

ЭФФЕКТ ХОЛЛА В РАСПЛАВАХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С ВЫРОЖДЕННЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ И ЕГО ВЗАИМОСВЯЗЬ С ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬЮ И МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТЬЮ

В. М. Глазов, В. Б. Кольцов

Московский институт электронной техники, 103498, Москва, Россия
(Получена 26 октября 1992 г. Принята к печати 13 ноября 1992 г.)

Для расплавов полупроводников с вырожденным электронным газом установлены взаимосвязи между электропроводностью σ и коэффициентом Холла R_H , а также между коэффициентом Холла и магнитной восприимчивостью χ . Полученные соотношения позволяют для каждого конкретного расплава определить не только характер кривой зависимости плотности электронных состояний от энергии, но и вычислить значение реальной плотности электронных состояний вблизи энергии Ферми. Кроме того, полученные соотношения позволяют оценить некоторые параметры ближнего порядка, характеризующие расплав.

Эффект Холла — один из гальваномагнитных эффектов, наблюдающихся в веществе при совместном действии электрического и магнитного полей. Он является мощным инструментом при исследовании фундаментальных свойств полупроводниковых и металлических материалов. Особенность эффекта Холла состоит в том, что он позволяет количественно оценить значения подвижности и концентрации носителей заряда. Наряду с изучением температурной зависимости электропроводности эффект Холла может дать важную информацию о механизмах рассеяния носителей заряда, ширине запрещенной зоны полупроводников и энергии ионизации различных примесей. Большое значение имеет исследование процесса перехода вещества из твердого состояния в жидкое при помощи измерения постоянной Холла, а также изучение изменения константы Холла при нагревании расплавов металлов и полупроводников, что дает возможность целенаправленно вести разработку новых материалов с требуемым комплексом физических свойств.

Электрофизические свойства кристалла, как известно, объясняются квантовой теорией твердого тела. При этом дискретные энергетические уровни электронов отдельных атомов объединяются в энергетические зоны кристалла [1, 2]. Перенос заряда может быть описан на основе кинетического уравнения, учитывающего рассеяние носителей заряда на ионах примесей или на тепловых колебаниях кристаллической решетки, при условии, что средняя длина пробега носителей тока значительно превышает межатомное расстояние, т. е. ($l \gg a$).

Гораздо сложнее обстоит дело с неупорядоченными структурами. Главное отличие неупорядоченных систем — это отсутствие периодичности в расположении атомов, т. е. дальнего порядка. В результате этого нарушаются закономерности, присущие кристаллам: края зон становятся размытыми — появляются хвосты плотности разрешенных состояний, уходящие в запрещенную зону. Длина свободного пробега носителей заряда, как впервые показали Иоффе и Регель [3], становится сопоставимой с межатомным расстоянием. Кинетическое уравнение становится неприменимым, и возникает несовпадение между знаками ЭДС Холла и термоэдс.

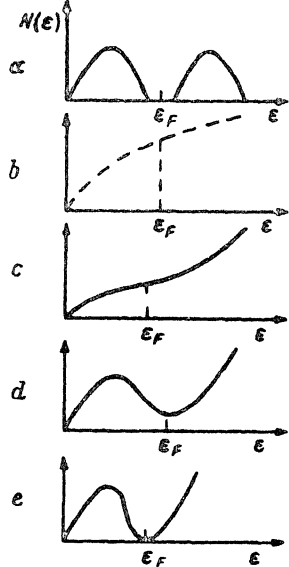


Рис. 1. Зависимости плотности электронных состояний от энергии в электронных расплавах по Н. Ф. Мотту [4, 5].
a — для кристалла; *b* — кривая для свободных электронов; *c* — кривая, имеющая точку перегиба вблизи энергии Ферми, реализуется для веществ плавящихся по типу проводник — металл; *d* — кривая, имеющая глубокий минимум вблизи энергии Ферми; *e* — кривая, имеющая глубокий минимум вблизи энергии Ферми, модель жидкого полупроводника.

К неупорядоченным полупроводникам относятся разные системы: аморфные и стеклообразные полупроводники, сильно легированные полупроводники и электронные расплавы.

Несмотря на существенные отличия особенностей электронного переноса в неупорядоченных полупроводниках, для них применима зонная модель, так как не нарушаются основные черты плотности электронных состояний кристалла, что связано с сохранением ближнего порядка [3-5].

