

## О ЗНАКЕ ТЕРМОЭДС В БЕЛОМ ОЛОВЕ

А. А. Алтухов, Н. В. Заварицкий, И. М. Сулов

Исследована диффузная часть термоэдс олова в области рассеяния электронов на фононах. С помощью размерного эффекта определена величина  $(\partial \ln S / \partial \ln \epsilon)_{\epsilon=\epsilon_F} = -1,5$ . Показано, что это значение может быть объяснено топологическими особенностями поверхности Ферми олова.

Диффузная часть термоэдс металла определяется выражениями [1]

$$\alpha_e = \frac{\pi^2 k^2 T}{3e\epsilon_F} \xi \equiv aT, \quad (1)$$

$$\xi = \left( \frac{\partial \ln \sigma}{\partial \ln \epsilon} \right)_{\epsilon=\epsilon_F} = \left( \frac{\partial \ln \Lambda}{\partial \ln \epsilon} + \frac{\partial \ln S}{\partial \ln \epsilon} \right)_{\epsilon=\epsilon_F}, \quad (2)$$

где  $\sigma$  — проводимость металла,  $\Lambda$  — длина свободного пробега электронов,  $S$  — площадь поверхности Ферми (ПФ). В предыдущей работе авторов [2] показано, что в случае рассеяния электронов на примесях  $\xi$  в основном определяется первым членом в правой части (2) и зависит от сорта примеси. Однако для чистого металла (когда преобладает электрон-фононное рассеяние) этот вопрос до сих пор остается невыясненным. Дело в том, что для ряда поливалентных металлов (Ga [3], Sn [2]) экспериментально определенные значения  $\xi$  оказываются существенно отрицательными, и это плохо укладывается в рамки привычных представлений. Действительно, как показано Клеменсом [4], в изотропном случае  $\partial \ln \tau / \partial \ln \epsilon = 0$ . Физически это связано с тем, что релаксация по энергии происходит значительно быстрее, чем релаксация по импульсу. Поэтому можно думать, что  $\partial \ln \langle \tau \rangle / \partial \ln \epsilon$  будет мала и в слабоанизотропном случае.

С другой стороны, ПФ олова, как и большинства поливалентных металлов, в схеме расширенных зон близка к сфере свободных электронов, для которой  $\partial \ln vS / \partial \ln \epsilon = 3/2$ . В силу этого непонятными оказываются отрицательные экспериментальные значения  $\xi$  (для Sn  $\xi = -(1 \div 3)$ ).

Недавно Нильсен и Тейлор [5] показали, что  $\partial \ln \tau / \partial \ln \epsilon$  может иметь большие отрицательные значения из-за процессов рассеяния с участием виртуальных фононов; однако согласно [2] найденный ими вклад для чистого металла не может быть существенным при низких температурах.

В настоящей работе предпринята попытка разрешить это противоречие в случае олова. С этой целью использован размерный эффект. Длина свободного пробега электрона, обусловленная конечными размерами образца, не зависит от энергии, и это позволяет оценить вклады обоих членов в правой части (2).

Теория размерного эффекта для электропроводности была развита Динглом [6]. Как известно, в этой теории различаются два предельных случая. Для цилиндрических образцов при  $d \ll \Lambda_\infty$ , где  $d$  — диаметр образца,  $\Lambda_\infty$  — длина свободного пробега электронов в массивном образце,

$$\rho_d / \rho_\infty = \Lambda_\infty / d. \quad (3)$$

Подставляя  $\rho_d$  из (3) в (2), нетрудно получить

$$a_d = \frac{\pi^2 k^2}{3e\epsilon_F} \frac{\partial \ln S}{\partial \ln \epsilon} = \text{const}(d). \quad (4)$$

Для цилиндров с  $d \gg \Lambda_\infty$

$$\rho_d / \rho_\infty = 1 + \gamma \Lambda_\infty / d. \quad (5)$$

Из (5), (2) и (4) имеем

$$a_d \rho_d = - \frac{\pi^2 k^2}{3e\epsilon_F} \left( \frac{\partial \rho_\infty}{\partial \ln \epsilon} - \frac{A}{d} \frac{\partial \ln S}{\partial \ln \epsilon} \right), \quad (6)$$

где

$$A = \gamma \rho_\infty \Lambda_\infty, \quad \frac{\partial \ln S}{\partial \ln \epsilon} = - \left( \frac{\partial \ln \rho_\infty}{\partial \ln \epsilon} + \frac{\partial \ln \Lambda_\infty}{\partial \ln \epsilon} \right).$$

Из приведенных соотношений видно, что, измерив  $\rho$  и  $a$  в зависимости от диаметра образцов, можно определить  $\partial \ln \Lambda_\infty / \partial \ln \epsilon$  и  $\partial \ln S / \partial \ln \epsilon$ .

