

539.124

**СПИНОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
С ПОВЕРХНОСТЬЮ ТВЕРДЫХ ТЕЛ**

С. А. Князев, Г. К. Зуянов, И. А. Пчелкин

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	73
2. Источники поляризованных электронов	74
2.1. Источники п. э., используемые в экспериментах с атомными пучками	76
2.2. Поляризация электронов при авто-, фотоэмиссии и рассеянии электронов твердыми телами. Твердотельные источники п. э.	76
3. Анализаторы электронной спиновой поляризации	78
3.1. Атомный детектор спиновой поляризации	80
3.2. Дифракционный детектор спиновой поляризации	80
3.3. Детектор поглощающего типа	80
4. Дифракция спин-поляризованных низкоэнергетических электронов	82
4.1. Методика измерения спиновой поляризации электронных пучков	82
4.2. Спин-орбитальное взаимодействие при рассеянии электронов твердым телом	84
4.3. ДСПНЭ от поверхности немагнитных кристаллов	86
4.4. Соотношение между асимметрией рассеяния и поляризацией. Диаграммы вращения	89
4.5. Поверхностное резонансное рассеяние в ДСПНЭ	90
4.6. Адсорбционные эффекты	90
4.7. Зависимость поляризации от температуры	92
4.8. Спин-обменное взаимодействие при рассеянии электронов твердым телом. ДСПНЭ от поверхности магнитных материалов	93
5. Спиновая поляризация во вторичной электронной эмиссии	97
6. Заключение	99
Список литературы	101

1. ВВЕДЕНИЕ

Общие положения, связанные со спиновой поляризацией электронов, поляризационные эффекты в фотоэлектронной эмиссии и атомных столкновениях составляют предмет ряда обзорных статей¹⁻⁴. Целью данного обзора является рассмотрение работ, связанных со спиновой поляризацией низкоэнергетических электронов ($E_p = 0 - 1000$ эВ), обусловленной их взаимодействием с поверхностью твердых тел. Основное внимание в обзоре уделено описанию методов получения поляризованных электронов (п. э.) и способов определения степени поляризации электронов в пучке, а также обсуждению поляризационных эффектов, возникающих при упругом и неупругом рассеянии электронов твердыми телами.

Первая попытка обнаружить поляризацию электронов была предпринята Дэвиссоном и Джегмером в 1929 г.⁵ вскоре после доказательства ими волновых свойств электронов. Они исследовали двукратное отражение электронов малой энергии от монокристалла никеля и сообщили, что поляризация не наблюдается. Аналогичные результаты были получены и другими исследователями^{6,7}.

В том же году Мотт⁸, рассмотрев задачу о рассеянии электронов на кулоновском поле ядер, нашел, что заметная поляризация должна наблюдаться при рассеянии быстрых электронов с энергией порядка 100 кэВ на ядрах элементов с большим атомным номером Z , и что при скоростях электронов $v_{\text{эл}} \ll c$ ожидаемая поляризация крайне мала.

Неудачи первых экспериментов по поляризации медленных электронов в сочетании с теоретическими предсказаниями Мотта предопределили дальнейшее продолжение работ по спиновой поляризации лишь для быстрых электронов; она была обнаружена экспериментально только в 1943 г.⁹.

В 1941 г. Месси и Мор¹⁰ показали, что поляризационные эффекты должны наблюдаться и при рассеянии электронов малой энергии на атомах, что было подтверждено опытами с пучками ртути¹¹. К середине 60-ых годов были достигнуты значительные успехи в исследовании эффектов поляризации при столкновениях электронов с атомами. В 1966 г. Мейсон¹² предположил, что поляризация электронов малой энергии, наблюдавшаяся при рассеянии на атомах, должна возникать и при рассеянии электронов от поверхности твердых тел. Действительно, была обнаружена поляризация электронов с $E_p = 90 - 300$ эВ, рассеянных от поверхности ртути¹³, а также от фольги W, Pt и Au¹⁴.

Стало очевидным, что при теоретическом и экспериментальном исследовании процесса взаимодействия электронов с поверхностью твердого тела необходимо принимать во внимание зависимость сечения рассеяния от ориентации спина падающего электрона и, наряду с измерением интенсивности определять спиновое состояние рассеянных электронов. Появилась новая методика исследования поверхности — дифракция спин-поляризованных низкоэнергетических электронов (ДСПНЭ).

Начальные достижения в ДСПНЭ связаны с теоретическим рассмотрением поляризационных эффектов, возникающих при рассеянии электронов кристаллической поверхностью¹⁵⁻²². Первый успешный эксперимент по ДСПНЭ выполнен на вольфраме²³. Значительный прогресс в исследованиях по спиновой поляризации связан с созданием высокоеффективного источника п. э. на GaAs²⁴. Появление детекторов спиновой поляризации поглощающего типа²⁵ в большой степени упростило задачу определения поляризации электронов. Исследование спинового состояния неупругорассеянных электронов показало²⁶, что и они обладают спиновой поляризацией.

В данном обзоре мы не будем подробно останавливаться на основных понятиях, связанных со спиновой поляризацией электронов, — они достаточно подробно изложены в²⁷, а также на теоретических аспектах спиновой поляризации медленных электронов, являющихся предметом отдельного обзора²⁸. Мы надеемся, что данная работа поможет исследователям, занимающимся эмиссионной электроникой и физикой поверхности твердых тел в постановке экспериментов по поляризации эмиттируемых и рассеянных электронов.

2. ИСТОЧНИКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Существуют разнообразные способы получения электронных пучков с преобладающей ориентацией спинов. Этому вопросу посвящен ряд обзорных работ^{29,30}. Мы кратко рассмотрим источники п. э., используемые в экспериментах с атомными пучками, а затем более подробно остановимся на результатах экспериментов по исследованию поляризации электронов при авто-, фотоэмиссии и рассеянии электронов поверхностью твердых тел в плауне создания твердотельных источников п. э.

В табл. I представлены источники п. э. различных типов, указаны методы получения п. э. и приведены краткие характеристики этих источников.

Таблица 1

Источники поляризованных электронов

Тип источника	Метод получения	P , %	Обращение P	ток		ΔE , эВ	$E\Omega$, эВ·мм ² ср	Лите- рату- ра	Примечание
				Постоян- ный, А	Импуль- сный, эл/имп				
Фотоиониза- ционный	Фотоионизация поляризованных ато- мов неполяризованным светом, Li	85	Магнитное	$2 \cdot 10^{-9}$		1500	$6 \cdot 10^{-3}$	32	
	Фотоионизация неполяризованных атомов циркулярно поляризован- ным светом (эффект Фано), Cs	63	Оптическое	$1 \cdot 10^{-8}$		3	$4 \cdot 10^{-2}$	33	
		84		$5 \cdot 10^{-9}$		$> 1,5$		34	
Фотоэмиссион- ный	Фотоэмиссия из намагниченных фер- ромагнетиков: Fe	54	Магнитное					39	
		58	»		$10^{-8} - 10^{-9}$			41	
	EuO								
	Фотоэмиссия из полупроводников, освещаемых циркулярнополяри- зованным светом: GaAs (100) с ОЭС	43	Оптическое	$2 \cdot 10^{-5}$		0,13	$4 \cdot 10^{-2}$	21	На 10^{-3} Вт падающего света
	GaAsP с ОЭС	49	»					55	
	GaAs—Al _x Ga _{1-x} As с ОЭС	40	»	$2,5 \cdot 10^{-5}$				56	На $5 \cdot 10^{-3}$ Вт падающего света
Автоэмиссион- ный	GaAs (110) с ПЭС	35	»	$4 \cdot 10^{-6}$		0,3		46	На 10^{-3} Вт падающего света
	Автоэмиссия из намагниченного ост- рия при низких температурах	85	Магнитное	10^{-8}		0,4	$2 \cdot 10^{-9}$	53	
	EuS/W	90	»					54	$H = 10^6$ А/м, $f_{имп} = 1 -$ $- 0,5$ Гц, $\tau_{имп} = 25$ мкс
Вторично- эмиссионный	Неупругое рассеяние электронов по- верхностью твердого тела	70		10^{-8}				77	$E_p = 125$ эВ, $I_0 = 100$ мкА
Ударно-иони- зационный	Хемионизация метастабильного He	40	Оптическое	$2 \cdot 10^{-6}$		0,15	1,6	35	
	в области послесвечения при со- ударениях с газом-мишенью CO ₂	80		$5 \cdot 10^{-8}$					
		40		$5 \cdot 10^{-5}$		0,15		36	
Дифракцион- ный	Упругое рассеяние неполяризован- ных электронов кристаллической поверхностью твердого тела W(001): пучок (11)	23	Изменение угла рассея- ния ϑ	$3 \cdot 10^{-8}$				30	$I_{\text{п.3}}/I_0 = 10^{-3}$
	пучок (00)	От -47 до $+6$	Изменение E_p	$2 \cdot 10^{-7}$					$I_{\text{п.3}}/I_0 = 3 \cdot 10^{-4}$

Наряду с обычными характеристиками пучков заряженных частиц, такими как интенсивность пучка I и его эмиттанс ϵ^*), пучки п. э. принято характеризовать следующими параметрами:

- а) степенью поляризации пучка P ;
- б) показателем качества ξ , определяемым как $\xi = PV\bar{I}$;
- в) направлением поляризации электронов в пучке;
- г) возможностью обращения поляризации.

Последний параметр является особенно важным, поскольку источники п. э. с обращаемой поляризацией в значительной степени упрощают задачу количественного определения поляризационных эффектов, возникающих при рассеянии электронов. Обращение поляризации осуществляется изменением угла эмиссии, энергии эмиссии, обращением магнитного поля и обращением оптической поляризации падающего на источник излучения, которое вызывает фотоионизацию или фотоэмиссию.

2.1. Источники п. э., используемые в экспериментах с атомными пучками

Экспериментальное исследование поляризации, возникающей при рассеянии электронов с энергией ~ 1 кэВ на атомном пучке ртути, показало³¹, что при угле рассеяния $\vartheta = 120^\circ$ величина P достигает 80%. Однако при токе первичного пучка 100 мА ток п. э. составляет всего 10^{-13} А. Поэтому рассеяние электронов на атомных пучках является малоэффективным способом получения п. э.

Фотоионизация атомов лития, предварительно поляризованных пропусканием атомного пучка через область неоднородного магнитного поля, использована в работе³² для создания импульсного источника п. э. с высокой степенью поляризации ($P = 85\%$).

В работе³³ описан источник п. э., основанный на эффекте Фано. При фотоионизации неполяризованных атомов цезия циркулярно поляризованным светом от ртутно-ксеноновой лампы возникает поток продольно поляризованных фотоэлектронов со степенью поляризации $P = 63 \pm 3\%$ и током в пучке $I = 10^{-8}$ А. Обращение поляризации фотоэлектронов осуществляется обращением поляризации светового пучка. Аналогичный источник описан в³⁴.

Ходжем и др.³⁵ описан источник г. э., в котором метастабильные атомы Не, создаваемые СВЧ разрядом, оптически накачиваются циркулярно поляризованным светом и хемоионизуются при соударении с газом-мишенью с образованием поляризованных электронов. Ток п. э. $2 \cdot 10^{-6}$ А, $P = 40\%$. Использование лазера для оптической накачки позволило улучшить параметры источника этого типа³⁶.

2.2. Поляризация электронов при автоматической фотоэмиссии и рассеянии электронов твердыми телами.

Твердотельные источники п.э.

Согласно зонной модели, в валентной зоне намагниченного ферромагнетика снимается вырождение по спину и при фотовозбуждении можно получить поток электронов со 100% поляризацией. Первоначальные эксперименты по исследованию фотоэмиссии из Ni, Co, Fe, Gd, EuO, EuS либо не обнаруживали никакой поляризации, либо давали величину P порядка нескольких процентов^{37, 38}. Схема этих экспериментов следующая. На дно сосуда Дью-

^{*}) Эмиттанс ϵ характеризует возможность пропускания пучка сквозь электронно-оптическую систему: $\epsilon = E_p S \Omega$, где E_p — энергия электронов, S — площадь поперечного сечения пучка, Ω — телесный угол, в котором распространяется пучок.

ара, охлажденного до 4, 2 К в сверхвысоком вакууме, напыляется пленка ферромагнетика. Образец намагничивается перпендикулярно его поверхности в поле порядка 10^6 А/м. Нанесение слоя цезия на поверхность пленки позволяет использовать источники света в видимой области спектра. Более подробное описание методики этих экспериментов приведено в обзоре².

Один из первых твердотельных источников п. э. описан в³⁹. При фотоэмиссии из намагниченной поликристаллической пленки железа, покрытой слоем цезия, получен электронный пучок с $P = 54\%$. В⁴¹ описан фотоэмиссионный импульсный источник п. э. на кристалле EuO с примесью La.

Группой исследователей в Цюрихе был разработан источник п. э. на основе фотоэмиссии из GaAs⁴²⁻⁴⁴, который в настоящее время является наиболее совершенным из поляризационных источников.

При возбуждении электронов из валентной зоны GaAs, расщепленной вследствие спин-орбитального взаимодействия, светом, поляризованным по

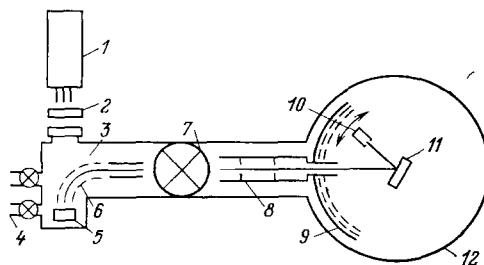


Рис. 1. Схема прибора для ДСПНЭ²⁴.

1 — источник света, 2 — пластинка в $\lambda/4$, 3 — камера фотоэмиссионного источника, 4 — источники Cs и O₂, 5 — фотокатод, 6 — сферический конденсатор, 7 — проходной вентиль, 8 — электронная пушка, 9 — сетки и люминесцентный экран, 10 — цилиндр Фарадея, 11 — исследуемый кристалл, 12 — камера ДМЭ

кругу, поляризация фотоэлектронов, попавших в зону проводимости, составляет 50%. Эффективность фотоэмиссии можно повысить путем создания на поверхности GaAs состояния с отрицательным электронным средством (ОЭС) при совместной обработке GaAs цезием и кислородом.

Рассмотрим конструкцию источника на GaAs с ОЭС, специально разработанную для экспериментов по ДСПНЭ²⁴. На рис. 1 представлена блок-схема установки. Свет от лазера 1, работающего в непрерывном режиме, поляризуется по кругу 2 и попадает на поверхность кристалла GaAs (100) 5. Вылетающие фотоэлектроны отклоняются на 90° электростатическим полем 6, ускоряются до 1 кэВ и направляются через проходной вентиль 7 в дифракционную камеру 12. Сила тока пучка п. э. зависит от интенсивности возбуждающего излучения и в этой работе она достигала 20 мкА. Вследствие деполяризующих эффектов степень поляризации фотоэлектронов составила $43 \pm 2\%$. Обращение поляризации осуществлялось вращением пластины 2. С течением времени происходил спад интенсивности фототока (без изменения величины P), которая восстанавливалась нагревом фотокатода с нанесением на поверхность GaAs новой порции цезия.

Отметим, что в работах⁴⁵⁻⁴⁶ рассмотрено деполяризующее влияние слоев Cs и O₂, создающих на поверхности GaAs состояние с ОЭС, на поляризацию эмиттируемых фотоэлектронов и предложен источник п. э. на GaAs с положительным средством к электрону, который имеет достаточно хорошие рабочие характеристики.

