акцепторного центра алюминия в данных образцах примерно составляет $\sim 1 \text{ мкс}^{-1}$ при $T = 4.2 \text{ К}$. В

случае кремния с концентрацией примеси фосфора $1.14 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ $\nu_{tr} \approx 3.5 \pm 1.0 \text{ мкс}^{-1}$ при $T = 5.1 - 9 \text{ К}$.

При приближении концентрации донорной примеси в полупроводнике к n_c — критической концентрации, соответствующей переходу полупроводник-металл (переход Мотта), концентрация электронов в зоне проводимости практически становится равной концентрации примесей и не зависит от температуры. Соответственно, причиной ионизация акцептора Al^0 в полупроводнике p-типа может быть захват электрона из зоны проводимости. При этом $\nu_{tr} = \beta n_e$, где β — коэффициент захвата электрона, n_e — концентрация электронов в зоне проводимости. Для кремния с примесью сурьмы и фосфора критическая концентрация составляет: $n_c(\text{Sb}) = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $n_c(\text{P}) = 3.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [49]. Соответственно, в случае образца кремния с концентрацией примеси фосфора $4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, принимая $n_e = [\text{P}] = 4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $\nu_{tr} = 0.5 \text{ мкс}^{-1}$ (среднее в интервале 4.5-10 К) находим, что величина $\beta(\text{Al}^0)$ примерно равна $2 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ в диапазоне температур $4.5 \leq T \leq 10 \text{ К}$.

Наряду с сильнолегированным кремнием p-типа были исследованы образцы кремния p-типа с примесью атомов бора $4.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $1.34 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $4.9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В образцах кремния с концентрацией примеси атомов бора в несколько раз большей n_c ($[\text{B}] = 1.34 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; $4.9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) в пределах точности измерения релаксация спина мюона не была обнаружена.

В кремнии с примесью бора $[\text{B}] = 4.9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ сдвиг частоты прецессии спина мюона не зависит от температуры, и среднее значение $\Delta\omega/\omega_0(T)$ в интервале 5–70 К составляет $(4.5 \pm 2.5) \cdot 10^{-4}$. При концентрации бора $4.9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \gg n_c$ кремний обладает металлической проводимостью, и сдвиг частоты прецессии спина мюона может быть обусловлен поляризацией свободных носителей заряда во внешнем магнитном поле (сдвиг Найта). Результаты настоящих измерений $\Delta\omega/\omega_0$ не противоречат известным экспериментальным данным по величине сдвига Найта (K) в кремнии с примесью атомов бора, превышающей $2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$: $K \approx 6 \cdot 10^{-5}$ при $T = 4.2 \text{ К}$ [51]. Постоянство значений $\Delta\omega/\omega_0(T)$ в широком диапазоне температур хорошо согласуется с тем фактом, что паулиевская спиновая намагниченность свободных носителей заряда в металлах не зависит от температуры (см., например [48]).

Результаты более детального исследования температурной зависимости $\Delta\omega/\omega_0(T)$ в кремнии с примесью бора $4.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и в кремнии с примесью фосфора $1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ приведены на рис. 11.

Для образца Si:P при $T < 50 \text{ К}$ и Si:B при $T > 50 \text{ К}$ пунктирные линии на рис. 11 представляют зависимости вида $1/T$ и $(1/T - 1/T_0)$, соответственно. Как видно из рисунка, зависимость $\Delta\omega/\omega_0 = f(T)$ определяется $1/T$ -законом Кюри при $T < 50 \text{ К}$ в Si:P и при $T > 50 \text{ К}$ в Si:B. В последнем случае экспериментальные данные лучше аппроксимируются зависимостью вида $\Delta\omega/\omega_0 \sim (1/T - 1/T_1)$. Это соответствует тому, что в Si:B акцепторный центр при комнатной температуре T_1 не ионизован. В результате фитирования настоящих экспериментальных данных в указанных температурных диапазонах зависимостью (9) была определена величина константы сверхтонкого взаимодействия (A/h) для μAl -акцептора, которая составила (23 ± 2) и (20.0 ± 2.3) МГц для Si:P и Si:B, соответственно.

Однако, в случае кремния с примесью бора в диапазоне температур $4.5 \text{ К} \leq T \lesssim 40 \text{ К}$ наблюдается сильное отклонение зависимости $\Delta\omega/\omega_0 = f(T)$ от $1/T$ -закона: при $T \approx 50 \text{ К}$ рост сдвига частоты с уменьшением температуры прекращается и при $T < 50 \text{ К}$, по-видимому, имеет место даже некоторое уменьшение $\Delta\omega/\omega_0$ с понижением T .