### Методика эксперимента

Исследовались монокристаллы сверхчистого олова с  $\rho_{300\text{ K}} / \rho_0 \geq 6 \cdot 10^5$ . Диаметр образцов менялся от 4 до 0,2 мм. Длина пробега электронов (по остаточному сопротивлению массивного образца) составляла около 0,7 мм и была в три раза больше диаметра самого тонкого образца.

Методика приготовления образцов и измерения термоэдс описана ранее [2, 7]. Наиболее тонкие образцы были получены электротравлением образца с исходным диаметром 0,6 мм. Образец, который являлся катодом, укреплялся вдоль оси оловянного цилиндра анода. Травление проводилось в проточном электролите, в состав которого входили четыре части уксусной кислоты (ледяной) и одна часть 30%-ной хлорной кислоты (плотность последней 1,207 г/см<sup>3</sup>). (Раствор взрывоопасен при обезвоживании и нагреве!) Ток травления составлял 1÷2 А. Общее время травления для уменьшения диаметра от 0,6 до 0,19 мм составляло ~50 ч. Измерения  $\alpha_e$  проводились без демонтажа образца из системы травления.

### Результаты измерений

Измерения проводились при температурах 3,7÷7,2 К. В этой области существенно фононное увлечение, так что полная термоэдс

$$\alpha = \alpha_e + \alpha_{ph} = aT + bT^3.$$

Так же как в [2], разделение  $\alpha_e$  и  $\alpha_{ph}$  проводилось по зависимости  $\alpha/T$  от  $T^2$ . Для грязных образцов эта зависимость является линейной с хорошей точностью [2], однако в предельно чистых образцах возможны существенные отклонения от линейности. Пример такой зависимости показан на рис. 1. При  $T > T^* \approx 5$  К имеется хорошая линейная зависимость, однако при  $T < T^*$  наклон изменяется. Температура  $T^*$  с хорошей точностью является температурой, при которой сравниваются фононная и остаточная части электросопротивления. Ясно, что при  $T < T^*$  начинается рассеяние электронов остаточными примесями в образце и дефектами решетки; для определения же термоэдс чистого металла следует использовать часть кривой выше  $T^*$ . Полученное таким образом для чистого образца значение  $\xi = -1,8$ . В предыдущей работе [2] мы не учитывали этих соображений и обработка результатов проводилась с использованием всех данных; для этого же образца было получено значение  $\xi = -3,6$ , которое и было приведено в табл. 1 в графе «чистый Sn».

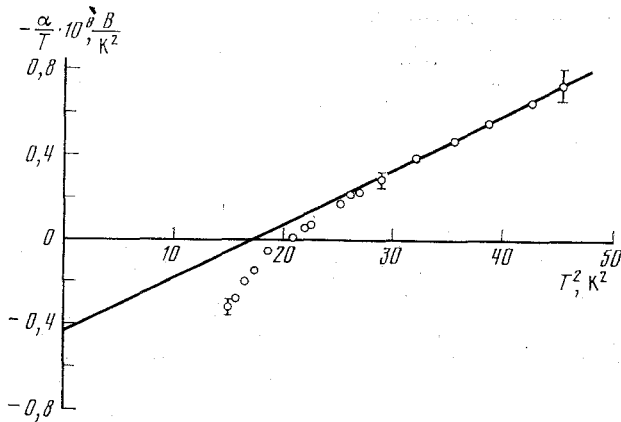


Рис. 1. Зависимость  $\alpha/T$  от  $T^2$  для одного из образцов чистого олова ( $\rho_0=1,8 \cdot 10^{-10}$  Ом·см). Прямая линия проведена по точкам при  $T > T^*=5$  К