Использование в качестве фотокатода эпитаксиальных пленок GaAs, выращенных из молекулярного потока, позволило получить пучки п. э. с $P = 49\%$ ⁴⁷.

Схема получения п. э. при автоэлектронной эмиссии (АЭЭ) из ферромагнетиков во многом аналогична фотоэмиссионным экспериментам: сильное магнитное поле, намагничающее эмиттер, низкая температура, уменьшающая деполяризацию эмиттируемых электронов.

В первых экспериментах по АЭЭ из Ni⁴⁸ поляризация автоэлектронов была мала (от -7 до $+2\%$). Дальнейшие работы показали⁴⁹ чрезвычайно

высокую чувствительность величины P эмиттируемых электронов к наличию адсорбированного слоя на поверхности, приводящему к уменьшению или полному исчезновению поляризации. В последующих экспериментах⁵⁰ получены автоэлектроны с $P = 20\text{--}25\%$, а при напылении кобальта и железа на вольфрамовое острие поляризация эмиттированных электронов составила 47 и 80% соответственно⁵¹. Еще лучшие результаты получены для EuO и EuS на W^{51\text{--}53} — $P = 80\text{--}90\%$ при токе эмиссии 10^{-8} А. Это позволило создать автоэмиссионный источник п. э., работающий в режиме постоянного тока⁵³. В другой работе⁵⁴ описан импульсный источник п. э. на основе АЭЭ из W — EuS.

Рассеяние электронов поверхностью твердых тел, состоящую из тяжелых элементов (W, Pt, Au) и намагниченными ферромагнетиками, также используется для получения п. э. При токе первичного пучка 10^{-4} А ток рассеянных электронов 10^{-8} А. Максимальная степень поляризации, полученная для W и Au ~ 80%. Степень поляризации рассеянных электронов сильно зависит от чистоты поверхности — так, для W интенсивность пиков поляризации сохраняется неизменной в течение нескольких минут в вакууме порядка $10^{-10}\text{--}10^{-11}$ Торр после кратковременного прогрева предварительно очищенного кристалла.

Несмотря на разнообразие методов, используемых для создания электронных потоков с преимущественной ориентацией спина, получение достаточно интенсивных пучков с высокой степенью поляризации представляет сложную задачу. Наибольшее распространение получили фотоэмиссионные и фотоионизационные источники п. э., а также источники, использующие рассеяние электронов атомными пучками и поверхностью твердых тел. Помимо GaAs в качестве эффективных фотоэмиттеров применяются более сложные соединения: GaAsP⁵⁵, Ga—As—Al_xGa_{1-x}As⁵⁶.

Значительный интерес для разработки новых источников п. э. представляет работа⁵⁷, в которой получены фотоэлектроны со 100% поляризацией из поперечно-намагниченного Ni (001), при отсутствии внешнего магнитного поля в момент фотоэмиссии, и работа⁵⁸, в которой обнаружена поляризация фотоэлектронов из немагнитного W (001), освещаемого неполяризованным светом. В работе⁵⁹ предлагается использовать явление фотоионизации атомов циркулярно поляризованным светом с длиной волны возбуждения автоионизационных резонансов для создания источников п. э. нового типа. Большие перспективы у автоэмиссионных источников п. э. Однако низкая температура эмиттирующего острия и большие магнитные поля, требуемые для получения поляризованных пучков, сдерживают развитие источников данного типа.

3. АНАЛИЗАТОРЫ ЭЛЕКТРОННОЙ СПИНОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Классическим способом определения спинового состояния электронов является моттовское рассеяние. Детальное описание работы моттовского анализатора *) приводится в обзоре², поэтому мы не будем на нем останавливаться. Теоретические аспекты работы анализатора Мотта можно найти в⁶⁰, а описание конструкции в^{61,62}. В последние годы созданы новые типы анализаторов, такие как дифракционный и поглощательный. В табл. II представлены анализаторы спиновой поляризации различных типов, указаны методы анализа и приведены краткие характеристики этих детекторов.

Основой для определения степени поляризации анализируемого пучка является зависимость сечения рассеяния электронов от ориентации их спинов. Принцип работы анализаторов, использующих рассеяние

*) В¹ детекторе Мотта анализируемый пучок, ускоренный до 100 кэВ, направляется на золотую фольгу. Степень поляризации электронов определяется по показаниям двух детекторов, расположенных под углами $\pm 120^\circ$ и измеряющих интенсивность рассеяния электронов фольгой Au (см. ниже, рис. 5).

Таблица II

Аналитаторы спиновой поляризации

Тип анализатора	Метод анализа	Эффективность	ε	Литература	Примечание
Моттовский	Измерение асимметрии рассеяния п.э. большой энергии золотой фольгой на симметричные углы	$10^{-5} - 10^{-4}$	300	61, 62	$E_p \sim 100$ кэВ, углы рассеяния $\pm 120^\circ$, детектор — Au-фольга
Атомный	Измерение асимметрии рассеяния п.э. атомным пучком на симметричные углы	$\sim 10^{-8}$ $4 \cdot 10^{-5}$	 64 65	63	$E_p = 900$ эВ, $\vartheta = 97,5^\circ$, $P = 0,53$ $I_0 = 10^{-4}$ А, $I = 10^{-12}$ А $E_p = 7$ эВ, $\vartheta = 100^\circ$, $P = 0,39$ $I_0 = 10^{-4}$ А, $I = 10^{-11}$ А $E_p = 15$ эВ, $\vartheta = 85 - 110^\circ$, $A = 0,6$, $I/I_0 \approx 10^{-4}$
Дифракционный	Измерение асимметрии интенсивности однотипных дифракционных пучков на картинах ДМЭ W (001): пучок (11) пучок (20)	$1 \cdot 10^{-4}$ $8 \cdot 10^{-5}$	0,2	67 68	$E_p = 70$ эВ, $A = 0,21 - 0,26$ при $\Delta\vartheta = \pm 2^\circ$ $E_p = 105$ эВ, $A = 0,47 - 0,21$ при $\Delta\vartheta = \pm 1^\circ$
Поглощательный	Измерение энергии анализируемых электронов, при которой коэффициент ВЭЭ $\sigma = 1$	$\sim 10^{-2}$	0,2	25 69 71	Детектор: $Ni_{40}Fe_{40}B_{20}$ W (100) Au (110), пленка Au

нов, состоит в измерении интенсивности рассеяния исследуемого пучка на симметричные углы ϑ и $-\vartheta$: $I(\vartheta)$ и $I(-\vartheta)$. Асимметрия рассеяния A определяется как

$$A = \frac{I(\vartheta) - I(-\vartheta)}{I(\vartheta) + I(-\vartheta)}. \quad (3.1)$$

Она зависит от степени поляризации пучка P и анализирующей способности детектора S *), что и позволяет по известной величине S и измеренному значению A определить P из соотношения

$$P = \frac{1}{S} A. \quad (3.2)$$

Основной характеристикой анализаторов является их эффективность β , определяемая как

$$\beta = \frac{A^2 I_0}{I}, \quad (3.3)$$

где I_0 — интенсивность падающего пучка, I — ток рассеянных электронов, регистрируемый детектором.

При анализе спинового состояния электронов необходимо также согласовывать эмитанс детектора и анализируемого пучка.

*) Анализирующая способность детектора S равна поляризации P первично неполяризованного пучка, возникающей при рассеянии электронов поверхностью детектора.

3.1. Атомный детектор спиновой поляризации

Как правило, в экспериментах с атомными пучками в качестве детектора спиновой поляризации используется анализатор Мотта. Однако в экспериментах по двойному рассеянию электронов на атомных пучках^{63,64} спиновая поляризация электронов, рассеянных первым пучком, определяется при помощи рассеяния на втором пучке атомов ртути. Типичные параметры электронных пучков в этих экспериментах представлены в табл. II.

Низкая эффективность атомных анализаторов ($\sim 10^{-8}$) связана с малой плотностью рассеивающего вещества и тем, что в атомном рассеянии максимум поляризации соответствует минимуму интенсивности рассеяния.

В⁶⁵ фокусировка электронов, рассеянных пучком атомов ртути, радиальным электростатическим полем позволила значительно увеличить интенсивность регистрируемых электронных потоков, так что эффективность этого типа детекторов возросла до эффективности твердотельных анализаторов.

Остановимся более подробно на твердотельных детекторах спиновой поляризации, поскольку они используются в экспериментах, связанных с рассеянием электронов поверхностью твердых тел.

3.2. Дифракционный детектор спиновой поляризации

Киршнер и Федер⁶⁶ использовали асимметрию рассеяния низкоэнергетических поляризованных электронов от веществ с большим Z для создания анализатора нового типа. Дифракционный детектор состоит из кристалла — анализатора W (001) и двух коллекторов, измеряющих интенсивность симметричных дифракционных пучков. Перед коллекторами ставятся сетки для задержки неупругой компоненты рассеяния в анализируемом пучке, два канальных умножителя регистрируют интенсивность дифракционных пучков в импульсном режиме. Особое внимание уделяется чистоте поверхности кристалла-анализатора: детектор размещается в отдельной камере, давление в которой не превышает $4 \cdot 10^{-11}$ Торр, чистота поверхности W (001) контролируется оже-анализатором. Приборная асимметрия рассеяния определяется по измерению интенсивности рассеяния вспомогательного неполяризованного пучка, а также измерениями, проведенными после выдержки W (001) в атмосфере CO и O₂, когда анализирующая способность кристалла вольфрама становится равной нулю.

Энергия анализируемых электронов и углы рассеяния выбираются таким образом, чтобы обеспечить значительную асимметрию наряду с высокой интенсивностью рассеянных пучков. При этом плоскость рассеяния должна быть плоскостью зеркальной симметрии, так чтобы измеряемая величина асимметрии A была равна поляризации P анализируемых электронов. В работе⁶⁷ проведено экспериментальное сравнение возможностей использования двух пар дифракционных пучков: (1, 1) и (1, 1), (2, 0) и (2, 0) для определения электронной спиновой поляризации. Описание работы детекторов этого типа можно также найти в^{68,69}.

3.3. Детектор поглощательного типа

Новый тип детектора, принцип работы которого основан на измерении тока через мишень, бомбардируемую анализируемым пучком, предложен в²⁵. Вследствие зависимости интенсивности рассеяния электронов от ориентации их спина, ток в цепи мишени, определяемый разностью падающего на поверхность и рассеянного ею потоков, зависит от спинового состояния электронов в падающем пучке. Поправка в интенсивности рассеяния электронов на их спиновую ориентацию мала, однако, при равенстве потоков на поверхность и с поверхности, т. е. когда коэффициент вторичной электронной эмиссии

$\sigma = 1$, изменение спинового состояния падающих электронов приводит к появлению тока в цепи мишени, по величине и направлению которого можно судить об изменении степени поляризации падающего потока электронов.

На рис. 2 представлен график зависимости тока, протекающего по образцу, от энергии электронов для неполяризованного пучка i_0 , пучка с $P = +100\%$ и пучка с $P = -100\%$. Значения энергии, соответствующие нулевому току через образец для этих пучков, равны E_0 , $E_0(\uparrow)$ и $E_0(\downarrow)$. Разность значений энергии $\Delta E = E_0(\uparrow) - E_0(\downarrow)$ зависит от угла падения θ анализируемого пучка и служит показателем качества детектора. Параметрами, характеризующими работу анализатора, являются E_0 , ΔE и η , определяемое как

$$\eta = (|i(\uparrow) - i(\downarrow)|)/i_0. \quad (3.4)$$

В качестве детекторов в анализаторах данного типа используются кристаллы В (001), Au (110), аморфные пленки $Ni_{40}Fe_{40}B_{20}$ и поликристаллические пленки Au, напыленные непосредственно в камере анализатора⁷⁰⁻⁷¹.

Способ определения величины P детектором поглощающего типа зависит от возможности обращения поляризации анализируемого пучка и осуществляется либо измерением тока, текущего через анализатор (метод собирания заряда), либо по определению энергии пучка, при которой ток становится равным нулю (метод пересечения нуля).

В методе пересечения нуля поляризация пучка с обращаемой поляризацией $\pm P$ определяется соотношением

$$P = \frac{E_0(+P) - E_0(-P)}{\Delta}. \quad (3.5)$$

Для пучка без обращения поляризации величина P равна

$$P = \frac{E_0(P) - E_0}{2}. \quad (3.6)$$

Для ферромагнитной поверхности обращение поляризации можно получить изменением направления ее намагниченности, а для детекторов, работа которых основана на спин-орбитальном взаимодействии, изменением угла падения пучка на анализирующую поверхность от θ к $-\theta$. На рис. 3 изображена оригинальная конструкция детектора, в котором изменение угла θ осуществляется конденсатором 3, направляющим попаременно электронный пучок на левую и правую грани призмы-анализатора 5. Степень поляризации P определяется либо по модуляции тока i_a , текущего через призму, либо по разности токов i_p двух коллекторов 6, 7, собирающих рассеянные электроны.

В экспериментах по двойному рассеянию (рис. 4) первый кристалл является источником поляризованных электронов, а второй — анализатором. Способ определения поляризации электронов в этих экспериментах будет изложен в разделе 4.1.

Рассмотрим сравнительные характеристики анализаторов спиновой поляризации, описанных выше. Основное достоинство высоковольтного моттовского анализатора состоит в неприменимости условий для его работы. Он успешно функционирует в вакууме порядка 10^{-6} Торр. Его анализирующая способность слабо зависит от энергии регистрируемых электронов и угла рассеяния ϑ . Основным недостатком этого детектора является необходимость использования высокого ускоряющего напряжения и связанная с этим проблема электрической изоляции анализатора. Эта проблема оригинально решена в⁷³, где напряжение порядка 120 кВ подается на внутренний цилиндр анализатора, тогда как его корпус заземлен. Два канальных умножителя,

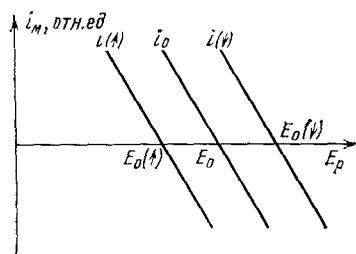


Рис. 2. Зависимость тока, текущего в цепи мишени, от энергии падающих электронов при различной ориентации спина электронов в пучке⁷⁰

регистрирующих интенсивность электронов, рассеянных золотой фольгой, имеют сравнительно небольшой потенциал относительно земли.

Анализирующая способность детектора Мотта вычисляется теоретически с большой точностью, однако при измерении поляризации необходимо вносить поправку не только на приборную асимметрию, но и на многократное рассеяние, которое уменьшает анализирующую способность детектора. До настоящего времени высоковольтный моттовский анализатор успешно используется для определения степени поляризации электронных пучков⁷⁴⁻⁷⁶.

Дифракционный детектор выгодно отличается от своего прототипа — моттовского анализатора, однако к чистоте поверхности мишени-анализатора предъявляются повышенные требования, энергия анализируемого пучка и углы рассеяния должны быть строго фиксированными. Поверхность W

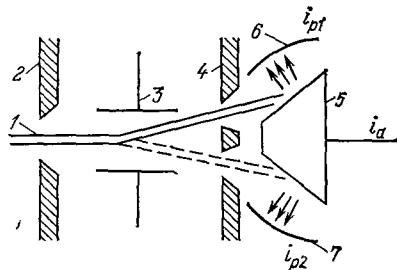


Рис. 3. Схема детектора поглощающего типа⁷².

