

## К вопросу о гальваномагнитных свойствах $\alpha$ -урана при низких температурах

В.М. Кузьменко<sup>1</sup>, Т.П. Черняева<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»  
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина*

<sup>2</sup> *Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»  
Научно-технический комплекс «Ядерный топливный цикл»  
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина  
E-mail: mlazareva@kipt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 5 июня 2009 г., после переработки 11 августа 2009 г.

Исследованы магнитосопротивление и эффект Холла поликристаллического  $\alpha$ -U в интервале температур 4,2–77 К и поперечных полей  $B$  до 4 Тл. Найдено, что ниже 43 К коэффициент Холла  $R_H$   $\alpha$ -урана зависит от магнитного поля. Подтверждена сильная зависимость  $R_H$  от температуры ниже 43 К, обусловленная тремя переходами типа «волна зарядовой плотности». Выше 43 К коэффициент Холла слабо зависит от температуры и не зависит от магнитного поля. Магнитосопротивление было приблизительно параболическим и не проявляло признаков насыщения даже в сильных полях. Применение изотропной двухзонной модели позволило качественно оценить зависимость носителей заряда  $n$  и их подвижности  $\mu$  от магнитного поля (до 4 Тл) и от температуры в интервале 4,2–77 К. Показано, что переходы типа «волна зарядовой плотности» при  $T < 43$  К сопровождаются существенным изменением  $n$  и  $\mu$ . При 4,2 К выявлена существенная зависимость  $n$  и  $\mu$  от магнитного поля в интервале полей от 0 до 4 Тл. При  $T \geq 50$  К такая зависимость отсутствует.

Досліджено магнітоопір і ефект Холла полікристалічного  $\alpha$ -U в інтервалі температур 4,2–77 К і поперечних полів до 4 Тл. Знайдено, що нижче 43 К коефіцієнт Холла  $R_H$   $\alpha$ -урану залежить від магнітного поля. Підтверджено сильну залежність  $R_H$  від температури нижче 43 К, яка обумовлена трьома переходами типу «хвиля зарядової щільності». Вище 43 К коефіцієнт Холла слабо залежить від температури і не залежить від магнітного поля. Магнітоопір був приблизно параболическим і не проявляв ознак насичення навіть в сильних полях. Застосування ізотропної двозонної моделі дозволило якісно оцінити залежність носіїв заряду  $n$  та їх рухливості  $\mu$  від магнітного поля (до 4 Тл) і від температури в інтервалі 4,2–77 К. Показано, що переходи типу «хвиля зарядової щільності» при  $T < 43$  К супроводжуються істотною зміною  $n$  і  $\mu$ . При 4,2 К виявлено істотну залежність  $n$  і  $\mu$  від магнітного поля в інтервалі полів від 0 до 4 Тл. При  $T \geq 50$  К така залежність відсутня.

PACS: 71.45.Lg Системы с волной зарядовой плотности;

72.15.Gd Гальваномагнитные и другие магнитотранспортные эффекты.

Ключевые слова: уран, магнитосопротивление, эффект Холла, волна зарядовой плотности, двухзонная модель, низкие температуры.

### Введение

Большинство работ по исследованию электронных свойств  $\alpha$ -урана посвящено сверхпроводимости и фазовому переходу, происходящему при температуре ниже 43 К. Принято считать, что почти все аномалии физических свойств  $\alpha$ -U ниже 43 К существуют вследствие изменения топологии поверхности Ферми в результате периодического искажения решетки, свя-

занного с формированием волны зарядовой плотности (ВЗП) [1]. Появление ВЗП было обнаружено на чистых монокристаллах  $\alpha$ -U при исследовании упругого и неупругого рассеяния нейтронов [1]. Выявлено, что ниже 43 К возникают новые брэгговские пики от сверхструктуры, свидетельствующие о структурном фазовом переходе с образованием ВЗП. В фазе ВЗП атомы урана смещены на 0,0006 нм от их начальных положений. В результате решетка расширяется на 0,4% по сравнению с  $\alpha$ -фазой.

Установлено, что при охлаждении образец  $\alpha$ -U проходит через серию из трех волн зарядовой плотности:  $\alpha_1$  при  $T \lesssim 43$  К;  $\alpha_2$  при  $T < 37$  К и  $\alpha_3$  при  $T < 22$  К. Измерение термического расширения при нагревании образцов  $\alpha$ -U в интервале 4,2–60 К [2] показало, что при 22 К имеет место фазовый переход I рода, при котором относительное изменение объема  $\Delta V/V = -1,7 \cdot 10^{-4}$ , при 37 К — фазовый переход I рода,  $\Delta V/V = -1,5 \cdot 10^{-4}$ , а при 43 К — фазовый переход II рода. Вычисления показали, что в фазе  $\alpha_1$  открываются щели на уровне Ферми. Эти области на поверхности Ферми свидетельствуют о наличии сильного вклада фактически узких  $f$ -зон [3].

