

**ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ МЕТРОЛОГИЯ: МАГНИТОПОЛЕВАЯ ТЕОРИЯ
ИЗМЕРЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ И
ИНФОРМАЦИИ СКВОЗЬ МАТЕРИАЛ ИЛИ ВЕЩЕСТВО
ЧАСТЬ 5. ФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ ФЕРМИ**

В работе рассмотрена сущность магнитополевых эффектов, положенных в основу методов измерения энергии Ферми металлов, что обогатило наши представления об их эффективности, особенностях использования и воспроизведения. Показано, что практически все известные методы исследований уровня Ферми и поверхности Ферми основаны на облучении металлических образцов электромагнитными волнами микроволнового диапазона и на использовании магнитополевых эффектов квантования энергии электронов, проявляющихся при воздействии на металлические образцы сильных магнитных полей и низких температур. Эти эффекты связаны с поведением, при низких температурах, электронов материала, на который действуют постоянные и переменные высокочастотные магнитные поля с учетом разного числа электронов в единице объема и строении кристаллической решетки этого материала. Показаны существенные различия между эффектами, их преимущества и недостатки. В частности, например, показано, что эффект Шубникова – де Гааза является первым широко используемым и экспериментально наблюдаемым проявлением диамагнитного квантования энергии электронов в твердом теле и, как следствие этого, — осциллирующей зависимости плотности состояний электронов на уровне Ферми от напряженности магнитного поля. Физическая сущность данного эффекта состоит в зависимости проводимости металла от плотности состояний электронов на ферми-поверхности, причем максимумы проводимости наблюдаются при условии совпадения энергии Ферми с очередным экстремумом на зависимости плотности состояний от энергии электронов на n -м уровне Ландау. Работа представляет интерес для метрологов, специалистов, магистров и аспирантов, изучающих магнитополевые эффекты и явления, методы и средства измерения энергии Ферми материалов в макромире.

Ключевые слова: физические эффекты, магнитные поля, электроны, измерение энергии Ферми, магнитополевые измерительные преобразователи.

V.T. KONDRATOV

V.M. Glushkov Institute of Cybernetics of National Academy of Science of Ukraine

**FUNDAMENTAL METROLOGY. THE MAGNETIC-FIELD THEORY OF MEASUREMENTS WITH USE THE
PHENOMENON OF TRANSFER OF ENERGY AND INFORMATION THROUGH MATERIAL OR SUBSTANCE
PART 5. THE PHYSICAL EFFECTS USED FOR MEASUREMENT OF ENERGY OF FERMI**

In paper the essence of the magnetic-field effects taken as a principle of methods of measurement of energy of Fermi is considered. It has enriched our representations about their efficiency, features of use and reproduction. It is shown that practically all known methods for studying the Fermi level and the Fermi surface are based on the irradiation of metal samples with electromagnetic waves of the microwave range and on the use of the magnetic-field effects of electron energy quantization, which manifest themselves when strong magnetic fields and low temperatures are applied to metal samples. These effects are associated with the behavior, at low temperatures, of the electrons of the material, which is subject to constant and variable high-frequency magnetic fields, taking into account the different number of electrons per unit volume and the structure of the crystal lattice of this material. Significant differences between effects, their advantages and disadvantages are shown. In particular, for example, it was shown that the Shubnikov – de Haas effect is the first widely used and experimentally observed manifestation of diamagnetic quantization of the electron energy in a solid and, as a consequence, the oscillating dependence of the density of electron states at the Fermi level on the magnetic field strength. The physical essence of this effect is the dependence of the conductivity of the metal on the density of electron states on the Fermi surface, and the conductivity maxima are observed under the condition that the Fermi energy coincides with the next extremum on the dependence of the density of states on the electron energy on the n -th Landau level. The paper is of interest to metrologists, specialists, masters and graduate students who study magnetic-field effects and phenomena, methods and means of measuring the Fermi energy of materials in the macrocosm.

Keywords: physical effects, magnetic fields, electrons, Fermi energy measurement, magnetic-field transducers.

Введение. Настоящая статья является дальнейшим развитием магнитополевой (МП) теории измерений (ТИ). Ранее, в работах [1–5], были изложены: философские аспекты теории, перечислены цели и научные направления, которые используются в МП ТИ. Установлены законы, принципы, категории, правила, основные гипотезы, утверждения и определения, используемые в МП ТИ. Перечислены атрибуты МП эффектов. Рассмотрены условия проявления и сущность ряда МП эффектов и явлений. Описано явление переноса энергии и информации сквозь вещество и условия его осуществления. Изложены фундаментальные законы магнетизма и электродинамики, используемые в МП ТИ. Рассмотрены фундаментальные законы, условия и проблемы измерений энергии Ферми. Детально описаны физические процессы взаимодействия импульсного магнитного поля с отрицательно заряженными квазичастицами

материала, из которого выполнена механическая система замкнутого типа (двухконтурный волновод). Особое внимание уделено описанию действия магнитных и электрических сил на отрицательно заряженные квазичастицы. Изложена сущность и приведено несколько определений нового принципа измерений, положенного в основу МП методов измерений (МИ). Приведены определения, сформулированы цели МП измерений, описаны их этапы. Рассмотрены функциональные схемы МП измерительных преобразователей (ИП), подробно описаны их особенности и работа.