1 — анализируемый пучок, 2 — щель, 3 — конденсатор, 4 — пластинка с двумя щелями, 5 — призма-анализатор, 6, 7 — коллекторы рассеянных электронов

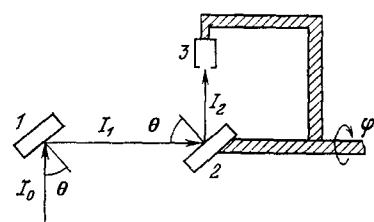


Рис. 4. Схема эксперимента по двойному рассеянию.

1 — первый кристалл, 2 — второй кристалл, 3 — коллектор

(001), используемая в дифракционном детекторе, быстро загрязняется остаточными газами. Поэтому химически более инертные вещества, такие как PbS (001)⁷⁷, имеют большие перспективы в качестве детекторов спиновой поляризации.

Детекторы поглощающего типа чувствительны к углу падения анализируемого пучка, его энергии и энергетическому разбросу в пучке. Поэтому эти факторы необходимо сохранять одинаковыми во время калибровки детектора и измерений. Поверхность детектора следует экранировать от соседних изолирующих поверхностей, которые могут заряжаться под действием рассеянных электронов и существенно изменять величину E_0 . Высокая эффективность, простота конструкции, компактность, подвижность сделали этот тип детектора наиболее перспективным в экспериментах по спиновой поляризации электронов малой энергии.

Существенным недостатком всех описанных анализаторов является то, что они измеряют не величину и направление вектора поляризации, а лишь его проекцию на одну из осей (нормаль к плоскости рассеяния либо ось намагничивания). Для того чтобы определить полностью вектор P , необходимо последовательно установить ось детектора вдоль трех взаимно перпендикулярных осей. В работе⁷⁸ предложен метод измерения трех компонент вектора поляризации, а в⁷⁹ описана конструкция такого прибора.

4. ДИФРАКЦИЯ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

4.1. Методика измерения спиновой поляризации электронных пучков

Существует несколько типов приборов, которые используются в экспериментах с поляризованными электронами. В приборах первого типа измеряется спиновая поляризация, возникающая при рассеянии первично непо-

ляризованных электронов поверхностью твердых тел, при помощи анализа-
тора, сочлененного с камерой рассеяния^{66,80}. На рис. 5 представлена уста-
новка подобного типа. Электронно-оптическая система ДМЭ (2, 3) устанавли-
валась на вращающуюся основу и могла поворачиваться вокруг вертикальной
оси, проходящей через центр полусферического экрана, что в сочетании с
поворотом кристалла (1) позволяло выводить любой из рассеянных пучков
сквозь прорезь в люминесцентном экране во вторую камеру (7), где распола-
гался анализатор Мотта.

В приборах второго типа измеряется асимметрия рассеяния двух эле-
ктронных пучков различной степени поляризации. На рис. 1 схематически
представлен прибор данного типа²⁴. Источник п. э. на GaAs с ОЭС, описан-
ный выше, используется в электронно-оптической системе ДМЭ. При равной
интенсивности пучков с разной поля-
ризацией модуляция интенсивности
рассеянных электронов, измеряемая

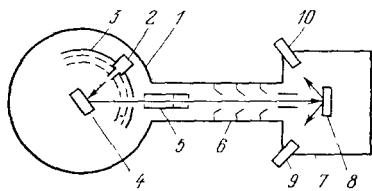


Рис. 5. Схема прибора для ДСПНЭ⁸⁰.
1 — камера ДМЭ, 2 — электронная пушка, 3 — сетки и люминесцентный экран, 4 — кри-
сталл, 5 — электростатические линзы, 6 — сис-
тема ускорения, 7 — камера моттовского
анализатора, 8 — золотая фольга, 9, 10 — де-
текторы

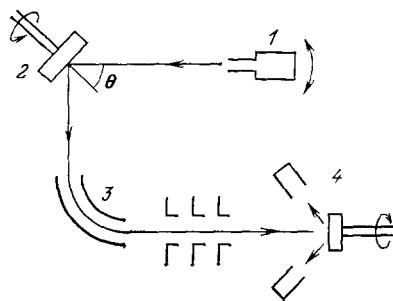


Рис. 6. Схема эксперимента в методе
диаграмм вращения.
1 — электронная пушка, 2 — кристалл,
3 — энергоанализатор, 4 — моттовский
анализатор

коллектором (10) с частотой обращения поляризации, обусловлена зависи-
мостью сечения рассеяния электронов от ориентации спина в падающем пучке.
Использование источника п. э. позволяет просто и надежно регистри-
ровать поляризационные эффекты, возникающие при рассеянии электронов.

Работа приборов третьего типа основана на методе двойного рассеяния.
При взаимодействии первично неполяризованного пучка с поверхностью первого кристалла поляризация рассеянных электронов определяется по разнице в интенсивности отражения электронов от второго кристалла для двух его различных положений. По существу в приборах первого типа ис-
пользуется одна из разновидностей этого метода. Подробная схема возмож-
ных экспериментов и способов определения степени поляризации при двой-
ном рассеянии приведена в работе⁸¹. На рис. 5 представлена схема экспери-
мента по двойному рассеянию. Коллектор 3 измеряет интенсивность пучка,
последовательно отраженного от кристаллов 1 и 2 в зависимости от угла по-
вортов кристалла 2 и коллектора, вращающихся как единое целое вокруг оси
пучка 1. Интенсивность, регистрируемая коллектором, определяется соотно-
шением:

$$I_2(\phi) = I_{20} (1 + P_1 S_2(\theta) \cos \phi), \quad (4.1.1)$$

где $S_2(\theta)$ — асимметрия рассеяния п. э. вторым кристаллом, θ — угол
падения, ϕ — угол между направлением поляризации и нормалью к плос-
кости рассеяния. Для одинаковых кристаллов $P_1 = S_2$ и амплитуда первой
гармоники в зависимости $I_2(\theta)$ определяется величиной P_1^2 .

В методе диаграмм вращения, позволяющем исследовать связь между сим-
метрией поверхности кристалла и вектором \mathbf{P} , измеряется поляризация в
зависимости от угла поворота кристалла относительно нормали к его по-
верхности при неизменных прочих параметрах.

Система ДСПНЭ, предназначенная для получения диаграмм вращения
(рис. 6), содержит подвижную электронную пушку (1) и манипулятор, поз-

воляющий вращать кристалл (2) относительно его нормали. Дифракционный пучок, пройдя конденсатор, преобразующий продольную компоненту вектора поляризации рассеянного пучка в поперечную, попадает на детектор спиновой поляризации (4), который может поворачиваться относительно оси анализируемого пучка.

В последнее время получила распространение методика одновременного использования источника п. э. и анализатора рассеянных электронов по энергии и спину, что позволяет непосредственно исследовать эффекты обменного взаимодействия, проявляющиеся в изменение спинового состояния электронов при упругом и неупругом взаимодействии с твердым телом (рис. 7).

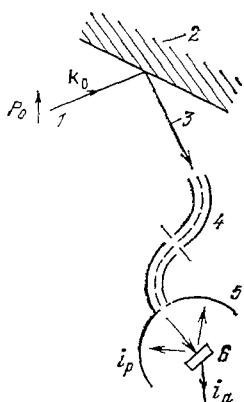


Рис. 7. Схема прибора по исследованию обменного взаимодействия¹⁷². 1 — первичный пучок, 2 — образец, 3 — рассеянный пучок, 4 — энергоанализатор, 5 — коллектор рассеянных электронов, 6 — анализатор поглощательного типа

по направлению этого поля. Поэтому первоначально неполяризованные электроны после рассеяния приобретают преимущественную ориентацию спинов в направлении, перпендикулярном плоскости рассеяния.

2. Дифференциальные сечения рассеяния для электронов со спином (\uparrow) и спином, ориентированным в противоположном направлении (\downarrow) относительно нормали к плоскости рассеяния, различаются между собой. Вследствие этого для первично поляризованного пучка нарушается симметрия резерфордовского рассеяния на симметричные углы ϑ и $-\vartheta$. Последнее служит основой для определения спинового состояния электронов.

Из расчетов Мотта следует, что значительная поляризация вследствие спин-орбитального взаимодействия должна возникать лишь при рассеянии высокоэнергетических электронов на атомах с большим Z . Однако борновское приближение, используемое в этих расчетах, перестает быть справедливым для электронов малой энергии.

Задача о рассеянии электронов на атомах с учетом спина сводится к нахождению амплитуды рассеяния для электронов со спином, ориентированным параллельно нормали к плоскости рассеяния $f(\vartheta)$ и антипараллельной ей $g(\vartheta)$. В разложении по парциальным волнам эти амплитуды могут быть представлены как

$$f(\vartheta) = \frac{1}{2ik} \sum_l [(l+1) \exp(2i\delta_l^+ - 1) + l \exp(2i\delta_l^- - 1)] P_l(\cos \vartheta),$$

$$g(\vartheta) = \frac{1}{2ik} \sum_l [-\exp(2i\delta_l^+) + \exp(2i\delta_l^-)] P_l^1(\cos \vartheta), \quad (4.2.1)$$

где P_l и P_l^1 — полиномы Лежандра, k — волновой вектор.

Выражение для интенсивности рассеяния имеет вид

$$I(\vartheta) = |f(\vartheta)|^2 + |g(\vartheta)|^2. \quad (4.2.2)$$

Спиновая поляризация P , направленная по нормали к плоскости рассеяния, равна асимметрии рассеяния A и определяется выражением

$$P(\vartheta) = A(\vartheta) = -\frac{2 \operatorname{Im}[f(\vartheta)g^*(\vartheta)]}{I(\vartheta)}. \quad (4.2.3)$$

В атомном рассеянии величины фазовых сдвигов δ_f и δ_g с учетом спин-орбитального взаимодействия находятся из решения уравнения Дирака при соответствующем выборе модели рассеивающего потенциала. Максимальные поляризационные эффекты, связанные с асимметрией рассеяния, наблюдаются для электронов, спин у которых ориентирован по нормали к плоскости рассеяния. Максимумы поляризации соответствуют минимумам интенсивности рассеяния.

В работе ⁸² представлены результаты детальных расчетов дифференциальных сечений и спиновой поляризации электронов, рассеянных атомами с разными Z , в зависимости от угла рассеяния ϑ ($0^\circ < \vartheta < 180^\circ$) и энергии электронов ($100 \text{ эВ} < E_p < 1500 \text{ эВ}$).

В кинематическом приближении переход к рассеянию электронов кристаллическими твердыми телами связан с суммированием вторичных волн по всем атомам в кристаллической решетке:

$$\begin{aligned} F &= \sum_j f_j \exp[i(\mathbf{k}, \mathbf{r}_j)], \\ G &= \sum_j g_j \exp[i(\mathbf{k}, \mathbf{r}_j)], \end{aligned} \quad (4.2.4)$$

где \mathbf{r}_j — радиус-вектор j -го атома в решетке. Степень поляризации электронов, рассеянных кристаллом, определяемая как $-2 \operatorname{Im}FG^*/(|F|^2 + |G|^2)$, сводится к (4.2.3), соответствующему поляризации, возникающей при рассеянии на отдельном атоме.

Таким образом, в кинематическом приближении энергетическое и угловое распределение интенсивности рассеяния электронов отражает взаиморасположение атомов в решетке, а степень поляризации не зависит от геометрии кристалла и определяется только свойствами отдельных атомов, составляющих кристалл.

В основе динамических расчетов поляризации электронов, рассеянных твердым телом, лежит модель ячеичного потенциала ⁸³. На первом этапе производится расчет процесса однократного рассеяния электронов на ионном основе кристаллической решетки. На втором этапе учитывается влияние многократного рассеяния, которое в значительной степени сказывается на угловом и энергетическом распределении интенсивности и поляризации рассеянных электронов, для чего используется методика расчетов, разработанная в ДМЭ ⁸⁴. Кристалл разбивается на слои, параллельные поверхности. Первоначально рассматривается многократное рассеяние внутри одного слоя, затем между слоями. Подробное изложение расчетов по ДСПНЭ с учетом многократного рассеяния можно найти в работах ^{15, 16, 20, 21, 85}.

В качестве варьируемых параметров в этих расчетах выступают реальная и мнимая части внутреннего потенциала, величина смещения верхнего атомного слоя в направлении нормали к поверхности, форма потенциала на границе кристалл-вакуум. Эти параметры существенным образом влияют на энергетическое и угловое положение пиков поляризации. Сами расчеты производятся методом «проб и ошибок» — т. е. параметры подбираются так, чтобы результаты, полученные экспериментально, лучше всего соответствовали расчетным.

4.3. ДСПНЭ от поверхности немагнитных кристаллов

Экспериментально методом ДСПНЭ исследовались немагнитные кристаллы: вольфрам, платина и золото, для которых теория предсказала значительные поляризационные эффекты вследствие спин-орбитального взаимодействия. Для кристаллов, состоящих из атомов с большими Z , характерными особенностями ДСПНЭ являются:

1. При определенных значениях энергии электронов и углах рассеяния наблюдается высокая степень поляризации рассеянных электронов, которая свидетельствует о больших различиях в сечении рассеяния электронов с противоположной ориентацией спина. Так, например, для пика поляризации $P = 80\%$ сечение рассеяния электронов со спином \uparrow в девять раз больше, чем для электронов со спином \downarrow .

2. Форма, угловое и энергетическое положение пиков поляризации сильно зависят от условий дифракции. Изменение угла падения электронов на поверхность кристалла в 1° или сдвиг по энергии на $1-2\text{эВ}$ могут привести к радикальному изменению поляризационных кривых.

3. Во многих случаях интенсивность и поляризация рассеянных пучков не коррелируют между собой — в отличие от рассеяния на атомах минимумы интенсивности не обязательно соответствуют максимумам поляризации. При определенных значениях энергии и углов рассеяния при адсорбции или изменении температуры кристалла изменение одной из характеристик (интенсивности или поляризации) сопровождается относительной неизменностью другой.

Рассмотрим теперь конкретные данные, полученные для вышеупомянутых кристаллов W, Pt и Au.

a) Вольфрам

Наибольшее число работ по ДСПНЭ от поверхности немагнитных кристаллов посвящено теоретическим расчетам и экспериментальному исследо-

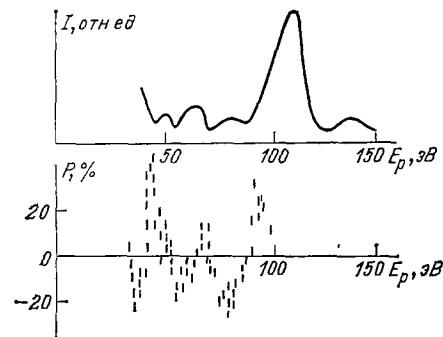
ванию поверхности вольфрама ^{19, 23, 66, 67, 80, 85-94}.

В первой экспериментальной работе ²³ поляризация пучков, рассеянных поверхностью W (001), лежала в пределах от -35% до $+37\%$. В следующей работе тех же авторов ⁸⁰ исследовалась интенсивность и поляризация (00) пучка в диапазоне углов падения от 10° до 18° . Получены значения P от $+60\%$ до -80% . В работах ^{87, 93} представлены данные по ДСПНЭ от W (001) для зеркально отраженного пучка при больших углах падения ($\theta = 47,5^\circ$).