В работах [4, 5] Мотт указал несколько возможных вариантов изменения плотности электронных состояний кристалла $N = N(\epsilon)$ при нарушении упорядоченности твердого тела, например при плавлении. На рис. 1 приведены различные варианты зависимости плотности электронных состояний от энергии, расположенные по мере изменения характера ближнего порядка или связи электронов в атомной структуре. Случай *a* — для кристалла, *b* — кривая для свободных электронов, *c* — соответствует увеличивающемуся расстоянию между атомами. В случае *d* имеется провал плотности электронных состояний в интервале энергий, соответствующем запрещенной зоне кристалла. Эту область энергий принято называть «псевдощелью». В качестве характеристики глубины псевдощели обычно берется отношение

$$g = \frac{N(\epsilon_F)}{N_0(\epsilon_F)}, \quad (1)$$

т. е. отношение плотности состояний на уровне Ферми $N(\epsilon_F)$ к аналогичной величине, рассчитанной в приближении свободных электронов $N_0(\epsilon_F)$. Отметим, что изменение зависимости плотности электронных состояний от энергии при нарушении упорядоченности приводит к ряду особенностей в реализации транспортных явлений по сравнению со случаем свободных электронов.

Коэффициент Холла в расплавах с вырожденным электронным газом в неупорядоченных системах при условии как сильного, так и слабого рассеяния носителей заряда теоретически анализировался в работах [6-9].

Так, в работе [8] на основе модели случайных фаз получено выражение для коэффициента Холла в случае вырожденного электронного газа в форме

$$R_H = \frac{R_{H0}}{g}, \quad (2)$$

а в работе [6] для тех же самых условий Займаном получено выражение для коэффициента Холла в форме

$$R_H = \frac{R_{H0}}{g^2}, \quad (3)$$

$$R_{H_0} = \frac{1}{en_0}, \quad (4)$$

где R_{H_0} , n_0 — коэффициент Холла и концентрация носителей заряда в предположении полной ионизации валентной оболочки атома в расплаве, а e — заряд электрона.

В работе [7] независимым путем было получено для коэффициента Холла выражение (3), а в работе [9] — выражения как (2), так и (3).

Вобст с сотр. [10], экспериментально изучая температурную зависимость постоянной Холла в системе Jn—Te, пришли к заключению, что константа Холла в этой системе описывается формулой

$$R_H = R_{H_0} g^{-3/2}. \quad (5)$$

Следовательно, чисто теоретически трудно сделать выбор между этими соотношениями, и поэтому при исследовании этого вопроса можно просто принять, что

$$|R_H| = |R_{H_0}| g^\alpha, \quad (6)$$

где α — любое действительное число.

Чтобы определить значение этого коэффициента в выражении (6), необходимо установить взаимосвязи между постоянной Холла и другими электронными, а также магнитными свойствами неупорядоченных систем. В работах [11, 12] была обоснована взаимосвязь между электропроводностью, термоэдс и магнитной восприимчивостью расплавов полупроводников. В данной работе рассматриваются взаимосвязи между коэффициентом Холла и электропроводностью, а также между коэффициентом Холла и магнитной восприимчивостью.

Электропроводность как в случае слабого, так и сильного рассеяния описывается, согласно [4, 5], формулой Кубо—Гринвуда

$$\sigma = -\frac{2\pi\hbar^3 e^2}{m_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial f}{\partial \epsilon} |D_\epsilon|^2 N(\epsilon) d\epsilon, \quad (7)$$

где

$$|D_\epsilon| = \int \psi_\epsilon^* \frac{\partial}{\partial x} \psi'_\epsilon d^3x,$$

ψ_ϵ — волновая функция электрона с энергией ϵ_ϵ .

Вычислить D_ϵ можно, как отмечают авторы работы [13], анализируя случай примесной проводимости в германии в области низких температур вблизи перехода металл—диэлектрик, если пренебречь флуктуациями амплитуды и фазы волновой функции ψ при переходе от одного примесного атома к другому и считать ψ плоской волной.