В работе [6] дальнейшее развитие и исследование получили плоские вещественные алгебраические кривые шестого порядка — бикольциды и кольциды, используемые при описании траектории движения отрицательно заряженных квазичастиц внутри механической системе замкнутого типа и совершаемой ими работе на отдельных участках этого пути.

Ниже изложена сущность известных физических эффектов, положенных в основу методов определения энергии Ферми.

Объектом исследований являются магнитопольные эффекты (МПЭ), которые могут быть использованы для измерения энергии Ферми.

Предметом исследований является описание сущности, преимуществ и недостатков существующих МПЭ, используемых для оценки энергии Ферми.

По-прежнему актуальной является задача развития и описания сущности МП МИ энергии Ферми и схемотехнических решений магнитопольных измерителей (МПИ) энергии Ферми.

Результаты исследований. Энергия Ферми является одним из наиболее фундаментальных свойств материалов (металлов, диэлектриков и полупроводников). Вместе с зонной структурой она определяет поверхность Ферми того или иного материала, по которой можно предсказать и другие фундаментальные магнитные и электронные особенности и свойства материалов. Как известно, форма поверхности Ферми определяет ряд свойств и важных характеристик не только металлов, но и любых других материалов. С формой поверхности Ферми тесно связаны кинетические коэффициенты металла, а также его равновесные и оптические свойства [7].

На сегодня наиболее распространенными являются методы определения энергии Ферми и поверхности Ферми, основанные на эффекте Шубникова – де Газа (ШДГ), на эффекте де Газа – ван Альфена (ГВА) и на эффекте фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСсУР или английская транскрипция. ARPES) [8, 9].

1. Сущность эффекта Шубникова – де Газа и метода измерений на его основе

Осцилляции электрического сопротивления (или проводимости) в магнитном поле, обусловленные прохождением дискретных энергетических уровней Ландау через поверхность Ферми называют эффектом Шубникова – де Газа [10-13]. Обнаружен в 1930 году.

Эффект ШДГ является кинетическим эффектом. В отличие от осцилляций термодинамических параметров в магнитном поле, он связан не только с особенностями плотности состояний электронов на уровне Ферми, но и с возникающими с той же периодичностью особенностями вероятности рассеяния электронов.

В твердом теле под действием магнитного поля происходит квантование энергии электронов. В результате квантования квазинепрерывный электронный спектр преобразуется в квазидискретный (рис. 1) [13].

На рис. 1, с учетом спинового расщепления, приведено графическое изображение энергетических уровней электронов в отсутствие магнитного поля и при сильных магнитных полях.

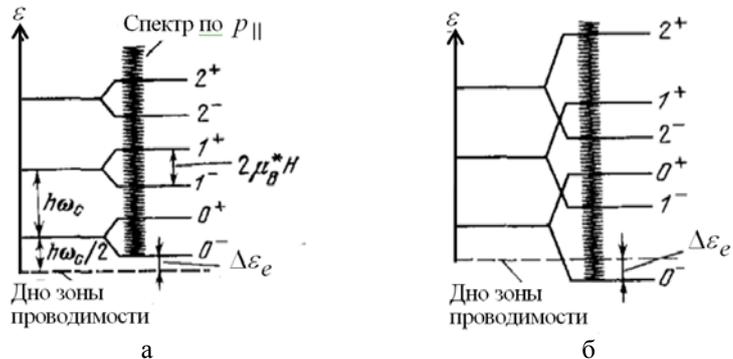


Рис. 1. Графическое изображение энергетических уровней электронов в магнитном поле с учетом спинового расщепления: а) в отсутствие магнитного поля, б) в сильном магнитном поле

Дисперсия энергии электронов в отсутствие магнитного поля $\Delta\varepsilon_e \sim (\frac{1}{m_c^e} - \frac{1}{m_s^e})$ (см. рис. 1, а), при наличии

магнитного поля $\Delta\varepsilon_e \sim (\frac{1}{m_s^e} - \frac{1}{m_c^e})$ (рис. 1, б). Здесь m_c^e — циклотронная масса, связанная с циклотронной

частотой $\omega_c (m_c^e = \frac{eB}{\omega_c})$; m_s^e — спиновая масса. Отметим, что циклотронная масса совпадает с эффективной