В качестве примера на рис. 8 представлена энергетическая зависимость интенсивности и поляризации (10)-пучка ⁸⁰ при рассеянии первично неполяризованных электронов поверхностью вольфрама, а на рис. 9 показано изменение энергетической зависимости асимметрии рассеяния первично поляризованных электронов, вызванное изменением угла падения первичного пучка от 9° до 24° ⁶⁷.

Рис. 8. Энергетическая зависимость интенсивности и поляризации (10)-пучка от W (001) ⁸⁰

Детальные расчеты угловой и энергетической зависимости поляризации электронов при ДСПНЭ от W (001) для четырех видов рассеивающего потенциала представлены в ⁹².



Из данных по ДМЭ и ионному рассеянию следует, что верхняя атомная плоскость грани (001) W смещена на $\Delta = 4,5 - 11\%$ (см. работу⁹⁵ и ссылки, содержащиеся в ней). Расчеты показали⁹², что профили поляризации весьма

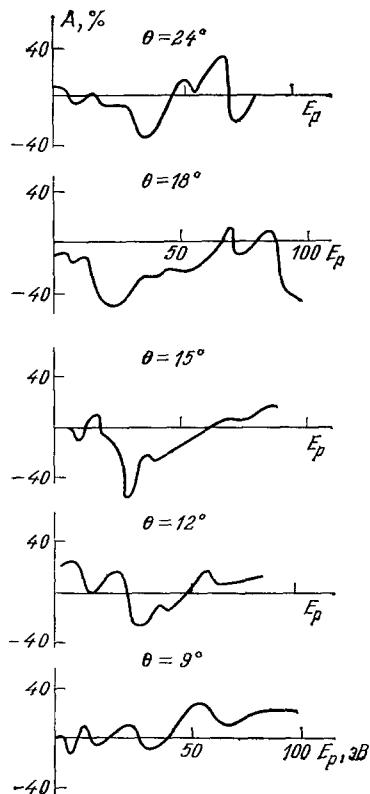


Рис. 9. Энергетическая зависимость асимметрии рассеяния (00)-пучка от W (001) при различных θ ⁶⁷

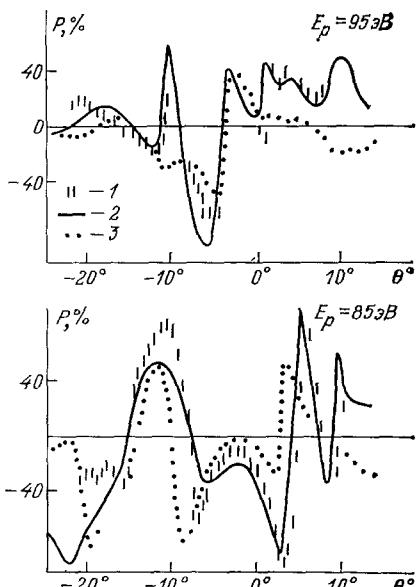


Рис. 10. Зависимость поляризации (01)-пучка от полярного угла θ Pt(111)⁹⁷.
1 — эксперимент; 2 — рассеивающий потенциал с обменным взаимодействием, зависящим от энергии, и экспоненциальным барьером; 3 — волнно-структурный потенциал с экспоненциальным барьером

чувствительны к изменению Δ . Из сопоставления расчетных данных с экспериментом следует, что для W (001) $\Delta = 7 \pm 1,5\%$.

Влияние формы поверхностного потенциального барьера на рассеяние поляризованных электронов малой энергии от W (001) рассмотрено в⁸⁹.

б) Платина

В работах^{75, 96-99} представлены результаты теоретического и экспериментального исследований поверхности платины методом ДСПНЭ. Поверхность Pt (111) имеет структуру (1×1) , и по данным ДМЭ и ионного рассеяния¹⁰⁰⁻¹⁰² верхний атомный слой не смещен в направлении нормали к поверхности. Это позволяет провести сравнение экспериментальных данных по поляризации рассеянных электронов с расчетными, в которых $\Delta = 0$ и основное внимание уделено форме поверхностного потенциального барьера.

В первой экспериментальной работе по ДСПНЭ от поверхности Pt (111)⁷⁵ обнаружены значительные пики поляризации. На рис. 10 представлена зависимость P от полярного угла θ для (10)-пучка при двух значениях

энергии 95 эВ и 85 эВ. Полученные результаты сравнивались с теоретическими расчетами, использующими два типа рассеивающего потенциала: зонно-структурный потенциал $V_{\text{з.-с}}$ и потенциал с обменным взаимодействием $V_{\text{обм}}$, зависящим от энергии, и два типа поверхностных барьеров: экспоненциального и неотражающего.

Из рис. 10 видно, что теоретические расчеты с использованием $V_{\text{обм}}$ потенциала и экспоненциального барьера воспроизводят большинство деталей на кривых поляризации, полученных экспериментально.

в) Золото

Имеется ряд работ по теоретическому и экспериментальному изучению поляризации электронов, рассеянных от поверхности Au (110)^{68,74,96,103-110}. Исследование поверхности Au (110) методом ДСПНЭ представляет интерес, так как на ней наблюдается обратимый фазовый переход. Согласно

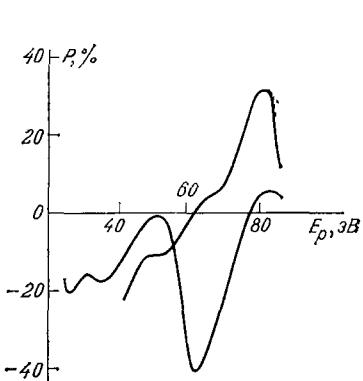


Рис. 11. Изменение зависимости $P(E_p)$ при повороте кристалла Au(110) на 1° ¹⁰⁴

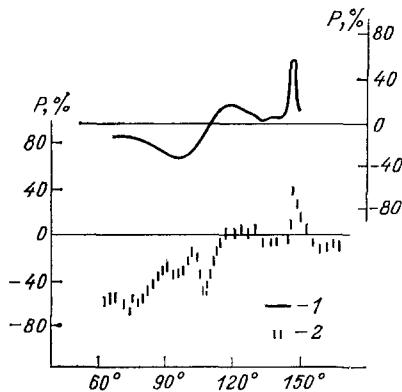


Рис. 12. Зависимость P от ϕ для (10)-пучка, Au (110).
1 — теория, 2 — эксперимент⁶⁸

данным ДМЭ¹¹¹, при $T = 650$ К начинается перестройка поверхностной сверхструктуры (1×2) , которая заканчивается при 720 К образованием структуры (1×1) .

В первой экспериментальной работе по ДСПНЭ от Au (110)¹⁰⁴ исследована интенсивность и поляризация ряда дифракционных пучков в зависимости от энергии и углов рассеяния при $T = 710$ — 750 К, соответствующей структуре (1×1) . Чрезвычайная чувствительность энергетической зависимости поляризации (10)-пучка к небольшим (в пределах 1°) изменениям угла падения электронного пучка на кристалл золота иллюстрируется рис. 11.

На рис. 12 представлена зависимость $P(\phi)$ для (10)-пучка, найденная экспериментально, и соответствующие теоретические расчеты поляризации, показывающие уровень согласия теории и эксперимента. Расхождения многих деталей на кривых поляризации, найденных теоретически и экспериментально, могут быть объяснены тем, что расчеты проводились для идеальной поверхностной структуры (1×1) , тогда как на реальной поверхности, испытавшей фазовый переход, имеется значительный беспорядок.

В работе¹⁰⁷ исследована зависимость $P(E)$ и $P(\phi)$ при температурах, соответствующих фазовому переходу, и более низких температурах, когда структура поверхности Au (110) — (1×2) . В^{74,108} изучалась асимметрия рассеяния п. э. Au (110). Более подробные сведения об этих экспериментах будут представлены в соответствующих разделах.

4.4. Соотношение между асимметрией рассеяния и поляризацией. Диаграммы вращения

Поляризация, возникающая при рассеянии неполаризованного электронного пучка на атомах, перпендикулярна плоскости рассеяния и равна асимметрии рассеяния A электронов, поляризованных перпендикулярно плоскости рассеяния с $P = \pm 100\%$. При рассеянии электронов поверхностью твердого тела ситуация осложняется многократным рассеянием и низкой симметрией кристаллической поверхности, так что P и A не всегда равны друг другу.

Вопросы симметрии интенсивности, P и A рассмотрены в теоретических работах¹¹²⁻¹¹⁵. Было показано, что при рассеянии электронов от поверхности возникает составляющая вектора поляризации, лежащая в плоскости рассеяния. Связь P и A определяется симметрией поверхности рассеивающего кристалла и может быть получена из рассмотрения преобразования P и A при обращении времени. Оказывается, что $P = A$, когда плоскость рассеяния является плоскостью зеркальной симметрии в кристалле.

Непосредственное сопоставление P и A стало возможным с появлением источников п. э. с обращаемой поляризацией.

В работе⁹⁰ измерялась асимметрия рассеяния п. э. поверхностью $W(001)$, которая сравнивалась с измерениями поляризации, сделанными ранее⁸⁰. Получено превосходное согласие кривых поляризации и асимметрии рассеяния для зеркально отраженного пучка при различных углах падения.

В^{74,108} исследовалась энергетическая и угловая зависимость асимметрии рассеяния для ряда дифракционных пучков от поверхности Au (110) со

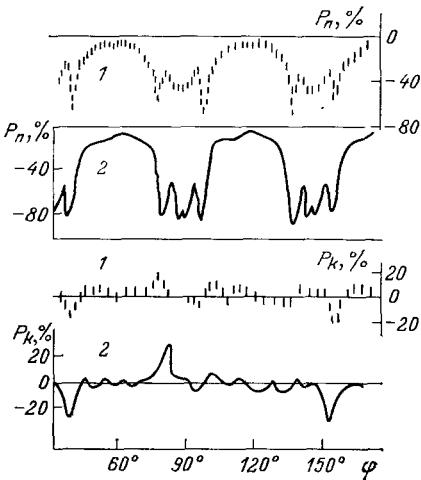


Рис. 13. Диаграммы вращения от Pt (111)⁹⁷ ((00)-пучок, $E_p = 60$ эВ, $\theta = 43,5^\circ$).
1 — эксперимент, 2 — теория

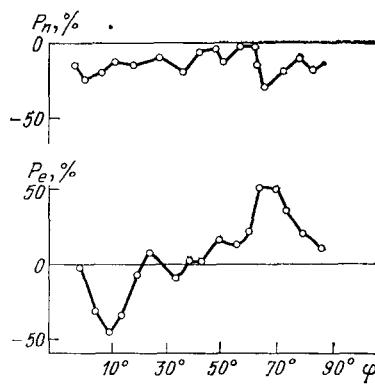


Рис. 14. Зависимость компонент поляризации P_n и P_e от азимутального угла поворота кристалла Au (110)¹¹⁰ ($E_p = 100$ эВ, $\vartheta = 140^\circ$)

структурой (1×2) . Эти данные значительно отличаются от соответствующих кривых поляризации¹⁰⁴. Однако последующие эксперименты по ДСПНЭ от Au (110) — (1×2) с прямым и обращенным пучками дали одинаковые результаты, т. е. показали, что $P = A$. По-видимому, в^{74,108} были допущены ошибки в эксперименте при определении асимметрии рассеяния.

Метод диаграмм вращения, описанный нами ранее, использовался для определения компонент вектора поляризации P : P_n — составляющей, нормальной к плоскости рассеяния, P_k — лежащей в плоскости рассеяния и направленной вдоль рассеянного пучка и P_e — также лежащей в плоскости рассеяния и перпендикулярной P_k . На рис. 13 представлены результаты,

полученные экспериментально и вычисленные теоретически для P_n и P_k при ДСПНЭ от Pt (111)^{98,99}. Компонента P_n симметрична относительно плоскости зеркальной симметрии кристалла, тогда как P_k — антисимметрична. Согласие теории и эксперимента очень хорошее. На рис. 14 представлена зависимость составляющих вектора поляризации P_n и P_e от азимутального угла поворота кристалла Au (110)¹¹⁰. Особый интерес представляет компонента P_e , лежащая в плоскости рассеяния — она принимает как положительные, так и отрицательные значения и по абсолютной величине больше компонента P_n (в атомном рассеянии $P_e = 0$ и имеется только компонента P_n , перпендикулярная плоскости рассеяния).

4.5. Поверхностное резонансное рассеяние в ДСПНЭ

В экспериментах по ДМЭ обнаружены пики интенсивности, которые объясняются поверхностными резонансами. При определенных условиях в кристалле возникает электронный поток, который движется параллельно поверхности, испытывая многократное внутреннее отражение от поверхностного потенциального барьера. В результате многолучевой интерференции образуется максимум интенсивности, который по своим свойствам отличается от обычных брэгговских максимумов. Резонансные пики появляются при малых энергиях электронов.

Теоретические расчеты, выполненные для W (001) и Ni (111)^{18,89,116,117}, показали, что поверхностное резонансное рассеяние зависит от ориентации спина падающего электрона. В работах Пирса и др.^{118,119} экспериментально исследовано резонансное рассеяние в ДСПНЭ от поверхности W (001). Для электронов с энергией 2—9 эВ при углах падения 15—25° в направлении азимута [01] наблюдалась резонансная последовательность пиков, расположение которых зависело от ориентации спина падающего электрона. Расчеты, представленные в работе¹²⁰, дают удовлетворительное согласие с экспериментом.

4.6. Адсорбционные эффекты

Как правило, поляризация электронов малой энергии, рассеянных от покрытой газами поверхности, равна нулю, что является одним из способов определения приборной асимметрии при юстировке детекторов спиновой поляризации. В вакууме порядка 10⁻¹⁰ Торр высота пиков поляризации с течением времени уменьшается и через несколько часов становится равной нулю, поэтому для восстановления первоначальной поляризации требуется повторная очистка поверхности исследуемого кристалла. Однако серия работ по изучению влияния адсорбции O₂, CO, N₂ и H₂ на W (001) в ДСПНЭ показала сложную зависимость величины P от степени покрытия поверхности вольфрама исследуемым адсорбатом.

Адсорбция CO и O₂ в неупорядоченной форме на W (001) изучалась по энергетической зависимости интенсивности и поляризации зеркально отраженного пучка в работе¹²¹. Оба адсорбата сильно уменьшают высоту пика поляризации при 75 эВ (поляризация от —75% для чистой поверхности уменьшается до нуля при экспозиции кристалла в газовой среде, равной 1L). Отметим, что резкое изменение поляризации при адсорбции сопровождается небольшим изменением интенсивности (00)-пучка. Напротив, при $E_p = 57$ эВ интенсивность зеркально отраженного пучка изменяется в несколько раз без заметного изменения его поляризации.

В работе¹²² исследовано влияние упорядоченной адсорбции кислорода на спиновую поляризацию электронов, рассеянных W (001). Интенсивность и поляризация зеркально отраженного пучка измерялась в зависимости от энергии и азимутального угла для обеих сверхструктур $p(4 \times 1)$ и $p(2 \times 1)$, наблюдающихся при адсорбции O₂ на W (001). Различия в изменении поляризации для обеих сверхструктур указывают на различный характер рекон-

структуре поверхности W (001) при адсорбции O_2 в упорядоченной форме. Авторы считают, что поляризация рассеянных электронов более чувствительна к реконструкции поверхности при адсорбции, чем интенсивность.

