

Осцилляции микроволнового магнитопоглощения в кристаллах HgSe с примесью Fe

© А.И. Вейнгер¹, И.В. Кочман^{1,¶}, В.И. Окулов², М.Д. Андрийчук³, Л.Д. Паранчич³

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

² Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, 620137 Екатеринбург, Россия

³ Черновицкий национальный университет, 58012 Черновцы, Украина

¶ E-mail: kochman@mail.ioffe.ru

(Получена 7 декабря 2017 г. Принята к печати 15 декабря 2017 г.)

Рассмотрены осцилляции магнитосопротивления при поглощении микроволнового излучения в образцах HgSe с различной концентрацией примеси Fe. Из совместного анализа полевых и температурных зависимостей осцилляций Шубникова-де-Гааза были определены эффективная масса, температура Дингла и поле квантового предела, соответствующего уровню Ферми. Предложен способ анализа спектров при наличии нескольких частот осцилляций — эффект „биения“. Результаты сравнивались с данными, полученными из измерений на постоянном токе.

DOI: 10.21883/FTP.2018.08.46208.8793

1. Введение

Осцилляции магнитосопротивления в вырожденных полупроводниках — осцилляции Шубникова-де-Гааза (ШдГ) изучаются уже в течение нескольких десятилетий и являются одним из основных источников определения параметров узкозонных полупроводниковых материалов с высокой подвижностью [1]. Одним из таких материалов является соединение HgSe, осцилляции ШдГ в котором наблюдались впервые в [2]. Было обнаружено, что поверхность Ферми в этом материале слегка искажена, что вызывает биения в спектре осцилляций ШдГ [2].

При легировании HgSe примесями переходных металлов Fe, Co или Ni возникают дополнительные особенности осцилляций, которые связаны прежде всего с тем, что эти примеси создают резонансные уровни в зоне проводимости [3]. В результате этого уровень Ферми захватывается уровнем примеси и в широкой области ее концентраций перестает зависеть от этого параметра. Влияние этого эффекта на концентрацию электронов, их подвижность и температуру Дингла рассмотрено в [4] и объяснено на основе подхода Фриделя [5].

В последнее время появилось предположение о возникновении обменного взаимодействия ферромагнитных атомов примеси Fe³⁺ с появлением слабого ферромагнетизма [6]. Этот эффект также может проявляться в спектре осцилляций ШдГ.

Таким образом, интересной особенностью примесей переходных металлов в HgSe является их способность проявляться сразу в двух эффектах: с одной стороны, они создают намагниченность, а с другой — они замещают атомы Hg и являются донорами, поставляя дополнительные электроны в зону проводимости.

Эффективным методом изучения магнитосопротивления полупроводниковых материалов и структур является

использование методики электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) [7–9]. Эта методика основана на изменении микроволнового поглощения в магнитном поле. Обычно спектрометр использует частоту порядка 10¹⁰ Гц и резонатор, настроенный на эту частоту. Резонатор находится в медленно изменяющемся магнитном поле, а в пучность микроволнового магнитного поля помещается образец [10]. При увеличении медленно изменяющегося магнитного поля по различным причинам изменяется поглощение микроволнового поля образцом, и это изменение регистрируется спектрометром. Использование методики электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) позволяет повысить точность измерения магнитного поля и детектировать осцилляции в более слабых полях.

Физика этого явления состоит в том, что микроволновое магнитное поле возбуждает в образце круговые токи, величина которых зависит от сопротивления образца. В связи с этим спектрометр способен регистрировать не только изменение микроволнового поглощения, связанное с переворотом спинов, но и изменение поглощения, связанное с изменением сопротивления образца, например, полупроводника [11,12] и сверхпроводника [13,14]. Отметим, что свойства положительного магнитосопротивления в HgSe:Fe рассмотрены нами в [15]. В настоящей работе будут проанализированы особенности осциллирующей части магнитосопротивления — осцилляций (ШдГ), особенно отчетливо проявляющихся при регистрации сигнала с помощью ЭПР методики.

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы выяснить, насколько согласуются результаты определения параметров HgSe:Fe, полученные из измерений в микроволновом диапазоне с ранее определенными параметрами, полученными из измерений на постоянном токе.

