УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

537.311 33

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ФЕРМИ МЕТАЛЛОВ

Н. Б. Брандт, Е. С. Ицкевич, Н. Я. Минина

СОДЕРЖАНИЕ

| 1. | Введение | 459 |
|----|--|-----|
| 2. | Методы получения высоких давлений для изучения энергетического спектра | |
| | металлов | 461 |
| 3. | Влияние параметров кристаллической решетки на энергетический спектр | |
| | электронов в металле с точки зрения представлений псевдопотенциала | |
| | и модели почти свободных электронов | 464 |
| 4. | Изменение поверхностей Ферми металлов при всестороннем сжатии | 467 |
| 5. | Металлы с кубической решеткой | 467 |
| 6. | Металлы с гексагоцальной плотноупакованной решеткой | 474 |
| 7. | Полуметаллы | 479 |
| 8. | Изменения ферми-поверхностей металлов при односторонней деформации | 484 |
| 9. | Заключение | 485 |
| Цı | итированная литература | 486 |
| | | |

1. ВВЕДЕНИЕ

Последнее десятилетие характеризуется интенсивным развитием теоретических и экспериментальных исследований энергетических спектров электронов в металлах. Наиболее общей характеристикой энергетического спектра является ферми-поверхность постояпной энергии $\mathscr{E}(\mathbf{k}) = \mathscr{E}_F$ (\mathscr{E}_F — энергия Ферми, \mathbf{k} — волновой вектор), отделяющая в пространстве импульсов заполненные электронные состояния от свободных. Форма поверхности Ферми, которая в общем случае может быть очень сложной, а также основные характеристики электронов с энергией Ферми определяют практически все электронные свойства металлов.

Экспериментальное изучение энергетических спектров проводится главным образом путем наблюдения эффектов, обусловленных квантованием энергии электрона в постоянном магнитном поле (квантование Ландау). Из этих экспериментов непосредственно определяются такие важные параметры, как площади экстремальных сечений поверхности Ферми (эффекты де Гааза — ван Альфена и Шубникова — де Гааза), эффективные массы носителей тока (циклотронный резонанс) и другие.

Наряду с квантовыми эффектами определенную информацию об электронном эпергетическом спектре дают исследования гальваномагнитных характеристик в сильных магнитных полях у металлов (сведения о топологии поверхности Ферми) и в слабых магнитных полях — у полуметаллов.

Энергетический спектр электронов в металле определяется, помимо свойств ионов, образующих кристаллическую решетку, их взаимным расположением и расстоянием между ними. Теоретические модели спектра обычно сравниваются с экспериментальными данными, полученными при равновесном значении параметров решетки. Исследования под давлением позволяют проследить характер изменения основных параметров спектра (в частности, формы поверхности Ферми) в определенном интервале значений постоянной решетки и, таким образом, открывают новые возможности экспериментальной проверки различных теоретических моделей.

Как известно, основную роль в формировании электронного спектра играет периодический потенциал решетки. В настоящее время наиболее распространенным способом его учета при теоретическом нахождении спектра является метод псевдопотенциала, в котором электроны проводимости считаются почти свободными, а действующий на них эффективный потенциал (псевдопотенциал) рассматривается как возмущение. Возможность такого рассмотрения основывается на том, что электроны проводимости испытывают эффективное отталкивание от ионов, так как их волновые функции ортогональны волновым функциям внутренних оболочек ионов. Это отталкивание почти полностью компенсирует большой кулоновский потенциал последних и приводит к малости псевдопотенциала по сравнению с энергией ферми-электронов.

Указанная особенность формирования псевдопотенциала является причиной того, что он может испытывать существенные изменения под действием давления. Использование давления как непрерывного (термодинамического) параметра системы позволяет проверить теоретические выводы, имеющие более широкий характер. Примером тому могут служить экспериментальная проверка закона Кейна о пропорциональности эффективной массы электронов ширине щели в энергетическом спектре узкощелевых полупроводников ¹ или экспериментальное подтверждение теории сверхпроводников с сильной связью Гейликмана и Кресина².

Наряду с изучением количественных изменений спектра под давлением большой интерес представляют изменения, при которых спектр меняется качественно. При этом могут иметь место различные ситуации: переход металла в диэлектрическое состояние, связанный с исчезновением перекрытия между валентной зоной и зоной проводимости и обращением в нуль объема всех частей ферми-поверхности; изменение топологии ферми-поверхности, при котором отщепляются или исчезают ее отдельные части, изменяется связность и т. п. Такие «электронные» фазовые переходы, предсказанные Лифшицем³, в настоящее время обнаружены у ряда металлов.

В последние годы интерес к исследованию электронных энергетических спектров металлов при высоких давлениях значительно увеличился, что связано, с одной стороны, с развитием новых эффективных экспериментальных и теоретических методов изучения спектра, а с другой стороны, — со значительными успехами в разработке специальной аппаратуры для получения высоких давлений при низких температурах.

В настоящем обзоре не излагается теория эффектов, используемых для изучения энергетических спектров носителей тока в металлах. Этим вопросам посвящено достаточное количество специальных обзоров (см., например, обзор Лифшица и Каганова⁴).

Основное внимание будет нами уделено рассмотрению известных в настоящее время данных по изменению поверхностей Ферми у металлов под давлением и описанию методов создания гидростатических давлений при низких температурах.

Насколько нам известно, до сих пор не существует обзора на эту тему, достаточно полно охватывающего весь имеющийся экспериментальный материал *).

^{*)} В недавно опубликованной статье Дагдейла «Некоторые аспекты высоких давлений при низких температурах»⁵ рассмотрены лишь отдельные вопросы этой проблемы.

2. МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА МЕТАЛЛОВ

Современные методы изучения энергетического спектра металлов требуют одновременного использования низких температур, достаточно сильных и однородных магнитных полей и высокой степени совершенства исследуемых кристаллов. Эти условия предъявляют определенные требования к аппаратуре для получения высоких давлений. Очевидно, что используемые камеры должны быть достаточно миниатюрны и автономны, они должны быть изготовлены из немагнитных материалов, а получаемые в них давления — обладать хорошей гидростатичностью.

Все методы создания гидростатических давлений при низких температурах упираются в главную трудность — отсутствие при этих температурах достаточно пластичной среды для передачи давления к образцу. Идеально гидростатические условия получаются лишь при сжатии жидкого гелия, однако предельные давления, которые удается получать этим методом, очень малы (порядка 100 бар).

Белейн и др. в 1960 г. первыми применили гидростатическое давление, создаваемое жидким гелием, для исследования осцилляционных эффектов в цинке, у которого эффект давления оказался значительным⁶.

Малая величина давления, получаемого таким способом, долгое время не позволяла исследовать другие металлы. В 1965 г. Темплетон вернулся к использованию жидкого гелия для создания давления⁷. При этом он применил чувствительную методику регистрации изменения под давлением частоты осцилляций в эффекте де Гааза — ван Альфена по сдвигу фазы (Шенберг и др.⁸). Изменение фазы осцилляций позволяет вычислить производную по давлению от соответствующего сечения поверхности Ферми.

Конструктивно аппаратура Белейна с соавторами и Теплетона состояла из бомбы, изготовленной из немагнитного материала, соединенной капилляром с баллоном с газообразным гелием.

Большое распространение при исследовании изменений ферми-поверхностей под действием давления получили методы так называемого «фиксированного давления».

Основная идея этих методов заключается в том, что давление создается в той области температур, где пластичность передающих давление сред достаточно велика для обеспечения гидростатических условий сжатия. Затем камера высокого давления охлаждается до температуры опыта. При этом передающая давление среда затвердевает, и степень гидростатичности сохраняющегося давления определяется главным образом механизмом затвердевания и величиной изменения объема, и следовательно, величиной потери давления при затвердевании и последующем охлаждении. Чем ниже температура затвердевания, чем меньше потери давления при затвердевании и охлаждении среды вследствие термического сжатия и чем «равновеснее» проходит процесс охлаждения, тем выше степень гидростатичности получаемого давления.

Одной из разновидностей метода «фиксированного давления» является разработанная Лазаревым и Кан в 1944 г. «ледовая методика» ⁹, в которой давление создается вследствие расширения воды при замерзании в замкнутом сосуде. Предельное давление, получаемое таким способом, составляет около 2 *кбар*. Недостатком «ледовой методики» является большая адгезия льда к поверхности образца, в результате чего могут возникать значительные неоднородные напряжения при замерзании. Использование более пластичной (в области затвердевания) среды — водноспиртового раствора ¹⁰ несколько улучшает ситуацию и позволяет также варьировать величину давления, меняя концентрацию спирта в растворе. Второй способ получения «фиксированного давления», с помощью которого впервые были начаты исследования осцилляционных эффектов и угловой зависимости магнитосопротивления при давлениях выше 2 кбар, разработан Ицкевичем с сотрудниками в 1962 г.^{11,12}. Давление



Рис. 1. Камера гидростатического давления до 16 *кбар* с керосино - масляной средой.

1 — гайна, 2 — шток, передающий усилие от пресса, 3 — корпус бомоы, 4 — рабочий поршень сгрибковым уплотнением, 5 — образец, 6 — держатель образца, 7 опорная гайка обтюратора, 8 — обтюратор, 9 среда, передающая давление. Рис. 2. Камера гидростатического давления до 22 кбар с пентано-масляной средой.

22 коар с пентано-масляной средой.
а) Общий вид бомбы: 1, 2 — составной поршень в камере высокого давления, 3 — муфта из кембрика, 4 — обтюратор с вводами для образцов, 5 — оловянный манометр, 6 — цилицрр из термообработанной бериллиевой бронзы, передающий усилие к поршню, 7 — поршень в камере низкого давления, 8 — фиксирующая гайка (давление создается при завинчивании гайки 8).
б) Схема уплотнения поршня при работе с пентаномасляная подушка, 11 — уплотняющие прокладки, 12 — пентано-масляная.

до 18 кбар создается с помощью гидравлического пресса при комнатной температуре в автономной поршневой камере в гидростатической среде—смеси керосина с маслом, затем механически фиксируется, и камера медленно охлаждается до температуры жидкого гелия. При охлаждении давление уменьшается примерно на 3 кбар вследствие различия в коэффициентах термического расширения материала и содержимого камеры. Камера изготовляется из немагнитных материалов, в основном из термообработанной бериллиевой бронзы, что позволяет работать в сильных магнитных полях. Достаточно высокая пластичность среды в процессе затвердевания и относительно небольшая потеря давления при затвердевании и охлаждении обеспечивают небольшую величину неоднородных напряжений в образце.

На рисунке 1 изображена одна из камер такого типа, применяющаяся в настоящее время при исследовании квантовых эффектов под давлением. Обратим внимание на то, что применение обтюратора с электровводами, уплотненными эпоксидной смолой ¹³, сильно облегчает монтаж образцов



Рис. 3. Установка для получения гидростатического давления с помощью твердого гелия.

и практическое использование камеры. Для определения величины давления при температуре опыта применяются манганиновые манометры сопротивления и сверхпроводящие манометры, основанные на зависимости от давления температуры перехода в сверхпроводящее состояние. Применение сверхпроводящих манометров, позволяющих использовать для регистрации сверхпроводящего перехода бесконтактный метод, создает определенные удобства в работе (см., например, ¹⁴). В 1968—1969 гг. методика ¹¹ была модифицирована (рис. 2) Брандтом,

В 1968—1969 гг. методика ¹¹ была модифицирована (рис. 2) Брандтом, Мининой и Пономаревым ¹⁵⁻¹⁶. Специальная конструкция поршней и их уплотнений позволила поднять давления до 20—22 *кбар*, а применение пентано-масляной смеси в качестве передающей давление среды обеспечило более высокую степень гидростатичности давления.