Адсорбция CO на W (001) в упорядоченной фазе исследовалась методом ДСПНЭ в 123 . Выдержка поверхности вольфрама в атмосфере CO с экспозицией 20 L с последующим прогревом до 1150 К приводит к появлению сверхструктуры $c(2 \times 2)$ и возникновению резкого положительного пика поляризации при $E_p = 71$ эВ. Как полагают авторы, при прогреве происходит десорбция CO β -фазы и упорядоченная структура $c(2 \times 2)$ состоит из CO, адсорбированного в β_3 -фазе. Последующее экспонирование системы W (001) — $c(2 \times 2)$ CO в атмосфере окиси углерода с экспозицией 2L приводит к изменению интенсивности дифракционной картины и появлению широкого отрицательного пика поляризации, что предлагается использовать для создания эффективного анализатора спиновой поляризации.

В работе 124 исследовано влияние адсорбции азота на спиновую поляризацию электронов, рассеянных от W (001). Как и в случае адсорбции окиси углерода, адсорбция азота в упорядоченной фазе приводит к появлению сверхструктуры $c(2 \times 2)$. На рис. 15 представлена картина резкого изменения поляризации (00)-пучка в зависимости от экспозиции поверхности W (001) в азоте. Обнаружено также сильное изменение P при прогреве вольфрамового кристалла, экспонированного в азоте: P изменяется от -10% при температуре прогрева 900 К до $+60\%$ при $T \sim 1320$ К. Существенные изменения поляризации на различных стадиях

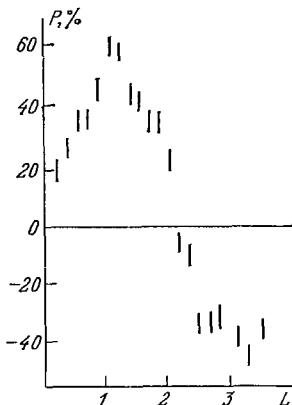


Рис. 15. Зависимость поляризации (00)-пучка от экспозиции поверхности W (001) в азоте 124 ($E_p = 73$ эВ, $\theta = 13^\circ$)

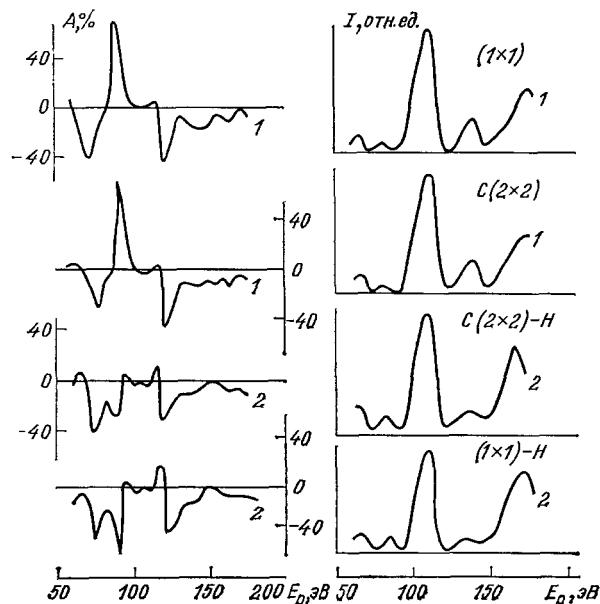


Рис. 16. Энергетическая зависимость интенсивности и асимметрии рассеяния (01)-пучка при различных температурах 125 .
1 — чистая поверхность W (001), 2 — при адсорбции водорода на W (001)

адсорбции азота показывают, что поляризация весьма чувствительна к состоянию адсорбата на поверхности вольфрама.

Методом ДСПНЭ исследована адсорбция водорода на вольфраме 125 с использованием источника п. э. Две упорядоченные структуры $c(2 \times 2)$ H

и (1×1) Н, возникающие при адсорбции водорода на W(001), сопоставлялись с подобными структурами $c(2 \times 2)$ и (1×1) , существующими на чистой поверхности вольфрама (рис. 16). Зависимость асимметрии рассеяния $A(E_p)$ для (01)-пучка от степени покрытия водородом является особенно примечательной, так как значительные изменения $A(E_p)$ сопровождаются относительной неизменностью кривых интенсивности. Поскольку амплитуда кулоновского рассеяния и спин-орбитальное взаимодействие электронов с водородом малы, то изменение поляризации приписывается перестройке атомов вольфрама на поверхности вследствие адсорбции водорода.

4.7. Зависимость поляризации от температуры

В кинематическом приближении степень поляризации электронов, отраженных от поверхности твердого тела, не зависит от температуры кристалла, хотя интенсивность картин ДМЭ резко падает с ростом температуры. Тепловые колебания атомов кристаллической решетки, учитываемые посредством фактора Дебая — Валлера, одинаковым образом изменяют амплитуду рассеяния f и g (см. формулу (4.2.1)), так что степень поляризации электронов, рассеянных на атоме или кристалле, сохраняется неизменной. Учет процессов многократного рассеяния приводит к появлению температурной зависимости P .

В данном разделе мы рассмотрим только зависимость $P(I)$ для чистых поверхностей, поскольку влияние температуры на поляризацию электронов,

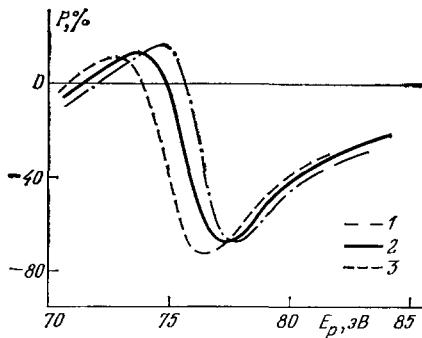


Рис. 17. Энергетическая зависимость поляризации (00)-пучка от W (001) при различных температурах ($\theta = 13^\circ$)⁸³.
1 — 350 K, 2 — 600 K, 3 — 1100 K

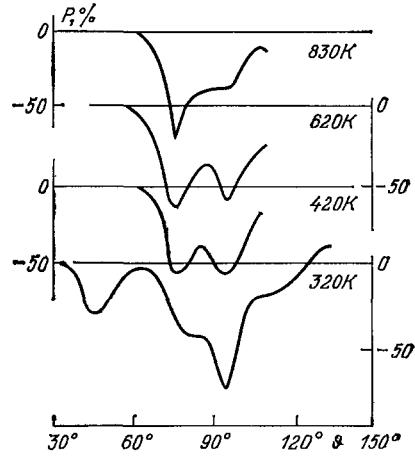


Рис. 18. Зависимость спиновой поляризации (00)-пучка от угла рассеяния ϕ для Au (110) при различных температурах¹⁰⁷ ($E_p = 50 \text{ эВ}$)

рассеянных покрытой газами поверхности, было рассмотрено ранее, а температурная зависимость P для магнитно-упорядоченных структур, связанная с изменением магнитных свойств поверхности при изменении температуры, будет рассмотрена далее.

В соответствии с кинематикой в первом эксперименте⁸⁷ при рассеянии электронов от W (001) спиновая поляризация зеркально отраженного пучка не зависела от температуры. Однако в следующей работе¹²⁶ было обнаружено существенное изменение поляризации от температуры. Найдено, что при энергиях электронов, меньших той, которая соответствует пику поляризации, величина P уменьшается с уменьшением температуры, тогда как для электронов с меньшей энергией поляризация возрастает с уменьшением T .

Дальнейшие эксперименты⁹³ показали, что при увеличении T происходит общий сдвиг кривой поляризации в сторону меньшей энергии и небольшое изменение высоты пиков положительной и отрицательной поляризации при E_p 70–80 эВ, как это показано на рис. 17. Из теоретических расчетов с включением многократного рассеяния следует, что энергетический сдвиг поляризации связан с термическим расширением поверхностной решетки при нагреве.

В работе¹²⁵ исследовалось влияние фазового перехода на спиновую поляризацию электронов, рассеянных поверхностью W (001). По данным ДМЭ при $T \approx 350$ К структура (2×2) переходит в структуру (1×1) для более высоких температур. Из рис. 16 видно, что поляризационные кривые для (01)-пучка при температуре 100 К и 420 К мало отличаются друг от друга.

В отличие от W (001) структурный фазовый переход на поверхности Au (110) сопровождается значительными изменениями поляризации рассеянных электронов. Зависимость поляризации электронного пучка от угла рассеяния ϑ , зеркально отраженного от поверхности Au (110), измеренная в диапазоне температур 320–830 К, представлена на рис. 18¹⁰⁷. Значительные изменения кривых поляризации в области фазового перехода отражают сложный характер процесса перестройки поверхности Au (110).

4.8. Спин-обменное взаимодействие при рассеянии электронов твердым телом. ДСПНЭ от поверхности магнитных материалов

Из-за малой глубины проникновения низкоэнергетических электронов в твердое тело (порядка нескольких ангстрем) метод ДСПНЭ является идеальным инструментом для исследования магнитных свойств поверхности: определения магнитного момента верхнего атомного слоя $M_{\text{пов}}$, его зависимости от величины внешнего магнитного поля H и температуры, наличия чужеродных атомов на поверхности, а также характера изменения магнитных свойств от поверхности к объему ($M_{\text{пов}} \rightarrow M_{\text{об}}$). В теоретическом описании ДСПНЭ от магнитно-упорядоченных структур наряду с общими проблемами (см. раздел 4.2) добавляются проблемы одновременного учета спин-орбитального и спин-обменного взаимодействий, выбора модели, определяющей величину $M_{\text{пов}}$ и ее изменение при $M_{\text{пов}} \rightarrow M_{\text{об}}$.

В литературе имеются разноречивые сведения о величине $M_{\text{пов}}$ и характере перехода $M_{\text{пов}} \rightarrow M_{\text{об}}$ ^{127–131}. Первоначальные расчеты предсказывали существенно различные спиновые эффекты при рассеянии электронов магнитно-упорядоченными структурами^{132–137}. Динамические расчеты ДСПНЭ от ферромагнетиков весьма трудоемки и общеупотребительными в настоящее время являются модель гомогенной поверхности, где величина M одинакова для всех атомных слоев, и модель линейной аппроксимации, в которой производится расчет матриц рассеяния $Q(M)$ только для верхнего атомного слоя с последующей экстраполяцией результатов на другие слои M_i ¹³⁸.

$$Q^\pm(M_i) = \frac{1}{2} [Q^+(M_{\text{пов}}) - Q^-(M_{\text{пов}})] \pm \frac{1}{2} [Q^+(M_{\text{пов}}) - Q^-(M_{\text{пов}})] M_i M_{\text{пов}}^{-1}, \quad (4.8.1)$$

где знаки + и — относятся к электронам со спином, параллельным и антипараллельным оси намагничивания кристалла.

Основным вопросом в интерпретации данных по ДСПНЭ от намагниченной поверхности является связь асимметрии рассеяния A (или P) с величиной $M_{\text{пов}}$ и характером перехода $M_{\text{пов}} \rightarrow M_{\text{об}}$. В борновском приближении существует прямо пропорциональная зависимость между $M_{\text{пов}}$ и A ¹³³.

Динамические расчеты с учетом многократного рассеяния приводят к более сложной зависимости между A и $M_{\text{пов}}$

$$A \sim \alpha M_{\text{пов}} + \beta M_{\text{пов}}^3 + \gamma M_{\text{пов}}^5 + \dots \quad (4.8.2)$$

В общем случае величина $M_{\text{пов}}$ и характер изменения $M_{\text{пов}} \rightarrow M_{\text{об}}$ определяется методом проб и ошибок из сравнения теоретических расчетов для различных значений $M_{\text{пов}}$ с экспериментальными данными.

Если все M_i изменяются одинаковым образом с температурой, то $A(T) \sim M(T)$. Этот случай реализуется при T вблизи точки Кюри (T_K) и, согласно теоретическим представлениям¹⁴⁶

$$A(T) \sim M_{\text{пов}}(T) \sim \left(1 - \frac{T}{T_K}\right)^{\beta}. \quad (4.8.3)$$

Существуют два способа измерения асимметрии рассеяния, которые позволяют разделить вклады спин-обменного и спин-орбитального взаимодействий¹³⁹. Если вектор поляризации первичного пучка \mathbf{P}_0 параллелен вектору \mathbf{M} и они оба лежат в плоскости рассеяния, которая является плоскостью зеркальной симметрии кристалла, то вклад спин-орбитального взаимодействия равен нулю. Во втором случае вектора \mathbf{P}_0 и \mathbf{M} направлены вдоль нормали к плоскости рассеяния \mathbf{n} . Имеются четыре способа взаимной ориентации \mathbf{P}_0 и \mathbf{M} друг относительно друга и \mathbf{n} , которые определяют четыре интенсивности рассеяния. В достаточно хорошем приближении величины $A_{\text{обм}}$ и $A_{\text{орб}}$ определяются из соотношений

$$\begin{aligned} A_{\text{обм}} &= \frac{A^+ - A^-}{2}, \\ A_{\text{орб}} &= \frac{A^+ + A^-}{2}, \end{aligned} \quad (4.8.4)$$

где A^{\pm} — асимметрия рассеяния п.э. для параллельной и антипараллельной намагниченности образца по отношению к \mathbf{n} .

Рассмотрим теперь конкретные данные, полученные для различных магнитных материалов.

a) Никель

Наибольшее число работ по исследованию ферромагнитных материалов методом ДСПНЭ посвящено никелю^{24,117,136,138-147}.

Первый эксперимент по исследованию намагниченной поверхности Ni (110) изложен в работах^{140,141}. Измерялась упругая компонента асимметрии рассеяния (00)-пучка при $\theta = 12^\circ$ и $E_p = 125$ эВ, которая составила величину порядка 1,5%. Зависимость $A(H)$ имела вид кривой гистерезиса. Измерения A в зависимости от температуры при $T = (0,5 - 0,8) T_K$ подтвердили справедливость соотношения (4.8.3). Более детальное исследование зависимости $A(T)$ представлено в работах^{144,146}. Найдено, что в диапазоне температур $0,008 \leq 1 - T/T_K \leq 0,1$ сохраняется соотношение $A \sim M_{\text{пов}}(T)$. Величина $\beta = 0,82 \pm 0,02$. В пределах $\pm 4\text{K}$ T_K для поверхности оказалась равной температуре Кюри для объема. Исследования $A(T)$ для Ni (001)^{145,146} также продемонстрировали линейную зависимость $\ln A$ от $\ln [(1 - T/T_K)]$. Величина $\beta = 0,79 \pm 0,02$.

В работах^{139,147} проведено измерение A от поверхности намагниченного Ni (001) с разделением вкладов спин-обменного и спин-орбитального взаимодействий по схеме, описанной выше (см. (4.8.4)). Для пучка (10) при $E_p = 86$ эВ величины $A_{\text{орб}}$ и $A_{\text{обм}}$ весьма малы: среднее значение $A_{\text{обм}} \sim 1\%$ с максимумами меньше 2%, $A_{\text{орб}}$ порядка 2%.

Величины $A_{\text{обм}}$ и $A_{\text{орб}}$ для (00)-пучка при $\theta = 45^\circ$ достигали значений ~ 10 и $\sim 15\%$ соответственно. Теоретический расчет $A_{\text{обм}}$ и $A_{\text{орб}}$, сделан-

ный для простейшей гомогенной модели, дал хорошее согласие с результатами экспериментального определения A с последующим разделением на $A_{\text{обм}}$ и $A_{\text{орб}}$.