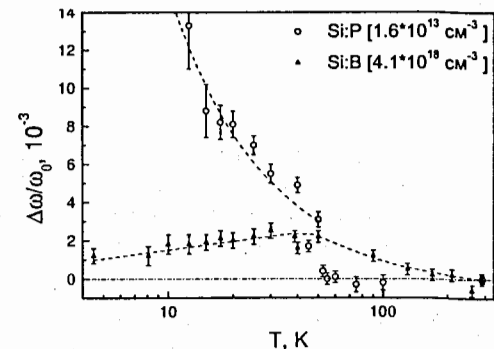


Рис. 11. Температурные зависимости сдвига частоты прецессии спина мюона для образцов кремния с примесью бора и фосфора

В Si с концентрацией примеси бора $4.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ наблюдаемый излом в зависимости $\Delta\omega/\omega_0 = f(T)$ может быть обусловлен взаимодействием μAl -акцептора с примесными центрами бора. Данное взаимодействие, по-видимому, становится эффективным лишь при $T \lesssim 50 \text{ К}$. Дальнейшие исследования взаимодействия акцепторного центра Al в p-типа кремнии с концентрацией примеси $n \sim n_c$ представляют интерес с точки зрения изучения межпримесного взаимодействия в неупорядоченных системах, каковыми являются случайно распределенные примеси в кремнии.

Резкое изменение температурной зависимости $\Delta\omega/\omega_0$ при $T \sim 50 \text{ К}$ свидетельствует о том, что в кремнии с примесью фосфора при $T > 50 \text{ К}$ имеет место ионизация АЦ. В кремнии p-типа парамагнитное состояние АЦ — μAl^0 , в котором данный центр образуется за времена $t < 10^{-8} \text{ с}$ [42], не является термодинамически равновесным. В принципе, ионизация акцептора в кремнии p-типа с концентрацией примеси $n \ll n_c$ может быть обусловлена следующими процессами: 1) захватом электрона из зоны проводимости; 2) тепловой ионизацией, т.е. дырка (h^+) благодаря взаимодействию с фононами приобретает энергию и покидает примесный центр.

По-видимому, нельзя исключить и возможность того, что в кремнии p-типа атом μAl может формироваться в ионизованном состоянии в случае, когда концентрация свободных электронов в образце превышает концентрацию дырок, образующихся в процессе формирования мюонного атома.

Выяснение роли каждого из указанных механизмов требует проведения ряда исследований. Например, исследование зависимости температуры T_i , при которой имеет место излом на кривых $\Delta\omega/\omega_0 = f(T)$, от концентрации доноров в кремнии позволит выяснить роль процесса тепловой ионизации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты и выводы:

1. Впервые измерены скорость ядерного захвата отрицательных мюонов изотопами инертных газов криптона (Kr^{84}) и ксенона (Xe^{129} , Xe^{132} , Xe^{136}) и в три раза улучшена точность измерения этой скорости для аргона (Ar^{40}). Полученные результаты подтверждают предсказания теоретических расчетов Голарда-Примакова о наличии минимумов в зависимости скорости ядерного захвата мюона от заряда ядра Z .
2. Установлено, что наблюдаемая изотопическая зависимость скорости ядерного захвата мюона в изотопах ксенона не противоречит теоретическим расчетам [2].
3. Методом прецессии спина мюона во внешнем магнитном поле измерены g -фактор мюона, связанного в $1S$ -состоянии атомов углерода, кислорода (H_2O), магния, кремния, серы, цинка и кадмия. В случаях цинка и кадмия точность измерений улучшена примерно в семь раз по сравнению с литературными данными [12].
4. Установлено, что для легких элементов, включая серу, в пределах ошибки настоящие данные по g -фактору мюона согласуются с результатами измерений [11] и не противоречат теоретическим расчетам [38, 39].
5. В случае цинка и кадмия обнаружено существенное расхождение измеренных значений g -фактора мюона от результатов теоретических расчетов [38, 39].
6. Впервые определена константа сверхтонкого взаимодействия в акцепторном центре, образованном атомом Al в Si, в предположении изотропного сверхтонкого взаимодействия: $A/h(^{27}Al) = (-2.2 \pm 0.2)$ МГц. Получена экспериментальная оценка плотности волновой функции дырки на ядре атома Al в Si: $|\Psi(0)|^2 \sim 3.8 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и сделано заключение о существенном вкладе p -волны в волновую функцию основного состояния акцепторной примеси в кремний.
7. Впервые определен вид температурной зависимости скорости релаксации магнитного момента мелкого акцепторного центра в недеформированном кремнии в диапазоне концентраций примесных атомов от $\sim 5 \cdot 10^{12}$ до 10^{20} см^{-3} и температур 4.2 — 50 К. Установлено, что в случае низкой концентрации свободных носителей заряда (невыврожденный кремний, кремний с изоэлектронная примесью) релаксация магнитного момента мелкого акцепторного центра в кремнии при $T \leq 50$ К обусловлена спин-решеточным взаимодействием, и скорость релаксации зависит от температуры как $\nu \sim T^q$, $q \approx 3$. В вырожденном кремнии при $T \leq 30$ К релаксация магнитного момента акцептора практически полностью определяется спин-обменным рассеянием свободных носителей заряда.
8. Впервые экспериментально наблюдается двухкомпонентная поляризация отрицательных мюонов в среде. В кремнии n -типа при концентрации примеси более 10^{18} см^{-3} обнаружено, что функция, описывающая временную зависимость поляризации мюона, представляет собой сумму релаксирующего и нерелаксирующего компонентов. Выполненные аналитические расчеты показывают, что наблюдение