В 1965 г. Ширбер ¹⁷ для исследования влияния давления на квантовые осцилляции магнитосопротивления успешно применил разработанную Свенсоном и др. ¹⁸ методику создания достаточно гидростатических давлений (до 7 *кбар*) путем изобарического замораживания сжатого гелия *).

Установка (рис. 3) состоит из гелиевой и воздушной систем высокого давления. Гелиевая часть состоит из камеры с образцом, соединенной капилляром с системой предварительного заполнения гелием и сепаратором для создания рабочего давления. Воздушное давление создается в сепараторе мультипликатором при помощи двух насосов. Необходимое

^{*)} В первом варианте этой методики охлаждение проводилось при постоянном объеме ¹⁹.

давление в камере создается при температуре выше точки плавления гелия и поддерживается постоянным, пока камера медленно охлаждается. Давление газообразной фазы определяется с помощью газового манометра. Поправка на изменение температуры рассчитывается по изохорам твердого гелия. Уменьшение давления в камере при охлаждении до температуры жидкого гелия составляет 10%.

Камеры с жидкими смесями ^{11, 15} имеют ряд преимуществ по сравнению с установками, использующими сжатый гелий. Они позволяют прежде всего получать значительно бо́льшие давления, более просты в изготовлении, в них легко генерировать давление и проводить эксперименты. Автономность камер делает более широкими возможности их применения. И, наконец, отметим надежность и относительную безопасность работы с гидравлическими камерами по сравнению с газовыми.

С помощью камер с жидкими смесями проведены исследования осцилляционных эффектов под давлением у Zn и полуметаллов (Bi, Sb, графит); с помощью камер, использующих твердый гелий, исследован ряд металлов (Zn, Pb, Al, In, Cd, Be) и полуметаллов (Sb и графит). Данные, полученные обоими методами, практически совпадают, правда, для Zn согласие имеет место лишь в области давлений выше 2—3 кбар.

Рассмотренные методы получения высоких давлений при низких температурах явились большим шагом вперед, так как достигнутая в них степень гидростатичности сжатия оказалась достаточной для исследования под давлением квантовых осцилляционных эффектов, что открыло возможность для получения непосредственной информации о характере изменения энергетического спектра металлов при изменении параметров решетки.

3. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ В МЕТАЛЛЕ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ ПСЕВДОПОТЕНЦИАЛА И МОДЕЛИ ПОЧТИ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Рассмотрим сначала очень коротко основные идеи и процедуру построения поверхностей Ферми методом псевдопотенциала.

При рассеянии электрона в кристаллической решетке происходит изменение начального волнового вектора **k** на некоторый вектор **q**, так что в состоянии после рассеяния волновой вектор принимает значение $\mathbf{k} + \mathbf{q}$. Вероятность такого рассеяния определяется величиной матричного элемента псевдопотенциала W, который можно представить в виде ²⁰

$$\langle \mathbf{k} | W | \mathbf{k} + \mathbf{q} \rangle = S(\mathbf{q}) \langle \mathbf{k} | w | \mathbf{k} + \mathbf{q} \rangle, \tag{1}$$

где

$$S(\mathbf{q}) = \frac{1}{N} \sum_{j} e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}_{j}}$$
(2)

(г_ј — радиусы-векторы, определяющие положение ионов в металле),

$$\langle \mathbf{k} | w | \mathbf{k} + \mathbf{q} \rangle = \frac{1}{\Omega} \int e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} w(r) e^{i(\mathbf{k} + \mathbf{q})r} d\tau$$
(3)

(Ω-атомный объем).

Из выражений (1) — (3) следует, что матричный элемент псевдопотенциала является произведением двух независимых величин — S (q) структурного фактора, определяемого только геометрией кристалла, и формфактора ($\mathbf{k} \mid w \mid \mathbf{k} + \mathbf{q}$), зависящего от химической природы ионов (w — псевдопотенциал отдельного иона). Можно показать, что структурный фактор $S(\mathbf{q})$ отличен от нуля только для векторов \mathbf{q} , принадлежащих обратной решетке. Поэтому для состояний электрона с волновым вектором \mathbf{k} , лежащим на одной из граней зоны Бриллюэна, единственными возможными состояниями после рассеяния являются состояния с волновым вектором $\mathbf{k} \pm \mathbf{q}$. В связи с этим состояния электрона вблизи граней зоны Бриллюэна описываются двумя ортогонализованными плоскими волнами (2-ОПВ), соответствующими векторам \mathbf{k} и $\mathbf{k} \pm \mathbf{q}$.

Если вектор **k** принадлежит одновременно двум граням, определяющие векторы которых q_1 и q_2 , т. е. лежит на ребре зоны Бриллюэна, то электрон в таком состоянии будет испытывать эффективное рассеяние на двух плоскостях. Поэтому состояние электрона вблизи ребер зоны описывается тремя ОПВ, соответствующими векторам **k**, $\mathbf{k} \perp \mathbf{q}_1$ и $\mathbf{k} + \mathbf{q}_2$.

Аналогично, для описания состояний, лежащих в углах зоны, где пересекаются три грани, используется приближение 4-ОПВ.

Задача построения ферми-поверхности в математическом отношении представляет собой задачу на собственные значения энергии электрона проводимости. Для состояний, достаточно удаленных от граней зоны Бриллюэна, применяется метод теории возмущений. Обычно при этом ограничиваются вторым порядком по матричным элементам псевдопотенциала. Выражение для энергии имеет вид

$$\mathscr{E}(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2}{2m} (\mathbf{k})^2 + \langle \mathbf{k} | W | \mathbf{k} \rangle + \sum_{\mathbf{q} \neq 0} \frac{\langle \mathbf{k} + \mathbf{q} | W | \mathbf{k} \rangle \langle \mathbf{k} | W | \mathbf{k} + \mathbf{q} \rangle}{(\hbar^2/2m) [\mathbf{k}^2 - (\mathbf{k} + \mathbf{q})^2]}.$$
 (4)

Первое слагаемое в выражении (4) представляет собой энергию свободного электрона и соответствует решению задачи в одноволновом приближении (1-ОПВ), которое называют также приближением почти свободных электронов. Второе слагаемое определяет поправку первого порядка по псевдопотенциалу, третье — второго порядка и т. д.

Формула (4) позволяет в принципе построить поверхность Ферми $\mathscr{E}(\mathbf{k}) = \mathscr{E}_F$, если известны матричные элементы псевдопотенциала. Заметим, что существенным обстоятельством при этом является условие необращенности в нуль энергетических знаменателей, входящих в выражение (4). Это условие выполняется для состояний, не лежащих на гранях зоны Бриллюэна.

Когда волновой вектор k начального состояния лежит на грани зоны Бриллюэна, то ряд теории возмущений оказывается расходящимся. Волновая функция таких состояний, как указывалось, описывается в приближении 2-ОПВ. Подстановка соответствующей волновой функции в уравнение Шрёдингера приводит к секулярному уравнению, которое определяет собственные значения энергии E:

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m}\mathbf{k}^2 - E\right)\left(\frac{\hbar^2}{2m}(\mathbf{k} + \mathbf{q})^2 - E\right) - |W_{\mathbf{q}}|^2 = 0;$$
(5)

здесь | $W_{\mathbf{q}}$ |² — квадрат модуля матричного элемента псевдопотенциала. Решение уравнения (5) позволяет найти зависимость энергии E от волнового вектора **k** и тем самым построить поверхность Ферми в непосредственной близости к граням зоны Бриллюэна.

Для состояния электрона, волновой вектор которого лежит на ребре зоны Бриллюэна или в вершине, соответствующее секулярное уравнение будет третьей или четвертой степени по энергии *E*.

Таким образом, общий подход к построению поверхности Ферми в рамках теории псевдопотенциала сводится к следующему. Вначале 8 уФН. т. 104, вып. 3 поверхность строится при помощи сфер Ферми:

$$\mathscr{E}(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2}{2m} (\mathbf{k}_F - \mathbf{q})^2, \qquad (6)$$

с центром в различных узлах обратной решетки. Сегменты сфер, отсекаемых гранями зоны Бриллюэна, образуют части поверхности Ферми, относящиеся по определенным правилам к той или иной зоне (приближение 1-ОПВ). Затем для состояний на этой сфере, достаточно удаленных от граней зоны Бриллюэна, рассчитываются поправки по теории возмущений, а для состояний вблизи граней зоны проводится расчет в соответствующем волновом приближении с использованием секулярных уравнений.

Получаемые в результате расчета уравнения для поверхности Ферми содержат матричные элементы псевдопотенциала, величины которых можно получить из сравнения с экспериментом. Методам теоретического вычисления матричных элементов посвящена обширная литература (см., например, ²⁰). Для наших целей, однако, достаточно сравнительно простых методов (так называемые модельные потенциалы). При анализе экспериментальных данных о влиянии давления на поверхность Ферми мы будем рассматривать матричные элементы как заданные функции параметра q/k_F .

Радиус k_F сферы Харрисона определяется выражением

$$k_F = \left(\frac{3\pi^2 Z}{\Omega}\right)^{1/3},\tag{7}$$

где Z — число валентных электронов. Несмотря на приближенный характер, одноволновое приближение обладает тем достоинством, что, связывая размеры поверхности Ферми с параметрами кристаллической решетки, дает простое и вполне определенное описание изменения под давлением всей поверхности Ферми в целом. При всестороннем сжатии атомный объем Ω уменьшается и объемы ферми-сферы и зоны Бриллюэна — увеличиваются. При этом, естественно, изменяются и площади сечения поверхности Ферми. В модели почти свободных электронов (МПСЭ) при изотропной сжимаемости относительное изменение под давлением сечений S_F ферми-поверхности должно быть пропорционально объемной сжимаемости металла:

$$\frac{\Delta S_F}{S_F} = -\frac{2}{3} \frac{\Delta \Omega}{\Omega},\tag{8}$$

т. е. форма отдельных частей поверхности Ферми не изменяется, и они растут, оставаясь подобными самим себе. Это следует из того, что радиус ферми-сферы и размеры зоны Бриллюэна меняются под давлением одинаково, т. е. обратно пропорционально размерам прямой решетки. Такое подобное изменение как бы соответствует простому увеличению масштаба в импульсном пространстве и при реально достижимых давлениях, вообще говоря, малó.

Если под давлением решетка кристалла меняется анизотропно, то соответствующее анизотропное изменение формы зоны Бриллюэна может привести, даже в МПСЭ, к заметным изменениям формы поверхности Ферми. Такие изменения особенно сильно должны проявляться в металлах, обладающих большой анизотропией сжимаемости. Оценка этих изменений может быть сделана путем соответствующего построения Харрисона для сжатого металла, если для него известны коэффициенты линейной сжимаемости.

Характер изменения при сжатии частей поверхности Ферми, расположенных вблизи граней зоны Бриллюэна, не описывается МПСЭ и непосредственно связан с изменением под давлением матричных элементов псевдопотенциала, так как их роль в формировании спектра вблизи граней обычно является определяющей.

Таким образом, в общем случае изменение поверхности Ферми у металлов под действием давления определяется двумя причинами: изменением геометрии (параметров) кристаллической решетки и изменением величины (а может быть, и знака) матричных элементов псевдопотенциала.

4. ИЗМЕНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТЕЙ ФЕРМИ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВСЕСТОРОННЕМ СЖАТИИ

В настоящее время влияние давления на поверхности Ферми исследовано у большого количества металлов с различными кристаллическими решетками, которые можно классифицировать следующим образом:

1. Металлы с гранецентрированной кубической решеткой — медь, серебро, золото, свинец, калий, рубидий, цезий, палладий, платина, алюминий.