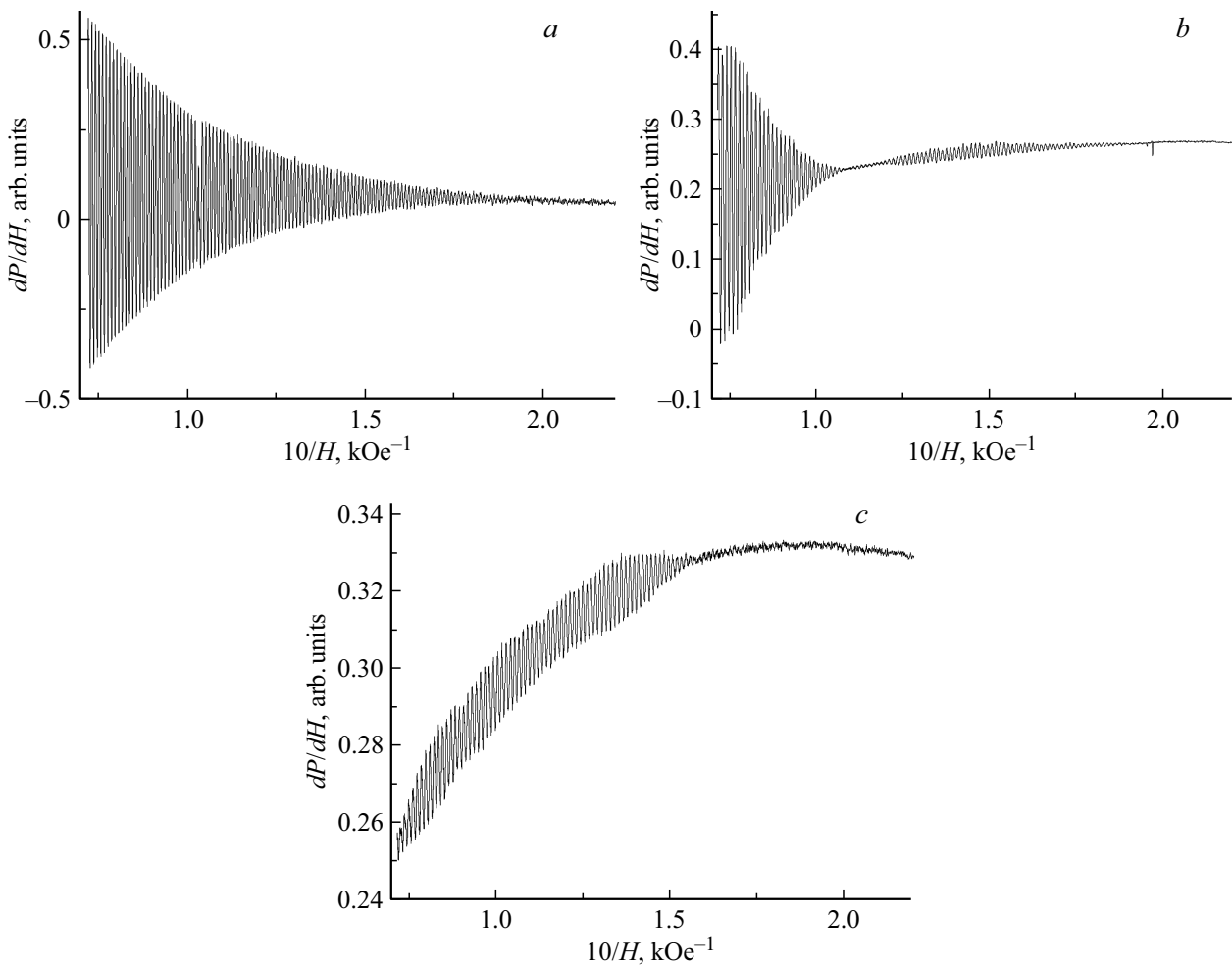


Рис. 1. Осцилляции ШдГ в образцах HgSe:Fe с различной концентрацией примеси; $N_{\text{Fe}}, \text{см}^{-3}$: *a* — образец $A = 1 \cdot 10^{21}$, *b* — образец $B = 2 \cdot 10^{19}$, *c* — образец $C = 7 \cdot 10^{18}$. Направление магнитного поля [001], температура $T = 2.7 \text{ К}$.