Хороший обзор по сверхпроводимости и фазовым переходам в  $\alpha$ -U опубликован Ландером и др. в 1994 году [4]. К нашему удивлению, известно всего несколько работ, в которых исследовались гальваномагнитные свойства  $\alpha$ -U при низких температурах, и только в единичных случаях магнитосопротивление и эффект Холла изучались на одних и тех же образцах. Кратко остановимся на наиболее информативных из этих работ. В работе Берлинкоурта [5] для двух поликристаллов ( $RRR = 6,5; 12$ )\* найдено, что коэффициент Холла  $R_H$  не зависит от величины магнитного поля (до 3 Тл) в интервале температур 1–300 К. Выяснилось, что  $R_H$  чувствителен к примесям, обнаружена его сильная температурная зависимость в интервале 20–50 К. Магнитосопротивление образца с  $RRR = 12$  измерялось в поперечном магнитном поле при 4,2 К. Оно было приблизительно параболическим в малых полях, а в больших полях приближалось к линейной зависимости от индукции магнитного поля  $B$ .

Корнелиус и Смит [6] для поликристалла  $\alpha$ -U со средним размером зерна  $\sim 0,1$  мм ( $RRR = 9$ ) нашли, что коэффициент Холла положителен, имеет максимум при  $T \approx 30$  К, не переходит через нулевое значение до 4,2 К и, в отличие от [5], увеличивается с возрастанием поля. Для монокристалла со значительной субструктурой (с малоугловыми границами зерен) ( $RRR = 11$ ) в интервале 4,2–17 К значение  $R_H$  отрицательно и уменьшается по абсолютной величине с ростом поперечного магнитного поля. В интервале 19–40 К  $R_H$  положителен и увеличивается с ростом поля. И только при  $T > 40$  К коэффициент Холла не зависит от  $B$ .

В работе [7] недавно измерены электросопротивление, магнитосопротивление и эффект Холла четырех монокристаллов ( $RRR = 66$ –315)  $\alpha$ -урана и одного поликристалла ( $RRR = 13$ ), полученного электродуговой плавкой подобных монокристаллов. Наблюдались особенности зависимости  $\rho(T)$  на всех трех переходах ВЗП, особенно четкие для монокристалла с  $RRR = 315$  и малозаметные или отсутствующие для поликристалла. Для монокристаллов на кривых  $\rho(T)$  эти особенности проявлялись сильнее при увеличении поперечного магнитного поля от 0 до 18 Тл. Магнитосопротивление

$\Delta\rho/\rho$  для монокристаллов анизотропно и для лучшего монокристалла при  $T = 2$  К и  $B = 18$  Тл достигает 10. В случае поликристаллического образца при  $T = 3$  К и  $B = 15$  Тл значение  $\Delta\rho/\rho$  достигает 0,4. При  $T > 40$  К магнитосопротивление монокристаллов изменяется приблизительно квадратично с полем, а в районе переходов ВЗП проявляет отрицательную кривизну. При  $T \approx 2$  К зависимость  $\Delta\rho/\rho$  от  $B$  снова становится примерно квадратичной. Отрицательная кривизна, проявляемая магнитосопротивлением монокристаллов при промежуточных температурах, отсутствует в поликристалле. И, что особенно важно для последующего рассмотрения, у образцов  $\alpha$ -U нет никаких признаков стремления зависимости  $\Delta\rho/\rho$  от  $B$  к насыщению при всех температурах в полях до 18 Тл.

Коэффициент Холла в [7] при  $T > 40$  К положителен, не зависит от магнитного поля и слегка зависит от температуры. При понижении температуры примерно до 35 К значение  $R_H$  обрывисто падает, меняет знак на отрицательный и по абсолютной величине становится гораздо больше, чем докладывалось ранее [5,6]. Кроме того,  $R_H$  приобретает зависимость от поля. При 5 К абсолютная величина  $R_H$  сначала увеличивается с ростом  $B$ , достигает максимума при  $B = 6,4$  Тл, а затем начинает уменьшаться.

Из изложенного выше очевидно, что знак коэффициента Холла при  $T \sim 4,2$  К коррелирует со значениями  $RRR$ : чем выше  $RRR$ , тем больше по абсолютной величине отрицательное значение  $R_H$ . В случае хороших монокристаллов значение  $R_H$  при самых низких температурах достигает величины (при  $B = 9$  Тл) примерно  $-9 \cdot 10^{-10} \text{ м}^3/\text{Кл}$  [7]. Для поликристаллов с  $6 \leq RRR \leq 9$  значение  $R_H$  при 4,2 К положительно и составляет от  $+0,15 \cdot 10^{-10} \text{ м}^3/\text{Кл}$  до нуля соответственно.