двухкомпонентной поляризации мюона в кремнии возможно в двух случаях: а) мюонный атом с определенной вероятностью образуется как в ионизованном, так и в неионизованном состояниях и переходы между этими состояниями отсутствуют; б) мюонный атом образуется в основном в неионизованном состоянии, и со скоростью, сравнимой с $1/\tau_{Si}$, переходит в ионизованное состояние, а вероятность обратного перехода пренебрежимо мала.

9. Получены оценки для эффективных сечений спин-обменного рассеяния дырок (σ_h) и электронов (σ_e) на акцепторном центре Al в Si: $\sigma_h \sim 10^{-13} \text{ см}^2$, $\sigma_e \sim 8 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ при концентрации акцепторной (донорной) примеси $n_a(n_d) \sim 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.
10. Получена оценка для коэффициента захвата электронов проводимости нейтральным атомом алюминия в кремнии: $\beta(Al^0) \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ при $T=4.5-10$ К.

Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. В.Н.Горелкин, В.Г.Гребинник, К.И.Грицай и др., "Исследование поведения примесных атомов в кремнии μSR методом" // ЯФ 56, вып.10 с.29-34, (1993).
2. T.N.Mamedov, V.N.Duginov, V.G.Grebinnik, et.al., "Investigation of the behaviour of the impurity in Si by μSR -method" // Hyperfine Interaction 86, 717-722 (1994).
3. T.N.Mamedov " μSR investigation of silicon" // Muons and pions in matter, Dubna 1995, p.54-59.
4. В.Н.Горелкин, В.Г.Гребинник, К.И.Грицай и др., "Релаксация и сдвиг частоты прецессии спина отрицательного мюона в кремнии n-типа" // Письма в ЖЭТФ 63, вып.7, с.539-543, (1996).
5. Т.Н.Мамедов, В.Г.Гребинник, К.И.Грицай и др., "Установка для измерения времени жизни отрицательных мюонов в криптоне и ксеноне" // Сообщение ОИЯИ P15-96-948 Дубна, 1996.
6. I.L.Chaplygin, V.N.Duginov, V.G.Grebinik et.al. "Anomalous frequency shift of negative muon precession in n-type silicon" // Hyperfine Interactions 105, 345-349 (1997); // Book of abstracts 10-th Int.Conf. on Hyperfine Interactions August 28-September-1, 1995, Leuven, Belgium, P33-МО.
7. В.А.Жуков, Т.Н.Мамедов, Б.А.Никольский, А.Н.Пономарев, В.Г.Фирсов " μSR исследования на фазотроне лаборатории ядерных проблем ОИЯИ" // Физика элементарных частиц и атомного ядра 28, вып.3, 753-814 (1997).
8. Т.Н.Мамедов, С.Г.Барсов, А.Л.Геталов, и др., "Измерение скорости ядерного захвата отрицательных мюонов в изотопах Kг-84 и Хе-136" // Письма в ЖЭТФ 67, вып.5, 302-307(1998). (Экспериментальная часть)
9. Т.Н.Мамедов, В.Н.Дугинов, Д.Герлах и др., "Исследование акцепторных центров в полупроводниках с кристаллической структурой алмаза методом μSR " // Письма в ЖЭТФ 68, вып.1, 61-66 (1998).
10. T.N.Mamedov, I.L.Chaplygin, V.N.Duginov et.al., "Shallow acceptor centres in silicon studied by means of spin rotation of negative muons" // J.Phys.:Condens.Matter 11, 2849-2860 (1999).
11. Т.Н.Мамедов, В.Г.Гребинник, К.И.Грицай и др., "Полные скорости ядерного захвата отрицательных мюонов в изотопах Хе-132 и Ar-40" // Письма в ЖЭТФ 69, п.3,181-183 (1999).
12. Т.Н.Мамедов, Д.Г.Андрианов, Д.Герлах и др., "Исследование температурной зависимости скорости релаксации акцепторного центра в кремнии μSR -методом" // Письма в ЖЭТФ 71, в.10, 637-642, (2000).
13. Т.Н.Мамедов, В.Г.Гребинник, К.И.Грицай и др., "Изотопический эффект в ядерном захвате мюонов в ксеноне" // Письма в ЖЭТФ 71, в.11, 663-665 (2000).