Тогда, согласно [13],

$$|D_\epsilon|^2 = \frac{2r_i^3 m^*}{3\hbar^2} \left(\frac{m_0}{m^*}\right)^2 \epsilon = \lambda \epsilon, \quad (8)$$

а

$$\sigma = -B_1 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial f}{\partial \epsilon} \epsilon [N(\epsilon)]^2 d\epsilon, \quad (9)$$

где $B_1 = 4\pi\hbar^2 r_i^3 / 3m^*$, r_i — среднее расстояние между атомами. Оценка $|D_e|$ по формуле (8) в случае полупроводниковых расплавов, по-видимому, не корректна.

Очевидно, рассуждение о пренебрежении флуктуациями амплитуды и фазы волновой функции не слишком убедительно [11] в этом случае, а представление ψ плоской волной верно только в нулевом приближении теории свободных электронов. Вероятно, такие флуктуации амплитуды и фазы волновой функции определяют существо физической картины в расплавах. Кроме того, для расплавов полупроводников, как отмечается в работе [5], необходимо ввести в формулу (7) еще одно структурное усреднение, т. е. вместо $\langle |D_e| \rangle$ использовать $\langle |D_e|_a \rangle$. По аналогии с формулой (8) можно принять

$$\langle (|D_e|_a)^2 \rangle = \lambda \varepsilon, \quad (10)$$

где λ — постоянная, которая зависит от температуры и может быть определена при дальнейшей детализации электронного спектра в расплавах металлов и полупроводников. Тогда формулу (7) можно представить в виде

$$\sigma = -B \int_{-\infty}^{\infty} \frac{df}{d\varepsilon} \varepsilon [N(\varepsilon)]^2 d\varepsilon, \quad (11)$$

где $B = \lambda B_1$. Если $\eta = \varepsilon_F / kT > 1$, то, как показано в работе [13], выражение для магнитной восприимчивости χ_p и электропроводности σ можно получить с помощью известной оценки интегралов вида (11), предложенной в свое время Зоммерфельдом и Бете [14]. Для этого случая будем иметь

$$\sigma = B \left\{ \varepsilon_F [N(\varepsilon_F)]^2 + \frac{(\pi kT)^2}{3} \left[\frac{\partial N(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \left(2N(\varepsilon) + \varepsilon \frac{\partial N(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right) + \varepsilon N(\varepsilon) \frac{d^2 N(\varepsilon)}{d\varepsilon^2} \right] \Big|_{\varepsilon = \varepsilon_F} \right\}. \quad (12)$$

Вынося $[N(\varepsilon_F)]^2$ за скобку, запишем соотношение (12) в виде

$$\sigma = B [N(\varepsilon_F)]^2 F_\sigma(T), \quad (13)$$

где $F_\sigma(T)$ — температурозависящая функция электропроводности. Обратим внимание на тот факт, что в рассматриваемом случае как коэффициент Холла, так и электропроводность являются функциями плотности электронных состояний. Следовательно, между этими характеристиками можно установить взаимосвязь на основе параметра $N(\varepsilon_F)$.

Из выражения (13) следует, что

$$N(\varepsilon_F) = \frac{\sigma^{1/2}}{B^{1/2} [F_\sigma(T)]^{1/2}}, \quad (14)$$

а коэффициент Холла, как следует из выражений (1) и (6), равен

$$R_H = R_{H_0}(T) \left[\frac{N(\varepsilon_F)}{N_0(\varepsilon_F)} \right]^\alpha. \quad (15)$$

Подставляя выражение (14) в соотношение (15), получим

$$R_H = R_{H_0}(T) \cdot \frac{\sigma^{\alpha/2}}{B^{\alpha/2} [F_\sigma(T)]^{\alpha/2} [N_0(\varepsilon_F)]^\alpha},$$

или

$$R_H = K\sigma^{\alpha/2}. \quad (16)$$

Логарифмируя уравнение (16), получим

$$\lg |R_H| = \lg K + \frac{\alpha}{2} \lg \sigma, \quad (17)$$

т. е. между $\lg |R_H|$ и $\lg \sigma$ существует линейная зависимость, построение которой дает возможность определить α , а следовательно, и $N(\varepsilon_F)$ — реальную плотность электронных состояний вблизи энергии Ферми. Из анализа соотношения (17) следует, что α может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Знак α определяется температурными коэффициентами $d|R|/dT$ и $d\sigma/dT$. Если $d|R|/dT$ и $d\sigma/dT$ совпадают по знаку, то $\alpha > 0$. Если же $d|R|/dT$ и $d\sigma/dT$ имеют различные знаки, то $\alpha < 0$. Такой простой анализ позволяет сделать некоторые важные выводы относительно характера кривой зависимости плотности состояний от энергии в электронных расплавах. Пусть α в выражении (15) будет меньше нуля, а отношение R_H/R_{H_0} будет меньше 1, т. е.