Вид зависимости коэффициента Холла от поля при  $T \sim 4,2$  К в работах [6,8,9] для разных металлов отличается индивидуальными особенностями, и найти какую-либо общую закономерность затруднительно. Это положение впервые было отмечено в исследованиях низкотемпературных гальваномагнитных свойств бериллия и алюминия в сильных полях. Для анализа автор работ [8,9] использовал двухзонную модель. Было выяснено, в частности, что бериллий — скомпенсированный металл, у него плотность электронов проводимости  $n_e$  равна плотности дырок  $n_h$ , и это согласуется с четной валентностью бериллия. Алюминий — металл нескомпенсированный, у него  $n_e \neq n_h$  и, соответственно, нечетная валентность. Сильная зависимость  $R_H$  от  $B$  выявлена для обоих металлов, но была совершенно различной [8].

Существование по крайней мере двух зон Бриллюэна около поверхности Ферми  $\alpha$ -U четко демонстрируется измерениями эффекта Холла. Хотя возможность применения двухзонной модели для оценки па-

\*  $RRR$  (residual resistivity ratio)  $\equiv \rho_{293\text{К}} / \rho_{4,2\text{К}}$  — отношение удельных сопротивлений при 293 К и 4,2 К.

раметров, характеризующих транспортные свойства  $\alpha$ -U, предлагались давно [5], до сих пор это сделано не было. Исключение составляет применение двухзонной модели для описания сверхпроводимости  $\alpha$ -U [7].

Целью данной работы является попытка применения двухзонной модели для качественного описания электронной системы  $\alpha$ -U до и после перехода ВЗП. Так как двухзонная модель построена для изотропного вещества, поликристалл  $\alpha$ -U является более подходящим объектом исследования, чем монокристалл этого металла, обладающий более сильной анизотропией.

## 2. Образцы и методика измерений

Образцы приготовлены из естественного урана электролитической чистоты. Два почти одинаковых по размерам образца  $\alpha$ -U были вырезаны из прокатанной пластинки толщиной 0,1 мм. Длина образцов 16 мм, ширина одного 0,4 мм, другого 0,45 мм. Форма образцов схематически показана на рис. 1. В точках 1, 2, 3 точечной сваркой приварены контакты из платиновой проволоки, к которым припаивались измерительные провода: 1 — токовые, 2 — потенциальные — для измерений электросопротивления и магнитосопротивления, 3 — для измерений холловского напряжения. Основные примеси в образцах (в ат.%): С —  $4 \cdot 10^{-2}$ ; Мо —  $10^{-2}$ ; Fe —  $2,3 \cdot 10^{-3}$ ; Al —  $2 \cdot 10^{-3}$ ; Si —  $1,1 \cdot 10^{-3}$ , что дает чистоту образцов 99,94 ат.% ( $RRR = 10,05$ ). Измерения проводились на одном образце, второй служил для контрольных проверок отдельных результатов. Отличие в результатах всегда находилось в пределах точности измерений. Измерения электросопротивления, магнитосопротивления и холловского напряжения проводились на постоянном токе по шестизондовой схеме (см. рис. 1) с помощью потенциометра РЗ63-3. Магнитное поле с индукцией до 4 Тл создавалось сверхпроводящим соленоидом. Температура измерялась платиновым термометром сопротивления. Постоянная Холла  $R_H$  (в системе СИ) вычислялась по формуле

$$R_H = \frac{U_H d}{IB}, \quad (1)$$

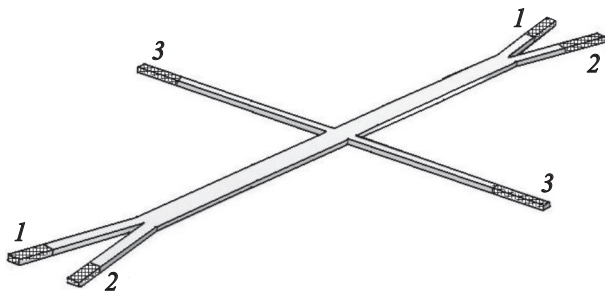


Рис. 1. Схематическое изображение формы образцов  $\alpha$ -U. 1, 2, 3 — токовые, потенциальные и холловские контакты соответственно.

где  $U_H$  — холловское напряжение;  $I$  — измерительный ток, перпендикулярный направлению поля;  $B$  — магнитная индукция;  $d$  — толщина образца.