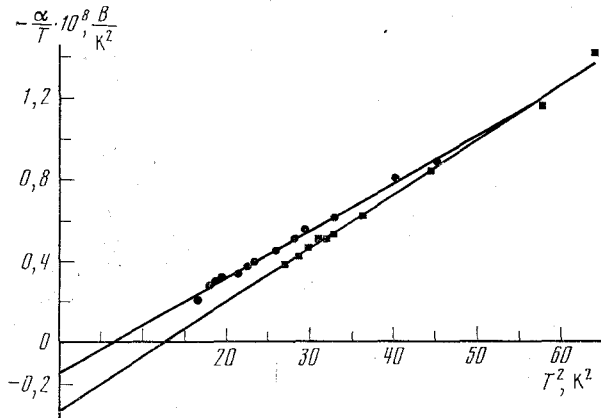


Рис. 2. Зависимость  $\alpha/T$  от  $T^2$  для образцов чистого олова различного диаметра:  $\bullet$  —  $d=0,2$  мм,  $\blacksquare$  —  $d=2$  мм

Одновременно с термоэдс мы измеряли удельное сопротивление каждого образца. Зависимость  $\rho_d$  от  $1/d$  показала, что  $\rho_\infty(0)=1,6 \cdot 10^{-10}$  Ом·см,  $A=1,3 \cdot 10^{-14}$  Ом·см<sup>2</sup>, что согласуется с результатами работ Александрова и др. [3, 9]. Оказалось, что если удельные сопротивления образцов  $d=2$  мм и  $d=0,19$  мм различаются почти в семь раз, то коэффициенты  $a_d$  — лишь в два раза (рис. 2). Экспериментальные результаты представлены на рис. 3, а. На рис. 3, б приведена зависимость  $a_d \rho_d$  от  $1/d$ , которая хорошо согласуется (при  $d \gg \Lambda$ ) с соотношением (6). В результате получается

$$\partial \ln S / \partial \ln \varepsilon = -1,5 \pm 0,3, \quad \partial \ln \Lambda_\infty / \partial \ln \varepsilon = 0,4 \pm 0,3.$$

Значение  $\partial \ln \Lambda_\infty / \partial \ln \varepsilon$  не противоречит выводу Клеменса [4], что  $\partial \ln \tau / \partial \ln \varepsilon = 0$ .

Эти оценки основаны на теории Дингла, которая, строго говоря, предполагает изотропную модель, и на первый взгляд может показаться, что результат эксперимента находится в противоречии с этим предположением, так как отрицательный знак  $\partial S / \partial \varepsilon$  означает, что ПФ существенно не сферична. Однако представим себе ПФ в виде мелко и равномерно из-

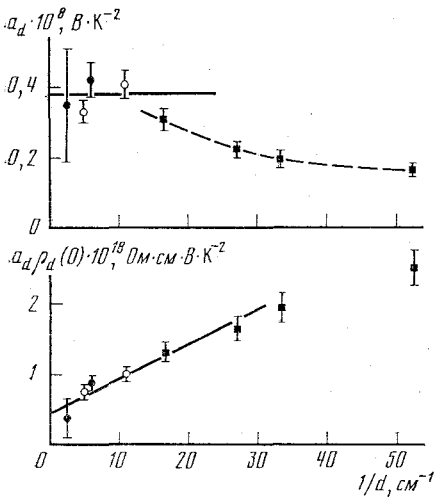


Рис. 3

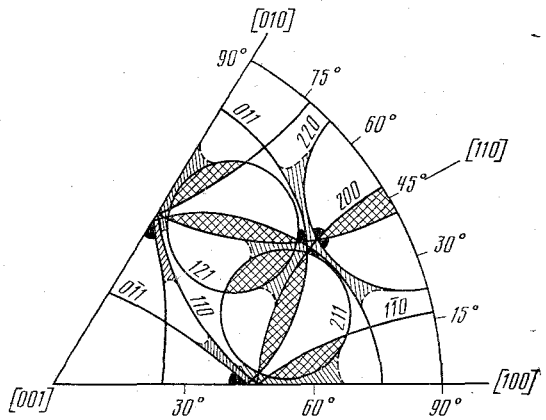


Рис. 4

Рис. 3. а) Экспериментальная зависимость  $a_d$  от  $1/d$  (сплошная линия характеризует среднее значение в массивных образцах), б) обработка экспериментальных данных в координатах  $a_d \rho_d$  от  $1/d$