2. Металлы с тетрагональной решеткой — индий.

3. Металлы с гексагональной плотноупакованной решеткой — цинк, кадмий, бериллий, таллий.

4. Полуметаллы с ромбоэдрической структурой — висмут, сурьма, мышьяк и слоистой решеткой — графит.

Ввиду сложности проблемы эти исследования еще далеко не полны и касаются, в большинстве случаев, малых сечений ферми-поверхностей, которые более чувствительны к деформации кристалла.

В соответствии с изменениями параметров решетки при сжатии рассматриваемые металлы разделяются на две группы. К одной из них относятся кубические металлы, обладающие почти изотропной сжимаемостью, такие, например, как Cu, Ag, Au, Pb; к другой — наоборот, металлы сильно анизотропные: Zn, Cd, графит.

5. МЕТАЛЛЫ С КУБИЧЕСКОЙ РЕШЕТКОЙ

5.1. Благородные металлы: медь, серебро, золото

Влияние давления на поверхности Ферми благородных металлов методом сдвига фазы исследовали Темплетон⁷ и Салливан и Ширбер²¹. Давление до 25 бар создавалось с помощью жидкого гелия.

Многосвязная электронная поверхность Ферми меди (рис. 4), так же как и изоэнергетические поверхности золота и серебра, состоит из ряда сфер с центрами в точках Г зон Бриллюэна, соединенных между собой в направлениях типа [111] тонкими перемычками — «шейками», которые образовались вследствие возмущающего действия границ зоны Бриллюэна.

Темплетон измерил изменения под давлением сечений «сферы» $\frac{d \ln S_1}{dp}$

и «шейки» $\frac{d \ln S_2}{dp}$, перпендикулярных направлению [111], а также их относительное изменение $\frac{d \ln S_1}{dp} - \frac{d \ln S_2}{dp}$, характеризующее искажение

поверхности Ферми.

Как и ожидалось, было обнаружено возрастание площадей центральных сечений «шеек» S₂ и «сферы» S₁ у всех трех металлов (табл. I). Однако относительное возрастание площадей сечений «шеек» существенно превышает возрастание центральных сечений «сферы», хотя оба эффекта очень малы. Поэтому, если для сферы количественная оценка по МПСЭ хорошо описывает экспериментально наблюдаемые изменения (для Сиинтервал $\frac{d \ln S_1}{d \ln S_F} = 0.91$, где S_F — сечение ферми-сферы), для «шейки» имеет место существенное отклонение от этой модели: относительное изменение сечения «шеек» $d \ln S_2$ для Си в 4,2 раза, для Аи — в 5,4 раза и для Ag — в 7,3 раза больше, чем величина $d \ln S_F$. Иначе говоря, «шейка» растет быстрее, чем ферми-сфера свободных электронов а сферическая часть поверхности, наоборот, медленнее.

Более подробное исследование влияния давления на поверхность Ферми меди, проведенное в работе²¹, показало, что дырочные орбиты D



Рис. 4. Поверхность Ферми меди, золота и серебра В направлении [110] (а) наблюдаются дырочные орбиты «собачья кость» В направтении [100] (б) наблюдаются дырочные орбиты, имеюцие вид «розетки» четвертого порядка и проходящие по верхней и нижней сторонам сфер с центрами в разных плоскостяя

в направлении [110] «собачья кость», а также дырочная четырехугольная «розетка» R в направлении [100] изменяются приблизительно так же, как сфера (см табл. I)

Так как волновые функции *d*-оболочек у ионов благородных металлов сильно размыты, метод псевдопотенциала мало полезен при их изучении. Девис и др. рассчитали зонную структуру меди как функцию параметров кристаллической решетки методом Корринги — Кона — Ростокера ²² Получено хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими данными (см. табл. I) *).

5.2. Свинец

Вследствие того, что число валентных электронов у свинца равно четырем, его поверхность Ферми гораздо сложнее и ее части расположены в нескольких энергетических зонах.

Андерсон и др. ²³ использовали методики ¹⁷ и ⁷ для измерений эффекта де Гааза — ван Альфена у свинца под давлением. Измерения, при которых давление до 4—5 кбар создавалось с помощью твердого гелия, показали, что под действием давления площади сечений у дырочной части поверхности Ферми во 2-й зоне, а также сечений v и ξ электронной поверхности в 3-й зоне (рис. 5) возрастают на ~0,3% кбар⁻¹. Примерно те же величины изменений были получены для сечений у и ξ методом фазового сдвига при использовании для создания давления жидкого гелия. Найденные величины почти в два раза превышают значения, соответствующие МПСЭ

^{*)} Аналогичные расчеты проведены также Ширбером и Салливаном для меди золота и серебра (Colloq int CNRS, 188, 113 (1970))

| Определяемая величина | Направление магнитного поля | Cu ⁷ , ²¹ , ²² | Ag7 | Au7 | |
|--|-----------------------------------|---|-------------|-------------|--|
| Объемная сжимаемость $\left(\frac{d\ln\Omega}{dp} = \frac{1}{\Omega} \frac{\Delta\Omega}{\Delta p}\right)$ | | —0,6907 | -0,9023 | 0,544 | |
| Увеличение сечения ферми-поверхности по MПСЭ $\frac{d \ln S_F}{dp}$ | | 0,4605 | 0,6015 | 0,3627 | |
| Наблюдаемое «изменение» | | 0,421 7 | | | |
| $\frac{d \ln S_1}{dp}$ | [111] | 0,425 21 0,435 22 (теор). | 0,503 | 0,284 | |
| $\frac{d\ln S_1}{d\ln S_T}$ | | 0,977 | 0,83 | 0,78 | |
| $\frac{d \ln S_{I}}{dp}$ | [100] | 0,46 ²¹ 0,462 ²² (теор). | | | |
| Искажение «сферы» $\left(\frac{d\ln S_1}{dp} - \frac{d\ln S_F}{dp}\right)$ | [111] | -0,04 7 | -0,099 | 0,079 | |
| Изменение сечения «шейки» $\frac{d \ln S_2}{dp}$ $\frac{d \ln S_2}{d \ln S_F}$ | [111] | 1,937 1,821 1,5322 (теор). 4,27 | 4,40 7,3 | 1,97 5,4 | |
| Искажение «шейки» $\left(\frac{d\ln S_2}{dp} - \frac{d\ln S_F}{dp}\right)$ | [111] | 1,477 | 3,8 | 1,61 | |
| Изменение площади ор- биты «собачья кость» <u>d ln D</u> <u>dp</u> | [110) | 0,4 21 0,404 ²² (теор.) | | | |
| Изменение площади орби- ты «розетка» <u>d ln R</u> <u>dp</u> | [100] | 0,4321 | | | |
| Все значения даны в единицах 10 ³ кбар ⁻¹ . | | | | | |

Таблица I

Для расчета изменения под давлением матричных элементов использовалось аналитическое выражение для сечения поверхности Ферми, полученное Андерсоном и Голдом²⁴ методом псевдопотенциала в приближении 4-ОПВ. В общем виде сечение можно выразить следующим образом:

$$S = \left(\frac{2\pi}{a}\right)^2 S_0(\mathscr{E}_F, W_{111}, W_{200}, \lambda),$$
(9)

где S_0 — сечение в безразмерных единицах, W_{111} и W_{200} — матричные элементы псевдопотенциала, смешивающие состояния, отличающиеся на



Рис 5 Дырочная (слева) и электронная части поверхности Ферми свинца во второй и третьей зонах соответственно²⁴

вектор обратной решетки $\frac{2\pi}{a}$ [111] и $\frac{2\pi}{a}$ [200] соответственно, λ — параметр, учитывающий спин-орбитальное взаимодействие Относительное изменение под давлением

$$\frac{1}{S}\frac{dS}{dp} = -\frac{2}{3}\frac{1}{\Omega}\frac{d\Omega}{dp} + \frac{1}{S_0}\left(\frac{\partial S_0}{\partial \mathscr{C}_F}\frac{\partial \mathscr{C}_F}{\partial p} + \frac{\partial S_0}{\partial W_{111}}\frac{\partial W_{111}}{\partial p} + \frac{\partial S_0}{\partial W_{200}}\frac{\partial W_{200}}{\partial p} + \frac{\partial S_0}{\partial \lambda}\frac{\partial \lambda}{\partial p}\right).$$
(10)

Очевидно, что величина $\frac{2}{3} \frac{1}{\Omega} \frac{d\Omega}{dp}$, определяечая сљичаемостью, лишь частично описывает изменение реального сечения поверхности Ферми, существенный вклад в которое вносит второй член справа, связанный

существенный вклад в которое вносит второй член справа, связанный с зависимостью от давления \mathcal{E}_F и матричных элементов W_{111} и W_{200} (λ предполагается слабо зависящим от давления).

С помощью выражений (9) и (10) и экспериментальных данных по изменению различных сечений под давлением были получены следующие значения входящих в формулу (10) параметров:

$$\begin{split} & \frac{1}{\mathscr{C}_{F}} \frac{\partial \mathscr{C}_{F}}{\partial p} \approx -0,044 \cdot 10^{-2} \ \text{\kappa} \textit{6ap}^{-1} \\ & \frac{1}{W_{111}} \frac{\partial W_{111}}{\partial p} \approx -0,58 \cdot 10^{-2} \ \text{\kappa} \textit{6ap}^{-1}, \\ & \frac{1}{W_{200}} \frac{\partial W_{200}}{\partial p} \approx -1,8 \cdot 10^{-2} \ \text{\kappa} \textit{6ap}^{-1}, \end{split}$$

где согласно ²³ $W_{111} = -0,084, W_{200} = -0,39$ и $\mathcal{E}_F - 0,178$ в ридбергах. Теоретическая оценка величины изменения матричных элементов про-

изведена с помощью модельного потенциала точечного иона ²⁰.

$$W_{M} = S(\mathbf{q}) \langle \mathbf{k} | w | \mathbf{k} + \mathbf{q} \rangle = S(\mathbf{q}) \left[(-4\pi e^{2}/q^{2}) -\beta \right] \left[\Omega \varepsilon(q) \right]^{-1}, \qquad (11)$$

где ε (q) — диэлектрическая проницаемость, β — параметр, характеризующий отталкивание электронов проводимости внутренними оболочками ионов. Расчетные значения оказались в 4—5 раз меньше, чем определенные экспериментально, хотя и совпадают с ним по знаку. Из этого расхождения следует зависимость от давления параметра β в (11), однако с очень большим значением $\frac{1}{\beta} \frac{\partial \beta}{\partial p} = 3 \cdot 10^{-2} \kappa 6 a p^{-1}$. Аналогичное расхождение между моделью точечного иона и экспериментом наблюдается также у Zn и причина его, по всей вероятности, связана с неточностью в определении модельного потенциала.

5.3. Щелочные металлы: калий, рубидий, цезий

Влияние давления на ферми-поверхность щелочных металлов исследовалось в двух работах.

Темплетон совместно с Глинским с целью получения точных данных по сжимаемости калия, рубидия и цезия при низких температурах измерили методом сдвига фазы эффект де Гааза—ван Альфена под давлением до 25 6ap при $T = 1^{\circ}$ К ²⁵.

