

**КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ СОПРОТИВЛЕНИЯ И НАМАГНИЧЕННОСТИ В
ВЫРОЖДЕННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ n - HgCr_2Se_4**

А. Д. Балаев^а, В. А. Гавричков^{а*}, С. Г. Овчинников^{а,б}, В. К. Чернов^б,
Т. Г. Аминов^с, Г. Г. Шабунина^с

^а Институт физики им. Л. В. Киренского
Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия

^б Красноярский государственный технический университет
660074, Красноярск, Россия

^с Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова Российской академии наук
117907, Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 ноября 1997 г.

В диапазоне магнитных полей $\Delta H = 8\text{--}60$ кЭ обнаружены и исследованы аномальные осцилляции магнитопольевых зависимостей сопротивления и намагниченности в монокристаллах HgCr_2Se_4 n -типа. Отсутствие периодичности по $1/H$ в интервале $\Delta H = 8\text{--}20$ кЭ объясняется нефермижидкостным поведением электронной подсистемы и согласуется с теорией эффекта де Гааза–ван Альфена в системах с промежуточной валентностью. В более сильных полях $\Delta H = 20\text{--}60$ кЭ амплитуда основной гармоники уменьшается при увеличении числа и амплитуд более высокочастотных гармоник. Как следствие, с ростом магнитного поля сигнал «зашумляется». Температурная зависимость намагниченности определяется суммой монотонного спин-волнового вклада и осциллирующей части.

1. ВВЕДЕНИЕ

Обычно осцилляции Ландау, обусловленные квантованием электронных орбит в магнитном поле, приводят к периодическим по $1/H$ осцилляциям термодинамических и кинетических характеристик вырожденных ферми-систем. Если зависимость химического потенциала μ от температуры и магнитного поля отличается от стандартных фермижидкостных, например за счет эффектов сильных электронных корреляций, то возможны аномальные квантовые осцилляции. Ранее нами сообщалось об обнаружении температурных осцилляций намагниченности в монокристаллах вырожденного магнитного полупроводника HgCr_2Se_4 n -типа [1]. В настоящей работе мы приводим результаты наблюдений слабопериодичных и неперидичных по $1/H$ осцилляций сопротивления R и намагниченности M для тех же образцов. Если для выделения осцилляций намагниченности по температуре в [1] пришлось делать достаточно сложную многопараметрическую обработку экспериментальных данных, то осцилляции и M , и R в полевых зависимостях видны без всякой теоретической обработки.

Ферромагнитный полупроводник HgCr_2Se_4 n -типа имеет не зависящую от температуры концентрацию электронов $n \sim 10^{18}$ см⁻³ в исследуемом интервале температур $4.2 < T < 77$ К и обладает высокой подвижностью носителей $\sim 10^3$ см²/В·с при 77 К,

*E-mail: gav@iph.krasnoyarsk.su

что позволяет наблюдать осцилляции Ландау в полях от 10 кЭ. Нефермижидкостные эффекты в HgCr_2Se_4 обусловлены наличием локализованного d -уровня хрома Ω вблизи дна зоны проводимости [2]. В вырожденном полупроводнике n -типа химический потенциал μ пиннингован вблизи локализованного уровня и слабо зависит от T и H , а дно зоны проводимости смещается пропорционально намагниченности $M(T, H)$. В результате зависимость $\mu(T, H)$ приобретает нефермижидкостные поправки. Температурные осцилляции намагниченности в подобной многоэлектронной модели были предсказаны в [3], а после экспериментальной работы [1] более полная теория эффекта де Гааза–ван Альфена была построена недавно в работе [4]. В интервале температур $\mu_B H \ll T \ll \hbar\omega_c$, реализуемом благодаря малой эффективной массе носителей $m \sim 0.01m_e$, новая теория дает такие температурную и полевую зависимости намагниченности, что химический потенциал, отсчитанный от дна зоны проводимости, может быть записан в виде [4]

$$\mu(T, H) = \mu(0) - \frac{J}{2} Z \left(\frac{3}{2} \right) t^{3/2} + Jt\sqrt{h} - \frac{35}{96\pi} J\sqrt{th}, \quad (1)$$