массой только для квадратичного закона дисперсии магнитного поля \mathbf{H} энергия ε зависит от

квантовых чисел n и s и проекции квазиимпульса $p_{||} = (\mathbf{p}\mathbf{H})/H$ на направление вектора напряженности

\mathbf{H} магнитного поля [13]:

$$\varepsilon(n, s, p_{\parallel}) = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) + s\hbar \frac{eH}{2m_s c} + \frac{p_{\parallel}^2}{2m_{\parallel}}, \quad (1)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$; $s = \pm 1$; $\omega_c = eH/m_s c$ — циклотронная частота; $e\hbar/2cm_s = \mu_B^*$ — эффективный магнетон Бора; m_c, m_s, m_{\parallel} — циклотронная, спиновая и продольная эффективные массы.

В достаточно сильных магнитных полях и при низких температурах расстояние между соседними уровнями Ландау $\hbar\omega_c$ становится больше теплового размытия ($\sim kT$) границы Ферми. При увеличении напряженности магнитного поля дискретные уровни Ландау, смещаясь вверх по оси энергии, пересекают уровень Ферми. На уровнях Ландау плотность состояний очень велика. В тех случаях, когда какой-нибудь уровень Ландау совпадает с границей Ферми, концентрация электронов на уровне Ферми проходит через максимум. В результате возникают изменения термодинамических и кинетических свойств, характеризующих рассматриваемое вещество. При увеличении магнитного поля периодическое изменение плотности состояний при совпадении уровней Ландау с границей Ферми и является причиной осциллирующего характера магнитосопротивления [13].

Физическая сущность эффекта состоит в том, что проводимость σ металла определяется, в том числе, и плотностью состояний $D(\varepsilon)$ на ферми-поверхности, поскольку

$$\sigma = \frac{1}{3} e^2 \left(v^2 \tau D(\varepsilon) \right)_{\mu}. \quad (2)$$

Максимумы проводимости наблюдаются при условии совпадения энергии Ферми с очередным экстремумом на зависимости $D(\varepsilon)$ (см. рис 2) [10]:

$$\varepsilon_F = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) = \hbar \frac{eB}{mc} \left(n + \frac{1}{2} \right). \quad (3)$$

Поэтому периодическое изменение плотности состояний $D(\varepsilon)$ при пересечении уровнем Ландау поверхности Ферми приводит к осцилляции сопротивления [10]. Полезная информация содержится в амплитуде и частоте этих осцилляций.

Как отмечается в [13], для наблюдения эффекта ШдГ необходимо (и достаточно) создать магнитные поля напряженностью десятки килоэрстед. Такие значения напряженности получают с помощью сверхпроводящих соленоидов или охлаждаемых электромагнитов с ферромагнитными сердечниками.

Энергия электронов на n -м уровне Ландау определяется аналитическим выражением [10]

$$E(n, k_z) = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) + \hbar^2 k_z^2 / 2m \quad (4)$$

где k_z — ось z k -пространства, и имеет минимальное значение, если

$$E_{\min}(n) = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (5)$$

При этом, каждое значение двукратно вырождено по направлению k_z и двукратно вырождено по спину.

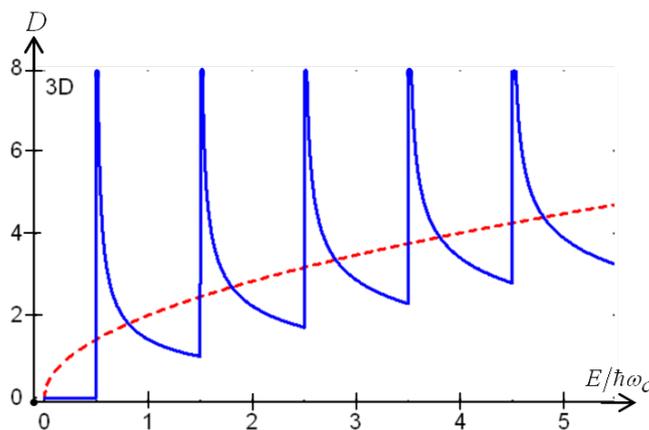


Рис. 2. Схематическое изображение плотности состояний в трёхмерном ферми-газе с учётом квантования уровней Ландау

Рассматривая чисто орбитальное движение электронов, взаимодействием спинового момента с магнитным полем пренебрегаем.