Ферми-поверхности у этих металлов целиком расположены в 1-й зоне Бриллюэна, и форма их очень слабо отличается от сферической. Значения площадей экстремальных сечений $S_{\rm exstr}$ поверхностей Ферми у щелочных металлов хорошо согласуются с результатами расчета по формуле (7). Они меньше по разме-

Таблица II

рам, чем у благородных металлов, приблизительно в три раза. Сжимаемость у щелочных металлов аномально велика, и поэтому эффект изменения под давлением фермиповерхностей у щелочных металлов больше, чем у благородных металлов, приблизительно в 50 раз.

| Металл | $\frac{d \ln S}{dp}, \ 10^{-3} \ \kappa 6ap^{-1}$ | Объемная сжимае- мость $\varkappa = \frac{d \ln \Omega}{d\rho},$ 10-3 $\kappa 6 a p - 1$ |
|---------------|---|---|
| K Rb Cs | $17,18\pm0,08$ $21,10\pm0,1$ $26,80\pm0,13$ | $\begin{array}{r} -25,77{\pm}0,13\\ -31,64{\pm}0,15\\ -40,20{\pm}0,2\end{array}$ |

Результаты измерений от-

носительного изменения $S_{\rm exstr}$ под давлением приведены в табл. II. Там же приведены вычисленные по этим данным значения сжимаемостей. Поверхности Ферми под давлением увеличиваются в объеме, оставаясь, по-видимому, в первом приближении подобными самим себе. Найденные величины сжимаемостей удовлетворительно согласуются с известными ранее экспериментальными данными.

Бердсли и Стюарт в очень краткой аннотации сообщили об измерепиях углового распределения импульсов фотонов, возникающих при аннигиляции позитронов в монокристаллах рубидия и цезия под давлением до 13 кбар²⁶. Это распределение дает информацию о заполненной электронами части импульсного пространства в металлах и в наиболее простых случаях пригодно для получения сведений о поверхности Ферми. Авторы указывают, что для рубидия и цезия под давлением 13 кбар увеличение ферми-поверхности составляет 10%. Эта величина приблизительно в 2—2,5 раза ниже, чем полученная в первой работе.

5.4. Переходные металлы: палладий, платина

Влиянию давления на поверхность Ферми переходных металлов, палладия и платины, посвящена работа Вуйллемина и Брайанта²⁷.

Они исследовали эффект де Гааза — ван Альфена под давлением до 25 бар методом сдвига фазы при температуре ниже 0,95° К.

У палладия и платины, как и у других переходных металлов, уровень Ферми проходит внутри узкой *d*-зоны, ниже ее потолка. Поверхность Ферми обоих металлов (рис. 6), имеющих кубическую гранецентрированную структуру, состоит из замкнутой поверхности для *s*-электронов, расположенной в центре зоны Бриллюэна (точка Г), и двух дырочных поверхностей для *d*-дырок: замкнутой — три эллипсоида вращения с центром в точках *X* на квадратных плоскостях зоны Бриллюэна, и открытой образующей сетку цилиндров, вытянутых вдоль направления [100].



Рис. 6. Сечения электронной и замкнутой дырочной частей поверхностей Ферми платины и палладия плоскостями (100) и (110)²⁷. Электронная поверхность представляет собой сферу, на которой имеются выпуклости двух размеров: большие, расположенные вдоль направлений [111], и меньшие, расположенные вдоль направлений [100]. Из-за наличия выпуклостей в плоскости, перпендикулярной к направлению [111], возможны три экстремальных сечения: центральное, содержащее точку Γ , и два эквивалентных — нецентральных.

Авторами найдены у обоих металлов величины логарифмических производных по давлению $\frac{d \ln S}{dp}$ для сечений электронных поверхностей, перпендикулярных к направлениям [111] (центральные сечения) и [100].

На рис. 6 первому сечению соответствует прямая ГА, а второму — заштрихованная фигура. Производные по давлению от обоих сечений почти одинаковы: $d \ln S_{[100]}/dp = (0.4 \pm 0.04) \cdot 10^{-3} \kappa \delta a p^{-1}$ для палладия и $(0.32 \pm 0.03) \cdot 10^{-3} \kappa \delta a p^{-1}$ для платины; $d \ln S_{[111]}/dp = (0.39 \pm 0.04) \times \times 10^{-3} \kappa \delta a p^{-1}$ и $(0.28 \pm 0.03) \cdot 10^{-3} \kappa \delta a p^{-1}$ соответственно.

Таким образом, давление практически не меняет анизотропию электронной поверхности.

Полученное расширение электронной поверхности превышает вычисленное по модели свободных электронов [формула (8)] на 16% для палладия и на 30% для платины.

5.5. Алюминий

Исследованная под давлением часть ферми-поверхности алюминия, трехвалентного металла с гранецентрированной кубической решеткой, изображена на рис. 7. Это исследование провел Мельц, применив методику¹⁸ для измерений эффекта де Гааза — ван Альфена под давлением до 7 кбар²⁸. Изученная часть поверхности Ферми состоит из квадратных колец, расположенных в плоскостях квадратных граней зоны Бриллюэна. Половинки двух





α, β, γ — различные типы экстремальных сечений ²⁸.

таких колец представлены на рис. 7. Под давлением исследовались экстремальные сечения S_{β} вблизи угла зоны Бриллюэна (точка W) и S_{γ} с центром в точке U по середине ребра зоны. Обнаружено, что сечение S_{γ} уменьшается под давлением ($d \ln S_{\gamma}/dp = -4.7 \cdot 10^{-3} \kappa \delta a p^{-1}$), тогда как по МПСЭ должно происходить увеличение S_{γ} с $d \ln S_{\gamma}/dp = 0.74 \cdot 10^{-3} \kappa \delta a p^{-1}$). Сечение S_{β} под давлением возрастает ($d \ln S_{\beta}/dp = 12 \cdot 10^{-3} \kappa \delta a p^{-1}$), что качественно согласуется с МПСЭ, но по величине в 16 раз быстрее.

Такое сильное уменьшение под давлением S_{γ} объясняется особенностями зонной структуры Al. В приближении З-ОПВ ²⁹ энергия на дне третьей зоны в точке U

$$\mathscr{E}_{U_3} = T_U + \frac{1}{2} \{ W_{200} + (W_{200}^2 + 8W_{111}^2)^{1/2} \},$$
(12)

где T_U — кинетическая энергия свободных электронов в точке U, W_{111} и W_{200} — соответствующие матричные элементы. Матричные элементы W_{111} и W_{200} положительны и, согласно Харрисону ²⁰, под давлением увеличиваются. Это означает, что под давлением энергия \mathcal{E}_{U_3} будет все дальше отщепляться от T_U , причем этот эффект превышает рост под давлением \mathcal{E}_F и T_U . В результате электронный экстремум вблизи точки U при сжатии поднимается относительно \mathcal{E}_F и связанное с ним сечение поверхности Ферми уменьшается.

Использование модельного потенциала точечного иона для оценки изменения под давлением матричных элементов псевдопотенциала и выражения (12) позволило вычислить изменение S_v:

$$\frac{1}{S_{p=0}} \frac{dS_{\gamma}}{dp} = \frac{1}{(\mathscr{C}_F - \mathscr{C}_{U_3})_{p=0}} \frac{d(\mathscr{C}_F - \mathscr{C}_{U_3})}{dp}.$$
(13)

Вычисленная величина $\frac{d \ln S_{\gamma}}{dp} = -12 \cdot 10^{-3}$ кбар⁻¹ приблизительно в два раза больше экспериментального значения, но имеет правильный знак.

Индий обладает гранецентрированной тетрагональной решеткой, всего на 8% отличающейся от кубической, и имеет поверхность Ферми, очень похожую по форме на поверхность Ферми Al *).

Структура электронной поверхности в 3-й зоне In, центральное сечение которой $S_{\gamma'}$ проходит вблизи точки U, аналогично рассмотренному сечению S_{γ} у Al (см. рис. 7 для Al), также очень чувствительна к изменению решеточного потенциала, так как разность между \mathcal{E}_F и дном зоны сравнима с величиной энергетических щелей.

Исследование зависимости $S_{\gamma'}$ от давления у In, проведенное Салливаном и Ширбером. измерившими эффект де Гааза — ван Альфена под давлением ³⁰, показало, что оно возрастает со скоростью $\frac{d \ln S_{\gamma'}}{dp} = 7.5 \cdot 10^{-3} \kappa 6 a p^{-1}$.

Оценки величины эффекта с помощью различных формфакторов, приведенных в соответствие с экспериментальными данными при нормальном давлении, дают приблизительно ту же величину: для формфактора Хейне — Абаренкова — Анималу $\frac{d \ln S_{\gamma'}}{dp} = 6.8 \cdot 10^{-3}$ кбар⁻¹; для потенциала точечного иона $\frac{d \ln S_{\gamma'}}{dp} = 7.7 \cdot 10^{-3}$ кбар⁻¹. Так как увеличение сечения за счет изменения параметров решетки составляет всего $3.7 \cdot 10^{-3}$ кбар⁻¹, очевидно, что вклад изменения решеточного потенциала более чем наполовину определяет величину $\frac{d \ln S_{\gamma'}}{dp}$.

^{*)} Ферми-поверхность индия в деталях отличается от поверхности Ферми Al. Однако рассматриваемые сечения у обоих металлов идентичны.

Расхождение по знаку с величиной $\frac{d \ln S_{\gamma}}{dp} = -4.7 \cdot 10^{-3} \kappa \delta a p^{-1}$ у Al объясняется тем, что хотя с ростом давления формфакторы для In, так же как у Al, смещаются в сторону увеличения энергии, их абсолютная



Рис. 8. Формфакторы для алюминия ²⁰ и индия ³⁰, вычисленные при нормальном, сжатом и растянутом на 10% удельном объеме.

величина, определяющая положение дна зоны, в отличие от формфакторов Al, уменьшается (они отрицательны), вызывая тем самым понижение \mathcal{E}_{U_3} и соответствующее увеличение сечения $S_{\gamma'}$. На рис. 8 приведена схема изменения формфакторов Al и In под давлением.

6. МЕТАЛЛЫ С ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ ПЛОТНОУПАКОВАННОЙ РЕШЕТКОЙ

6.1. Цинк, кадмий

Цинк и кадмий — двухвалентные металлы с сильной анизотропией сжимаемости. Отношение параметров решетки $\frac{c}{a}$ у них больше значения 1,633, соответствующего идеально плотной упаковке: при $T = 4,2^{\circ}$ К $\frac{c}{a} = 1,831$ для Zn и $\frac{c}{a} = 1,863$ для Cd. Анизотропия сжимаемости характеризуется значениями $\frac{d \ln c}{dp} = -12,07 \cdot 10^{-4}$ и $-18,3 \cdot 10^{-4}$ кба p^{-1} , и $\frac{d \ln a}{dp} =$ $= -1,53 \cdot 10^{-4}$ и $-2,1 \cdot 10^{-4}$ кба p^{-1} для Zn и Cd соответственно.

Изучение этих металлов при всестороннем сжатии интересно потому, что обусловленное анизотропией сжимаемости сильное изменение зоны Бриллюэна может привести к качественным изменениям в топологии поверхности Ферми. В первую очередь эти изменения должны наблюдаться у частей поверхности Ферми малого объема.

На рис. 9 изображена поверхность Ферми Zn, построенная методом МПСЭ. Она близка к наблюдаемой экспериментально. Для Zn радиус ферми-сферы k_F выходит за точку K на ребре зоны Бриллюэна менее чем на 1%. Возникающее в результате этого малое перекрытие сфер приводит к образованию электронной поверхности в 3-й зоне, получившей название «игла». Небольшое изменение отношения параметров $\frac{c}{a}$ или

концентрации носителей вызывает относительно большое изменение формы и объема «иглы».