$$\frac{R_H}{R_{H_0}} = \left[\frac{N(\varepsilon_F)}{N_0(\varepsilon_F)} \right]^{-\alpha} < 1.$$

Отсюда после несложных преобразований получим

$$\left(\frac{R_{H_0}}{R_H} \right)^{1/\alpha} = \frac{N(\varepsilon_F)}{N_0(\varepsilon_F)} > 1.$$

Следовательно, $N(\varepsilon_F) > N_0(\varepsilon_F)$, т. е. в этом случае мы имеем кривую, имеющую точку перегиба вблизи энергии Ферми (рис. 1, кривая с). Как мы показали выше, для электронных расплавов этот случай будет иметь место, если $d|R|/dT > 0$ и $d\sigma/dT < 0$ или $d|R|/dT < 0$ и $d\sigma/dT > 0$. Из анализа экспериментальных данных, приведенных в работах [15, 16], можно видеть, что данная ситуация реализуется только для расплавов металлов, для которых $d|R|/dT > 0$ и $d\sigma/dT < 0$, так как у других расплавов полупроводников с вырожденным электронным газом, у которых $d|R|/dT < 0$ и $d\sigma/dT > 0$, отношение R_H/R_{H_0} всегда больше единицы.

Рассмотрим другой случай, когда $\alpha > 0$ и $R_H/R_{H_0} > 1$:

$$\frac{R_H}{R_{H_0}} = \left[\frac{N(\varepsilon_F)}{N_0(\varepsilon_F)} \right]^\alpha > 1.$$

Отсюда следует, что $(R_H/R_{H_0})^{1/\alpha} = N(\varepsilon_F)/N_0(\varepsilon_F) > 1$, т. е. и в этом случае имеем кривую плотности электронных состояний, имеющую точку перегиба вблизи энергии Ферми. Это возможно, если $d|R|/dT > 0$ и $d\sigma/dT > 0$ или $d|R|/dT < 0$ и $d\sigma/dT < 0$. Здесь, как следует из данных работ [15, 16], это будет иметь место для тех расплавов полупроводников с вырожденным электронным газом, у которых $d|R|/dT < 0$ и $d\sigma/dT < 0$.

В третьем случае $\alpha < 0$, а $R_H/R_{H_0} > 1$:

$$\left(\frac{R_H}{R_{H0}}\right) = \left[\frac{N(\epsilon_F)}{N_0(\epsilon_F)}\right]^{-\alpha} > 1.$$

Отсюда

$$\left(\frac{R_{H0}}{R_H}\right)^{1/\alpha} = \frac{N(\epsilon_F)}{N_0(\epsilon_F)} < 1,$$

т. е. $N(\epsilon_F) < N_0(\epsilon_F)$. Здесь мы имеем кривую с минимумом вблизи энергии Ферми (рис. 1, кривая d). Для электронных расплавов это будет иметь место, если $d|R|/dT < 0$ и $d\sigma/dT > 0$ или $d|R|/dT > 0$ и $d\sigma/dT < 0$. Этот случай, как видно из экспериментальных результатов работ [15, 16], является самым распространенным и реализуется как для расплавов металлов, так и для расплавов полупроводников с вырожденным электронным газом. Наконец, в четвертом случае $\alpha > 0$, а $R_H/R_{H0} < 1$:

$$\left(\frac{R}{R_0}\right) = \left[\frac{N(\epsilon_F)}{N_0(\epsilon_F)}\right]^\alpha < 1.$$

Отсюда

$$\left(\frac{R_H}{R_{H0}}\right)^{1/\alpha} = \left[\frac{N(\epsilon_F)}{N_0(\epsilon_F)}\right] < 1,$$

т. е. $N(\epsilon_F) < N_0(\epsilon_F)$. В этом случае, как и в предыдущем, мы будем иметь кривую с минимумом вблизи энергии Ферми (рис. 1, кривая d). Это возможно, если $d|R_H|/dT > 0$ и $d\sigma/dT > 0$ или $d|R_H|/dT < 0$ и $d\sigma/dT < 0$. Однако, как следует из приведенных результатов работ [15, 16], по исследованию электропроводности и постоянной Холла этот случай не может быть реализован в расплавах полупроводников с вырожденным электронным газом.