Вклад минимального уровня (5) в плотность состояний определяется при

$$D_n = \frac{V}{(2\pi)^2} \frac{1}{l_B^2} \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} \frac{1}{(\varepsilon - \hbar\omega_c(n - \frac{1}{2}))}, \quad (6)$$

где l_B — магнитная длина ($l_B = \sqrt{\hbar c/eB}$),
а полная плотность состояний (см. рис. 2) —

$$D(\varepsilon) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} D_n(\varepsilon). \quad (7)$$

Магнитная длина l_B задаёт характерную длину (масштаб $x_0 = l_B^2 k_y$) на которую электрон удаляется от ведущего центра. Магнитная длина — величина того же порядка, что и радиус r циклотронной орбиты для первого уровня Ландау ($r = k_F \hbar c/eB$, где k_F — направление групповой скорости [9]), При значении индукции магнитного поля равном 10 Тл $l_B = 0.81$ мкм. Квант магнитного потока, пронизывающий циклотронную орбиту, равен $\Phi_0 = \pi/l_B^2 B = \pi \hbar c/e = 2,05 \cdot 10^{-7}$ Э · см².

Таким образом, вместо монотонной зависимости плотности состояний от энергии в ней появляются периодические острые максимумы (см. рис. 2). На рис. 2 $D(E)$ — плотность состояний; $E/\hbar\omega_c$ — приведенная (относительная) энергия; пунктирная кривая — зависимость плотности состояний в отсутствие магнитного поля. Поскольку многие свойства металла зависят от плотности состояний на уровне Ферми, то можно предположить, что эти свойства будут резко меняться в зависимости от того попадает ли положение уровня ферми на пик плотности состояний или на один из минимумов.

Следовательно, экспериментально измеренная зависимость $\sigma(B)$ должна иметь регулярные равноотстоящие максимумы, будучи построенной как функция напряженности магнитного поля, обратного по значению $1/B$. Осцилляции в координатах обратного по значению поля традиционно характеризуются величиной $F = \varepsilon_F \cdot m_c / \hbar e$ («частотой»), измеряемой в единицах напряженности магнитного поля (Тл). При наличии нескольких циклотронных масс будет наблюдаться несколько «частот» и «биения» на графике $\sigma(1/B)$ [10]. Пример таких данных, измеренных на соединении из класса «тяжёлых фермионов» показан на рис. 3.

На рис. 3 (левая шкала) приведены графики зависимости проводимости (сопротивления) от обратного поля при температуре 35 мК. Представлены результаты измерений для двух образцов (сплошная и пунктирная линии). На рис. 3 (правая шкала) приведена осциллирующая часть (составляющая проводимости), которая выделенная на фоне монотонного спада проводимости (роста сопротивления) образцов в магнитном поле.

Эффект ШдГ оказался первым экспериментально наблюдаемым проявлением диамагнитного квантования энергии электронов в твердом теле и, как следствие этого, — осциллирующей зависимости электронной плотности состояний на уровне Ферми от напряженности магнитного поля [14].

Эффект ШдГ получил широкое применение и стал одним из основных методов исследования энергетического спектра электронов и зонной структуры в металлах, полуметаллах и полупроводниках, и важным методом исследования перестройки спектра под действием высоких давлений, сильных одноосных деформаций и электрических полей, легирования и т. д. [13].

В настоящее время построена только приближенная теория эффекта ШдГ [10].

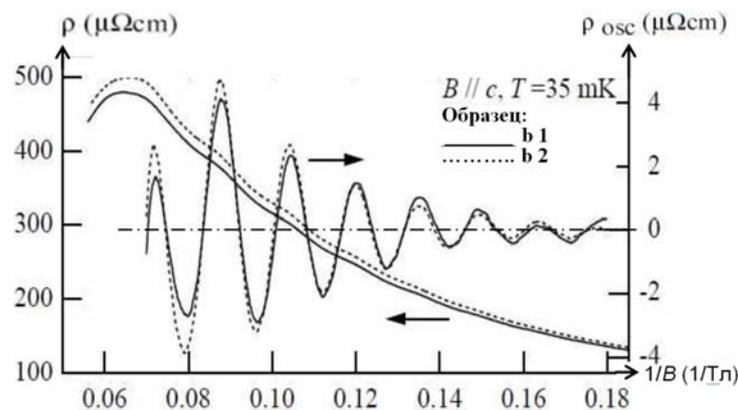


Рис. 3. Пример наблюдения шубниковских осцилляций проводимости в соединении CeNiSn

Наиболее корректно она разработана для осцилляций магнитосопротивления поперек образца.