Чувствительность поверхности Ферми к отношению $\frac{c}{a}$ можно продемонстрировать на примере Zn, Cd и Mg, обладающих одинаковой валентностью и кристаллической структурой. Для Mg отношение c/a = 1,623и игольчатая поверхность занимает существенную часть зоны Бриллюэна; для Zn c/a = 1,831 и объем «иглы» гораздо меньше ($\sim 10^{-5}$ объема зоны

для ZII C/a = 1,651 и объем «илы Бриллюэна); у Cd c/a = 1,863 и игольчатая поверхность вообще отсутствует.

Наиболее изучены под давлением малые части поверхности Ферми Zn.

Влияние давления на экстремальное сечение S_4 «иглы» у Zn плоскостью, перпендикулярной к гексагональной оси, исследовалось многими авторами: Дмитренко, Веркиным и Лазаревым ³¹ с помощью ледовой методики ($p = 1700 \ баp$), Белейном и др. ⁶ (pдо 25 $\ бap$), Гайдуковым и Ицкевичем ³² (p до 8 $\kappa \delta ap$). Ицкевичем, Вороновским и Сухопаровым ³³ (pдо 16 $\kappa \delta ap$), Ширбером и Салливаноч ¹⁷, ³⁴ (p до 5 $\kappa \delta ap$), Лазарусом и Мельцем ³⁵ (p до 5 $\kappa \delta ap$). В этих работах измерялись под





«Иглы» — зачерненные эллипсоиды вокруг точек К гексагональной зоны Бриллюэна.

давлением эффекты де Гааза — ван Альфена или Шубникова — де Гааза. Исследования показали, что сечение «иглы» S₁ при сжатии быстро возрастает, увеличиваясь при $p \approx 16 \kappa 6 a p$ в семь раз ³³.

В работе ³⁴ была также изучена температурная зависимость амплитуд осцилляций де Гааза — ван Альфена, связанных с «иглой», что позволило вычислить зависимость эффективной массы, соответствующей сечению S₁, от давления.

Кроме «иглы» поверхность Ферми цинка имеет еще два малых сечения. Это минимальные сечения S_2 горизонтальных и S_3 — диагональных «рукавов» дырочной поверхности 2-й зоны, так называемого «монстра».

Салливан и Ширбер измерили влияние давления до 4 кбар на осцилляции де Гааза — ван Альфена, соответствующие сечениям S_1 , S_2 и S_3^{34} . Аналогично «игле». сечение S_2 увеличивается при сжатии, но гораздо медленнее. Сечение S_3 , в противоположность первым двум сечениям, наоборот, под давлением становится меньше.

Только для одного сечения, S_3 , наблюдаемое изменение, так же как и начальная величина площади при атмосферном давлении, достаточно хорошо описывается МПСЭ. Для сечения S_2 МПСЭ дает примерно в десять раз бо́льшую начальную величину, чем эксперимент, но удовлетворительно описывает изменение сечения под действием давления.

Для S_4 согласие между начальной величиной сечения, получаемой из эксперимента, и расчетной достигается путем использования трехволнового приближения. В этом же приближении удается описать и наблюдаемое изменение S_4 . Главная часть изменения при этом определяется уменьшением отношения c/a из-за анизотропии сжимаемости. Все полученные результаты приведены в табл. III.

Таблица III

| Исследуемая часть поверхности Ферми | Направление магнитного поля | Изменение эффективной массы $\frac{d \ln m *}{dp}$, $10^{-3} \kappa \delta a p^{-1}$ | <u>d ln S</u> , 10-3 кбар-1 (эксперимент) | $\frac{d \ln S}{dp},$ 10-3 $\kappa \delta a p$ -1 (расчет по МПСЭ) |
|--|--|---|--|--|
| «Игла» (сечение S_1) | [0001] | 140 34 | 370 33 320 34 | 130 |
| Горизонтальные «рукава» «мон- стра» (сечение S ₂) | [1120] | > 20 34 | 39,4 84 | 28 |
| Диагональные «рукава» «мон- стра» (сечение S ₃) | В плоскости (1120) иод углом 20° к [0001] | | | 8 |

Изоэнергетическая поверхность кадмия отличается от таковой у цинка отсутствием игольчатой части поверхности Ферми и разрывом горизонталь-





Рис. 10. Ферми-поверхность кадмия ³⁸.

 а) Участки дырочной части поверхности Ферми первой зоны, б) дырочная поверхность второй зоны в приведенной зоне и в схеме повторяющихся зон (справа)

ных рукавов «монстра» (рис. 10). Посколь-
ку отношение
$$c/a$$
 у кадмия уменьшается
под давлением и приближается к величине
 c/a для цинка, открывается возможность
обнаружить перестройку поверхности
Ферми кадмия при всестороннем сжатии.
Использование давлений до 16 кбар позво-
лило Ицкевичу и Вороновскому ³⁶ наблю-
дать качественные изменения в угловой
зависимости электросопротивления Cd в
полях ~14 кэ, которые связываются с из-
менением топологии ферми-поверхности и
возникновением открытых траекторий в
плоскости (0001).

Расчет, проведенный в рамках 3-ОПВ, также показывает, что под давлением ~ 15 кбар должны возникнуть как игольчатая поверхность, так и связность «монстра».

Ширбер и Салливан ³⁷ исследовали влияние давления до 25 *бар* на сдвиг фаз в эффекте де Гааза — ван Альфена и получили величины $d \ln S_i/dp$ для минимального (S_{β}) и максимального (S_{γ}) сече ний [плоскостью (0001)] сложной открытой дырочной поверхности, образованной из разомкнутых частей «монстра» и изображенной на рис. 10 в схеме повторяющихся зон:

$$\frac{d \ln S_{\beta}}{dp} = (-9 \pm 1) \cdot 10^{-3} \kappa 6 a p^{-1}$$
$$\frac{d \ln S_{\gamma}}{dp} = (1 \pm 0.5) \cdot 10^{-3} \kappa 6 a p^{-1}.$$

Полученный знак изменения под давлением сечения S_{γ} согласуется с выводом о происходящем под давлением восстановлении связности «монстра».

И

В этой же работе было исследовано влияние давления до 25 бар на максимальное сечение плоскостью (0001) колпакообразной дырочной поверхности 1-й зоны (S_{α}) (см. рис. 10). Кроме того, изучено влияние давтения до 9 кбар (создаваемого в твердом гелии) на сечение $S_{\alpha'}$ этой же поверхности плоскостью, отклоненной на 28,5° от базисной (см. рис. 10):

$$\frac{d\ln S_{\alpha}}{dp} = (-10 \pm 1) \cdot 10^{-3} \ \kappa 6ap^{-1}, \quad \frac{d\ln S_{\alpha'}}{dp} = (-9, 4 \pm 0, 8) \cdot 10^{-3} \ \kappa 6ap^{-1}.$$

6.2. Бериллий

Ферми-поверхность бериллия отличается от таковой для других двухвалентных металлов с гексагональной решеткой. Она более проста и состоит из дырочной «короны» и ганте-

леобразной электронной «сигары», ось которой параллельна направлению гексагональной оси (рис. 11). Эта поверхность построена путем подгонки к экспериментальным данным матричных элементов, соответствующих модели нелокального псевдопотенциала ³⁹. Расхождение величин всех основных сечений с экспериментальными данными при такой подгонке не превышало 1%. Салливан и Ширбер ^{40, 41} на-

блюдали под давлением изменение малых экстремальных сечений S_{α}

и S_{α} , «сигары» и сечений S_{γ} и S_{β} , соответствующих минимальному и максимальному сечению «короны» плоскостями, параллельными тексагональной оси.

В таблице IV приведены средние величины $d \ln S_i / dp$, полученные из измерений частоты осцилляций де Гааза — ван Альфена до давления ~4 кбар в твердом гелии и

| Сече- нис | Направле- ние маг- нитного поля | $\frac{d \ln S_i}{\frac{dp}{10^{-3} \kappa 6 a p^{-1}}},$ (эксперимент 41) | $\frac{d \ln S_1}{\frac{dp}{10^{-3} \kappa 6 a p^{-1}}},$ (pacyer ³⁹) |
|--|--|---|---|
| $S_{\gamma} \\ S_{\alpha} \\ S_{\alpha}. \\ S_{\beta}$ | [1120] [0001] [0001] [1120] | $\begin{array}{c} -4.5{\pm}1.0\\ 0.2{\pm}0.05\\ -0.08{\pm}0.04\\ 0.3{\pm}0.1 \end{array}$ | $\begin{array}{c} -1,5{\pm}1,2\\ 0,17{\pm}0,1\\ -0,19{\pm}0,1\\ 0,35{\pm}0,14\end{array}$ |



Рис. 11. Поверхность Ферми бериллия 41.

ком гелии до 25 бар. Согласно этим данным минимальные сечения электронной и дырочной частей поверхности Ферми бериллия (S_{γ} и $S_{\alpha'}$) под давлением уменьшаются, а большие сечения (S_{α} и S_{β}) возрастают.

по сдвигу фазы осцилляций

при создании давлений в жид-

Бериллий имеет почти идеально плотную упаковку

и вследствие этого почти изотропную сжимаемость, что согласно МПСЭ должно было бы дать одинаковое увеличение под давлением всех сечений ферми-поверхности: $\frac{d \ln S}{dp} = 0.58 \cdot 10^{-3} \kappa fap^{-1}$.

Видно, что МПСЭ не описывает наблюдаемые изменения поверхности Ферми у бериллия. Заметим, что сильное расхождение между моделью и экспериментом существует уже при нормальном давлении.



Теоретический расчет величин d ln S_i/dp с помощью модельного псевдопотенциала, приведенного в соответствие с экспериментальными данными для Ве при атмосферном давлении, выполнен в работе ³⁹. Получено удовлетворительное согласие с экспериментальными результатами работы ⁴¹ (см. табл. IV).

6.3. Таллий

Андерсон, Ширбер и Стоун исследовали влияние давления на фермиповерхность таллия⁴². Измерялся эффект де Гааза — ван Альфена под давлением до 25 *бар* методом сдвига фазы.

Таллий трехвалентен, и из-за большого атомного номера для него существенны спин-орбитальные эффекты.



Рис. 12. Поверхность Ферми таллия. Слева дырочная поверхность в 3-й зоне, справа — сечение электронной поверхности 4-й зоны плоскостью AHL.

Модель ферми-поверхности таллия предложена Совеном, использовавшим для ее построения релятивистский ОПВ-формализм⁴³, и экспериментально подтверждена Пристли⁴⁴. Ее части в 3-й (дырки) и 4-й (элек-

| Сечение | Направ- ление | $\frac{d\ln S_i}{dp}, 10^{-3} \kappa \delta a p^{-1},$ | | |
|---|----------------------|--|--------|--|
| | магнит- ного поля | эксперимент | расчет | |
| 3-я зона: центр. <i>S</i> ., | [1120] | 1,9 <u>+</u> 0,3 | 2,2 | |
| нецентр. S _β центр. S _{α2} | [1120] [0001] | $^{1,9\pm0,3}_{2,5\pm0,2}$ | 3,0 | |
| 4-я зона: нецентр. S _e | [1120] [0001] | $1,3\pm0,1$ 2,5\pm0,2 | 1,8 | |
| 5-я и 6-я зоны | [0001] | 15 ± 2 | J | |

Таблица V

троны) зонах изображены на рис. 12. В табл. V приведены экспериментальные результаты. Обозначения орбит, ограничивающих измеренные сечения, даны на рис. 12.