2. Образцы и методика эксперимента

Для исследования использовались образцы, изготовленные в Черновицком национальном университете (Украина). Изучены три образца HgSe:Fe с концентрациями примеси $N_{\text{Fe}} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ до 10^{21} см^{-3} . Это соответствует изменению удельного сопротивления в диапазоне $(1-3) \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ [16]. Размеры образцов составляли $10 \times 2 \times 1 \text{ мм}$. Следовательно, микроволновое излучение проникало не на всю глубину образца, а ограничивалось только приповерхностной областью. Однако и такого объема было достаточно для надежной регистрации осцилляций.

В работе мы использовали ЭПР спектрометр E-112 фирмы „VARIAN“ с проточным гелиевым криостатом „Oxford Instruments ESR-910“, который способен поддерживать температуру образца в широком диапазоне температур (2–300 К). Измерения проводились по классической ЭПР методике. Сложность при измерениях в микроволновом диапазоне состояла в том, что сопротивление образца R следовало поддерживать существенно большим или существенно меньшим, чем приведенное

сопротивление волновода ρ , поскольку при $R \approx \rho$ чувствительность спектрометра заметно снижается [17].

Проводящий образец помещался в пучность микроволнового магнитного поля резонатора, в котором был расположен тонкостенный криостат, охлаждаемый жидким гелием или его парами. Благодаря расположению проводящего образца в пучности магнитного поля, он не искажает микроволновое поле, и резонатор сохраняет высокую добротность. Конструкция ЭПР спектрометра такова, что в нем регистрируется не само поглощение микроволновой мощности P , а его производная по магнитному полю $H : dP/dH$. Это позволяет отделить магнитопоглощение (МП) от той части, которая не зависит от магнитного поля. Развертка магнитного поля осуществляется автоматически и управляется компьютером, что позволяет воспроизводить магниторезистивные зависимости с высокой точностью.

3. Результаты эксперимента

На рис. 1 показаны осцилляции производной МП dP/dH для трех образцов с различной концентрацией

примеси Fe в зависимости от обратного поля, частота осцилляций dP/dH в этом случае остается постоянной во всем диапазоне измерений.

Из рисунка следует, что период осцилляций остается почти постоянным при уменьшении концентрации примеси Fe на 3 порядка. Для образца A — $1/H = 1 \cdot 10^{-3}$ кЭ, для образца B — $1/H = 1.2 \cdot 10^{-3}$ кЭ и для образца C — $1/H = 1.3 \cdot 10^{-3}$ кЭ. Этот результат подтверждает приблизительное постоянство уровня Ферми при легировании HgSe примесью Fe, однако заметно, что используемый метод позволяет отследить даже небольшие изменения в значении уровня Ферми. Полученное значение квантового предела (~ 850 кЭ) и соответствующее ему значение уровня Ферми ($E_F = 220$ мэВ) хорошо соотносятся с данными из работ [3,4].

В то же время рисунок показывает, что, как правило, в спектрах осцилляций наблюдаются биения. Это свидетельствует о слабой несферичности поверхности Ферми. На рис. 1, а видно, что по мере роста концентрации примеси проявление несферичности уменьшается, и при высокой концентрации примеси Fe в направлении поля [001] биения исчезают. В более слабо легированных образцах не удастся избавиться от биений даже в этом направлении. Кроме того, по мере уменьшения концентрации примеси все сильнее проявляется классическое магнитосопротивление, на фоне которого детектируются осцилляции ШдГ.