Ненамагниченный Ni явился первым веществом, для которого была обнаружена поляризация электронов от веществ с малым и средним Z . Как было отмечено во введении, Дэвиссон и Джермер⁵ сообщили о неудаче в своих экспериментах по двойному рассеянию электронов от поверхности ненамагниченного никеля. Однако Куйятт¹⁴⁸ в 1975 г. анализируя работу⁵, пришел к выводу, что авторы неправильно интерпретировали свои результаты, и что величина P , следующая из их данных, $\sim 14\%$. Хотя впоследствии Федер¹¹⁷ на основании теоретических расчетов пришел к выводу, что наблюдаемая асимметрия рассеяния электронов от второго кристалла скорее обусловлена неточностью его установки в пределах 1° , из таблиц⁸² по спиновой поляризации для атомного рассеяния следует, что заметная поляризация должна наблюдаваться для веществ со средним Z (криптон ($Z = 36$) при $E_p = 100$ эВ и $\theta = 96^\circ$ $P = -11\%$, ниобий ($Z = 41$) при $E_p = 100$ эВ и $\theta = 102^\circ$ $P = -33\%$).

Первый успешный эксперимент по ДСПНЭ от парамагнитного Ni изложен в работе¹⁴². Асимметрия рассеяния (00)-пучка ($\theta = 45^\circ$, $\phi = 0^\circ$) от Ni (001), нагретого до $T > T_K$, составила несколько процентов с максимумами $\sim 15\%$. Теоретические расчеты вклада спин-орбитального взаимодействия в A (E_p) дали достаточно хорошее согласие с экспериментом. В следующей работе¹⁴⁹ исследовалась поверхность ненамагниченного Ni (001) при комнатной температуре. Дополнительные эксперименты с использованием «эффекта» Керра показали, что при $T_{\text{комн}}$ электронный пучок захватывает большое число различно ориентированных доменов и поэтому эффекты обменного взаимодействия, возникающие при рассеянии электронов отдельными доменами взаимно уничтожаются. Зависимости $P(E_p)$ для (00)-пучка при различных углах падения и (10)-пучка оказались весьма чувствительными к геометрии рассеяния и энергии падающих электронов, как это показано на рис. 19, наблюдаемая поляризация лежала в пределах 10–15% с максимальным значением порядка 28%.

Ранее мы рассмотрели влияние адсорбции легких газов на поляризацию электронов, рассеянных тяжелым вольфрамом (см. раздел 4.6). Обратная ситуация описана в той же работе¹⁴⁹, где исследовались поляризационные эффекты, возникающие при адсорбции тяжелого теллура ($Z = 52$) на поверхности ненамагниченного Ni (001) ($Z = 28$). Как и следовало ожидать, адсорбция Te на Ni (001) со структурой $c(2 \times 2)$ привела к изменению кривых $P(E_p)$, величина P рассеянных электронов возросла (см. рис. 19). Получено удовлетворительное согласие между экспериментальными данными и теоретическими расчетами P , впервые проведенными для системы адсорбат — подложка.

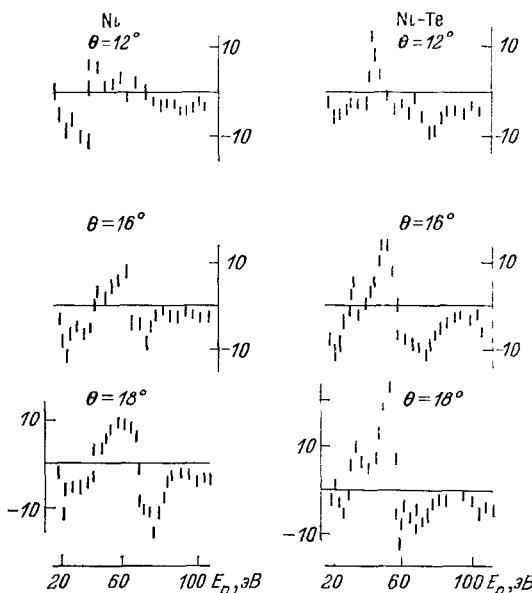


Рис. 19. Зависимость $P(E_p)$ (00)-пучка для Ni (001) и Ni (001) с (2×2) Te¹⁴⁹ (азимутальный угол 45°)

б) Железо

В работах ^{81, 132–135, 138, 150–152} представлены результаты теоретического и экспериментального исследований поверхностей Fe (001) и (110) методом ДСПНЭ. Первоначальные расчеты асимметрии рассеяния п.э., выполненные в Борновском приближении, дали существенно разные результаты. (Так по

¹³² величина $A \sim 86\%$, тогда как в ¹³³ она равна всего 3,5%.) Дальнейшие динамические расчеты ¹³⁸ показали высокую чувствительность кривых поляризации к выбору величины $M_{\text{поб}}$ и предсказали значительные поляризационные эффекты при рассеянии электронов намагниченной поверхностью железа.

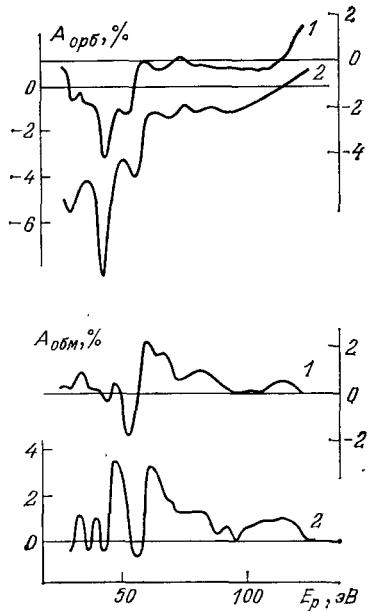


Рис. 20. Энергетическая зависимость спин-орбитальной и спин-обменной асимметрии рассеяния Fe (110).

1 — эксперимент ¹³¹, 2 — теория ¹⁵⁰

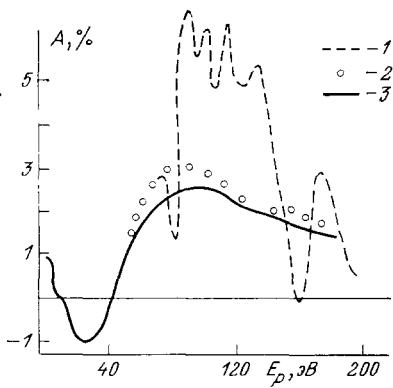


Рис. 21. Зависимость $A (E_p)$ для кристалла Fe (001) и двух ферромагнитных стекол ¹⁵⁴

1 — Fe (001), (00)-пучок, угол падения 7° ; 2 — $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{B}_{20}$; 3 — $\text{Fe}_{81.5}\text{B}_{14.5}\text{Si}_1$; угол падения 0° , угол рассеяния $\Phi = 166^\circ$

В первой экспериментальной работе по ДСПНЭ от Fe (110) ^{151, 152} исследовались пленки толщиной 80 слоев, выращенных на поверхности W (110). (Это позволило сравнительно легко намагничивать пленку Fe и устраниТЬ влияние рассеянных магнитных полей.) Максимальное значение A для (00)-пучка составило $(34 \pm 10)\%$ ($\theta = 31^\circ$, $E_p = 46$ эВ). На рис. 20 представлены результаты экспериментального разделения $A_{\text{орб}}$ и $A_{\text{обм}}$, использующих модель линейной аппроксимации с величиной $M_{\text{поб}} = 1,3 M_{\text{об}}$. Видно, что согласие между экспериментом и теорией — хорошее.

в) Аморфные ферромагнетики

Анализ поляризационных эффектов, возникающих при рассеянии электронов кристаллической поверхностью, усложнен дифракцией, поэтому исследование поверхности аморфных ферромагнетиков представляет несомненный интерес. В работах ^{26, 153} определялась асимметрия рассеяния п. э. от поверхности ферромагнитного стекла $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{B}_{20}$. Найдено, что величина A приблизительно не зависит от ориентации первичного пучка относительно поверхности при фиксированном угле рассеяния ($\Phi = 166^\circ$). Измерения асимметрии упругого рассеяния в диапазоне $E_p = 2$ – 300 эВ и $\Phi = 166^\circ$ показали, что величина A сложным образом зависит от E_p (A два раза изменяет

свой знак, достигая максимальных значений — 1,5% в районе 20 эВ и +3% в районе 90 эВ).

В работах^{154,155} детально исследованы поляризационные эффекты, возникающие при рассеянии электронов ферромагнитными стеклами $Fe_{40}Ni_{40}B_{20}$ и $Fe_{81,5}B_{14,5}Si_4$. Сопоставление данных для этих веществ и результатов, полученных для Fe (001), приведено на рис. 21. Для монокристаллической поверхности железа наблюдаются отчетливо выраженные дифракционные эффекты, тогда как данные, полученные для обоих стекол, близки друг другу. Из анализа полученных результатов следует, что спиновые эффекты, возникающие при рассеянии электронов аморфными ферромагнетиками, могут рассматриваться с точки зрения рассеяния на единичном атоме, скорректированном на потери, вызванные плазмонами и созданием электронно-дырочных пар.

г) *Окись никеля*

Самый первый эксперимент по изучению обменного взаимодействия был выполнен в 1968 году обычными методами ДМЭ¹⁵⁶. При исследовании картин ДМЭ от поверхности антиферомагнетика NiO (001) обнаружено исчезновение рефлексов с полуцелыми индексами при температуре Нееля. Поскольку первичный пучок, использованный в этой работе, был неполяризован, то и рассеянные электроны также неполяризованы, потому что суммарная намагниченность подрешеток Ni и O равна нулю.

В работе¹⁵⁷ представлены результаты динамических расчетов ДМЭ от NiO (001) для различных моделей обменного потенциала. Эффекты спиновой поляризации при ДСПНЭ от поверхности (111) NiO обсуждаются в работе¹⁵⁷ (поверхность (111) состоит из атомов одного сорта, имеющих одинаковую спиновую ориентацию). Детальные исследования температурной зависимости интенсивности картин ДМЭ от NiO (001) вблизи температуры Нееля позволили определить характер изменения намагниченности подрешеток Ni и O с температурой¹⁵⁸. Оказалось, что интенсивность рефлексов, обусловленных обменным взаимодействием, т. е. изменением намагниченности подрешеток, изменяется как $(T_n - T)^\beta$. Величина $\beta = 0,89 \pm 0,02$, что несколько выше, чем теоретические предсказания, следующие из моделей Изинга (0,67) и Гейзенберга (0,75).

5. СПИНОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВО ВТОРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Развитие исследований по ВЭЭ шло от измерения коэффициента ВЭЭ σ (σ — результат интегрирования распределения вторичных электронов (в. э.) $f(E, \Omega)$ по энергиям и углам вылета) к изучению распределения в. э. по энергиям (позволившим разбить в. э. на истинно вторичные, упруго и неупруго рассеянные) и, наконец, измерению энергетического распределения в. э., вылетающих под определенным углом, т. е. $f(E, \Omega)$. Исследования $f(E, \Omega)$ показали, что эти зависимости имеют сложную структуру и что кривые $f(E, \Omega)$, измеренные для различных углов рассеяния, могут значительно отличаться друг от друга. Вопрос о спиновой поляризации в. э. возник при интерпретации тонкой структуры спектров $f(E, \Omega)$, полученных от W (001). В¹⁵⁹ эта структура объясняется спиновыми эффектами и предполагается наличие с. п. у в. э. вследствие спин-орбитального взаимодействия. Таким образом, появилась новая методика исследования поверхности — поляризационная спектроскопия вторичных электронов (ПСВЭ)¹⁶⁰, позволяющая проводить полный анализ в. э.— по энергиям, углам и спину.

Расчеты с. п. упруго и неупруго рассеянных электронов требуют детального рассмотрения спиновой зависимости различных механизмов неупругих потерь, которое представлено в ряде теоретических работ¹⁶¹⁻¹⁶⁹. Мы не будем подробно останавливаться на описании этих расчетов, а отметим лишь схематически основные результаты.

Наиболее важными типами взаимодействий, приводящими к потерям энергии при рассеянии электронов, являются электрон-фононное, электрон-магнонное взаимодействия, возбуждение плазменных колебаний и электрон-дырочных пар. Электрон-фононное взаимодействие мало в области энергий ДСПНЭ и не зависит от спина. Электрон-магнонное взаимодействие для магнитно-упорядоченных структур зависит от спина и проявляется при малых энергиях (~ 10 эВ) ¹⁶¹⁻¹⁶³. Вклад плазменных колебаний в неупругое рассеяние проявляет слабую спиновую зависимость даже для намагниченных ферромагнетиков ¹⁶⁴. Процесс возбуждения электронно-дырочных пар, являющийся наиболее важным механизмом с. п. во ВЭЭ из ферромагнетиков, рассмотрен в ряде работ ^{165, 166}. Расчеты с. п. ведутся в предположении, что первичный электрон с $E_p < 50$ эВ может взаимодействовать только с электронами ферромагнетика, имеющими противоположную ориентацию спина ¹⁶⁷.

Если в первых расчетах для Fe и Ni рассматривалось возбуждение 3d-электронов, то в настоящее время основное внимание уделяется возбуждению электронов остова решетки, т. е. Зр-электронов для Fe и Ni ¹⁵⁰.

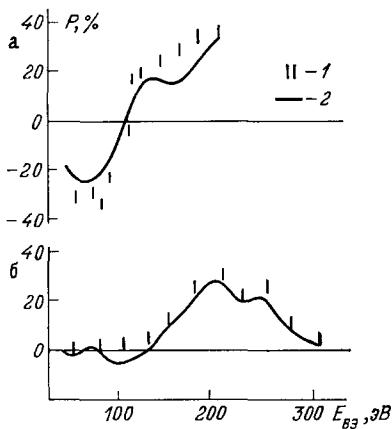
Уже первый эксперимент по с. п. ВЭЭ от немагнитной поверхности Au (110) ¹⁷⁰ позволил проверить простейшую модель образования в. э. На рис. 22 представлена энергетическая зависимость с. п. в. э. для двух углов рассеяния, которая сравнивалась с расчетами, основанными на модели двухступенчатого рассеяния. При рассеянии первичного электрона на электроне проводимости (упругое столкновение двух шаров) угол рассеяния ϑ_1 однозначно связан с энергией электронов после соударения. Во втором акте упругого рассеяния электрона на ионном остове кристаллической решетки на угол ϑ_2 ($\vartheta_1 + \vartheta_2 = \vartheta$ — регистрируемому углу рассеяния) возникает спиновая поляризация в. э., величина которой находится из таблиц для атомного рассеяния Au. Высокий уровень согласия модельных расчетов и эксперимента позволяет считать, что в исследованной области энергий основной механизм образования в. э. носит двухступенчатый характер.

Рис. 22. Энергетическое распределение поляризации вторичных электронов от Au (110) ¹⁷⁰ ($E_p = 600$ эВ). $a - \vartheta = 130^\circ$, $b - \vartheta = 90^\circ$; 1 — эксперимент, 2 — теория

В следующей работе тех же авторов ¹⁷¹ измерялись две компоненты спиновой поляризации в. э. — P_e , лежащей в плоскости рассеяния, и P_n , перпендикулярной ей. Была обнаружена значительная продольная компонента с. п., величина которой зависела от энергии в. э. Найдено, что профили $P_n(E_{в.э})$ и $P_e(E_{в.э})$ остаются неизменными при изменении энергии первичного пучка в пределах 400—1000 эВ и изменении угла падения, если суммарный угол рассеяния сохраняется.