В работе указано, что величины производных по давлению для сечений больших поверхностей в 3-й и 4-й зонах приблизительно такие же, какие следуют из расчета по МПСЭ с использованием данных по сжимаемости. Что же касается сечений малых поверхностей, то для них эффект давления примерно на

порядок больше. Для детального сравнения с теорией авторы методом псевдопотенциала рассчитали экстремальные сечения ферми-поверхности в многоволновом приближении и их зависимость от параметров спин-орбитального расщепления и модельного потенциала Хейне — Абаренкова — Анималу, а также зависимости этих параметров от давления. Эти результаты были использованы для расчета производных $d \ln S_i/dp$. В табл. V в столбце «расчет» приведены полученные величины. Согласие с экспериментальными ланными можно считать удовлетворительным. Для самых низкочастотных осцилляций расчеты не выполнялись, так как расположение соответствующих частей ферми-поверхности в зоне Бриллюэна не установлено.

По разности измеренных величин $d \ln S/dp$ для сечений $lpha_1$ и $lpha_2$ оденена величина производной по давлению от энергетической щели Δ , обусловленной спин-орбитальным расщеплением:

$$\frac{d\ln\Delta}{dp} \leqslant 6 \cdot 10^{-3} \ \kappa 6 a p^{-1}.$$

7. ПОЛУМЕТАЛЛЫ

Висмут, сурьма и мышьяк кристаллизуются в ромбоэдрической структуре с очень близкими параметрами и имеют родственный характер энергетического спектра. Решетка металлов типа висмута может быть получена из простой кубической в результате небольшой деформации и описывается

постоянной решетки а, ромбоэдрическим углом а при пространственной диагонали и параметром и, характеризующим расстояние между ближайшими атомами в направлении пространственной диагонали (табл. VI).

Полуметаллические свойства Bi. Sb и As обусловлены слабым перекрытием нятой и шестой энергетических зон (рис. 13), которое приводит к возникновению двух малых и равных по концентрации групп носителей тока - ды-

 $n_{\mathfrak{F}}$ a, Å α

Таблица VI

| <u> </u> | 1 | <u> </u> | | |
|-----------------------|----------------------------|------------------------------------|-----------------------------------|--|
| Куб Bi Sb As | 4,7459 4,50661 4,131 | 60° 57°14′ 57°6,5′ 54°10′ | $0,25 \\ 0,237 \\ 0,233 \\ 0,226$ | $2,8\cdot10^{1}$ 5,4\cdot10^{1} 2,1·10 ²⁰ |

рок и электронов. К полуметаллам непосредственно примыкает по своим электронным свойствам элемент IV группы — графит. Аналогично Bi, Sb и As, проводимость в графите осуществляется малыми и равными по концентрации группами дырок и электронов.

Малость величины перекрытия зон приводит к тому, что небольшое изменение под действием давления параметров решетки вызывает относи-



Рис. 13. Схема расположения электронных и дырочных экстремумов вблизи уровня Ферми у полуметаллов (у Sb и As дырочной экстремум лежит в *H* вблизи точки *T* зоны Бриллюэна).

концентрации носителей тока, основанный на измерениях поперечного магнитосопротивления в сильных магнитных полях ⁴⁵. В этом методе для определения зависимости концентрации

тельно большие изменения структуры энергетического спектра носителей тока и всех свойств полуметаллов.

Относительно близкая к эллипсоидальной форма изоэнергетических поверхностей Bi, Sb, As и графита позволяет использовать для исследования изменений энергетического спектра под действием давления наряду с квантовыми эффектами интегральные методы — измерение гальваномагнитного тензора в слабых полях и метод, предложенный Поспеловым для определения относительного изменения

от давления используется

соотношение

$$\frac{\int\limits_{0}^{\infty} \sigma_{xx}^{p}(H) \, dH}{\int\limits_{0}^{\infty} \sigma_{xx}^{0}(H) \, dH} \approx \frac{N(p)}{N(0)},$$
(14)

где $\sigma_{x\lambda}$ — проводимость в базисной плоскости кристалла, $N = n_0 = n_{\pi}$ — концентрация носителей тока. Метод обладает тем преимуществом, что не требует сохранения совершенства монокристалла и позволяет, таким образом, проводить измерения при высоких квазигидростатических давлениях. Как показали измерения Брандта и Мининой ^{16, 46}, точность определения концентрации носителей этим методом сравнима с точностью данных. полученных осцилляционными методами.

7.1. Висмут

Ферми-поверхность Bi состоит из одного дырочного эллипсоида вращения в точке T зоны Бриллюэна и трех сильно анизотропных трехосных электронных эллипсоидов в точках L, наклоненных к базисной плоскости под углом $\sim 6^{\circ}$ (рис. 14). Закон дисперсии у дырок в первом при-



Рис. 14. Поверхность Ферми висмута в кристаллографических осях.

С. и С., — бинарная и тригональная оси соответственно. ближении квадратичен, а у электронов — неквадратичен и удовлетворительно описывается моделью Лэкса — Коэна ^{47, 48}.

Влияние давления на осцилляционные эффекты у висмута исследовались в большом числе работ. Наиболее полные сведения, полученные Брандтом и Ицкевичем с сотрудниками 49-52 при давлениях до 15 кбар, показали, что под давлением электронные и пырочный «эллицсоиды» уменьшаются в объеме без существенного изменения своей анизотропии, а угол наклона «эллипсоидов» к базисной плоскости в пределах 5-10% в указанной области давлений сохраняется постоянным. Изменение экстремальных сечений под давлением приведено на рис. 15.

Уменьшение под давлением концентрации носителей тока у Ві, которая при $p \approx 15 \kappa fap$ падает приблизительно в пять раз, связано с уменьшением величины перекрытия Е_п электронных и дырочных экстремумов в точках L и T. Скорость изменения перекрытия под давлением по дангальваномагнитных и осцилляционных измерений ным составляет $\frac{\partial \mathscr{E}_{II}}{\partial I} = -1, 4 \cdot 10^{-3}$ эв кбар^{-1 15, 53}. Следует ожидать, что в районе 25-26 кбар перекрытие исчезает полностью и Ві переходит из металлического в диэлектрическое состояние 51, 54. Это предположение подтверждается исследованиями осцилляционных и гальваномагнитных эффектов у сплавов Bi — Sb, у которых исходное перекрытие может быть сделано значительно меньшим, чем у висмута, и переход металл-диэлектрик отчетливо наблюдается при давлениях до 20 кбар 15, 53.

Измерения эффективных масс показали ^{52,} что при сжатии дырочные массы практически не меняются, а электронные сильно уменьшаются (\sim на 40% при $p = 8 \kappa \delta a p$), что связано с неквадратичностью закона дисперсии электронов.

У Ві при наличии перекрытия очень трудно надежно установить характер движения под давлением более глубоких экстремумов валентной





Рис. 15. Относительное изменение под давлением малых сечений электронных (○) и дырочных (*, △) эллипсоидов у Ві. □ — большие дырочные сечения ⁵¹.

Рис. 16. Движение экстремумов у висмута под давлением ⁵³.

р_к — давление, при котором исчезает перекрытие зон и происходит переход из металлического состояния в полупроводниковое.

зоны и зоны проводимости. Ответ на этот вопрос дают исследования сплавов Bi — Sb в области исчезновения перекрытия. На основании этих исследований было установлено, что энергетическая щель \mathscr{E}_{π} у Bi возрастает со скоростью $\frac{\partial \mathscr{E}_{\pi}}{\partial p} \approx 1 \cdot 10^{-3} 1/\kappa \delta a p^{53, 55}$.

Общий характер движения экстремумов под действием давления приведен на рис. 16.

7.2. Сурьма, мышьяк

Изоэнергетические поверхности Sb и As близки между собой и состоят из трех электронных искривленных «эллипсоидов» в точках L зоны Бриллюэна и шести еще более искривленных дырочных «эллипсоидов» вблизи точки T. У Sb дырочные «эллипсоиды» изолированы друг от друга, а у As соединены длинными узкими шейками и образуют единую многосвязную поверхность ^{56, 57} (рис. 17). Считается, что меньшая концентрация носителей тока и отсутствие шеек у дырочной поверхности Sb связаны с бо́льшей величиной спин-орбитального взаимодействия ⁵⁷.

Для определения общего характера изменения энергетического спектра этих металлов под давлением был использован метод Поспелова ⁴⁵. В работах Брандта, Мининой и Поспелова ^{60, 61} было установлено, что у сурьмы, в отличие от висмута, концентрация носителей тока (а следовательно, и перекрытие зон \mathcal{E}_n) под давлением возрастает, увеличиваясь при p = 40 кбар приблизительно на 80%. У мышьяка, так же как и у висмута, наблюдается падение концентрации носителей тока (примерно на 40% при p = 30 кбар).

Исследование эффекта Шубникова — де Гааза у сурьмы под давлением было проведено Миномурой до 4 кбар 62, а также Мининой и Лавровой в интервале 9—14 кбар ¹⁶. Было обнаружено, что дырочный «эллипсоид» поверхности Ферми у Sb увеличивается под давлением в первом приближении подобно, а угол наклона его к базисной плоскости не меняется. Дырочные эффективные массы согласно ¹⁶ сильно возрастают под давлением (приблизительно на 20% при $p = 12 \kappa \delta a p$).

Влияние давления до 2—3 кбар на фазу осцилляций де Гааза — ван Альфена у сурьмы изучалось Ширбером и Салливаном ⁶³, а также Пристли



Рис. 17. *а*) Расположение дырочных (заштрихованы) и электронных «эллипсоидов» у Sb в приведенной зоне Бриллюэна ⁵⁸; б) многосвязная дырочная поверхность Ферми мышьяка ⁵⁹.

и Таем ⁶⁴. В этих работах наблюдалось небольшое уменьшение под давлением минимального сечения дырочного «эллипсоида» S_{\min}^{g} . Согласно Ширберу *) S_{\min}^{g} уменьшается до давления $p \approx 3 \kappa 6 a p$, проходит через



Рис. 18. Расположение электронных и дырочных поверхностей Ферми графита в зоне Бриллюэна ⁶⁸.

минимум, а затем вновь возрастает в соответствии с работой ¹⁶.

7.3. Графит

Электронный спектр графита обычно описывается моделью Слончевского — Вейсса (СВ) ⁶⁵. Согласно этой модели фермиповерхность графита занимает малую часть зоны Бриллюэна (концентрация носителей 3,34 · 10¹⁸ см⁻³ при 4,2 °K), расположена вдоль вертикальных ребер

зоны и обязана своим возникновением малому взаимодействию электронов проводимости разных слоев. Модель СВ подтверждена целым рядом экспериментальных работ.

На рисунке 18 приведена ферми-поверхность графита: она состоит из трех полостей эллипсоидального типа — большей посередине и двух

^{*)} Сообщение Ширбера — в дискуссии по работе ⁸⁴.

меньших по краям (так называемые основные носители) *). Кроме того, носители содержатся еще в малых «карманах» вблизи гексагональных граней зоны Бриллюэна.

Из рентгенографических измерений до 16 *кбар* ⁶⁶ известно, что сжимаемость графита в базисной плоскости ничтожна по сравнению с изменением межслоевого расстояния. Поэтому воздействие давления на графит в этом интервале давлений рассматривается практически как одностороннее сжатие и учитывается изменение лишь тех параметров спектра, которые зависят от величины расстояния между слоями.