## 3. Экспериментальные результаты

Зависимость удельного электросопротивления от температуры для образца  $\alpha$ -U показана на рис. 2. В интервале температур 40–293 К  $\rho$  строго линейно зависит от  $T^{0,7}$ . В интервале от 15 К до 4,2 К  $\rho$  линейно зависит от  $T^3$ . Эти результаты хорошо согласуются с работой [7]. Анализ, проведенный в [7], указывает на затруднения, связанные с интерпретацией этих результатов. Наблюдаемое уменьшение наклона зависимости сопротивления от температуры выше 40 К предполагает уменьшение вероятности электрон-фононного рассеяния и (или) увеличение числа носителей заряда [10]. Понижение температуры ниже 4,2 К сопровождается более крутым уменьшением  $\rho$ , что связано, по-видимому, с существованием сверхпроводящих флуктуаций. На вставке рис. 2 в большем масштабе показан участок зависимости  $\rho(T)$  в районе фазовых переходов ВЗП. Как и для самого качественного поликристалла ( $RRR = 13$ ) [7], здесь, в отличие от зависимостей  $\rho(T)$  для монокристаллов, не проявляются острые особенности при температурах 43, 37 и 22 К.

На рис. 3 (кривая 1) показана зависимость магнитосопротивления от квадрата магнитной индукции для поликристалла  $\alpha$ -U. Хотя эта зависимость квадратична во всем интервале полей, в меньших полях ( $B = 0$ –1,6 Тл) наблюдается более крутой участок и менее крутой — в интервале полей 1,7–4 Тл. Кривая 2 построена в соответствии с работой [5] для поликристалла с  $RRR = 12$ . Хотя здесь недостаточно точек, по-видимому, в малых полях также существует излом на квадратичной зависимости. Такое поведение магнитосопротивления не полностью согласуется с двухзонной моделью для скомпенсированных металлов, и мы обсудим его ниже. При  $T > 50$  К зависимость  $\Delta\rho/\rho$  от  $B$  приблизительно квадратична в интервале  $B$  0–4 Тл.

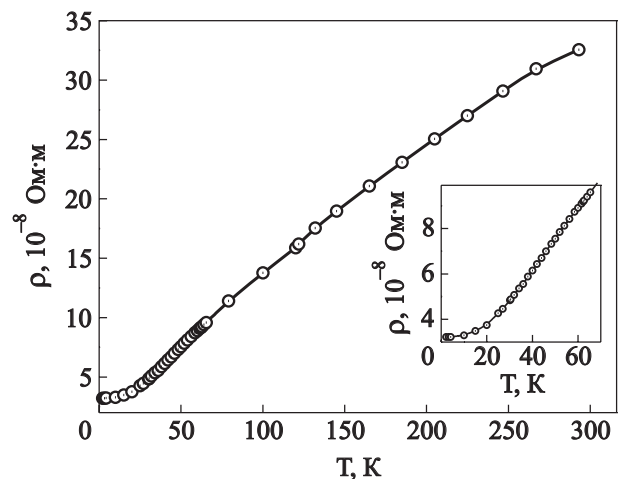


Рис. 2. Температурная зависимость удельного электросопротивления поликристалла  $\alpha$ -U.

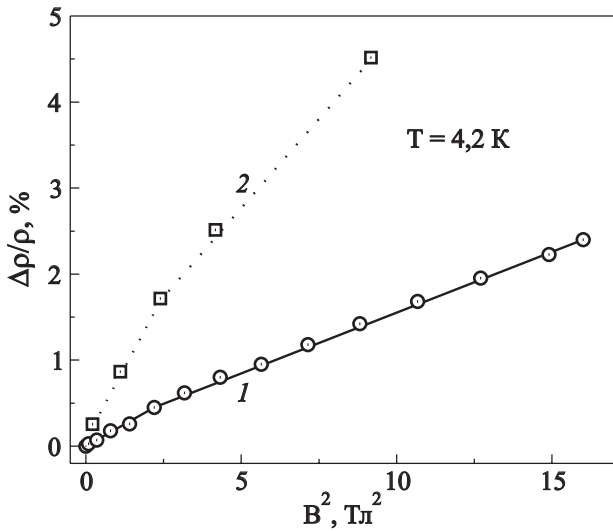


Рис. 3. Зависимость магнитосопротивления  $\alpha$ -U от квадрата магнитной индукции: данные настоящей работы (1), данные из [5] (2).

Довольно крутая зависимость коэффициента Холла от температуры в районе переходов ВЗП подтверждается авторами работ [5–7]. Для нашего образца в интервале температур 17–50 К коэффициент Холла увеличивается от  $0,1 \cdot 10^{-10} \text{ м}^3/\text{Кл}$  (при  $B = 0,5 \text{ Тл}$ ) до  $0,35 \cdot 10^{-10} \text{ м}^3/\text{Кл}$ . В отличие от работы [5], где при 4,2 К коэффициент Холла не зависит от поля, мы наблюдали почти линейное уменьшение  $R_H$  с изменением  $B$  от 0,4 до 3,5 Тл (см. рис. 4). При  $T \geq 50 \text{ К}$  коэффициент Холла не зависит от  $B$ .