В ¹⁷² измерялась обменная поляризация $P_{обм}$ электронов, неупруго рассеянных поверхностью Au (110) при энергии первичных электронов $E_p = 500$ эВ и начальной поляризации P_0 . Обнаружено, что отношение $P_{обм}/P_0$, измеренное для в. э. с энергией $0,1 \leq E_{в.э}/E_p \leq 0,2$, максимально для в. э. с минимальной энергией и быстро уменьшается с увеличением $E_{в.э}$. Полученные результаты трактуются на основании простой модели однократного столкновения первичного электрона с электроном проводимости золота.

Первая работа по исследованию спиновой поляризации в. э. от магнитно-упорядоченных структур выполнена для $Ni_{40}Fe_{40}B_{20}$ ²⁶. На рис. 23 представлен график зависимости $P(E_{в.э})$. Как видно, степень поляризации падает



с уменьшением $E_{\text{в.э.}}$, меняет свой знак и обращается в нуль для истинно-вторичных электронов.

В противоположность этим результатам измерения с. п. при рассеянии первично поляризованных электронов намагниченным аморфным ферромагнетиком $\text{Fe}_{81.5}\text{B}_{14.5}\text{Si}_4$ ^{156,173}, аналогично фотоэмиссионным данным¹⁷⁴ показали, что максимальная поляризация наблюдается для истинно-вторичных электронов. Так для $\text{Fe}_{81.5}\text{B}_{14.5}\text{Si}_4$ при $E_p = 500$ эВ в. э. с $E_{\text{в.э.}} < 0.5$ эВ имеют $P \approx 25\%$, а для в. э. с энергией 25 эВ $P \approx 7\%$. Степень поляризации в. э. с минимальной энергией в точности соответствует спиновой поляризации электронов в зоне проводимости. В¹⁷³ отмечается возможность использования с. п. во ВЭЭ для создания сканирующего спинового микроскопа.

В аналогичных экспериментах^{175,176}, выполненных для намагниченной поверхности Ni (110), характер изменения $P(E_{\text{в.э.}})$ прежний, хотя значение $P_{\text{max}} \approx 17\%$, полученное для в. э. с минимальной энергией, оказалось значительно больше средней поляризации электронов в зоне проводимости Ni (110) ($\sim 5.5\%$), а на спаде зависимости $P(E_{\text{в.э.}})$ отчетливо проявлялся ряд максимумов и минимумов. При адсорбции кислорода и цезия на поверхности никеля происходит как общее уменьшение поляризации в. э., так и изменение положения максимумов и минимумов на кривых $P(E_{\text{в.э.}})$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование спиновой поляризации в сочетании с измерениями энергетического и углового распределения электронов позволило получить полную информацию об электронах, рассеянных поверхностью твердого тела. Дополнительные сведения об изменении спинового состояния электронов в результате взаимодействия с веществом позволило на новом, более высоком, уровне рассмотреть проблемы взаимодействия электронов с твердым телом, провести проверку моделей, описывающих геометрическую и электронную структуру поверхности.

Можно сказать, что в настоящее время происходит активное накопление фактического материала по эффектам спиновой поляризации, возникающим при отражении электронов от поверхности твердого тела. Однако круг исследованных веществ еще ограничен. Это три представителя веществ с большим атомным номером Z : вольфрам, платина и золото, ферромагнетики Ni и Fe, ферромагнитные стекла $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{B}_{20}$ и $\text{Fe}_{81.5}\text{B}_{14.5}\text{Si}_4$, антиферромагнетик NiO и слой Te, адсорбированные на Ni. Видимо, этот круг в ближайшее время значительно расширится и не только в области веществ с большим Z , но и со средним значением Z , поскольку уже сейчас возможно измерение асимметрии рассеяния п. э. в диапазоне 1—3% с точностью, составляющей доли процента.

Уже первые эксперименты по ДСПНЭ показали высокую чувствительность кривых поляризации к изменению углу рассеяния, энергии падающих электронов и чистоте исследуемой поверхности, что способствовало значительному прогрессу в технике поляризационных экспериментов по сравнению со стандартной методикой ДМЭ.

Теоретические расчеты угловой и энергетической зависимости поляризации рассеянных электронов также продемонстрировали чрезвычайную зависимость расчетных кривых от выбора модели рассеивающего потенциала, величины смещения верхней атомной плоскости, формы поверхностного по-

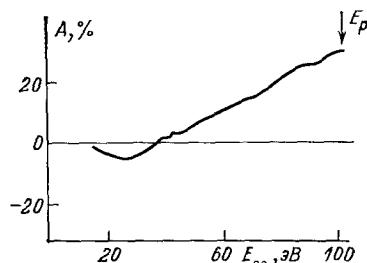


Рис. 23. Энергетическая зависимость асимметрии рассеяния вторичных электронов от $\text{Ni}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ ²⁶ ($E_p = 97$ эВ, $\vartheta = 166^\circ$)

тенциального барьера и т. д. Однако сопоставление расчетных данных с экспериментом в ДСПНЭ производится методом «проб и ошибок», т. е. подбираются расчетные параметры, дающие лучшее согласие с экспериментом.

Основные трудности в описании рассеяния электронов твердым телом связаны с учетом многократного рассеяния и неупругого взаимодействия. В динамических расчетах ДСПНЭ многократное рассеяние учитывается на двух этапах — во внутрислоевом и межслоевом рассеянии и в отличие от атомного рассеяния приводит к появлению составляющей вектора \mathbf{P} , лежащей в плоскости рассеяния. Поэтому с точки зрения выявления роли многократного рассеяния во взаимодействии электронов с твердым телом несомненный интерес представляют эксперименты, в которых определяется как составляющая вектора \mathbf{P} , перпендикулярная плоскости рассеяния, так и лежащая в ней, эксперименты по исследованию системы «тяжелый» слой адсорбата на «легкой» подложке, впервые выполненный для системы Ni (110) — с (2×2) Te, работы по исследованию аморфных и поликристаллических материалов.

Существует достаточно подробное описание зависимости различных механизмов неупрого взаимодействия от спинового состояния электронов, хотя экспериментальных работ в этом направлении еще мало. Видимо, детальное исследование этих механизмов потребует дальнейшего развития методики эксперимента.

Так, для определения дисперсии поверхностных магнонов, ответственных за температурную зависимость поверхностной намагниченности ферромагнетиков, требуется значительно лучшее разрешение по энергии п. э., чем ныне существующее. Значительный интерес представляет сопоставление энергетической зависимости поляризации неупрого рассеянных электронов с особенностями на распределении в. э. по энергиям, поскольку появление таких особенностей связано с включением нового механизма неупрого потерь. Улучшение показателя качества источников п. э. стимулировало бы развитие работ в этом направлении.

Система вольфрам — легкие газы оказалась достаточно сложным объектом для исследования процессов адсорбции методом ДСПНЭ, поскольку адсорбция газов сопровождается реконструкцией поверхности вольфрама. Уже сейчас можно сказать, что специфические особенности адсорбции чужеродных атомов на кристаллической поверхности, выявленные методом ДМЭ, носят более сложный характер и не охватывают всей кинетики процесса, поскольку в ДСПНЭ наблюдается неадекватное изменение кривых интенсивности и поляризации при адсорбции. Система «тяжелый» адсорбат на «легкой» подложке открывает широкие возможности для исследования поляризационных эффектов, возникающих при рассеянии электронов на монослое вещества. Многообещающими представляются эксперименты по исследованию конденсированных систем, не приводящих к реконструкции поверхности, таких как благородные газы на холодной подложке.

Исследования последних лет показали, что поляризация эмиттированных электронов носит всеобщий характер. Получены пучки поляризованных фотоэлектронов из намагниченных ферромагнетиков, из кристаллов кубической сингонии, освещаемых циркулярно-поляризованным светом и, наконец, из немагнитных кристаллов при освещении неполяризованным светом. Электронные пучки со значительной степенью поляризации возникают при автоэлектронной эмиссии из ферромагнетиков. В ¹⁷⁷ высказано предположение о возможности АЭЭ поляризованных по спину электронов из неферромагнитных материалов. Значительный интерес представляет работа ¹⁷⁸, в которой при исследовании АЭЭ из вольфрама обнаружено сильное влияние подсветки на поляризацию эмиттированных электронов. В ^{179–181} найдены условия, при которых возможна поляризация оже-электронов, а в ¹⁸² она обнаружена экспериментально при исследовании намагниченного ферромагнитного стекла $\text{Fe}_{83}\text{B}_{17}$.

Появилась новая методика исследования, сочетающая фотоэмиссию с взаимодействием поляризованных электронов с твердым телом — обратная фотоэлектронная спектроскопия^{183,184}, когда изучается излучение, возникающее при бомбардировке поверхности пучком п. э., что позволяет получить сведения о структуре энергетических зон и спиновой зависимости матричных элементов перехода электронов в твердом теле. Зависимость степени поляризации светового излучения от поляризации бомбардирующих электронов открывает возможность для создания анализаторов п. э. нового типа.

В другой методике — спектроскопии захвата спин-поляризованных электронов^{185,186} исследуется захват поляризованного электрона дейtronом (ядро атома дейтерия) при скользящем отражении дейtronов от поверхности твердого тела, согласно реакции: $D^+ + e = D^0$. Получены интересные данные о ферромагнетизме верхнего атомного слоя антиферромагнетика хрома.

В последние годы предложена новая методика — дифракция медленных спин-поляризованных позитронов^{187,188}.

НИИФ Ленинградского государственного университета
им. А. А. Жданова

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тольхук Х.—УФН, 1957, т. 63, с. 761.
2. Ваганов А. Е.—УФН, 1976, т. 119, с. 257.
3. Делоне Н. Б., Федоров М. В.—УФН, 1979, т. 127, с. 651.
4. Друкарев Г. Ф., Объедков В. Д.—Ibidem, с. 621.
5. Davission C. J., Germeg L. M.—Phys. Rev., 1929, v. 33, p. 760.
6. Joffe A. F., Arsenieva A. N.—C. R. Ac. Sci., 1929, t. 188, p. 152.
7. Langstroth G. O.—Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1932, v. 136, p. 558.
8. Mott N. F.—Ibidem, 1929, v. 124, p. 425.
9. Shull C. G., Chase C. T., Myers F. E.—Phys. Rev., 1943, v. 63, p. 29.
10. Massey H. S., Mohr C. B.—Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1941, v. 177, p. 341.
11. Kollath R.—Zs. Phys. Ser. B, 1949, Bd. 5, S. 66.
12. Maison D.—Phys. Lett., 1966, v. 19, p. 654.
13. Eckstein W.—Zs. Phys., 1967, Bd. 203, S. 59.
14. Loth R.—Ibidem, S. 66.
15. Feder R.—Phys. Stat. Sol. Ser. b, 1971, v. 46, p. K31.
16. Feder R.—Ibidem, 1972, v. 49, p. 699.
17. Feder R.—Ibidem, 1973, v. 56, p. K43.
18. Feder R.—Ibidem, 1974, v. 62, p. 135.
19. Feder R.—Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 598.
20. Jennings P. J.—Surf. Sci., 1970, v. 20, p. 18.
21. Jennings P. J.—Ibidem, 1971, v. 26, p. 509.
22. Jennings P. J.—Japan J. Appl. Phys., 1974, Suppl. v. 2, pt. 2, p. 661.
23. O'Neill M. R., Kalisvaart M., Dunning F. B., Walters G. K.—Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 1167.
24. Pierce D. T., Celotta R. J., Wang G. C., Unertl W. N., Galejs A., Kuyatt C. E., Mielczarek S. R.—Rev. Sci. Instr., 1980, v. 51, p. 478.
25. Pierce D. T., Girwin S. M., Unguris J., Celotta R. J.—Ibidem, 1981, v. 52, p. 1437.
26. Siegmann H. C., Pierce D. T., Celotta R. J.—Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 452.
27. Kessler J. Polarized Electrons.—Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1976.
28. Feder R.—J. Phys. Ser. C, 1981, v. 14, p. 2049.
29. Baum G.—AIP Conf. Proc., 1980, v. 69, pt. 2, p. 785.
30. Celotta R. J., Pierce D. T.—Adv. At. and Mol. Phys., 1980, v. 16, p. 101.
31. Jost K., Kessler J.—Phys. Rev. Lett., 1965, v. 15, p. 575.
32. Alguard M. J., Clendenin J. E., Ehrlich R. D., Hughes V. W., Schuler K. P., Baum G., Raith W., Miller R. H., Lysenko W.—Nucl. Instr. and Meth., 1979, v. 163, p. 29.
33. Wainwright P. F., Alguard M. I., Baum G., Lubell M. S.—Rev. Sci. Instr., 1978, v. 49, p. 571.
34. Möllenkamp R., Heinemann U.—J. Phys. Ser. E, 1982, v. 15, p. 692.
35. Hodge L. A., Dunning F. B., Walters G. K.—Rev. Sci. Instr., 1979, v. 50, p. 1.
36. Gray L. G., Gilberson K. W., Cheng C., Keiffer R. S., Dunning F. B., Walters G. K.—Ibidem, 1983, v. 54, p. 271.