где $Z(3/2) = 2.612$, J — $3d$ -обменный интеграл, $t = T/4\pi IS$, $h = \mu_B H/IS$, I — параметр обмена между соседними спинами d -иона, S — величина спина d -иона. Поскольку осциллирующая часть термодинамического потенциала и его производных определяется множителем

$$\sin \left(2\pi k \frac{\tilde{\mu}}{\hbar\omega_c} \right) = \sin \left\{ \frac{2\pi k}{\hbar\omega_c} \left[\mu(0) - \frac{J}{2} Z \left(\frac{3}{2} \right) t^{3/2} + Jt\sqrt{h} - \frac{35}{96\pi} J\sqrt{th} \right] \right\}, \quad (2)$$

ясно, что полевые зависимости фазы осцилляций приобретают вид

$$\varphi \sim \frac{a}{H} + \frac{b}{\sqrt{H}},$$

т. е. периодичность осцилляций по $1/H$ нарушается, хотя сам факт осцилляций остается.

2. ПОЛЕВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ НАМАГНИЧЕННОСТИ И СОПРОТИВЛЕНИЯ

Намагниченность образцов измерялась с помощью автоматизированного вибрационного магнитометра со сверхпроводящим соленоидом в полях до 60 кЭ [5] при температуре $T = 4.2$ К. Магнитное поле прикладывалось вдоль оси (100) кристалла. Продольное магнитосопротивление измерялось четырехконтактным методом.

Осциллирующая часть сопротивления R_{\sim} и намагниченность M приведены на рис. 1 как функции магнитного поля, а на рис. 2 показаны зависимости сопротивления R и намагниченности от обратного поля. Из рис. 1а видно, что на осциллирующую часть сопротивления накладывается линейное по полю магнитосопротивление, поэтому мы представили $R(H)$ в виде

$$R(H) = R_{\sim}(H) - cH, \quad (3)$$

$c = R(60 \text{ кЭ}) \cdot 10^{-4} \text{ кЭ}^{-1}$ — параметр. Выделенная таким образом осциллирующая часть $R_{\sim}(H)$ показана на рис. 1б. Сравнение с полевой зависимостью намагниченности

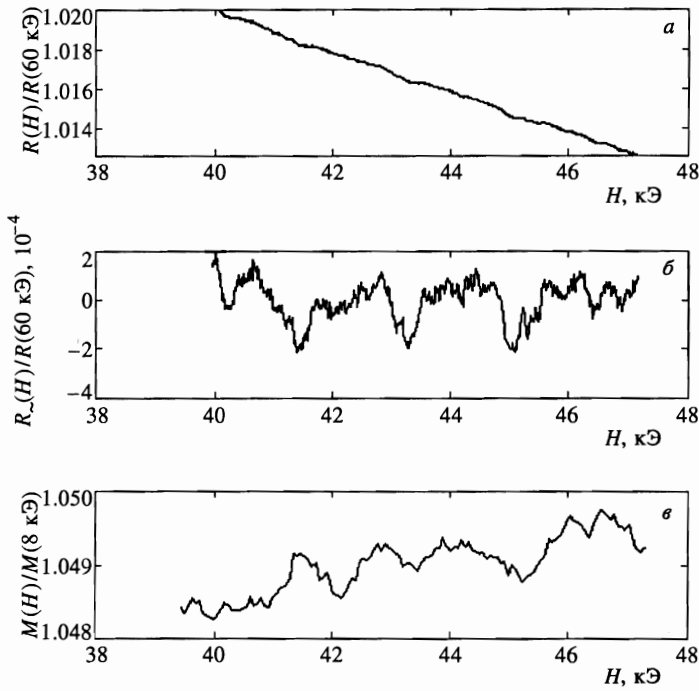


Рис. 1. Зависимости от магнитного поля полного сопротивления (а), осциллирующей части сопротивления (б) и относительной намагнитченности (в) вырожденного полупроводника $HgCr_2Se_4$ n -типа, измеренные при $T = 4.2$ К