По этим причинам более подробно были изучены осцилляции в наиболее легированном образце A при направлении поля вдоль [001]. Поскольку при этом направлении поля зависимости амплитуды осцилляций dP/dH от поля и температуры не содержат биений, для их анализа можно использовать классические формулы, модифицированные Шенбергом для случая $H \ll H_C$ [1]:

$$dP/dH = 294p(m/m_0)(T/H) \exp[-147p(m/m_0)(T/H)], \quad (1)$$

где H — магнитное поле, выраженное в кЭ, $p = 1$ или 2 в зависимости от влияния спиновой составляющей; остальные обозначения — общепринятые. Мы принимали $p = 1$, так как спиновые расщепления осцилляций в эксперименте не наблюдались. Из этой формулы следует, что при увеличении температуры зависимость амплитуды сигнала от температуры описывается соотношением

$$\ln[(dP/dH)/T] = \ln[294p(m/m_0)(1/H)] - 147p(m/m_0)(T/H). \quad (2)$$

Отсюда можно определить значение эффективной массы электрона по наклону температурной зависимости амплитуды осцилляций при постоянном магнитном поле:

$$d(\ln[(dP/dH)/T])/dT = -147(m/m_0)(1/H) \quad (3)$$

или

$$m/m_0 = \left(d(\ln[(dP/dH)/T])/dT \right) H / (147p). \quad (4)$$

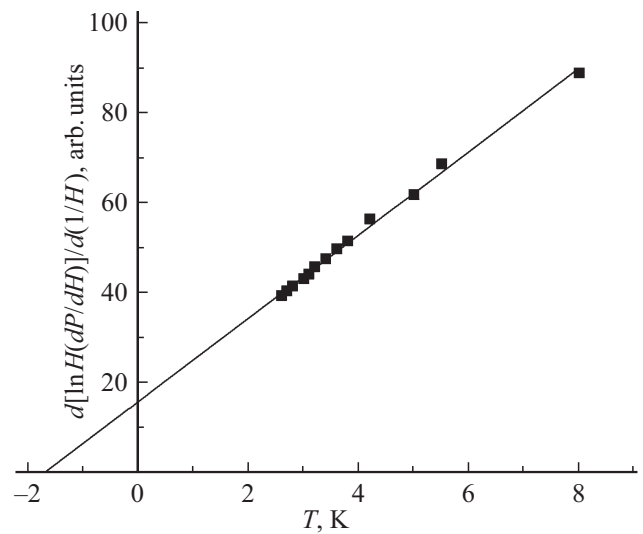


Рис. 2. Зависимость функции $d[\ln H(dP/dH)]/d(1/H)$ от температуры.

Для той же цели можно воспользоваться зависимостью амплитуды сигнала от магнитного поля при постоянной температуре, т. е. проанализировать зависимость

$$H \cdot \ln(dP/dH) = \ln[294p(m/m_0)T] - 147pT(m/m_0). \quad (5)$$

Откуда следует, что

$$d[\ln H(dP/dH)]/d(1/H) = -147pT(m/m_0), \quad (6)$$

откуда

$$m/m_0 = d[\ln H(dP/dH)]/d(1/H)/147pT. \quad (7)$$

Из (6) видно, что наклон производной должен быть пропорционален T , и при $T \rightarrow 0$ производная также должна стремиться к нулю.

Из эксперимента мы получили зависимости $dP/dH = f(H)$ при различных температурах. Эти зависимости ничем не отличались от зависимости, представленной на рис. 1, а, кроме амплитуды сигнала. Во всем температурном диапазоне амплитуды осцилляций уменьшались с ростом температуры, а биения не наблюдались. Для каждой температуры были построены зависимости (6), которые оказались линейными для всех температур эксперимента. Затем были определены наклоны и построена зависимость $d[\ln(dP/dH)/T]/d(1/H) = f(T)$. Она представлена на рис. 2.

Из рисунка видно, что зависимость (6) действительно линейна, но она пересекает ось T при отрицательной температуре $T = -1.7$ К. Это значит, что в экспериментальную зависимость входит дополнительная, не учтенная нами температура. Это хорошо известная температура Дингла T_D [1]. В соответствии с этим результатом в формуле (1) необходимо заменить T на $T + T_D$, как это сделано в [18]. Приведенная в работе [4]