Рис. 4. Поверхность Ферми олова в схеме расширенных зон (коническая равноугольная проекция). Показаны основные топологические изменения, отличающие ее от ПФ свободных электронов (по данным [10]): зачернен — перешеек в четвертой зоне; двойная штриховка — исчезновение частей сигар в пятой и шестой зонах; штриховка — прилипание к углу в третьей и пятой зонах. Внешние границы отмечены ориентировочно. Затрихованные участки сферы отсутствуют на реальной ПФ. Участки, отсутствовавшие на исходной сфере, но имеющиеся на реальной ПФ (они соответствуют электронному «кубу» шестой зоны) не показаны

резанной сферы. Такая поверхность будет в среднем изотропна (пока  $d/\Lambda_\infty$  больше характерного углового размера изрезанности), но может иметь любые значения  $S$  и  $\partial S/\partial \epsilon$ . Это означает, что изотропность ПФ и отрицательный знак  $\partial S/\partial \epsilon$  в принципе непротиворечивы. Заметим, что сфера свободных электронов олова сильно иссечена брэгговскими плоскостями (рис. 4).

При  $d/\Lambda_\infty \rightarrow 0$  указанная квазиизотропность исчезает и теория Дингла становится неприменимой. Это проявляется, в частности, в том, что при обработке по формуле (4) полученное значение  $\partial \ln S/\partial \ln \epsilon$  будет относиться не к полной поверхности, а к ее локальному участку в направлении оси образца. Вероятно, в исследованном нами интервале толщин этот предел не был достигнут, как видно из рис. 3, а.

Рассмотрим, можно ли согласовать полученное значение  $\xi = \partial \ln S/\partial \ln \epsilon$  с современными представлениями о ПФ олова (рис. 4). Обычно [1] возможность любого знака  $\xi$  обосновывается существованием электронных и дырочных поверхностей. Это объяснение, однако, нуждается в существенном уточнении. Как известно, по схеме Харрисона электронные и дырочные поверхности возникают за счет приведения к одной зоне различных участков сферы свободных электронов, для которой  $\xi = +1$ . Такой процесс приведения не может изменить величину  $\xi$ ; отрицательный знак у дырочных поверхностей компенсируется увеличением  $\xi$  электронных участков, так что общая величина  $\xi$  по-прежнему равна  $+1$ . Ясно, что изменение  $\xi$  можно объяснить, только учитывая отклонения реальных поверхностей Ферми от модели свободных электронов.

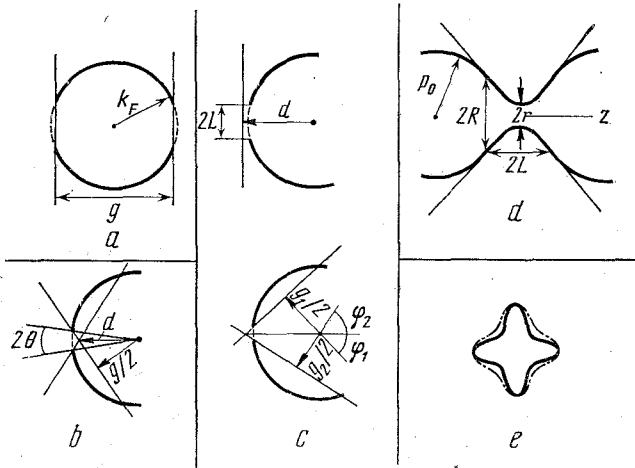


Рис. 5. Топологические изменения поверхности Ферми (а–д) (пунктир — исчезающие части ПФ): а — исчезновение сегмента, отсеченного брэгговской плоскостью; б — исчезновение участка между двумя плоскостями; с — прилипание ПФ к углу, образованному двумя плоскостями (2 проекции); д — возникновение перешейка; е — пример электронной поверхности с отрицательной  $\partial S/\partial \varepsilon$  (штрихпунктир — поверхность при большей энергии)