2. Сущность эффекта де Гааза-ван Альфена и метода измерения на его основе

Согласно [15, 16], эффект де Гааза – ван Альфена — это эффект, обусловленный квантованием

движения электронов в магнитном поле. При температурах близких к абсолютному нулю, когда тепловое движение электронов останавливается, и при отсутствии внешнего магнитного поля квазисвободные электроны в металлах в пространстве импульсов занимают сферу (поверхность Ферми). При действии внешнего магнитного поля, например на металл, движение квазисвободных электронов в нем становится в направлении поля, нормальной к оси поля, и отсутствует в направлении поля. В результате, под воздействием внешнего магнитного поля сфера Ферми превращается в ряд концентрических цилиндров (рис. 4, [12]), оси которых параллельны внешнему магнитному полю, а поперечные сечения равны $\pi eH\hbar/c$, $3\pi eH\hbar/c$ [15]. При возрастании напряженности H внешнего магнитного поля цилиндры расширяются и высота наружного цилиндра уменьшается до нуля. Затем его место занимает следующий цилиндр и так далее. С ростом напряженности магнитного поля происходит расширение цилиндров Ландау, и они один за другим пересекают объем, созданный энергетической поверхностью Ферми.

Для наблюдения осцилляций, необходимо обеспечить выполнение следующих условий [10]; $\omega_c \tau \gg 1$, $\hbar\omega_c \gg k_B T$, $E_F > \hbar\omega_c$, где τ — время релаксации, ω_c — циклотронная частота; k_B — коэффициент Больцмана; E_F — энергия Ферми.

Средняя энергия электронов периодически зависит от напряженности магнитного поля, что вызывает периодическое изменение осцилляции) магнитной восприимчивости $\chi = d^2 \bar{E} / dH^2$

Таким образом, эффект де Гааза — ван Альфена является чисто квантовым и возникает из-за квантования электронных орбит в магнитном поле. Он проявляется в осцилляциях намагниченности M как функции магнитного поля B . Эффект наблюдается в чистых образцах, при низких температурах и в сильных магнитных полях.

Сущность метода измерения состоит в измерении частоты осцилляций магнитного момента, как функции напряженности магнитного поля [8]. Поскольку концентрические цилиндры расположены очень близко друг к другу (рис. 4), то магнитное поле, налагаемое на образец при эксперименте, должно быть довольно однородным и часто очень большим по значению напряженности.

При осуществлении измерений образец материала должен находиться внутри соленоида, с которого снимается выходной сигнал. Тогда частоту осциллирующей компоненты магнитного поля, возникающей из-за осцилляции магнитной восприимчивости χ_m , можно непосредственно зафиксировать и измерить [17].

Известно, что намагниченность определяется как магнитный момент единицы объема вещества, т.е. $\mathbf{M} = \mathbf{p}_m / V$, где \mathbf{M} — вектор намагниченности; \mathbf{p}_m — вектор магнитного момента; V — объем. В случае неоднородной среды намагниченность выражается как $\mathbf{M} = d\mathbf{p}_m / dV$, где $d\mathbf{p}_m$ — суммарный магнитный момент молекул в объеме dV , и является функцией координат.

Магнитные свойства вещества характеризуются средним магнитным моментом единицы объема — вектором намагниченности $\mathbf{M} = \sum_{i=1}^N \mathbf{p}_{mi} / V$ А/м.

Связь между \mathbf{M} и напряженностью магнитного поля \mathbf{H} в диамагнитных и парамагнитных материалах обычно линейна (при небольших значениях напряженности

магнитного поля) $\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}$, где χ_m — магнитная восприимчивость. В системе СИ магнитная индукция для изотропных материалов определяется через намагниченность и магнитную восприимчивость как $\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0 (1 + \chi_m) \mathbf{H} = \mu \mu_0 \mathbf{H}$, где μ — относительная магнитная проницаемость вещества. μ_0 — магнитная постоянная,

Аналитическое выражение функции, описывающей вклад эффекта де Гааза — ван Альфена в осцилляции свободной энергии впервые предложено английским физиком-теоретиком Р. Пайерлсом [18]. Оно имеет вид:

$$F_{HA} = 2\pi V \frac{(2m)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{\text{sh}(\pi^2 l k_B T / \mu_B B)} \cos\left(\frac{1}{B} \frac{\pi l E_F}{\mu_B} - \frac{\pi}{4}\right) \quad (8)$$

или, через намагниченность,

$$F_{HA} = 2\pi V \frac{(2m)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} \sum_{l=1}^{\infty} \text{csch}\left(\pi^2 l k_B T / \mu_B \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M})\right) \cos\left(\frac{1}{\mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M})} \frac{\pi l E_F}{\mu_B} - \frac{\pi}{4}\right), \quad (9)$$

где V — объем тела, m — масса электрона, T — температура исследуемого металла, k_B — постоянная

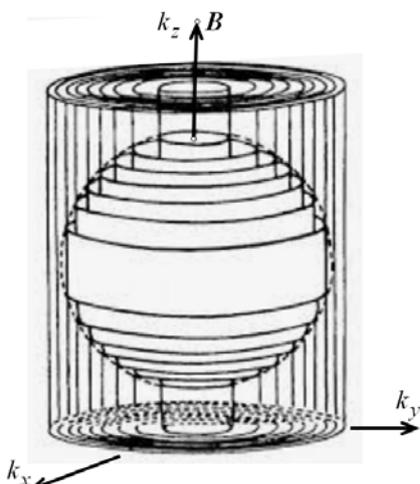


Рис. 4. Сферическая поверхность Ферми и цилиндры Ландау с осями, параллельными направлению магнитного поля

Больцмана, \hbar — приведенная постоянная Планка, μ_B — магнетон Бора ($\mu_0 = e\hbar/2m_e$) или приведенная магнитная проницаемость ($\mu = -N\mu_B$, где N — общее число электронов), E_F — энергия Ферми, B — индукция магнитного поля, l — магнитная длина пути.