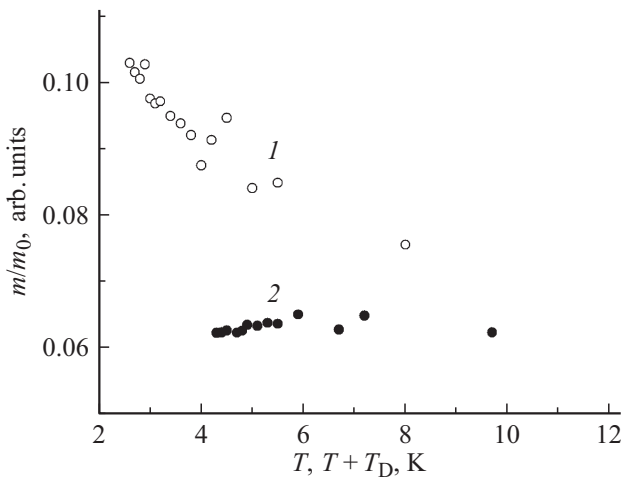


Рис. 3. Значения циклотронной массы при различных температурах без учета температуры Дингла (1) и с ее учетом (2).

температура Дингла несколько отличается от значения, полученного нами.

Сделанный выше анализ позволяет достаточно точно определить температуру Дингла, а из нее по соотношению

$$T_D = \hbar / (\pi k \tau_m), \quad \tau_m = \hbar / (\pi k T_D) \quad (8)$$

определить время рассеяния импульса ($\tau_m = 1.43 \cdot 10^{-12}$ с) и соответственно подвижность:

$$\mu = e \tau_m / m. \quad (9)$$

Соотношение (9) показывает, что для определения подвижности необходимо знать величину эффективной массы электронов в образце. Для выявления роли температуры Дингла из температурных зависимостей амплитуды осцилляций были получены значения циклотронной массы при различных температурах без учета температуры Дингла и с учетом ее. Эти зависимости представлены на рис. 3, из которого видно, что в области существования осцилляций ШдГ эффективная масса электронов остается постоянной и $m/m_0 = 0.0630 - 0.0015$. Усреднение проведено по 10 точкам. Точки на кривой 2 сдвинуты относительно точек на кривой 1 на величину температуры Дингла. Полученные значения эффективной массы согласуются с данными из работ [19,20], где значение $m/m_0 = 0.064 \pm 0.002$.

Зная значение эффективной массы для образца с концентрацией $N_{Fe} = 1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, можно определить энергию уровня Ферми:

$$E_F = \hbar \omega_c = \hbar e H_1 / m_c c = 220 \text{ мЭВ}, \quad (10)$$

где H_1 — поле квантового предела ($\sim 850 \text{ кЭ}$).

Таким образом, совместный анализ температурных и полевых зависимостей осцилляций ШдГ позволяет достаточно точно определить такие параметры образца, как эффективная масса, температура Дингла и поле

квантового предела, соответствующее уровню Ферми. Однако это можно сделать только при отсутствии биений.

В некоторых случаях можно проанализировать и осцилляции с биениями. Если за биениями можно проследить в достаточно большом диапазоне полей, когда на графике наблюдаются несколько узлов, а сами биения близки к синусоидальным, то их можно проанализировать, используя теорию колебаний. Для примера рассмотрим полевую зависимость осцилляций ШдГ в магнитном поле, направленном под углом $\alpha = 30^\circ$ к оси [001]. В этом случае электронные орбиты расположены в плоскости $(1\bar{1}1)$ в которой частота биений максимальна. Зависимость представлена на рис. 4.

Обозначим амплитуды двух частот колебаний, создающих биения через y_1 и y_2 . Из рисунка видно, что

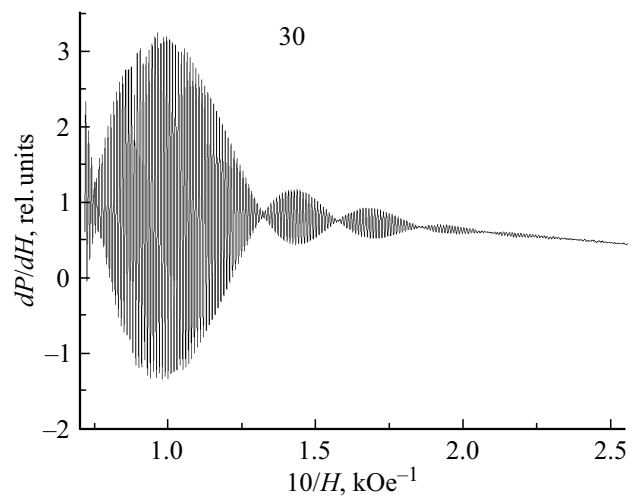


Рис. 4. Осцилляции ШдГ в образцах HgSe : Fe с концентрацией примеси $N_{Fe} = 1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, при температуре $T = 2.7 \text{ К}$ и направлении поля H $[1\bar{2}1]$.