Известно, что вблизи границ зоны Бриллюэна происходит скругление ПФ, такое, чтобы она пересекала границы зоны под прямым углом. Величина скруглений определяется параметром  $\eta = |V_g|/\varepsilon_F$ , где  $V_g$  — фурье-компонента решеточного псевдопотенциала; для большинства металлов  $\eta \ll 0,1$  (для олова [10]  $\eta_{200}=0,091$ ,  $\eta_{101}=0,052$ ,  $\eta_{220}=0,043$ ,  $\eta_{211}=0,047$ ). Скругления приводят к изменению  $S$  и  $\partial S/\partial \varepsilon$ , которое пропорционально  $\eta$  и обычно мало. Действительно, воспользовавшись формулами приближения слабой связи [11, 12], вычислим площадь скругленной ПФ, пересекающей с одной брэгговской плоскостью. Тогда в предположении

$$\eta \ll 1, \quad \eta \ll \frac{k_F - g/2}{k_F} \quad (7)$$

получим

$$\frac{S}{S_0} = 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{E(q)}{q} - \frac{1-q^2}{q} K(q) \right) \eta, \quad (8)$$

$$\frac{\partial S}{\partial \varepsilon} / \frac{\partial S_0}{\partial \varepsilon} = 1 + \frac{K(q) - E(q)}{4q} \eta, \quad q = \frac{g}{2k_F},$$

где  $E(q)$  и  $K(q)$  — полные эллиптические интегралы,  $g$  — вектор обратной решетки,  $S_0$  — площадь исходной ферми-сферы. Нетрудно убедиться, что при любом  $g/k_F$  происходит уменьшение  $S$ , но увеличение  $\partial S/\partial \varepsilon$ , т. е. величина  $\xi$  возрастает по сравнению с +1. Если интерференция между различными брэгговскими плоскостями незначительна, то полное изменение  $S$  и  $\partial S/\partial \varepsilon$  сводится к сумме по всем плоскостям, пересекающим ПФ; ясно, что значение  $\xi$  для такого металла не может быть отрицательным<sup>1)</sup>.

Интерференция между плоскостями оказывается существенной, когда псевдопотенциал достаточно велик, чтобы произошло «топологическое из-

<sup>1)</sup> Исключения возможны в случае сильной энергетической зависимости псевдопотенциала. Однако для Sn соответствующие поправки малы и также приводят к увеличению  $\xi$  (расчет энергетической зависимости псевдопотенциалов описан в [2]).

менение» ПФ по сравнению с моделью свободных электронов. «Топологическим изменением» ПФ, согласно [13], называется изменение ее связности: исчезновение и зарождение полости или разрыв и образование перемычки. Такое определение подразумевает использование схемы приведенных зон. В схеме расширенных зон топологические изменения проявляются в виде исчезновения отдельных участков сферы, образования контактов ПФ с границами зоны и пр.

Процесс топологического изменения называется фазовым переходом 2<sup>1/2</sup> рода [14]. Такой переход, как будет видно из дальнейшего, сопровождается скачком  $\partial S/\partial \epsilon$  в случае исчезновения полости и скачком с логарифмической особенностью типа  $\ln|\epsilon - \epsilon_c|$  при разрыве перемычки ( $\epsilon_c$  — энергия, при которой происходит переход).

Простейшее топологическое изменение изображено на рис. 5, а. Брэгговские плоскости пересекают ферми-сферу у самого края, а отсеченные плоскостями участки выпадают в силу нарушения второго из условий (7). Нетрудно показать, что связанное с этим изменение  $\delta S/\delta \epsilon$

$$\delta \frac{\partial S}{\partial \epsilon} / \frac{\partial S_0}{\partial \epsilon} = -\frac{1}{2} + O(\eta), \quad (9)$$

т. е. нулевого порядка по псевдопотенциалу. Действительно, пересечение сферы парой плоскостей с исчезновением крайних участков превращает ее в шаровой сегмент, логарифмическая производная которого <sup>1/2</sup>, т. е. уменьшает  $\xi$  на  $-1/2$ ; изменение же  $S$  и скругления дают малый эффект  $\sim \eta$  (так как  $(k_F - g/2)/k_F \sim \eta$ ). Если перешеек не очень тонкий, несущественно, как он образовался — за счет исчезновения отсеченных участков ( $g < 2k_F$ ) или за счет «прилипания» к плоскости ( $g > 2k_F$ ).

Отметим, что достаточно исчезновения сколь угодно малых участков для конечного изменения  $\xi$ . Это связано с тем, что в момент касания происходит качественное изменение зависимости площади ПФ от энергии, вместо  $S \propto \epsilon$  для сферы будет  $S \propto \epsilon^{1/2}$  для шарового сегмента. Ясно, что при пересечении сферы несколькими плоскостями с  $g \approx 2k_F$  возможно и  $\xi < 0$ . Этот пример показывает, что отрицательный знак  $\xi$  необязательно связан с существованием дырочных поверхностей. Более того, можно представить себе заведомо электронную поверхность (рис. 5, е), площадь которой уменьшается при возрастании энергии, в то время как объем увеличивается. Такая поверхность будет вести себя как электронная в эффектах Холла и Нернста — Эттингсгаузена и как дырочная в термоэдс <sup>2)</sup>.