С ростом l знаменатель функции (8) (или (9)) растет очень быстро. Поэтому существенен только первый член этой функции. На наличие осцилляций указывает сдвинутая на четверть периода функция \cos , зависящая от l/B . Амплитуда осцилляций, определяемая знаменателем, экспоненциально убывает, когда отношение $\mu_B B / k_B T$ становится малым [18].

Сравнительная легкость наблюдения эффектов ШдГ и дГВА в сочетании с высокой информативностью о параметрах электронной системы привели к тому, что эти эффекты получили широкое применение. Методы исследований энергетического спектра электронов в металлах, полуметаллах и полупроводниках на основе этих эффектов стали одними из основных.

Квантовые осцилляционные эффекты

К середине XX века были обнаружены осцилляции магнитного момента (эффект дГВА), термоэдс, холловской ЭДС, теплоемкости, теплопроводности, квазиклассического коэффициента поглощения длинноволнового звука и других термодинамических и кинетических свойств и характеристик металла [14]. Все эти эффекты были объединены под общим названием «квантовые осцилляционные эффекты». Они наблюдаются при выполнении одних и тех же, указанных выше, условий, т.е. при $\omega_c \tau \gg 1$, $\hbar \omega_c \gg k_B T$ и $E_F > \hbar \omega_c$. Общая теория квантовых осцилляционных эффектов была развита И. М. Лифшицем с соотрудниками в 1955–1971 гг.

Рассмотрим сущность некоторых квантовых осцилляционных эффектов.

3. Магнитоакустический эффект и метод измерения энергии Ферми на его основе

Магнитоакустический эффект заключается в том, что под действием магнитного поля происходит изменение фазовой скорости и поглощения звука в металле [19].

Относительное изменение фазовой скорости определяется по относительному изменению резонансной частоты исследуемого образца. Изменение поглощения обнаруживается при измерении логарифмического декремента затухания, определяемого по ширине резонансной кривой. Последняя снимается для каждого образца в отдельности при одном и том же значении напряженности магнитного поля. Начальное затухание из рассмотрения можно исключить, если использовать отношение θ_B / θ_0 — где θ_B и θ_0 — логарифмический декремент затухания при и без наложения на колеблющийся образец постоянного магнитного поля.

Исследования [19] подтвердили квадратичную зависимость относительного логарифмического декремента затухания θ_B / θ_0 и сдвига резонансной частоты Δf от значения индукции магнитного поля. Для испытания образцов необходимо выбирать достаточно большое значение магнитной индукции, — $B = 0,1-1(3)$ Тл и более.

Известно [7], что акустическая волна генерирует электрическое поле с теми же частотой, волновым вектором и поляризацией. Благодаря электромагнитной волне, электроны металла могут взаимодействовать со звуковой волной, усиливая или ослабляя ее.

Как отмечалось выше, квантовые осцилляционные эффекты наблюдаются при выполнении таких условий, как $\omega_c \tau \gg 1$, $\hbar \omega_c \gg kT$ и $E_F > \hbar \omega_c$. Если электрон в магнитном поле в промежутке между столкновениями может совершать большое количество оборотов, т.е. $\omega_c \tau \gg 1$, где τ — среднее время между столкновениями (при сильных магнитных полях, низких температурах и очень чистом монокристалле), то зависимость затухания звука от его длины волны имеет осцилляционный характер и может содержать информацию о поперечных (по отношению к \mathbf{B}) сечениях поверхности Ферми.

Как правило, осцилляции обусловлены условием резонанса, поглощением или усилением акустической волны, состоящим в кратности или полукратности отношения диаметра l_c орбиты электрона вдоль распространения акустической волны, т.е. в направлении, перпендикулярном направлению вектора магнитной индукции, и длиной волны λ .

В условиях слабой связи диаметра орбиты электрона с длиной акустической волны λ , которая описывается соотношением $l_c = n\lambda$, поглощение и усиление компенсируются в положительном и отрицательном полупериодах волны. В условиях сильной связи, т.е. при $l_c = (n+1/2)\lambda$, это не происходит. Изменяя направление распространения звуковой волны и вектора индукции магнитного поля (с тем, чтобы могли проявиться различные экстремальные диаметры) иногда удается определить форму поверхности Ферми [7].