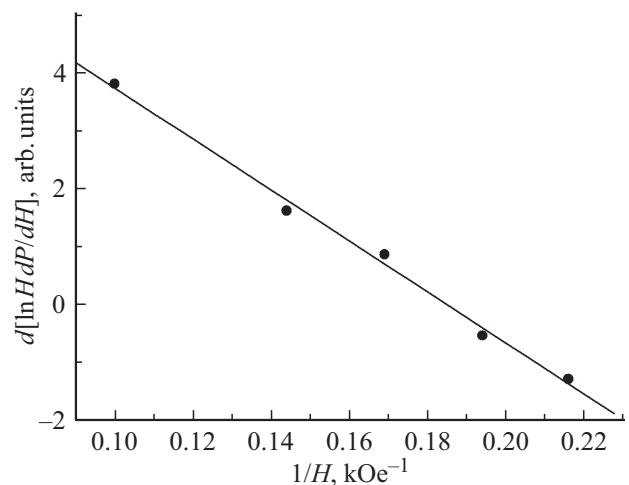


Рис. 5. Зависимость максимальных амплитуд осцилляций ШдГ от обратного поля при температуре $T = 2.8 \text{ К}$. Направление магнитного поля такое же, как на рис. 4.

при максимальных амплитудах $y_1 \approx y_2$, т.е. амплитуда биений в максимумах $y = y_1 + y_2$. Отсюда следует, что для зависимостей максимальных амплитуд от обратного поля можно использовать то же соотношение (2). Действительно, на рис. 5 представлена зависимость $\ln(HdP/dH) = f(1/H)$. Из рисунка видно, что эта зависимость является линейной и из ее наклона можно также определить циклотронную массу, как и из зависимости рис. 2. Полученное из этой зависимости значение циклотронной массы с учетом удвоения амплитуд осцилляций $m/m_0 = 0.055$, что согласуется с рис. 3.

4. Заключение

Как показали эксперименты, использование ЭПР методики для регистрации осцилляций ШдГ позволяет упростить регистрацию таких осцилляций за счет того, что отпадает необходимость в нанесении контактов на образец.

Использование ЭПР спектрометрии позволяет также увеличить отношение сигнал/шум и сдвинуться в более слабые поля, где зависимости амплитуды осцилляций от магнитного поля и температуры можно описывать экспонентами вместо более сложных гиперболических функций. Таким образом, подтверждено предположение Шенберга [1].

Определение поля квантового предела подтвердило, что при больших концентрациях примеси Fe уровень Ферми захватывается примесью Fe и обычно находится на ~ 0.2 эВ выше дна зоны проводимости.

Амплитуды осцилляций ШдГ зависят от концентрации примеси Fe и увеличиваются с ростом этой концентрации. Кроме того, почти при всех изученных концентрациях примеси и направлениях поля наблюдаются биения. Только при самой высокой концентрации Fe в направлении [001] биения отсутствуют. Это показывает, что при низких концентрациях электроны чувствуют слабые отклонения от сферичности поверхности Ферми, а при высоких эти слабые отклонения частично экранируются.

Совместный анализ полевых и температурных зависимостей амплитуды осцилляций в направлении [001] позволяет достаточно точно определить циклотронную массу ($m/m_0 = 0.0630 \pm 0.0015$) и температуру Дингла ($T_D = 1.7$ К). Из этих данных получены время рассеяния импульса ($\tau_m = 1.43 \cdot 10^{-12}$ с) и подвижность ($\mu = 40000$ см²/В · с).

Показано, что если биения имеют форму, близкую к синусоидальной, и экспериментально наблюдаются несколько биений, то из анализа зависимости максимумов амплитуд от поля также можно определить циклотронную массу и температуру Дингла. Информационное богатство эффектов МП позволяет их использовать для анализа других вырожденных полупроводников, для которых другие способы определения параметров связаны с методическими трудностями, такими как изготовление

качественных контактов, приложение внешних воздействий (полей и температуры).