37. Busch G., Campagna P., Siegmann H. C.—Phys. Rev. Lett., 1969, v. 22, p. 597.
38. Busch G., Campagna P., Siegmann H. C.—J. Appl. Phys., 1970, v. 41, p. 1044.
39. Buch G., Campagna P., Siegmann H. C.—Phys. Rev. Ser. B, 1971, v. 4, p. 746.
40. Busch G., Campagna P., Pierce D. T., Siegmann H. C.—Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 611.
41. Garwin E., Meier F., Pierce D. T., Sattler K., Siegmann H. C.—Nucl. Instr. and Meth., 1974, v. 120, p. 483.
42. Pierce D. T., Meier F., Zürcher P.—Phys. Lett. Ser. A, 1975, v. 51, p. 465.
43. Pierce D. T., Meier F., Zürcher P.—Appl. Phys. Lett., 1975, v. 26, p. 670.
44. Pierce D. T., Meier F.—Phys. Rev. Ser. B, 1976, v. 13, p. 5484.
45. Erbudak M., Reihl B.—Appl. Phys. Lett., 1978, v. 33, p. 584.
46. Reihl B., Erbudak M., Campbell D. M.—Phys. Rev. Ser. B, 1979, v. 19, p. 6358.
47. Alvarado S. F., Cicacci F., Valeri S., Campagna M., Feder R., Pleyer H.—Zs. Phys. Ser. B, 1981, Bd. 44, S. 259.
48. Müller N.—Phys. Lett. Ser. A, 1975, v. 54, p. 415.
49. Landolt M., Campagna M., Wilkens B.—Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 568.
50. Landolt M., Campagna M.—Ibidem, 1978, v. 40, p. 1401.
51. Chrobok G., Hofmann M., Regenfus G., Sizmann R.—Phys. Rev. Ser. B, 1977, v. 15, p. 429.
52. Baum G., Kisker E. et al.—Appl. Phys., 1977, v. 14, p. 149.
53. Kisker E., Baum G., Mahan A. H., Raith W., Reihl B.—Phys. Rev. Ser. B, 1978, v. 18, p. 2256.
54. Müller N., Eckstein W., Heiland W., Zinn W.—Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 1651.
55. Conrath D., Heindorff T., Hermann A., Ludwig N., Reichert E.—Appl. Phys., 1979, v. 20, p. 155.
56. Alvarado S. F., Cicacci F., Campagna M.—Appl. Phys. Lett., 1981, v. 39, p. 615.
57. Kisker E., Gudat W., Kuhlmann E., Clauberg R., Campagna M.—Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 2053.
58. Kirschner J., Feder R., Wendelken J. F.—Ibidem, 1981, v. 47, p. 614.
59. Cherepkov N. A.—J. Phys. Ser. B, 1977, v. 10, p. L653.
60. Holzwarth G., Meister H. J.—Nucl. Phys., 1964, v. 59, p. 56.
61. Van Klinken J.—Ibidem, 1933, v. 75, p. 161.
62. Grenberg J. S., Malone D. P. et al.—Phys. Rev., 1960, v. 120, p. 1393.
63. Deichsel H., Reichert E.—Zs. Phys., 1965, Bd. 185, S. 169.
64. Deichsel H., Reichert E., Steidl H.—Ibidem, 1966, Bd. 189, S. 212.
65. Jost K., Kaussen F., Kessler J.—J. Phys. Ser. E, 1981, v. 14, p. 735.
66. Kirschner J., Feder R.—Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1008.
67. Wang G. C., Celotta R. J., Pierce D. T.—Phys. Rev. Ser. B, 1981, v. 23, p. 1761.
68. Müller N. Int. Rept. IIP 9/23 MPI.—Garching, Munich, 1979.
69. Erbudak M., Müller N.—Appl. Phys. Lett., 1981, v. 38, p. 575.
70. Celotta R. J., Pierce D. T., Siegmann H. C., Unguris J.—Ibidem, p. 577.
71. Erbudak M., Ravano G.—J. Appl. Phys., 1981, v. 52, p. 5032.
72. Siegman H. C.—Europhys. News, 1983, v. 14, p. 9.
73. Hodge L. A., Moravec J., Walters G. K.—Rev. Sci. Instr., 1979, v. 50, p. 5.
74. Reihl B., Dunlap B. I.—Appl. Phys. Lett., 1980, v. 37, p. 941.
75. Bauer P., Feder R., Müller N.—Sol. Stat. Comm., 1980, v. 36, p. 249.
76. Berger O., Wubker W., Mollenkamp P., Kessler J.—J. Phys. Ser. B, 1982, v. 15, p. 2473.
77. Пчелкин И. А., Зырянов Г. К.—ПТЭ, 1982, № 6, с. 419.
78. Beerlage M. J. M., Farago P. S.—J. Phys. Ser. E, 1981, v. 14, p. 928.
79. Kicker E.—Rev. Sci. Instr., 1982, v. 53, p. 507.
80. Kalisvaart M., O'Neill M. R., Riddle T. W., Dunning F. B., Walters G. K.—Phys. Rev. Ser. B, 1978, v. 17, p. 1570.
81. Feder R.—Surf. Sci., 1975, v. 51, p. 297.
82. Fink M., Yates A., Ingram J.—Atomic Data, 1970, v. 1, p. 385; 1972, v. 4, p. 129.
83. Харрисон У. Теория твердого тела.—М.: Мир, 1972.
84. Pendry J. B. Low Energy Electron Diffraction.—Lnd.: Academic Press, 1974.

85. Feder R., Jennings P. J., Jones R. O.—*Surf. Sci.*, 1976, v. 61, p. 307.
 86. Feder R.—*Ibidem*, 1977, v. 63, p. 283.
 87. Calvert R. L., Russel G. J., Hanemann D.—*Phys. Rev. Lett.*, 1977, v. 39, p. 1226.
 88. Jennings P. J., Jones R. O.—*Surf. Sci.*, 1978, v. 71, p. 101.
 89. Jennings P. J., Jones R. O.—*Sol. State Comm.*, 1982, v. 44, p. 17.
 90. Wang G. C., Dunlap B. I., Celotta R. J., Pierce D. T.—*Phys. Rev. Lett.*, 1979, v. 42, p. 1349.
 91. Reihl B., Scharli M., Erbudak M.—*Helv. Phys. Acta*, 1980, v. 52, p. 351.
 92. Feder R., Kirschner J.—*Surf. Sci.*, 1981, v. 103, p. 75.
 93. Kirschner J., Feder R.—*Ibidem*, v. 104, p. 448.
 94. Koike K., Hayakawa K.—*Japan J. Appl. Phys. Pt. 1*, 1983, v. 22, p. 1332.
 95. Marsh F. S., Debe M. K., King D. A.—*J. Phys. Ser. C*, 1980, v. 13, p. 2799.
 96. Feder R.—*Surf. Sci.*, 1977, v. 68, p. 229.
 97. Bauer P., Feder R., Müller N.—*Ibidem*, 1980, v. 99, p. L395.
 98. Feder R., Pleyer H., Bauer P., Müller N.—*Ibidem*, 1981, v. 109, p. 419.
 99. Bauer P., Eckstein W., Müller N.—*Zs. Phys.*, 1983, Bd. 52, S. 185.
 100. Kessmodel L. L., Stair P. C., Somorjai G. A.—*Surf. Sci.*, 1967, v. 64, p. 342.
 101. Adams D. L., Nielsen V. B., van Hove M. A.—*Phys. Rev. Ser. B*, 1979, v. 20, p. 4789.
 102. Davies J. A., Jackson D. P., Matsunami N., Norton R. R., Andersen J. U.—*Surf. Sci.*, 1978, v. 78, p. 274.
 103. Müller N., Wolf D.—*Bull. Amer. Soc.*, 1976, v. 21, p. 944.
 104. Feder R., Müller N., Wolf D.—*Zs. Phys. Ser. B*, 1977, Bd. 26, S. 265.
 105. Müller N., Wolf D., Feder R.—*Instr. Phys. Conf. Ser.* 41, 1978, p. 281.
 106. Feder R.—*Surf. Sci.*, 1978, v. 77, p. 505.
 107. Feder R., Müller N., Wolf D.—In: *Intern. Conference on Electron Diffraction*, 1927—1977.—London, 1978.
 108. Reihl B.—*Zs. Phys. Ser. B*, 1981, Bd. 41, S. 21.
 109. Müller N., Erbudak M., Wolf D.—*Sol. State Comm.*, 1981, v. 39, p. 1247.
 110. Erbudak M., Ravano G., Müller N.—*Phys. Lett. Ser. A*, 1982, v. 90, p. 62.
 111. Fedak D. G., Gjostein N. A.—*Surf. Sci.*, 1967, v. 8, p. 77.
 112. Lagally M. G., Buchholz J. C., Wang G. C.—*J. Vac. Sci. and Techn.*, 1975, v. 12, p. 213.
 113. Kirschner J., Feder R.—*Surf. Sci.*, 1979, v. 79, p. 176.
 114. Feder R.—*Phys. Lett. Ser. A*, 1980, v. 78, p. 103.
 115. Dunlap B. I.—*Sol. State Comm.*, 1980, v. 35, p. 141.
 116. Malmstrom G., Rundgren J.—*J. Phys. Ser. C*, 1981, v. 14, p. 4937.
 117. Feder R.—*Phys. Rev. Ser. B*, 1977, v. 15, p. 1751.
 118. Pierce D. T., Celotta R. J., Wang G. C., McRae E. G.—*Sol. State Comm.*, 1981, v. 39, p. 1053.
 119. McRae E. G., Pierce D. T., Wang G. C., Celotta R. J.—*Phys. Rev. Ser. B*, 1981, v. 24, p. 4230.
 120. Jones R. O., Jennings P. J.—*Ibidem*, 1983, v. 27, p. 4702.
 121. Riddle T. W., Mahan A. H., Dunning F. B., Walters G. K.—*Surf. Sci.*, 1979, v. 82, p. 511.
 122. Wendelen J. F., Kirschner J.—*Ibidem*, 1981, v. 110, p. 1.
 123. Riddle T. W., Mahan A. H., Dunning F. B., Walters G. K.—*Ibidem*, 1979, v. 82, p. 517.
 124. Mahan A. H., Riddle T. W., Dunning F. B., Walters G. K.—*Ibidem*, 1980, v. 93, p. 550.
 125. Wang G. C., Unguris J., Pierce D. T., Celotta R. J.—*Ibidem*, 1982, v. 114, p. L35.
 126. Riddle T. W., Mahan A. H., Dunning F. B., Walters G. K.—*J. Vac. Sci. and Techn.*, 1978, v. 15, p. 1686.
 127. Lieberman L. N., Fredkin D. R., Shore H. B.—*Phys. Rev. Lett.* 1969, v. 22, p. 539.
 128. Wang C. S., Freeman A. J.—*Phys. Rev. Ser. B*, 1980, v. 21, p. 4385.
 129. Wang C. S., Freeman A. J.—*J. Magn. and Magn. Mater.*, 1980, v. 15—18, pt. 2, p. 869.
 130. Wang C. S., Freeman A. J.—*Phys. Rev. Ser. B*, 1981, v. 24, p. 4364.
 131. Jepsen O., Madsen J., Andersen O. K.—*J. Magn. and Magn. Mater.*, 1980, v. 15—18, pt. 2, p. 867.
 132. Vredevoe L. A., de Wames R. E.—*Phys. Rev.*, 1968, v. 176, p. 684.
 133. Saldana X. I., Helman L. S.—*Ibidem. Ser. B*, 1977, v. 16, p. 4978.
 134. Feder R.—*Phys. Stat. Sol. Ser. b*, 1973, v. 58, p. K137.
 135. Feder R.—*Sol. State Comm.*, 1979, v. 31, p. 821.

136. Wang S. W.— *Ibidem*, 1980, v. 36, p. 847.
137. Wang S. W., Kirby R. E., Garvin E. L.— *Ibidem*, 1979, v. 32, p. 993.
138. Feder R., Pleyer H.— *Surf. Sci.*, 1982, v. 117, p. 285.
139. Alvarado S. F., Feder R., Hopster H., Ciccacci F., Pleyer H.— *Zs. Phys. Ser. B*, 1982, Bd. 49, S. 129.
140. Celotta R. J., Pierce D. T., Wang G. C., Bader S. D., Felcher G. P.— *Phys. Rev. Lett.*, 1979, v. 43, p. 728.
141. Pierce D. T., Celotta R. J., Wang G. C., Felcher G. P., Bader S. D., Miyano K.— *J. Magn. and Magn. Mater.*, 1980, v. 15—18, p. 1583.
142. Alvarado S. F., Hopster H., Feder R., Pleyer H.— *Sol. State Comm.*, 1981, v. 39, p. 1319.
143. Wang S. W.— *J. Appl. Phys.*, 1981, v. 52, pt. 2, p. 2499.
144. Alvarado S. F., Hopster H., Campagna M.— *Surf. Sci.*, 1982, v. 117, p. 294.
145. Alvarado S. F., Campagna M., Hopster H.— *Phys. Rev. Lett.*, 1982, v. 48, p. 51.
146. Alvarado S. F., Campagna M., Ciccacci F., Hopster H.— *J. Appl. Phys.*, 1982, v. 53, p. 7920.
147. Feder R., Alvarado S. F., Tamura E., Kisker E.— *Surf. Sci.*, 1983, v. 127, p. 83.
148. Kuyatt C. E.— *Phys. Rev. Ser. B*, 1975, v. 12, p. 4581.
149. Lang J. K., Jamison K. D., Dunning F. B., Walters G. K., Passler M. A., Ignatievev A., Tamura E., Feder R.— *Surf. Sci.*, 1982, v. 123, p. 247.
150. Tamura E., Feder R.— *Sol. State Comm.*, 1982, v. 44, p. 1101.
151. Waller G., Gradmann U.— *Phys. Rev. Ser. B*, 1982, v. 26, p. 6330.
152. Gradmann U., Waller G., Feder R., Tamura E.— *J. Magn. and Magn. Mater.*, 1983, v. 31—34, pt. 2, p. 883.
153. Pierce D. T., Celotta R. J., Unguris J., Siegmann H. C.— *Phys. Rev. Ser. B*, 1982, v. 26, p. 2566.
154. Pierce D. T., Celotta R. J., Unguris J.— *J. Magn. and Magn. Mater.*, 1983, v. 31—34, pt. 2, p. 869.
155. Pierce D. T., Celotta R. J. et al.— *Ibidem*, 1983, v. 35, p. 28.
156. Palmberg P. W., de Wames R. E., Vredenboe L. A.— *Phys. Rev. Lett.*, 1968, v. 21, p. 682.
157. Walker J. A. et al.— *Surf. Sci.*, 1977, v. 68, p. 221.
158. Namikawa K.— *J. Phys. Soc. Japan*, 1978, v. 44, p. 165.
159. Feder R., Pendry J. B.— *Sol. State Comm.*, 1978, v. 26, p. 519.
160. Erbudak M., Ravano G.— *Surf. Sci.*, 1983, v. 126, p. 120.
161. Kleinman L.— *Phys. Rev. Ser. B*, 1978, v. 17, p. 3666.
162. De Wames R. E., Vredenboe L. A.— *Phys. Rev. Lett.*, 1967, v. 18, p. 873.
163. Mills D. L.— *J. Phys. and Chem. Sol.*, 1967, v. 28, p. 2245.
164. Helman J. S., Baltensperger W.— *Phys. Rev. Ser. B*, 1980, v. 22, p. 1300.
165. Wolff P. A.— *Ibidem*, 1954, v. 95, p. 56.
166. Rendell R. W., Penn D. R.— *Phys. Rev. Lett.*, 1980, v. 45, p. 2057.
167. Bringer A., Campagna M. et al.— *Ibidem*, 1979, v. 42, p. 1705.
168. Matthew J. A. D.— *Phys. Rev. Ser. B*, 1982, v. 25, p. 3326.
169. Selzer S., Majlis N.— *Ibidem*, v. 26, p. 404.
170. Erbudak M., Ravano G.— *Phys. Lett. Ser. A*, 1982, v. 91, p. 367.
171. Ravano G., Erbudak M.— *Sol. State Comm.*, 1983, v. 44, p. 547.
172. Ravano G. et al.— *Phys. Rev. Lett.*, 1982, v. 49, p. 80.
173. Unguris J., Pierce D. T., Gallois A., Celotta R. J.— *Ibidem*, p. 72.
174. Kisker E. et al.— *Rev. Sci. Instr.*, 1982, v. 53, p. 1137.
175. Hopster H., Raue R., Kisker E., Campagna M., Guntherodt G.— *J. Vac. Sci. and Techn. Ser. A*, 1983, v. 1, pt. 2, p. 1134.
176. Hopster H., Raue R. et al.— *Phys. Rev. Lett.*, 1983, v. 50, p. 70.
177. Akhiezer J. A., Chudnovskiy E. M.— *Phys. Lett. Ser. A*, 1978, v. 65, p. 433.
178. Reifenberger R., Lee M. J. G. *Transition Metals*.— Toronto, 1977.
179. Klar H. M.— *J. Phys. Ser. B*, 1980, v. 3, p. 4741.
180. Kabachnik N.— *Ibidem*, 1981, v. 14, p. L337.
181. Keh-Ning Huang— *Phys. Rev. Ser. A*, 1982, v. 26, p. 2274.
182. Landolt M., Mauri D.— *Phys. Rev. Lett.*, 1982, v. 49, p. 1783.
183. Woodruff D. P., Smith N. Y., Jonson P. D., Royer W. A.— *Phys. Rev. Ser. B*, 1982, v. 26, p. 2943.
184. Unguris J., Seiler A., Celotta R. J. et al.— *Phys. Rev. Lett.*, 1982, v. 49, p. 1047.
185. Rau C., Eichner S.— *Ibidem*, 1981, v. 47, p. 939.
186. Rau C.— *Appl. Surf. Sci.*, 1982, v. 13, p. 310.
187. Zitzewitz P. W., et al.— *Phys. Rev. Lett.*, 1979, v. 43, p. 1281.
188. Feder R.— *Sol. State Comm.*, 1980, v. 34, p. 541.