4. Аномальный скин-эффект

Скин-эффект — это явление, связанное с неравномерным распределением переменного тока по сечению проводника. У поверхности металлического образца концентрация электронов максимальна и резко уменьшается по глубине проникновения в e раз [20].

Характер скин-эффекта зависит от относительных значений трех характерных размеров: толщина

слоя поглощения (δ_0) (проникновения) электромагнитного поля, длины свободного пробега электронов (l) и от отношения средней скорости электронов металла к частоте электромагнитного поля (v_F/ω).

Нормальному скин-эффекту соответствует область наиболее низких частот, при которых длина свободного пробега электронов проводимости намного меньше глубина проникновения электромагнитного поля, т.е. $l \ll \delta_0$, и намного меньше отношения скорости к частоте, т.е. $l \ll v_F/\omega$ (или $\omega\tau \ll 1$, т.к. время свободного пробега $\tau \sim l/v_F$). [21]. В металле излучение поглощается в слое толщиной [21]

$$\delta_0 = c/\sqrt{2\pi\sigma\omega}, \tag{10}$$

где $\sigma_{\text{пр}}$ — проводимость образца.

Так называемая классическая глубина (толщина) скин-слоя (10) уменьшается с увеличением частоты поля.

При нормальном скин-эффекте имеет место линейная зависимость плотности тока \mathbf{J} от напряженности магнитного поля \mathbf{E} , т.е. $J = \sigma_{\text{пр}}E$.

В случае $\delta_0 \sim l$ эффект является аномальным и требует и описывается более сложной теорией,

Предельно аномальный скин-эффект — это явление, при котором длина свободного пробега электронов проводимости намного больше глубины проникновения электромагнитного поля (или толщины слоя поглощения) ($l \gg \delta_0$) и намного больше отношения скорости к частоте ($l \gg v_F/\omega$). При таком режиме неприменимо представление об экспоненциальном затухании поля с глубиной. Глубина проникновения и коэффициент отражения в этом случае определяются некоторыми характеристиками поверхности Ферми, — формой и особенностями поверхности, которые зависят от ориентации поверхности Ферми относительно реальной поверхности кристалла [7].

Известно [22], что при своём движении электроны непрерывно теряют энергию на преодоление омического сопротивления проводника. В результате чего происходит выделение джоулевой теплоты. Даже при комнатной температуре длина свободного пробега электрона для металлов становится сопоставимой с толщиной скин-слоя, что говорит об аномальном характере скин-эффекта. Ситуация усугубляется при очень низких температурах, когда проводимость металла сильно повышается. Это приводит к увеличению длины свободного пробега и к уменьшению толщина скин-слоя. В таких условиях механизм, приводящий к образованию скин-эффекта, уже не действует. Эффективная толщина слоя, в котором сосредоточен ток, изменяется по закону [21]

$$\delta_{\text{ан}} \sim (c^2\hbar^3/\omega e^2 p_F^3)^{1/3}, \tag{11}$$

где p_F — поперечные размеры цилиндрической ферми-поверхности.

Как видно из (11), при увеличении частоты эффективная толщина слоя продолжает уменьшаться, но медленнее, чем при нормальном скин-эффекте. Поскольку она зависит от размеров цилиндрической ферми-поверхности.

Сравнивая (10) и (11), отметим, что при одном и том же значении частоты глубина проникновения δ_0 при нормальном скин-эффекте убывает пропорционально $\omega^{1/2}$, а при предельно аномальном — пропорционально $\omega^{1/3}$. Следовательно, при одном и том же значении частоты ω

$$\delta_{\text{ан}}^3 \sim \delta_0^2 l. \tag{12}$$

Следовательно, метод аномального скин-эффекта, основан на исследовании затухания микроволнового поля при проникновении его в металл. При исследованиях аномальных скин-эффектов следует учитывать, что результаты измерений весьма сильно зависят от состояния поверхности металлического образца.

5. Циклотронный резонанс. Циклотронная масса

Явление избирательного поглощения или отражения электромагнитных волн проводниками, помещёнными в постоянное магнитное поле, на частотах равных или кратных циклотронной частоте носителей заряда, называется циклотронным резонансом [21].

В постоянном магнитном поле \mathbf{H} заряженные частицы движутся по спиралям, оси которых направлены перпендикулярно этому полю.

Циклотронная частота (гиросота или гиромангнитная частота) — это частота обращения заряженной частицы в постоянном магнитном поле \mathbf{H} по орбите, лежащей в плоскости, перпендикулярной магнитному полю [23].