Из указанных выше соображений можно ожидать отрицательных значений  $\xi$  у благородных металлов (Cu, Ag, Au). Этот результат путем численных расчетов был получен Абаренковым и Ведерниковым [15]. Ранее возможность уменьшения  $\xi$  у благородных металлов обсуждалась Займаном [16].

В поливалентных металлах топологические изменения типа рис. 5, а не являются типичными и встречаются редко (например, у Hg); обычно условие (7) хорошо выполнено для всех брэгговских плоскостей с  $g < 2k_F$ . Однако и в этом случае возможны топологические изменения, если линия пересечения двух брэгговских плоскостей расположена вблизи сферы Ферми, т. е.

$$|k_F - d|/k_F \leq \eta,$$

где  $d$  — кратчайшее расстояние от линии пересечения плоскостей до центра сферы Ферми. При  $k_F > d$  топологическое изменение проявляется как

<sup>2)</sup> Авторы благодарны М. И. Каганову, указавшему им на это обстоятельство.

исчезновение участка сферы между плоскостями (рис. 5, б), а при  $k_F < d$  — как «прилипание» ПФ к углу (рис. 5, с). Оценка первого из них проводится аналогично случаю рис. 5, а. Вычисляя площадь участка сферы, заключенного между плоскостями, получим для малых  $\theta$  (рис. 5, б):

$$\frac{\delta S}{S_0} = -\frac{2^{3/2}}{3\pi} \left( \frac{1}{q^2} - 1 \right)^{1/4} \theta^{3/2},$$

$$\delta \frac{\partial S}{\partial \varepsilon} / \frac{\partial S_0}{\partial \varepsilon} = -\frac{1}{\sqrt{2}\pi} \left( \frac{1}{q^2} - 1 \right)^{-1/4} \theta^{1/2}.$$

Поскольку исчезновение участка возможно при  $\theta \sim \eta$ , соответствующие изменения  $S$  и  $\partial S / \partial \varepsilon$  имеют порядок  $\eta^{3/2}$  и  $\eta^{1/2}$ . Следовательно, и в этом случае возможны значительные изменения логарифмической производной  $S$  при очень малом изменении площади. В ПФ олова [10] отсутствуют участки в пересечении плоскостей (200) и (020), (121) и (211), (200) и (101), (110) и (211) (рис. 4). Участки между (200) и (020) и аналогичные им образовывали «сигару» пятой зоны в ПФ свободных электронов; остальные участки составляли сигары шестой зоны. При общей площади всех сигар  $\approx 0,1S_0$  их исчезновение приводит к вкладу  $-3,0$  в изменение  $(\partial S / \partial \varepsilon) / (\partial S_0 / \partial \varepsilon)$ .

Для оценки вклада прилипания к углу (рис. 5, с) воспользуемся выражением для  $L$ , получающимся из трехволнового приближения [11]:

$$L = (p^2 - d^2 - 2m\lambda_0)^{1/2}, \quad (10)$$

где  $\lambda_0$  — отрицательный корень уравнения

$$\lambda^3 - (V_1^2 + V_2^2 + V_3^2)\lambda - 2V_1V_2V_3 = 0,$$

$V_1, V_2, V_3$  — фурье-компоненты псевдопотенциалов, соответствующие волновым векторам соответственно  $\mathbf{g}_1, \mathbf{g}_2$  и  $\mathbf{g}_1 - \mathbf{g}_2$ . Аппроксимируя возникшие скругления плоскими участками, получим

$$\delta \frac{\partial S}{\partial \varepsilon} / \frac{\partial S_0}{\partial \varepsilon} \approx \frac{1}{4\pi \operatorname{tg} \varphi_1 \operatorname{tg} \varphi_2} \left\{ \frac{L}{p_F} - \frac{|\lambda_0| m}{p_F L} \right\}. \quad (11)$$

Так как  $L \sim \eta^{1/2} p_F$ ,  $\lambda \sim \eta \varepsilon_F$ , то вклад в  $\partial S / \partial \varepsilon$  имеет порядок  $\eta^{1/2}$ , т. е. такой же, как в предыдущем случае; знак вклада обычно положительный. В Sn прилипания к углу имеются в пересечении плоскостей (011) и (220), (110) и (101), (121) и (121), (200) и (121). Первые два из них соответствуют разрыву дырочных перемычек в третьей зоне, остальные — исчезновению зазора между «грушами» и «сдвоенными блинами» в пятой зоне [10]. Оценка по формуле (11) показывает, что их полный вклад не превышает +2.