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 16-02-00352).

Авторы благодарны П.В. Семенихину и Д.А. Фролову за помощь в проведении экспериментов и участие в обсуждении.

Список литературы

- [1] Д. Шенберг. Магнитные осцилляции в металлах (М., Мир, 1986). [Пер. с англ.: D. Shoenberg. *Magnetic Oscillations in Metals* (Cambridge University Press, 1984)].
- [2] C.R. Whittett. *Phys. Rev.*, **138**, A829 (1965).
- [3] И.М. Цидильковский. *УФН*, **162**, 63 (1992).
- [4] В.И. Окулов, Л.Д. Сабирзянова, К.С. Сазонова, С.Ю. Паранчич. *ФНТ*, **30**, 441 (2004).
- [5] J. Friedel. *Nuovo Cimento*, **7** (2), 287 (1958).
- [6] В.И. Окулов, Т.Е. Говоркова, И.В. Жевстовских, А.Т. Лончаков, К.А. Окулова, Е.А. Памятных, С.М. Подгорных, М.Д. Андрийчук, Л.Д. Паранчич. *ФНТ*, **39**, 493 (2013).
- [7] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, Г. Бискупски. *ФТП*, **32**, 557 (1998).
- [8] H.J. von Bardeleben, Y.Q. Jia, M.O. Manasreh, C.E. Stuz. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 90 (1993).
- [9] Z. Wilamowski, W. Jantsch, G. Hendorfer. *Semicond. Sci. Technol.*, **5**, S266 (1990).
- [10] Ч. Пул. *Техника ЭПР спектроскопии* (М., Мир, 1970). [Пер. с англ.: C.P. Poole. *Electron spin resonance* (Int. Pub. N. Y.—London—Sydney, 1967)].
- [11] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, С.И. Голощанов. *ФТП*, **39**, 1159 (2005).
- [12] A.I. Veinger, A.G. Zabrodskii, T.V. Tisnek, S.I. Goloshchapov. *Phys. Statys Solidi C*, **3** (2), 317 (2006).
- [13] A.I. Veinger, A.S. Kheifets. *Physica C*, **269** (1-2), 29 (1996).
- [14] A.I. Veinger, A.S. Kheifets, T.V. Tisnek. *Czechosl. J. Physics*, **46**, 635 (1996).
- [15] А.И. Вейнгер, Т.В. Тиснек, И.В. Кочман, В.И. Окулов. *ФТП*, **51**, 172 (2017).
- [16] A. Lenard, T. Dietl, M. Sawicki, W. Dobrowolski, K. Dybko, T. Dkoskiewicz, W. Plesiewicz, S. Miotkowska, A. Witek, A. Mycielski. *J. Low Temp. Phys.*, **80**, 15 (1990).
- [17] А.И. Вейнгер, А.Г. Забродский, Т.В. Тиснек, С.И. Голощанов, П.В. Семенихин. *ЖТФ*, **83** (12), 103 (2013).
- [18] К. Зеергер. *Физика полупроводников* (М., Мир, 1977).
- [19] Z. Wilamowski, A. Mycielski, W. Jantsch, G. Hendorfer. *Phys. Rev. B*, **38**, 3621 (1988).
- [20] M. von Ortenberg. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, S16 (1993).

Редактор Г.А. Оганесян

Microwave magnetoabsorption oscillations in Fe-doped HgSe crystals

*A.I. Veinger¹, I.V. Kochman¹, V.I. Okulov²,
M.D. Andriichuk³, L.D. Paranchich³*

¹ Ioffe Institute,

194021 St. Petersburg, Russia

² Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of

Russian Academy of Sciences,

620137 Ekaterinburg, Russia

³ Chernovtsy National University,

48012 Chernovtsy, Ukraine

Abstract Microwave magnetoabsorption oscillations in the Fe-doped HgSe samples were analyzed. The values for an effective mass, a Dingle temperature and a Fermi level were obtained from the temperature and angular dependences of Shubnikov-de Haas spectra. A method for analyzing Shubnikov-de Haas spectra with beating pattern was introduced. The results were compared with the data obtained by the Hall measurements.