#### 4. Обсуждение результатов

Кратко остановимся на конечных результатах двухзонной модели. Известно, что радиус кривизны траектории электрона в поле  $B$  (радиус Лармора)

$$r_L = \frac{mv_F}{eB}, \quad (2)$$

где  $m$  — масса электрона,  $e$  — заряд электрона,  $v_F$  — его скорость на поверхности Ферми.

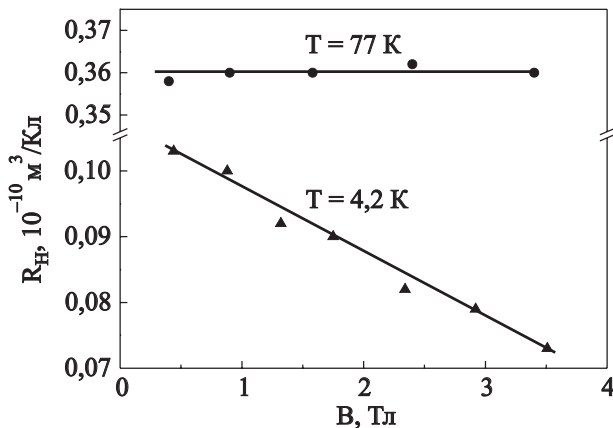


Рис. 4. Зависимость коэффициента Холла от магнитной индукции для поликристалла  $\alpha$ -U при различных температурах.

Для малых магнитных полей  $r_L \gg l$ , где  $l$  — средняя длина свободного пробега электронов. В больших магнитных полях  $r_L \leq l$ . Приведенные ниже оценки значений  $l$  и  $v_F$  показывают, что для нашего образца  $l \approx 114 \text{ нм}$ , а радиусы Лармора в полях 1, 2, 3, 4 Тл составляют примерно 130, 65, 43 и 33 нм соответственно. Таким образом, излом в зависимости  $\Delta\rho/\rho$  от  $B^2$  (рис. 3) при  $B \approx 1,6 \text{ Тл}$ , может быть, обусловлен переходом от малых магнитных полей к большим. Согласно теории, в малых полях поведение металлов с  $n_e \neq n_h$  и  $n_e = n_h$  существенно не отличается. В обоих случаях должно наблюдаться линейное возрастание поля Холла  $E_y$  и квадратичное увеличение сопротивления с увеличением магнитного поля.

В больших полях поведение металлов с  $n_e = n_h$  и  $n_e \neq n_h$  различно. Если  $n_e = n_h$ , то отношение поля Холла к электрическому полю в направлении тока  $E_y/E_x$  при увеличении магнитного поля проходит через максимум и в больших полях убывает с увеличением поля:  $E_y/E_x \sim 1/B$ . Здесь также наблюдается неограниченное, квадратичное по полю возрастание магнитосопротивления с ростом поля:  $\Delta\rho/\rho \sim B^2$ . Если  $n_e \neq n_h$ , то в больших магнитных полях происходит неограниченное возрастание  $E_y/E_x$  с увеличением поля:  $E_y/E_x \sim B$ , а магнитосопротивление стремится к насыщению.

Представляется, что  $\alpha$ -U, в большинстве случаев проявляющий четную валентность, относится к скомпенсированным металлам, содержащим равное количество электронов и дырок. Основным доказательством этого может служить квадратичное по  $B$  увеличение магнитосопротивления в больших полях (рис. 3) без малейших признаков стремления к насыщению до  $B = 18 \text{ Тл}$  [7]. Последнее справедливо и для поликристалла ( $RRR = 13$ ), и для хорошего монокристалла ( $RRR = 315$ ) [7]. Что касается второго признака равенства  $n_e = n_h$ , а именно, наличия зависимости  $E_y/E_x \sim 1/B$  в больших полях, то для нашего образца такая зависимость реализуется только при  $B > 4 \text{ Тл}$  (рис. 5). Зависимости  $E_y/E_x$  от  $B$ , аналогичные рис. 5, наблюдались ранее для скомпенсированных металлов Zn, Be [9], Zr [5]. Зависимости, демонстрирующие уменьшение напряжения Холла с ростом  $B$  в области больших полей, наблюдались также при температурах  $\sim 20 \text{ К}$  в монокристаллах  $\alpha$ -U [6,7].