14. T.N.Mamedov, K.I.Gritsaj, A.V.Stoykov et. al., " μSR -investigating in silicon" // Physica B 289-290, 574-577 (2000).
15. Т.Н.Мамедов, В.Г.Гребинник, К.И.Грицай и др. "Полные скорости ядерного захвата отрицательных мюонов в изотопах благородных газов" // Материалы XXXIV зимней школы ПИЯФ: Физика атомного ядра и элементарных частиц, с.538-552, Санкт-Петербург,(2000)
16. T.N.Mamedov, V.N.Duginov, K.I.Gritsaj et al. "Measurement of the magnetic moment of the negative muon in $1s$ -state of different atoms" // Preprint JINR E14-2000-158, Dubna, 2000.
17. Т.Н.Мамедов, Д.Г.Андрианов, Д.Герлах и др. "Зависимость скорости релаксации магнитного момента мелкого акцепторного центра от концентрации примеси в кремнии" // ЖЭТФ 119, в.6, 1159-1165 (2001).
18. T.N.Mamedov, K.I.Gritsaj, D.Herlach et al., "Measurement of the magnetic moment of the negative muon bound in different atoms" // JETP 93, п.5, 941-947 (2001).
19. Т.Н.Мамедов, Д.Г.Андрианов, Д.Герлах и др., "Релаксация магнитного момента мелкого акцепторного центра в сильно легированном кремнии" // Письма в ЖЭТФ 73, в.12, 759-762 (2001).
20. Т.Н.Мамедов, А.В.Стойков, В.Н.Горелкин, "Исследование взаимодействий акцепторной примеси алюминия в решетке кремния μSR -методом" // ЭЧАЯ 33, вып.4, 1005-1039 (2002).
21. Т.Н.Мамедов, Д.Г.Андрианов, Д.Герлах и др. "Особенности взаимодействия акцепторной примеси μAl в слабо- и сильно-легированных образцах кремния" // Письма в ЖЭТФ 76, в.7, 515-519 (2002).
22. Т.Н.Мамедов, А.С.Батурин, Д.Герлах и др., "Измерение магнитного момента отрицательного мюона в цинке и кадмии" // Письма в ЖЭТФ 76, в.12, 821-824 (2002).