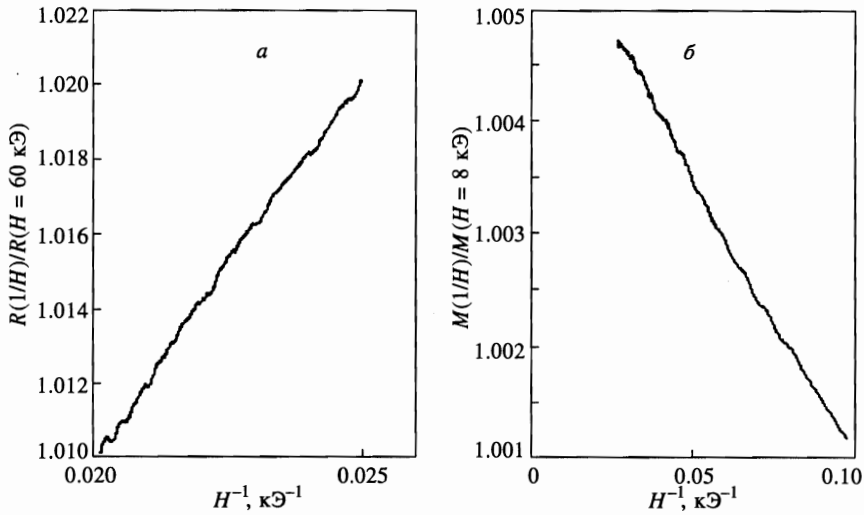


Рис. 2. Зависимости сопротивления (а) и намагнитченности (б) от обратного поля для $HgCr_2Se_4$ n -типа при $T = 4.2$ К

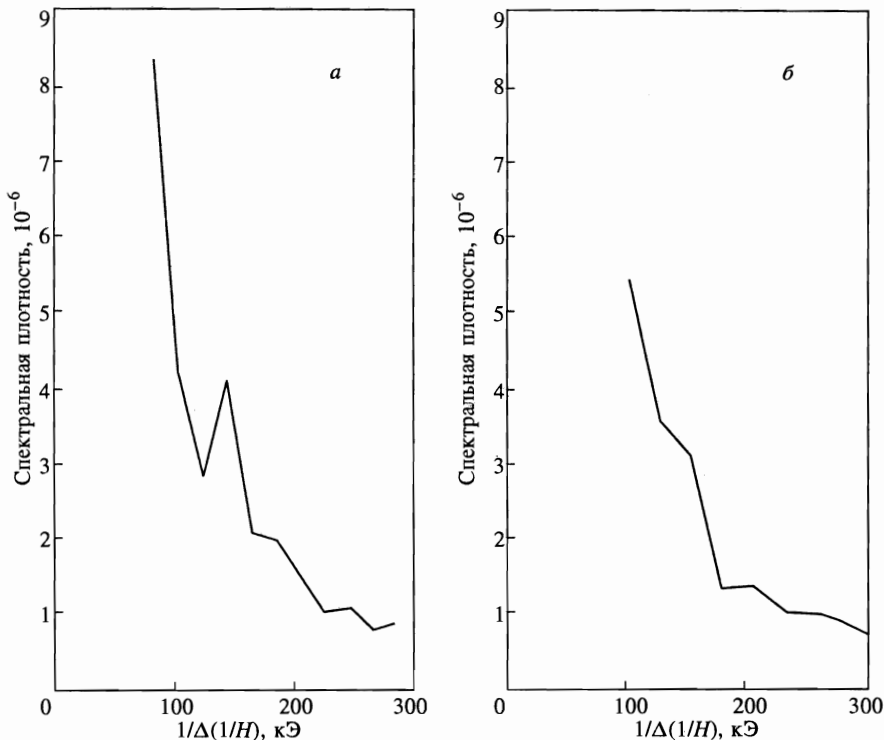


Рис. 3. Спектральная плотность намагниченности $M(1/H)$ в интервалах полей 8–20 кЭ (а) и 20–60 кЭ (б)