Попытаемся оценить плотность носителей заряда и их подвижности в поликристалле  $\alpha$ -U, пользуясь формулами двухзонной модели для случая  $n_e = n_h = n$ . Для этого решается система уравнений (в системе СИ) [8,9]:

$$\sigma = \rho^{-1} = en(\mu_e + \mu_h), \quad (3)$$

$$R_H = \frac{1}{en} \frac{\mu_h - \mu_e}{\mu_h + \mu_e}, \quad (4)$$

$$\frac{\Delta\rho}{\rho B^2} = \mu_e \mu_h, \quad (5)$$

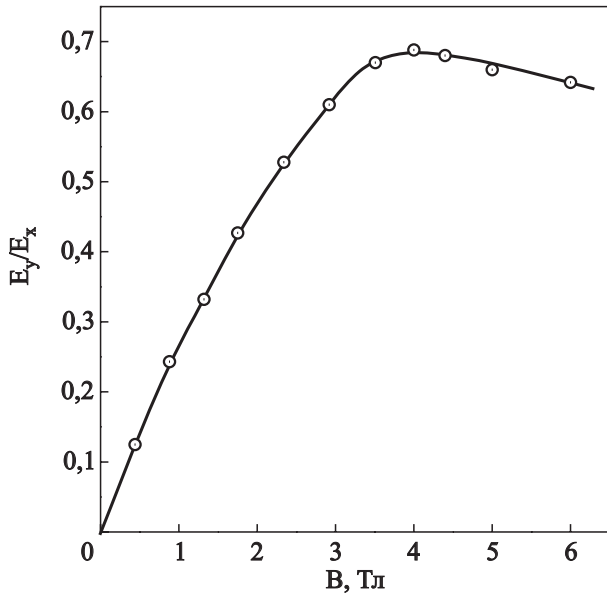


Рис. 5. Отношение поля Холла к продольному электрическому полю в зависимости от магнитной индукции при  $T = 4,2$  К.

где  $\mu_e$  и  $\mu_h$  — подвижность электронов и дырок соответственно.

Рисунок 6 демонстрирует результаты расчета зависимостей плотности и подвижности электронов от магнитного поля при 4,2 К. Подвижность дырок не показана, она превышает подвижность электронов на 0,5–0,7%.

Формула двухзонной модели для коэффициента Холла (4) не отражает экспериментального факта зависимости постоянной Холла от величины поля: в нее не входит в явном виде магнитная индукция  $B$ . Как следует из рис. 6, это противоречие может быть обусловлено существованием зависимости плотности подвижных носителей от поля.

На рис. 7 представлены результаты расчета по формулам (3)–(5) зависимостей плотности электронов (дырок) и подвижности электронов от температуры в районе фазовых переходов ВЗП. Не показанная на рис. 7 подвижность дырок при понижении температу-

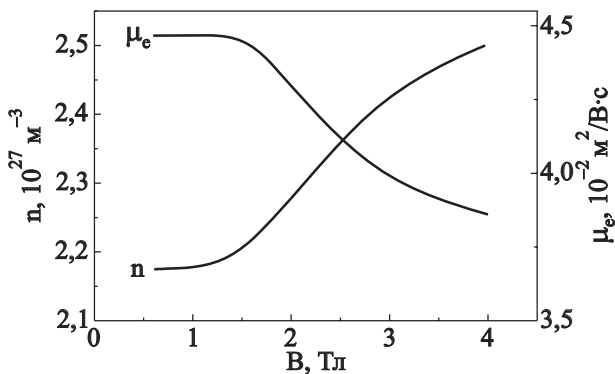


Рис. 6. Изменение плотности и подвижности электронов проводимости с изменением индукции поперечного магнитного поля для поликристалла  $\alpha$ -U при  $T = 4,2$  К.

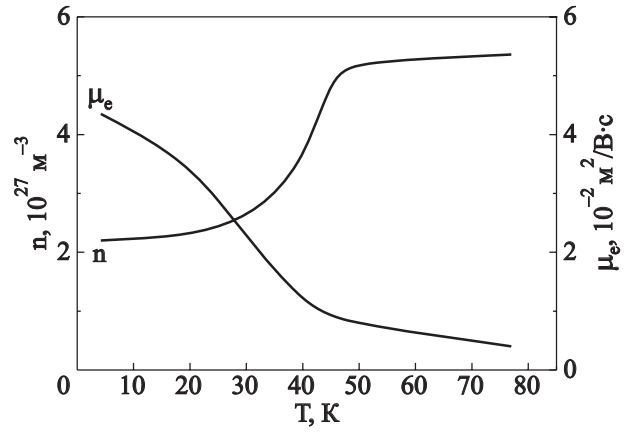


Рис. 7. Температурные зависимости плотности и подвижности электронов для поликристалла  $\alpha$ -U при  $B = 2$  Тл.

ры от 50 К до 4,2 К превышает подвижность электронов на 7–0,7% соответственно. Зависимость  $n(T)$  на рис. 7 качественно можно согласовать с версией Гарднера и Смита [11]. Согласно этой версии,  $\alpha$ -U обладает виртуальным связанным состоянием, происходящим из волновых функций  $5f$ -типа. Ниже 43 К виртуальное связанное состояние частично занимает в результате перехода электронов из  $5f^3 6d^1 7s^2$ -зоны проводимости. Выше 43 К виртуальное связанное состояние вакантно.