Цитируемая литература

- [1] T.Suzuki, D.F.Measday, J.P.Roalsvig, Phys. Rev. C **35**, 2212 (1987).
- [2] B.Goulard and H.Primakoff, Phys. Rev. C **10**, 2034 (1974).
- [3] R.A.Eramzhyan, V.A.Kuz'min, T.V.Tetereva, Nucl.Phys. A **642**, 428 (1998)
- [4] Г.Г.Бунатян, ЯФ **3**, 833 (1966).
- [5] В.Новиков, М.Урин, ЯФ **3**, 419 (1966).
- [6] J.S.Tiedeman, H.G.Robinson, Phys.Rev.Lett. **39**, 602 (1977).
- [7] F.G.Walther, W.D.Phillips, D.Kleppner, Phys.Rev.Lett. **28**, 1159 (1972)
- [8] C.E.Johnson, H.G.Robinson, Phys.Rev.Lett. **45**, 250 (1980)
- [9] N.Hermanspahn, H.Häffner, H.-J.Kluge et.al., Phys.Rev.Lett. **84**, 427 (2000).
- [10] H.Häffner, T.Beier, N.Hermanspahn et.al., Phys.Rev.Lett.**85**, n.25, 5308 (2000).
- [11] D.P.Hutchinson, J.Menes, G.Shapiro, A.M.Patlach, Phys. Rev. **131**, 1362 (1963).
- [12] T.Yamazaki, S.Nagamiya, O.Hashimoto et.al., Phys.Lett. **53B**, 117 (1974).
- [13] J.H.Brewer, Нур. Interact. **17-19**, 873 (1984).
- [14] С.Я.Килин, УФН **169**, 507 (1999).
- [15] G.D.Watkins, ФТТ **41**, 826 (1999).
- [16] A.Baldereschi, N.O. Lipari, Phys.Rev. B **8**, 2697 (1973).
- [17] А.В.Мальшев, И.А.Меркулов, А.В.Родина, ФТП **30**, 159 (1996).
- [18] А.А.Джураев, В.С.Евсеев, Г.Г.Мясищева и др., ЖЭТФ **62**, в.4, 1424 (1972).
- [19] В.А.Кузьмин, Т.В.Тетерева, Р.А.Эрамжян, ЯФ, **62**, 975 (1999).
- [20] V.A.Kuz'min, T.V.Tetereva et.al., J.Phys.G: Nucl.Part.Phys., **28**, 666 (2002).
- [21] V.N.Dodokhov, V.N.Duginov, I.A.Gaganov et.al., Нур. Int. **65**, 1167 (1990).
- [22] С.А.Барсов, А.Л.Геталов, В.А.Гордеев и др., Препринт ЛИЯФ-659, Ленинград, 1981.
- [23] R.Scheuermann, J.Schmidl, A.Seeger et.al., Нур. Int. **106**, 295 (1997).
- [24] R.Abel, Нур. Int. **87**, 1105 (1994).
- [25] *Phasotron at the Laboratory of Nuclear Problems JINR and its beams*, Сообщение ОИЯИ Е9-92-455, Дубна, 1992.
- [26] В.А.Волченков, В.А.Гордеев, В.А.Елисеев и др., Препринт ЛИЯФ-617, Ленинград, 1980.
- [27] PSI Users Guide, *Accelerator Facilities*, PSI, Villigen, 1994.
- [28] К.И.Грицай, В.Ю.Помякушин, Сообщение ОИЯИ Р10-96-184, Дубна, 1996.
- [29] С.И.Соколов, И.Н.Силин, Сообщение ОИЯИ Д-810, Дубна, 1961.
- [30] СМ4-792, Дубна, 1973.
- [31] E.Klempf, R.Schulze, H.Wolf et.al., Phys.Rev. D **25**, 652 (1982).
- [32] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Eur. Phys. J. C **3**, 1 (1998).
- [33] R.W.Huff, Ann. Phys. **16**, 288 (1961).
- [34] Т.Н.Мамедов, С.Г.Барсов, А.Л.Геталов, и др., Письма в ЖЭТФ **67**, вып.5, 302-307(1998).
- [35] В.А.Башкиров, В.В.Говоров, Ю.П.Добрецов и др., ОИЯИ, 6-12342, Дубна, 1979.
- [36] Г.Е.Пустовалов ЖЭТФ **36**, 1806 (1959).
- [37] A.Schenck, Helv. Phys. Acta, **54**, 471 (1981).
- [38] K.W.Ford, J.G.Wills, Nucl.Phys. **35**, 295 (1962).
- [39] K.W.Ford, V.W.Hughes, J.G.Wills, Phys.Rev. **129**, 194 (1963).
- [40] S.E.Fuller, E.M.Meintjes, W.W.Warren J., Phys.Rev.Lett. **76**, 2806 (1996).
- [41] F.D.Feiock, W.R.Johnson, Phys.Rev. **187**, 39 (1969).
- [42] V.N.Gorelkin, T.N.Mamedov, D.V.Rubtsov, Нур. Int. **C1**, 191 (1996).
- [43] A.S.Baturin, V.N.Gorelkin, Physica B **289-290**, 578 (2000).
- [44] V.N.Gorelkin, T.N.Mamedov, A.S.Baturin, Physica B **289-290**, 585 (2000).
- [45] Y.Yafet, J.Phys.Chem.Solids **26**, 647 (1965).
- [46] T.Shimizu, M.Nakayama, J.Phys.Soc.Japan **19**, 1829 (1964).
- [47] И.Я.Померанчук, *Собрание научных трудов*, т.1, Москва, Наука, 1972.
- [48] Ч.Киттель, *Введение в физику твердого тела*, Москва, Наука, 1978.
- [49] P.Ph.Edwards, M.J.Sienko, Phys.Rev. B **17**, 2575 (1978).
- [50] Ю.Г.Семенов, ФТТ **22**, 3190 (1980).
- [51] R.K.Sundfors, D.F.Holcomb, Phys.Rev. **136**, A810 (1964).
- [52] D.Belitz, T.L.Kirpatrik, Rev. Mod. Phys. **66**(2), 261 (1994).

Получено 10 октября 2003 г.