$M(H)$ на рис. 1в показывает совпадение экстремумов на кривых $R_{\sim}(H)$ и $M(H)$. Как и ожидалось, осцилляции неперiodичны ни по H , ни по $1/H$. Спектральная плотность сигнала, показанного на рис. 2б, имеет размытый пик, соответствующий примерно периоду по $1/H$ в $0.8 \cdot 10^{-6}$ Э. Однако отчетливый сигнал удается наблюдать лишь в интервале полей $\Delta H = 8\text{--}20$ кЭ (рис. 3а). В более сильных полях $\Delta H = 20\text{--}60$ кЭ амплитуда основной гармоники уменьшается, в свою очередь возрастает число и амплитуда более высокочастотных гармоник. Как следствие, сигнал «зашумляется» (рис. 3б). По известному периоду мы находим, что площадь экстремального сечения поверхности Ферми $S = 9.3 \cdot 10^{13}$ см⁻², а концентрация носителей $n \sim 4.3 \cdot 10^{18}$ см⁻³.

Относительные амплитуды осцилляций невелики: $\sim 10^{-4}$, однако они примерно на порядок превышают погрешность измерения намагниченности [5]. Малость амплитуды осцилляций намагниченности обусловлена малостью концентрации носителей, поскольку при $n \sim 10^{18}$ см⁻³ число электронов на ячейку $\sim 10^{-4}$. Относительная амплитуда осцилляций сопротивления превышает ее примерно в пять раз.

3. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ НАМАГНИЧЕННОСТИ И СОПРОТИВЛЕНИЯ

Как видно из формулы (2), изменение температуры также приводит к сильным сдвигам химического потенциала и его пересечению с уровнями Ландау, что должно дать осцилляции в температурных зависимостях намагниченности и сопротивления. Из-за нелинейной зависимости фазы осцилляций от температуры осцилляции должны быть неперiodичными по T . Впрочем, затухание амплитуды осцилляций с увеличением температуры вряд ли позволит увидеть много температурных осцилляций.

Другое отличие температурных осцилляций от полевых состоит в том, что они замаскированы сложными температурными зависимостями как для намагниченности, так и для сопротивления. Поэтому для выделения осциллирующих вкладов необходимо вычесть монотонные. Так, для среднего спина спин-волновая теория дает [6]

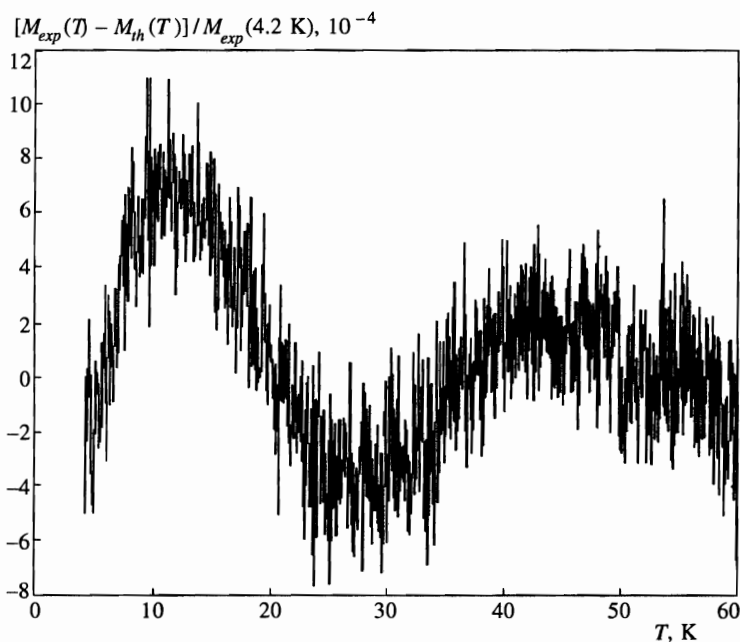


Рис. 4. Разность между экспериментальной кривой $M_{exp}(T)$ для HgCr_2Se_4 n -типа и теоретической зависимостью $M_{th}(T)$, построенной в спин-волновом приближении как функция температуры для поля 60 кЭ