Для оценки надежности определения указанной закономерности следует учесть достижимую в настоящее время точность измерения этих параметров. В работах [17, 18] показано, что погрешность измерения электропроводности составляет 2.5%, а коэффициента Холла 6%. Следовательно, установленная нами линейная зависимость (17) должна соблюдаться в пределах погрешности не выше 15%. На рис. 2, 3 в качестве примера приведены коррективные зависимости $\lg\sigma \sim f(\lg R_H)$ для расплавов кремния и германия, а также для расплавов сульфида и селенида меди. Из графиков, приведенных на рис. 2, 3, следует, что дисперсия $\lg\sigma$ и $\lg R$ не превышает 15%, что позволяет считать экспериментально доказанным существование линейной зависимости между $\lg\sigma$ и $\lg R_H$ в расплавах с вырожденным электронным газом.

Рассчитав α по уравнению (16) для расплавов кремния и германия, а также для расплавов халькогенидов меди, можно видеть (см. таблицу), что для расплавов кремния и германия $\alpha > 0$, а для расплавов сульфида и селенида меди $\alpha < 0$. Это обстоятельство позволяет сделать вывод о том, что у германия и кремния зависимость плотности электронных состояний от энергии представляет собой кривую, имеющую вблизи энергии Ферми точку перегиба (рис. 1, кривая c). Напротив, у расплавов сульфида и селенида меди $\alpha < 0$, что позволяет заключить, что для данных расплавов характерна зависимость плотности электронных состояний от энергии, представляющая собой кривую с минимумом (рис. 1, кривая d). Следует отметить, что выводы относительно характера зависимости плотности электронных состояний от энергии, сделанные на основе проведенного анализа электропроводности и коэффициента Холла, хорошо подтверждаются результа-

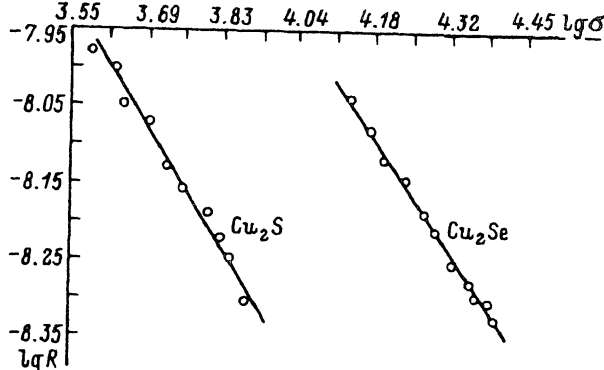


Рис. 2. Взаимосвязь между величиной электропроводности и постоянной Холла расплавов сульфида и селенида меди.

тами исследований других физических свойств, приведенных для этих расплавов, в частности, в работах [4, 5].

В таблице, кроме коэффициентов α , приведены значения фактора Мотта g , характеризующие глубину «псевдощели» рассматриваемых расплавов. Так, расплавы сульфида и селенида меди характеризуются довольно глубокой псевдощелью, тогда как для расплавов германия и кремния, в особенности для расплава германия, характерно незначительное отличие значений плотности электронных состояний $N(\epsilon_F)$ от значений плотности электронных состояний $N_0(\epsilon_F)$, рассчитанных по теории свободных электронов.

Найдем теперь взаимосвязь между коэффициентом Холла и магнитной восприимчивостью для расплавов с вырожденным электронным газом.