Согласно двухзонной модели, средняя длина свободного пробега электронов может быть оценена по формуле [9] (в системе СИ):

$$l = 3,23 \cdot 10^{-34} \frac{n^{1/3} (\mu_e + \mu_h)}{2e}. \quad (6)$$

Для нашего образца получим  $l = 114,4$  нм при  $T = 4,2$  К и  $l = 27,7$  нм при 50 К.

Оценим некоторые параметры, характеризующие транспортные свойства электронов в  $\alpha$ -U. Много работ (см. [12]) посвящено экспериментальному определению коэффициента электронной теплоемкости  $\gamma$  поликристаллов  $\alpha$ -U. Результаты находятся в интервале от  $7,23 \cdot 10^2$  до  $8,6 \cdot 10^2$  Дж/м<sup>3</sup>·К<sup>2</sup>. Если взять среднее значение  $\gamma = 7,92 \cdot 10^2$  Дж/м<sup>3</sup>·К<sup>2</sup> и воспользоваться формулой для плотности состояний (для двух направлений спина):

$$N(E_F) = \frac{3\gamma}{\pi^2 k_B^2}, \quad (7)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана, то получим для  $\alpha$ -U  $N(E_F) = 1,27 \cdot 10^{48}$  Дж<sup>-1</sup>м<sup>-3</sup>. Воспользовавшись формулой Эйнштейна для проводимости

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{1}{3} e^2 N(E_F) v_F l, \quad (8)$$

оценим значение скорости электронов на поверхности Ферми. Получим  $v_F = 0,25 \cdot 10^5$  м/с.

Таблица 1. Оценка значений некоторых электронных параметров поликристаллического  $\alpha$ -U в рамках двухзонной модели

Параметры	U-I		U-II		U-III
	$T = 4,2$ К $B = 2$ Тл	$T = 50$ К	$T = 3-5$ К $B = 9$ Тл	$T = 50$ К	$T = 4,2$ К
$RRR$	10,05	—	13	—	12
$\mu_e, 10^{-2} \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	4,29	0,77	7,29	0,817	7,076
$\mu_h, 10^{-2} \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	4,32	0,82	4,06	0,942	7,063
$n, 10^{27} \text{ м}^{-3}$	2,25	5,24	2,09	5,25	1,81
$l, \text{ нм}$	114	28	146	30,8	173,7
$v_F, 10^5 \text{ м/с}$	0,25	—	0,24	—	0,21

Примечание: В U-II значения  $\sigma$  и  $\Delta\rho/\rho$  (в расчетах параметров  $n$  и  $\mu$ ) взяты нами для поликристалла с  $RRR = 13$ .  $R_H$  взято для деформированного монокристалла; деформация не изменила  $R_H$ , но  $RRR$  уменьшилось со 183 до 29.

Мы произвели подобную оценку значений  $n$ ,  $\mu_e$ ,  $\mu_h$ ,  $l$  и  $v_F$  по результатам измерений  $\rho$ ,  $\Delta\rho/\rho$  и  $R_H$  в работах [7] и [5]. Обозначим их соответственно U-II и U-III и сравним с нашими результатами U-I в табл. 1. Несмотря на то, что в случае образцов U-II значения  $\Delta\rho/\rho$  и  $R_H$  взяты нами для существенно больших полей, чем в наших экспериментах, ( $B = 9-15$  Тл), а в случае U-III не наблюдалась зависимость  $R_H$  от  $B$ , найденные значения  $n$ ,  $\mu_e$ ,  $\mu_h$ ,  $l$ ,  $v_F$  для всех трех случаев близки.

Это вселяет надежду, что двухзонная модель, хотя и должна применяться к металлам с большой осторожностью, все же дает простейшее качественное физическое объяснение наблюдаемых гальваномагнитных свойств  $\alpha$ -U. При рассмотрении свойств изотропной двухзонной модели не делается никаких предположений о конкретных формах и расположениях поверхностей разрыва энергии или о форме поверхности Ферми. Можно полагать, что сведения о подвижностях и концентрациях носителей, полученные из общих формул изотропной модели, до некоторой степени отражают усредненные реальные свойства электронов металла независимо от недостатков зонной модели.

### 5. Выводы

Сформулируем основные результаты для поликристаллов  $\alpha$ -U, полученные в данной работе.

1. С увеличением поперечного магнитного поля от 0 до 4 Тл при 4,2 К коэффициент Холла уменьшается приблизительно по линейному закону.
2. При  $T \geq 50$  К  $R_H$  не зависит от  $B$ .
3. При  $T = 4,2$  К зависимость  $\Delta\rho/\rho$  от  $B$  квадратична по  $B$  в интервале полей 0–1,6 Тл и остается квадратичной, но с меньшим коэффициентом при квадратичном члене в интервале полей 1,6–4 Тл.
4. При  $T \geq 50$  К зависимость  $\Delta\rho/\rho$  от  $B$  приблизительно квадратична в интервале полей 0–4 Тл.
5. Для качественного описания гальваномагнитных свойств поликристаллического  $\alpha$ -U может быть применена двухзонная модель.