Топологические изменения могут иметься и в пересечении трех и более плоскостей (примерами являются электронный «куб» в шестой зоне и перешеек в четвертой зоне Sn). Оценка их вклада из приближения слабой связи затруднительна, так как требуется учет большого числа плоских волн. В этом случае удобнее перейти к схеме приведенных зон и воспользоваться общими свойствами спектра вблизи особых точек [13].

Рассмотрим образование малого перешейка между двумя большими частями ПФ (рис. 5, d). Ввиду близости к конической особой точке, спектр должен иметь вид [13]

$$\varepsilon - \varepsilon_c = \frac{p_x^2}{2m_x} + \frac{p_y^2}{2m_y} - \frac{p_z^2}{2m_z} \quad (12)$$

(ось  $z$  — вдоль оси перешейка, начало координат — в его центре). Параметры  $m_x$ ,  $m_y$ ,  $m_z$  и  $\Delta = \varepsilon_F - \varepsilon_c$  можно оценить через геометрические размеры перешейка, учитывая, что при больших  $p_z$  перешеек должен «сшиваться» с большой группой (рис. 5,  $d$ ):

$$m_x = m_y \approx \frac{p_0}{p_F} m, \quad m_z \approx \frac{L^2}{R^2} m_x, \quad \Delta \approx \frac{r^2}{2m_x}$$

( $p_0$  — радиус кривизны большой группы). Изменение  $\partial S / \partial \varepsilon$ , происходящее при возникновении перешейка,

$$\delta \frac{\partial S}{\partial \varepsilon} / \frac{\partial S_0}{\partial \varepsilon} \approx -\frac{1}{2} \frac{p_0}{p_F} - \frac{1}{2} \frac{L}{p_F} \ln \frac{r}{p_0}. \quad (13)$$

Для коротких перешейков ( $L \ll R$ ) существует лишь первый член, который при  $p_0 = p_F$  согласуется с (9) (его точное значение —  $m_x / 2m$ ). Для двух перешейков в четвертой зоне Sn  $L \ll R$ ,  $p_0 \sim p_F$  и их вклад в  $(\partial S / \partial \varepsilon) / (\partial S_0 / \partial \varepsilon)$  около  $-1$ .

В случае длинных перешейков ( $L \gg R$ ) существует второй член в (13). Например, прилипание к углу (рис. 5,  $c$ ) в схеме приведенных зон выглядит как разрыв длинной дырочной перемычки ( $R \sim \eta p_F \ll L \sim \eta^{1/2} p_F$ ). Ввиду (13) его вклад в  $\partial S / \partial \varepsilon \sim \eta^{1/2}$  и положителен в согласии с проведенной выше оценкой.

Аналогично оценивается возникновение (или исчезновение) малой электронной полости. Вид спектра вблизи точки минимума

$$\varepsilon - \varepsilon_c \sim p^2 / 2m^*, \quad (14)$$

откуда

$$\delta \frac{\partial S}{\partial \varepsilon} / \frac{\partial S_0}{\partial \varepsilon} \sim \frac{m^*}{m} \sim \frac{a^2}{2m\Delta}, \quad (15)$$

где  $a$  — размер полости,  $\Delta = \varepsilon_F - \varepsilon_c$ . Обычно полость, возникающая вблизи пересечения большого количества плоскостей, имеет размеры  $\sim \eta p_F$  во всех измерениях; так как  $\Delta \sim \eta \varepsilon_F$ , то соответствующий вклад в  $\partial S / \partial \varepsilon \sim \eta$ . Например, для электронного куба в шестой зоне по данным [10]  $a / p_F \approx 1/15$ ,  $\Delta / \varepsilon_F \approx 1/20$ , откуда

$$\delta \frac{\partial S}{\partial \varepsilon} / \frac{\partial S_0}{\partial \varepsilon} \approx 1/10.$$

Собирая вместе все вклады  $\sim 1$  и  $\eta^{1/2}$ , получим для Sn значение  $\partial \ln S / \partial \ln \varepsilon \approx -2$  (с учетом того, что согласно оценке по формуле (8)  $S = 0,4S_0$ ). Это значение в пределах точности расчета согласуется с оценкой из эксперимента.