Как известно [1], в общем виде парамагнитная составляющая магнитной восприимчивости может быть записана в виде

Коэффициенты уравнения (16) α и величины $g = N(\epsilon_F)/N_0(\epsilon_F)$, характеризующие глубину псевдощели для расплавов кремния и германия, а также сульфида и селенида меди

$$\chi_p = A \int_{-\infty}^{\infty} N(\epsilon) \left(-\frac{\partial f}{\partial \epsilon} \right) d\epsilon, \quad (18)$$

где $A = 2\mu_0 \mu_B^2$, $N(\epsilon)$ — функция плотности электронных состояний, а f — функция распределения. Если $\eta = \epsilon_F/kT > 0$, то выражение для парамагнитной восприимчивости можно представить полной формулой Паули [19]

Вещество	α	$g = N(\epsilon_F)/N_0(\epsilon_F)$
Si	0.6	1.1
Ge	1.06	1.06
Cu ₂ S	-2.26	0.08
Cu ₂ Se	-2.06	0.07

$$\chi_p = AN(\epsilon_F) \left\{ 1 + \frac{(\pi kT)^2}{6} \left[\frac{d^2 N(\epsilon)}{d\epsilon^2} \frac{1}{N(\epsilon)} - \left(\frac{dN(\epsilon)}{d\epsilon} \frac{1}{N(\epsilon)} \right)^2 \right] \right\}_{\epsilon = \epsilon_F}, \quad (19)$$

или, обозначая выражение в фигурных скобках как $F_\chi(T)$, где $F_\chi(T)$ — температурозависящая функция магнитной восприимчивости, запишем выражение (19) в следующем виде

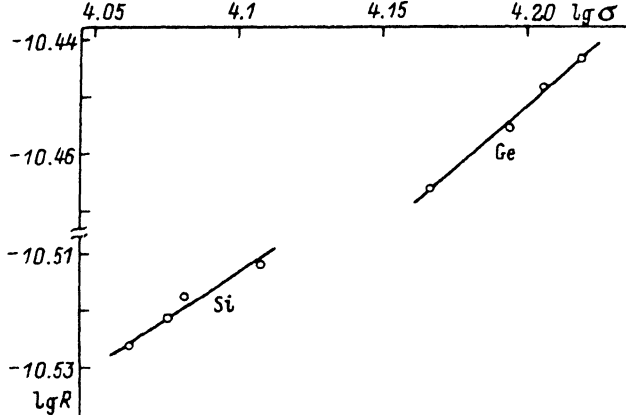


Рис. 3. Взаимосвязь между величиной электропроводности и постоянной Холла расплавов кремния и германия.

$$\chi_p = AN(\varepsilon_F) F_x(T). \quad (20)$$

Подставляя соотношение (20) в формулу (15), получим выражение

$$R_H = R_{H0} \left(\frac{\chi_p}{AF_x(T)} \right)^\alpha. \quad (21)$$

Перепишем выражение (21) в виде

$$\chi_p = \frac{A F_x(T) R_H^{1/\alpha}}{R_{H0}^{1/\alpha}}. \quad (22)$$

При анализе магнитной восприимчивости можно ограничиться в первом приближении, как показано в работе [20], двумя основными вкладками в магнитную восприимчивость:

$$\chi = \chi_I + \chi_L(T), \quad (23)$$

где χ_I означает вклад ионов, а $\chi_L(T)$ означает вклад электронов, имеющих за пределами заполненных электронных оболочек. Уравнение (23) можно представить, согласно [21], в виде

$$\chi = \chi_d + \beta \chi_p, \quad (24)$$

где χ_d складывается из диамагнитного вклада ионного остова и валентных электронов атома, χ_p — парамагнитный вклад свободных электронов, а β (m , r_s) — фактор, учитывающий электрон-электронное взаимодействие. Подставляя выражение (22) в выражение (24), получим

$$\chi = \chi_d + \frac{\beta A F_x(T) R_H^{1/\alpha}}{R_{H0}^{1/\alpha}} \quad (25)$$

или

$$\chi = \chi_d + M(T) R_H^{1/\alpha}. \quad (26)$$

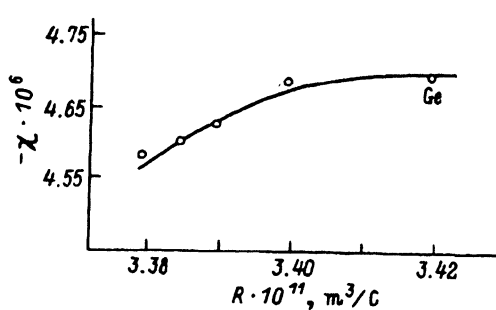


Рис. 4. Взаимосвязь между величиной магнитной восприимчивости и коэффициентом Холла для расплава германия.