Максимальные сечения $S_{\text{ехtr}}$ ферми-поверхности графита плоскостями, параллельными (0001), в модели СВ связаны с основными параметрами спектра: γ_0 , γ_1 и γ_2 , характеризующими соответственно энергию взаимодействия электронов соседних атомов в слое, в соседних слоях и через слой, и Δ — параметром, связанным с неэквивалентностью соседних атомов в слое. Если пренебречь в закопе дисперсии СВ членами высшего порядка малости, то для основных носителей обоих знаков $S_{\text{extr}} \sim$ $\sim |\gamma_1 \gamma_2| / \gamma_0^2$, энергия Ферми $\mathscr{E}_F = \frac{4}{3} \gamma_2$, циклотронная эффективная масса $m^* \sim \gamma_1 / \gamma_0^2$. Влияние давления на ферми-поверхность графита изучалось двумя путями: исследовались осцилляционные эффекты и интегральные гальваномагнитные характеристики.

Исследования осцилляционных свойств, проведенные Ицкевичем и Фишером до 8 *кбар*⁶⁷, а также Андерсоном, Салливаном и Ширбером до 4 *кбар*⁶⁸, показали, что S_{extr} для основных и неосновных носителей увеличиваются под давлением (табл. VII), и это увеличение существенно

| Носители | d ln S dp, 10 ³ кбар-1 (эксперим.) | $\begin{array}{c c} \frac{d\ln S}{dp},\\ 10^3 \kappa \delta a p^{-1}\\ (pacyet) \end{array}$ | Интервал давлений |
|--|--|--|----------------------|
| Основные дырки Основные электроны | 39 67 34 68 40 68 | 79 | 0—8 кбар 0—4 кбар |
| неосновные носители | 00.08 | 12 | 0—4 коар |

Таблица VII

больше сжимаемости, составляющей 2,5·10⁻³ кбар⁻¹ [см. (8)]. Отсюда следует, что взаимодействие электронов проводимости разных слоев очень чувствительно к межслоевому расстоянию.

Из полученных данных была рассчитана зависимость произведения $|\gamma_1\gamma_2|$ от давления при предположении, что γ_0 от давления не зависит ⁶⁶. Данные по зависимости $|\gamma_1\gamma_2|$ от давления были подтверждены гальваномагнитными измерениями Кечина, Лихтера и Степанова ⁶⁹.

Архипов, Кечин, Лихтер и Поспелов⁷⁰ показали, что при высоких температурах эффективная масса $m^* \sim \gamma_1/\gamma_0^2$ определяется зависимостью электросопротивления в плоскости (0001) от магнитного поля, направленного вдоль гексагональной оси. Измерив ее, они определили зависимость γ_1 от давления до 9 кбар.

^{*)} В последнее время в литературе встречаются различные точки зрения относительно знаков носителей в разных частях поверхности Ферми графита. В настоящем обзоре мы придерживаемся существовавшего до сих пор взгляда, что в средней части находятся дырки, а по краям — электроны. Это никак не сказывается на дальнейшем рассмотрении.

Андерсон и др.⁶⁸, использовав более высокую степень приближения в законе дисперсии CB, рассчитали по данным для основных носителей предполагаемое изменение S_{extr} неосновных носителей (табл. VII) и получили достаточно удовлетворительное согласие с экспериментом.

По данным осцилляционных и гальваномагнитных измерений можно вычислить зависимость от давления параметров спектра СВ. В табл. VIII

Таблица VIII

| Параметры спектра | $\frac{d\ln x}{dp},\\ \kappa \delta a p^{-1}$ |
|---|---|
| ү1ү2 ү1 ү2 <i>С</i> F Д ү4 | $\begin{array}{c} 0,03967\\ 0,02070\\ 0,01967\\ 0,04967\\ 0,0968\\ 0,00871 \end{array}$ |

собраны полученные из этих экспериментов величины логарифмических производных по давлению для основных параметров спектра: γ_1 , γ_2 , Δ и \mathscr{E}_F . В той же таблице приведена оценка величины $d \ln \gamma_4/dp$, сделанная Кечиным ⁷¹ (γ_4 — параметр спектра CB, соответствующий взаимодействию электронов неэквивалентных атомов в соседних слоях).

8. ИЗМЕНЕНИЕ ФЕРМИ-ПОВЕРХНОСТЕЙ МЕТАЛЛОВ ПРИ ОДНОСТОРОННЕЙ ДЕФОРМАЦИИ

В отличие от всестороннего сжатия, односторонняя деформация — сжатие или растяжение может приводить к изменению симметрии кристал-

лической решетки (например, при сжатии кубического кристалла вдоль одной из кристаллографических осей) и более сложному, в общем случае, характеру изменения поверхностей Ферми.

В настоящее время имеются сведения о влиянии односторонних деформаций на поверхность Ферми меди, золота, серебра⁷², белого олова⁷³, цинка⁷⁴ и висмута⁷⁵.

При исследовании эффекта де Гааза — ван Альфена при одноосном упругом растяжении о свободных образцов меди, серебра и золота до 100—150 кГ/см² вдоль осей [100] и [111] было обнаружено ⁷², что, в отличие от всестороннего сжатия, изменения сечений «сферы» и «шейки» имеют различный знак: сечение «шейки» при растяжении сильно возрастает, в то время как сечения «сферы» уменьшаются (табл. IX). При этом искажения поверхности Ферми существенно превышают те, которые наблю-

Таблица IX

| Металл | Направление магнитного поля | Исследуеман часть поверхно- сти Ферми | $\frac{d\ln S_{\text{extr}}}{d\ln S_F}$ | $rac{d \ln S_{\text{extr}}}{d \ln \sigma}$, 10-3 $\pi \delta a p$ -1 |
|--------|-----------------------------------|---|--|---|
| Cu | [100] [100] [111] [111] | «Сфера» «Розөтка» «Сфера» «Шейка» | $\begin{array}{r} 2,4{\pm}0,5\\-2,1{\pm}0,8\\0,6{\pm}0,2\\-44{\pm}10\end{array}$ | $\begin{array}{c} -0,38{\pm}0,08\\ 0,33{\pm}0,13\\ -0,09{\pm}0,03\\ 6,9{\pm}1,5\end{array}$ |
| Ag | [100] [100] [111] [111] | «Сфера» «Розетка» «Сфера» «Шейка» | $\begin{array}{r} 2,2{\pm}0,3\\-2,4{\pm}0,5\\0,8{\pm}0,3\\-72{\pm}5\end{array}$ | $\begin{array}{c} -0,45{\pm}0,06\\ 0,49{\pm}0,1\\ -0,16{\pm}0,06\\ 15{\pm}1\end{array}$ |
| Au | [100] [100] [111] [111] | «Сфера» «Розетка» «Сфера» «Шейка» | $\begin{array}{r} 8\pm1\\ 4,0\pm1,0\\ 2,6\pm0,4\\60\pm8\end{array}$ | $\begin{array}{c} -1,0\pm0,1\\ -0,49\pm0,12\\ -0,32\pm0,05\\ 7,4\pm1,2\end{array}$ |

дались при всестороннем сжатии. Так, для «шейки», при растяжении величина $d \ln S_2/d \ln S_F$ составляет у Си (-44). у Аg (-72) и у Аu (-60). Изменение сечений «сферы» хотя и совпадает по знаку с изменением объема ферми-сферы свободных электронов, однако количественно хуже описывается МПСЭ, чем при всестороннем сжатии (см. табл. IX и табл. I).

Изучение влияния одностороннего сжатия на эффект де Гааза ван Альфена у висмута ⁷⁵ показало, что при нагрузке $\sim 350 \ \kappa \Gamma/cm^2$, приложенной вдоль оси [111], величина относительного уменьшения сечений электронных эллипсоидов составляет $\sim 5\%$, что примерно в 2,5 раза превышает эффект, наблюдаемый при всестороннем сжатии давлением 350 бар.

У цинка, имеющего анизотропную сжимаемость, при небольшой сжимающей нагрузке (~100 кГ/см²) вдоль оси [0001] изменение минимального сечения S_{\min} «иглы» достигает ~ $(4 \div 5)\%$ ⁷⁴. При всестороннем сжатии давлением 100 бар эта величина составляет 3,5% (см. табл. III). Значительно меньшее, чем у висмута, различие между эффектами всестороннего и одностороннего вдоль оси [0001] сжатий является следствием аномально большой сжимаемости цинка вдоль этой оси, в результате чего изменение объема и формы зоны Бриллюэна в обоих случаях близки.

У олова при растяжении вдоль оси [004] наблюдается возрастание частоты осцилляций де Гааза — ван Альфена, соответствующих минимальному сечению дырочной поверхности в 3-й зоне, относительная величина которого составляет ~0,01 $\kappa\Gamma/cm^2$ ⁷³. Сравнение с эффектами всестороннего сжатия в случае олова невозможно из-за отсутствия экспериментальных данных. На основании приведенного экспериментального материала (хотя и очень ограниченного) можно сделать вывод, что своеобразие изменения решетки при односторонних деформациях открывает дополнительные возможности для изучения ее роли в формировании эпергетического спектра металлов. Однако предельная величина одноосных деформаций, к сожалению, ограничена малыми усилиями, величина которых определяется пределом упругости образца.

При нагрузках, превышающих предел упругости, возникают необратимые изменения в результате пластической деформации. Поэтому, несмотря на бо́льшую, чем при всестороннем сжатии, величину производной $\frac{d \ln S}{d\sigma}$, максимальная величина наблюдаемых эффектов не превосходит 4-5%.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный выше обзор экспериментальных работ показывает, что при современном уровне техники получения высоких и достаточно гидростатических давлений при низких температурах изучение осцилляционных эффектов в условиях всестороннего сжатия вполне доступно и не требует специальных и дорогостоящих установок.

Основной прогресс в этих исследованиях достигнут благодаря двум методическим достижениям: разработке методов фиксации давления, генерируемого при температурах выше температуры опыта, когда среда, передающая давление к образцу, еще достаточно пластична, и применению метода фазового сдвига для регистрации малых изменений частоты осцилляций, позволившего проводить исследования в области малых давлений, создаваемых жидким гелием. Первое из этих достижений открыло возможность получать давления необходимой степени гидростатичности, достигающие величины около 20 кбар, что во многих случаях достаточно для получения существенно важной информации.

Дальнейшее расширение интервала гидростатических давлений при низких температурах будет, по-видимому, связано с использованием

жидкостей с низкой температурой затвердевания, таких, как пентан или изопентан. Кроме того, это потребует применения специальных немагнитных сталей с высокими прочностными характеристиками. Можно надеяться, что в ближайшем будущем таким способом будут получены давления, пригодные для исследования осцилляционных эффектов, превышающие 30 кбар.

Известные в настоящее время экспериментальные данные свидетельствуют о том, что МПСЭ дает качественно правильную информацию о характере и величине изменения под давлением главным образом больших сечений поверхности Ферми. Для малых сечений значительную роль в эффекте давления играет изменение решеточного потенциала. Использование многоволнового приближения в этом случае резко улучшает согласие с экспериментом, но требует учета зависимости формфакторов от давления, что не всегда можно сделать, используя существующие модели. Эксперименты под давлением позволяют сделать выбор лучшего приближения для описания реальной ферми-поверхности металла, так как происходящие под давлением изменения электронного спектра очень чувствительны к выбору исходного приближения.

Интересным направлением в изучении электронных свойств металлов под давлением является исследование специфических фазовых «электронных» переходов, связанных с изменением топологии ферми-поверхности, исчезновением и появлением в ней новых полостей. Очевидно, что для наблюдения таких эффектов у большого числа металлов необходимы гораздо бо́льшие давления, чем достигнутые до сих пор. Однако в ряде случаев, например, у CdZn и сплавов Bi — Sb, удается наблюдать переходы такого типа и при существующих экспериментальных возможностях, что позволяет получить дополнительную информацию о структуре энергетического спектра.