Анизотропия  $\Lambda$  может некоторым образом сказаться на полученных результатах. Действительно, возьмем самый крайний случай: для электронных участков  $\Lambda = 0$ , а для дырочных — обычного порядка величины. Тогда все кинетические коэффициенты будут определяться лишь дырочными поверхностями и  $\partial S / \partial \varepsilon$  окажется отрицательной в термоэдс и в размерном эффекте. Однако такое искусственное предположение находится в прямом противоречии с данными по размерному эффекту. Так, из измерений сопротивления получено значение  $S = 0,43S_0$ , которое совпадает со значением полной площади ПФ Sn, полученным путем теоретических оценок ( $0,4 - 0,5S_0$  [12]) и других измерений ( $0,43S_0$  [17],  $0,50 - 0,55S_0$  [12]).

Отметим, что в работах [15, 16] считалось, что термоэдс определяется величиной



$$\frac{\partial}{\partial \ln \varepsilon} \ln \int v dS,$$

а не  $\partial \ln S / \partial \ln \varepsilon$ . Различие между этими величинами соответствует предположениям  $\tau = \text{const}$  или  $\Lambda = \text{const}$ . Наличие  $v$  под интегралом не отразится существенно на проведенных оценках, так как основные вклады в  $\zeta$  связаны с исчезновениями участков исходной сферы.

Таким образом, на примере олова показано, что в поливалентных металлах малые топологические изменения реальной поверхности Ферми по сравнению с поверхностью Ферми модели почти свободных электронов могут приводить к существенному изменению  $\partial \ln S / \partial \ln \varepsilon$ .

Институт физических проблем  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
15 апреля 1980 г.

### Литература

- [1] Дж. Займан. Электроны и фононы, ИИЛ, 1962, стр. 356.
- [2] А. А. Алтухов, Ю. К. Джикаев, Н. В. Заварицкий, И. М. Суслов. ЖЭТФ, **75**, 2256, 1978.
- [3] S. N. Mahajan, I. G. Daunt, R. I. Boughton, M. Yagub. J. Low Temp. Phys., **12**, 347, 1973.
- [4] P. G. Klemens. Physica, **69**, 171, 1973.
- [5] P. E. Nielsen, P. L. Taylor. Phys. Rev., **B10**, 4061, 1974.
- [6] R. B. Dingle. Proc. Roy. Soc., **A201**, 545, 1950.
- [7] Н. В. Заварицкий, А. А. Алтухов. ЖЭТФ, **70**, 1861, 1976.
- [8] Б. Н. Александров, Б. И. Веркин. ЖЭТФ, **34**, 1655, 1958.
- [9] Б. Н. Александров, М. И. Каганов. ЖЭТФ, **41**, 1333, 1961.
- [10] M. D. Staffleu, A. R. de Vroomen. Phys. St. Sol., **23**, 683, 1967.
- [11] У. Харрисон. Псевдопотенциалы в теории металлов, «Мир», 1968.
- [12] Г. П. Мотулевич. Оптические свойства металлов. Межмолекулярное взаимодействие, Труды ФИАН, «Наука», 1971.
- [13] И. М. Лифшиц, М. Я. Азбель, М. И. Каганов. Электронная теория металлов, «Наука», 1971, § 2.
- [14] М. И. Каганов, И. М. Лифшиц. УФН, **129**, 487, 1979.
- [15] А. В. Абаренков, М. В. Ведерников. ФТТ, **8**, 236, 1966.
- [16] J. M. Ziman. Adv. Phys., **10**, 1, 1961.
- [17] R. G. Chambers. Proc. Roy. Soc., **A215**, 481, 1952.

### ON THE SIGN OF THE THERMOPOWER IN WHITE TIN

*A. A. Altukhov, N. V. Zavaritsky, I. M. Suslov*

The diffusion part of the thermopower of tin is investigated in the region of electron scattering by phonons. The value of  $(\partial \ln S / \partial \ln \varepsilon)_{\varepsilon = \varepsilon_F}$  is determined on the basis of the size effect and is found to be equal  $-1.5$ . This value may be ascribed to the topological peculiarities of the Fermi surface of tin.