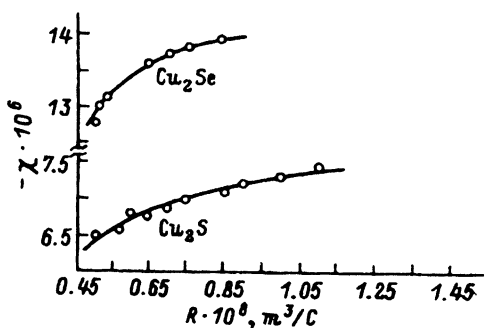


Рис. 5. Взаимосвязь между величиной магнитной восприимчивости и коэффициентом Холла расплава сульфида и селенида меди.

Продифференцировав выражение (26) по параметру R_H , получим следующее соотношение:

$$\frac{d\chi}{dR_H} = \frac{\beta A F_{\chi}(T)}{R_{H0}^{1/\alpha}} \frac{1}{\alpha} R_H^{1/\alpha - 1}. \quad (27)$$

Логарифмируя обе части уравнения (27), приходим к соотношению

$$\lg \frac{d\chi}{dT} = L + \frac{1 - \alpha}{\alpha} \lg R_H, \quad (28)$$

откуда легко можно вычислить коэффициент α . На рис. 4, 5 представлены кривые зависимостей $\chi = f(R)$ для расплавов германия, а также расплавов сульфида и селенида меди. Расчеты, приведенные для вышеуказанных расплавов по формуле (28), показали, что значения коэффициентов α хорошо согласуются со значениями величин, приведенными для этих веществ в таблице. Следовательно, на основе установленной взаимосвязи можно также определить величину α , а значит, и истинную плотность состояний вблизи энергии Ферми.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность И. М. Цидильковскому за ряд полезных советов при обосновании полученных соотношений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] А. И. Ансельман. Введение в теорию полупроводников. М. (1978).
- [2] Л. С. Стильбенс. Физика полупроводников. М. 1967.
- [3] А. F. Ioffe, A. R. Regel. Noncrystals and amorphous semiconductors, Progr. in Semicond. N 4, 29 (1960).
- [4] Н. Ф. Мотт, Е. А. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах, 1-е изд. М. (1974).
- [5] Н. Ф. Мотт, Е. А. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах, 2-е изд., т. I. М. (1982).
- [6] I. M. Ziman. ADV Phys., 16, 551 (1967).
- [7] H. Fukuyama, H. Ebisawa, Y. Wada. Progr. Theor. Phys., 42, 494 (1969).
- [8] L. Fridman. Z. Non-Cryst. Sol., 6, 329 (1971).
- [9] А. А. Андреев. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Л. (1973).
- [10] H.-U. Tschirner, R. Wolf, M. Wobst. Phil. Mag., 31, 237 (1975).
- [11] В. М. Глазов, А. И. Фараджов. Неорг. матер., 27, 2533 (1991).
- [12] А. Р. Регель, В. М. Глазов, В. Б. Кольцов. ФТП, 23, 1129 (1989).
- [13] И. М. Цидильковский, Г. А. Матвеев, А. Г. Лончаков. ФТП, 20, 515 (1986).

- [14] Г. Бете, А. Земмерфельд. Электронная теория металлов. М. (1938).
- [15] В. М. Глазов, В. Б. Кольцов, С. В. Сиротюк. Эффект Холла в расплавах полупроводников, ч. 1. Металлические расплавы, электронная техника, сер. 6 (1310). Материалы (1987).
- [16] В. М. Глазов, В. Б. Кольцов, С. В. Сиротюк. Эффект Холла в расплавах полупроводников, ч. 2. Полупроводниковые расплавы, электронная техника, сер. 6 (1347). Материалы (1988).
- [17] В. М. Глазов, А. А. Айвазов, В. Б. Кольцов. ФТП, 14, 1532 (1980).
- [18] В. М. Глазов, М. Вобст, В. И. Тимошенко. Методы исследования свойств жидких металлов и полупроводников. М. (1989).
- [19] С. В. Вонсовский. Магнетизм. М. (1981).
- [20] Г. Буш, У. Винклер. Определение характеристических параметров полупроводников. М. (1959).
- [21] G. Busch, S. Yuan. Phys. Kond. Mat., N 1, 37 (1963).

Редактор В. В. Чалдышев