6. Значения  $n$ ,  $\mu_e$ ,  $\mu_h$ , оцененные в рамках этой модели для нашего образца  $\alpha$ -U, хорошо согласуются со значениями, которые можно оценить по результатам других работ (табл. 1).

7. Как следует из табл. 1 и рис. 7, плотность электронов (дырок) в  $\alpha$ -уране уменьшается по мере понижения температуры от 50 до 4,2 К, что связано с переходом ВЗП.

8. При 4,2 К плотность подвижных электронов увеличивается (а подвижность уменьшается) с увеличением магнитного поля (рис. 6).

9. Представляется, что хотя численные результаты, содержащиеся в рис. 6, 7 и табл. 1, не следует воспринимать как точные количественные в связи с недостатками двухзонной модели, направления их изменения в температурной области фазовых переходов ВЗП и при изменении поля, скорее всего, верны, и могут приниматься в расчет при развитии теоретических представлений.

1. H.G. Smith, N. Wakabayashi, W.P. Grummett, R.M. Nicklow, G.H. Lander, and E.S. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1612 (1980).
2. M.O. Steinitz, C.E. Burlinson, and J.A. Markus, *J. Appl. Phys.* **41**, 5057 (1970).
3. L. Fast, O. Eriksson, B. Johansson, J.M. Wills, G. Straub, H. Roeder, and L. Nordström, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2978 (1998).
4. G.H. Lander, E.S. Fisher, and S.D. Bader, *Adv. Phys.* **43**, 1 (1994).
5. T.G. Berlincourt, *Phys. Rev.* **114**, 969 (1959).
6. C.A. Cornelius and T.F. Smith, *J. Low. Temp. Phys.* **40**, 391 (1980).
7. G.M. Schmiedeshoff, D. Dulguerova, J. Quan, S. Touton, C.H. Mielke, A.D. Christianson, A.H. Lacerda, E. Palm, S.T. Hannahs, T. Murphy, E.C. Gay, C.C. McPheeters, D.J. Thoma, W.L. Hults, J.C. Cooley, A.M. Kelly, R.J. Hanrahan, and J.L. Smith, *Philos. Mag.* **84**, 2001 (2004).
8. Е.С. Боровик, *ЖЭТФ* **23**, 83, 91 (1952).
9. Е.С. Боровик, *ЖЭТФ* **27**, 355 (1954).
10. G.T. Meaden and N.H. Jze, *Cryogenics* **8**, 396 (1968).
11. W.E. Gardner and T.F. Smith, *Phys. Rev.* **154**, 309 (1967).

12. J.C. Lashley, B.E. Lang, J. Boerio-Goates, B.F. Woodfield, G.M. Schmiedeshoff, E.C. Gay, C.C. McPheeters, D.J. Thoma, W.L. Hults, J.C. Cooley, R.J. Hanrahan, Jr., and J.L. Smith, *Phys. Rev.* **B63**, 224510 (2001).

**On the problem of galvanomagnetic properties of  $\alpha$ -uranium at low temperatures**

**B.M. Kuz'menko and T.P. Chernyaeva**

Magnetic resistance and Hall effect of polycrystal  $\alpha$ -U were investigated in the temperature range 4.2–77 K in transverse fields  $B$  up to 4 T. It is found that below 43 K the Hall coefficient  $R_H$  of  $\alpha$ -uranium depends on magnetic field. It has been confirmed that below 43 K  $R_H$  is in strong temperature dependence conditioned by three transitions of «charge density wave» type. Above 43 K the Hall coefficient is slightly dependent on temperature and is independent of magnetic field. Magnetic resistance

was about parabolic and did not show any signs of saturation even in the strong fields. Application of the isotropic two-zone model allowed us to estimate the dependence of charge carriers  $n$  and their mobility  $\mu$  on magnetic field (up to 4 T) and temperature in the range 4.2–77 K. It is shown that the transitions of «charge density wave» type at  $T < 43$  K are accompanied by a substantial change of  $n$  and  $\mu$ . It is found that at  $T = 4.2$  K  $n$  and  $\mu$  are strongly dependent on magnetic field for fields between 0 and 4 T. At  $T \geq 50$  K such a dependence is not observed.

PACS: 71.45.Lr The systems with charge density wave;

72.15.Gd Galvanomagnetic et al. magneto-transport effects.

Keywords: uranium, magnetic resistance, effect of Hall, charge density wave, two-zone model, low temperatures.