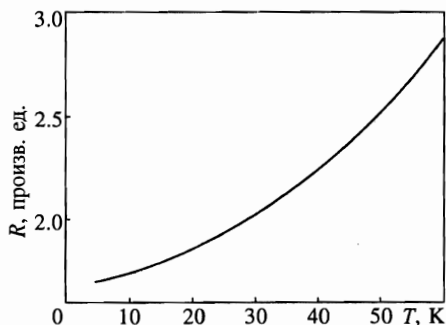


Рис. 5. Температурная зависимость сопротивления HgCr_2Se_4 n -типа в магнитном поле 60 кЭ

$$\langle S^z \rangle_{SW}(T) = 3/2 - at^{3/2}Z_{3/2}(x) - bt^{5/2}Z_{5/2}(x) - ct^{7/2}Z_{7/2}(x), \quad (4)$$

где $x = 2\mu_B H/kT$, а $Z_p(x)$ — обобщенная дзета-функция Римана,

$$Z_p(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\exp(-nx)}{n^p}.$$

Параметры a , b , c определялись подгонкой под экспериментальную кривую $M_{exp}(T)$, снятую в поле $H = 60$ кЭ с помощью симплекс-метода. Они оказались равными $a = 0.8499$, $d = -0.5545$, $c = 0.1294$.

Разность между измеренной кривой $M_{exp}(T)$ и теоретической $M_{th}(T)$, построенной с помощью разложения (4), приведена на рис. 4. Таким образом, полная температурная зависимость намагниченности может быть представлена в виде суммы монотонной кривой (4) и осциллирующей части.

Температурная зависимость электросопротивления, измеренная в поле $H = 60$ кЭ, показана на рис. 5. Как и на кривой $M_{exp}(T)$, для выделения осцилляций необходимо вычесть монотонную температурную зависимость, не связанную с квантованием Ландау. Хотя различные механизмы температурной зависимости электросопротивления в магнитных полупроводниках достаточно изучены [7], для количественного сопоставления с экспериментом необходим специальный расчет, учитывающий специфику зонной структуры HgCr_2Se_4 n -типа. Такая работа выходит за рамки настоящей статьи.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, мы показали в настоящей работе, что эффекты Шубникова–де Гааза и де Гааза–ван Альфена в вырожденном полупроводнике HgCr_2Se_4 n -типа могут наблюдаться в полях $H = 8\text{--}60$ кЭ, но их полевая зависимость не описывается традиционными для ферми-жидкости периодическими по $1/H$ функциями. Нефермижидкостная температурная зависимость химического потенциала приводит также к температурным квантовым осцилляциям намагниченности.

Мы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку (грант № 96-02-16075).

Литература

1. С. Г. Овчинников, В. К. Чернов, А. Д. Балаев, Н. Б. Иванова, В. А. Левшин, Б. П. Хрусталева, Письма ЖЭТФ **62**, 620 (1995).
2. В. А. Гавричков, М. Ш. Ерухимов, С. Г. Овчинников, ФТТ **29**(2), 527 (1987).
3. В. В. Вальков, С. Г. Овчинников, ФТТ **24**, 1801 (1979).
4. В. В. Вальков, Д. Дзедзисашвили, ЖЭТФ **111**, 654 (1997).
5. А. Д. Балаев, Ю. Б. Бояршинов, М. М. Карпенко, Б. П. Хрусталева, ПТЭ (3), 167 (1985).
6. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
7. Э. Л. Нагаев, *Физика магнитных полупроводников*, Наука, Москва (1979).