Значительный интерес могут представлять также исследования комбинированного воздействия давления, примесей, магнитного и сильного электрического полей на свойства веществ при низких и сверхнизких температурах.

Разработанные методы создания высоких давлений при низких температурах дают возможность изучать под давлением и другие ветви спектра квазичастиц в металле. Эти исследования уже начались: в литературе появились сообщения об исследованиях под давлением энергетической щели в сверхпроводниках и ее анизотропии, фононного спектра и т. п.

В заключение нам хотелось бы отметить перспективность работ по исследованию электронного спектра металла в условиях односторонней деформации, так как односторонняя деформация позволяет изменять не только межатомные расстояния, но и симметрию кристаллов.

Авторы благодарны В. Ф. Гантмахеру за полезные замечания, сделанные после прочтения рукописи.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова Институт физики высоких давлений AH CCCP

цитированная литература

- 1. E. O. K an e, J. Phys. Chem. Solids 1, 249 (1957).

- E. O. Капе, J. Phys. Chem. Solids 1, 249 (1957).
 E. T. Гейликман, В. Кресин, ФТТ 7, 3297 (1965).
 И. М. Лифшиц, ЖЭТФ 38, 1569 (1960).
 И. М. Лифшиц, М. И. Каганов, УФН 78, 411 (1962); 87, 389 (1965).
 J. S. Dugdale, Some Aspects of High Pressures at Low Temperatures in «Advances in High Pressures Research», ed. by R. S. Bradley, New York -- London, Acad. Press, 1969.

- 6. K. S. Balain, C. G. Grenier, J. M. Reynolds, Phys. Rev. 119, 935 6. К. S. Ватати, С. G. Стептет, *т.* истриско, гиде (1960).
 7. J. M. Templeton, Proc. Roy. Soc. A292, (No. 1430), 413 (1966).
 8. D. Shoenberg, P. J. Stiles, Proc. Roy. Soc. A281, 62 (1964).
 9. Б. Г. Лазарев, Л. С. Кан, ЖЭТФ 14, 470 (1944).
 10. Н. Б. Брандт, А. К. Томащик, ПТЭ, № 2, 113 (1958).
 11. Е. С. Ицкевич, ЖЭТФ 42, 1173 (1962); ПТЭ, № 4, 148 (1963).
 12. Е. С. Ицкевич, А. Н. Вороновский, А. Ф. Гаврилов, В. А. Сухо-истов. ПТЭ. № 6 161 (1966).

- паров, ПТЭ, № 6, 161 (1966).
- 13. Е. С. Ицкевич, В. Ф. Крайденов, З. А. Миронова, Е. Л. Славянинова, В. А. Сухопаров, ПТЭ, № 1, 187 (1968).
 14. Н. Е. Алексеевский, Н. Б. Брандт, Т. И. Костина, Изв. АН СССР,
- сер. физ. 16 (3), 233 (1952).
- 15. Н. Е. Брандт, Я. Г. Пономарев, ЖЭТФ 55, 1215 (1968). 16. Н. Я. Минина, В. В. Лаврова, ЖЭТФ 57, 354 (1969). 17. J. E. Schirber, Phys. Rev. 140, A265 (1965).
- C. H. Hinrichs, C. A. Swenson, Phys. Rev. 123, 1106 (1961); J. E. Schirber, C. A. Swenson, Phys. Rev. 123, 1115 (1961).
 J. S. Dugdale, J. A. Hulbert, Can. J. Phys. 35, 720 (1957); см. также:
- К. Свенсон, Физика высоких давлений, М., ИЛ, 1963, стр. 36.

- У. Харрисон, Севдопотенциялы в теории металлов, М., «Мир», 1968.
 У. Харрисон, Псевдопотенциялы в теории металлов, М., «Мир», 1968.
 W. J. O'Sullivan, J. E. Schirber, Phys. Rev. 170, (3), 667 (1968).
 Harold L. Davis, J. S. Faulkner, H. W. Joy, Phys. Rev. 167, 601 (1968).
 J. R. Anderson, W. J. O'Sullivan, J. E. Schirber, Phys. Rev. 153 (2), 724 (1067). 23. J. R. Anderson, W. J. O'Sullivan, J. E. Schlfber, Phys. Rev. 135 (3), 721 (1967); Bull. Amer. Phys. Soc. 13, 508 (1968).
 24. J. R. Anderson, A. V. Gold, Phys. Rev. 139, 1459 (1965).
 25. R. Glinski, J. M. Templeton, J. Low Temp. Phys. 1 (3), 223 (1969).
 26. G. M. Beardsley, A. T. Stewart, Bull. Amer. Phys. Soc. 14, (4), 576 (1969).
 27. J. J. Vuillemin, H. J. Bryant, Phys. Rev. Letts. 23 (18), 914 (1969).
 28. Peter J. Melz, Phys. Rev. 152, 540 (1966).
 29. W. A. H. Springer, Phys. Rev. 148 (4482) (4060).

- 29. W. A. Harrison, Phys. Rev. 118, 1182 (1960).
- 30. W. J. O'Sullivan, J. E. Schirber, Solid State Comm. 5, 525 (1967). 31. И. М. Дмитренко, Б. И. Веркин, Б. Г. Лазарев, ЖЭТФ 35, 328 (1959)
- 32. Ю. П. Гайдуков, Е. С. Ицкевич, ЖЭТФ 45, 71 (1963).
- 33. Е. С. Ицкевич, А. Н. Вороновский, В. А. Сухопаров, Письма ЖЭТФ 2, 67 (1965).
- 34. W. J. O'Sullivan, J. E. Schirber, Phys. Rev. 151, 484 (1966).
- 35. D. Lasarus, P. J. Melz, Bull. Amer. Phys. Soc. 11 (2), 169 (1966).
- 36. Б. Б. Базагиз, г. J. Метг, Бип. Ашег. гнуз. Soc. 11 (2), 169 (1966).
 36. Е. С. И цкевич, А. Н. Вороновский, Письма ЖЭТФ 4 (6), 226 (1966).
 37. J. E. Schirber, W. J. O'S ullivan, Eleventh Intern. Conf. on Low Temperature Physics, St. Andrews, 1968, vol. 2, crp. 1141 (1968).
 38. D. C. Tsui, R. W. Stark, Phys. Rev. Letts. 16 (1), 19 (1966).
 39. J. H. Tripp, P. M. Everett, W. L. Gordon, R. W. Stark, Phys. Rev. (1966).
- 180, 669 (1969). 40. W. J. O'Sullivan, J. E. Schirber, Phys. Letts. A25 (2), 124 (1967).

- 41. J. E. Schirber, W. J. O'Sullivan, Phys. Rev. 184 (3), 628 (1969). 42. J. R. Anderson, J. E. Schirber, D. R. Stone, Actes du Colloque international du CNRS sur les propriétés physiques des solides sous pression, Grénoble (1969).
- 43. Р. Soven, Phys. Rev. 137, А1706 (1965).
 44. М. G. Priestley, Phys. Rev. 148, 580 (1966).
 45. Ю. А. Поспелов, ФТТ 9, 589 (1967).
- 46. Н. Б. Брандт, Н. Я. Минина, Ю. А. Поспелов, ФТТ 10, 1268 (1968).

- чо. п. в. врандт, п. п. минина, Ю. А. Поспелов, ФТТ 10, 1268 (1968).
 47. В. Lах, Phys. Rev. 129, 2055 (1963).
 48. М. Н. Соћеп, Phys. Rev. 121, 387 (1961).
 49. Н. Б. Брандт, В. А. Вентцель, ЖЭТФ 35, 1083 (1958).
 50. Н. Б. Брандт, Ю. П. Гайдуков, Е. С. Ицкевич, Н. Я. Минина, КЭТФ 47, 455 (1964).
- 51. Е. С. Ицкевич, Л. М. Фишер, ЖЭТФ 53, 98 (1967). 52. Е. С. Ицкевич, Л. М. Фишер, ЖЭТФ 53, 1885 (1967)

- 53. Н. Б. Брандт, С. М. Чудинов, ЖЭТФ 53, 1885 (1967).
 53. Н. Б. Брандт, С. М. Чудинов, ЖЭТФ 59, 1494 (1970).
 54. Д. Балла, Н. Б. Брандт, ЖЭТФ 47, 1653 (1964).
 55. Н. Б. Брандт, Х. Диттман, Я. Г. Пономарев, С. М. Чудинов, Письма ЖЭТФ 11, 250 (1970).
 56. Г. В. М. Чудинов, Письма Сталия, П. С. К. С. К. Чудинов, Письма КЭТФ 11, 250 (1970).
- 56. L. R. Windmiller, Phys. Rev. 149, A472 (1966).
 57. M. G. Priestley, L. R. Windmiller, J. B. Ketterson, Y. Eck-stein, Phys. Rev. 154, 671 (1967).
- 58. Н.Б.Брандт, Н.Я.Минина, Чжу Чжень-ган, ЖЭТФ 51, 108 (1966).

59. P. J. Lin, L. M. Falikov, Phys. Rev. 142, 441 (1966).

- 60. Н. Б. Брандт, Н. Я. Минина, Письма ЖЭТФ 7, 264 (1968). 61. Н. Б. Брандт, Н. Я. Минина, Ю. А. Поспелов, ЖЭТФ 55, 1656 (1968).
- 62. S. Minomura, S. Tanuma, G. Fujii, M. Nishizawa, H. Nagano, B. M. H. B. H. P. H. B. H. Letts. 29A (1), 16 (1969).
 J. E. Schirber, W. J. O'Sullivan, Solid State Comm. 7, 709 (1969).
 M. G. Priestley, C. Y. Tay, Actes du Colloque international du CNRS sur les

- оч. м. С. г г г е з г г е у, С. г. г а у, Ассез си Солючие International du CNRS sur les propriétés physiques des solides sous pression, Grénoble (1969).
 65. Г. S. S l о n с z е w s k i. Р. R. W е i s s, Phys. Rev. 109, 272 (1958).
 66. С. С. К а б а л к и н а, Л. Ф. В е р е щ а г и н, ДАН СССР 131, 300 (1960).
 67. Е. С. И ц к е в и ч, Л. М. Ф и ш е р, Письма ЖЭТФ 5, 141 (1967).
 68. Ј. R. A n d е г s о n, W. J. O'S u l l i v a n, J. E. S c h i r b е r, D. E. S o u l е, Phys. Rev. 164, 1038 (1967).
 69. В. К е и и н. А. И. И и х т е р. Г. Н. С те и с и с ФТТ 40, 1242 (4062).
- 69. В. В. Кечин, А. И. Лихтер, Г. Н. Степанов, ФТТ 10, 1242 (1968).
- 69. В. В. К. ечин, А. И. Лихтер, Г. Н. Степанов, ФП 10, 1242 (1968).
 70. Р. Г. Архипов, В. В. Кечин, А. И. Лихтер, Ю. А. Поспелов, ЖЭТФ 44, 1964 (1963).
 71. В. В. Кечин, ФТТ 11, 1788 (1969).
 72. D. Shoenberg, B. R. Watts, Phil. Mag. 15 (138), 1275 (1967).
 73. R. Н. Ниш, J. М. Регz, Phys. Letts. 28A (8), 575 (1969).
 74. Б. И. Веркин, И. М. Дмитренко, ЖЭТФ 35, 291 (1958).
 75. Н. Е. Булит, Г. А. Рабовко (1970).

- 75. Н. Б. Брандт, Г. А. Рябенко, ЖЭТФ 37, 389 (1959).