Для произвольной поверхности Ферми, например, в металлах, циклотронная частота определяется согласно аналитического выражения

$$\omega_c = \frac{2\pi eB}{\hbar^2} \frac{dE}{dS_k(E,k)}, \tag{13}$$

где S_k — площадь поверхности Ферми k - пространства; B — индукция магнитного поля; e — элементарный заряд; E — энергия электронов,

При комнатной температуре циклотронный резонанс наблюдается только в сверхсильных магнитных полях [24].

Метод циклотронного резонанса, так же как и метод аномального скин-эффекта, основан на исследовании затухания микроволнового поля при проникновении его в металл.

В эксперименте определяется не геометрия поверхности Ферми, а эффективная «циклотронная масса»

$$m^* = \frac{\hbar^2}{2\pi} \frac{\partial S(E, k_z)}{\partial E}, \quad (14)$$

где k_z — ось z k — пространства, в котором расположена орбита электрона с энергией E в постоянном магнитном поле \mathbf{H} , пропорциональная энергетическому градиенту площади поперечного сечения поверхности Ферми $\partial S/\partial E$ [7].

Следует отметить, что эффективная масса электрона или дырки, возникает при движении носителей в магнитном поле. В общем случае она не совпадает с эффективной массой носителей, поскольку поверхность Ферми может быть анизотропной и эффективная масса принимает вид тензора. Если ферми-поверхность устроена сложно, то циклотронная масса окажется разной для разных сечений ферми-поверхности плоскостями, перпендикулярными к магнитному полю [25, 26]. Каждой циклотронной массе соответствует свой период вращения по орбите. В этой связи при проведении экспериментов исследуются наиболее весоные состояния, в которых много сечений ферми-поверхности имеет близкие циклотронные массы.

Циклотронную эффективную массу измеряют с помощью метода циклотронного резонанса или метода, основанного на эффекте Шубникова – де Гааза. По значениям циклотронной массы можно восстановить форму поверхности Ферми в твёрдом теле [25].

6. Эффект Азбеля – Канера

В 1956 году Азбель М.Я. и Канер Э.А. предложили направить постоянное магнитное поле напряженностью \mathbf{H} параллельно поверхности металла. В этом случае, модель траектории движения электрона в однородном постоянном магнитном поле \mathbf{H} , при действии переменного электрического поля¹ параллельного магнитному, т.е. при $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$, примет вид, приведенный на рис. 5, а. Рис 5, б, в представляет траекторию движения электрона в том же магнитном поле \mathbf{H} (б) и орбиту электрона (в) при действии переменного электрического поля под углом к магнитному, В этом случае циклотронный резонанс отсутствует.

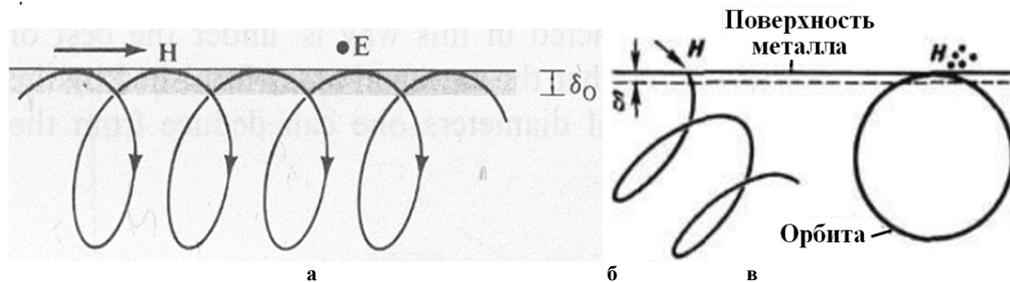


Рис. 5. Траектория движения электронов согласно эффекту Азбеля – Канера

Электрон, многократно входящий в скин-слой δ_0 в фазе с высокочастотным электромагнитным полем, проявляет свойство резонансного поглощения энергии этого поля при условии, что период T_e обращения электрона равен или кратен периоду T_E колебаний электрического поля, т.е. $T_e = nT_E$, где n — целое число периодов.

Азбель и Канер установили, что зависимость комплексного поверхностного импеданса от магнитной индукции определяется выражением [27]

$$Z(B) = Z_0 [1 - \exp(-2\pi / \omega t_m) \exp(-2\pi i \omega_c / \omega)]^{1/3}, \quad (15)$$

где Z_0 — поверхностный импеданс на частоте циклотронного резонанса; t_m — время, в течение которого электрон может пройти значительную часть своей магнитной орбиты до того, как он будет рассеян; ω_c — циклотронная частота; ω — радиочастота; B — магнитная индукция (входит в аналитическое выражение для ω_c).

При таком резонансе имеет место резонансное уменьшение активной R и реактивной X

¹ точнее — высокочастотного электромагнитного поля

составляющих полного поверхностного импеданса¹ металлов

$$Z(\omega) = R + iX = E_0(\omega) / \int_0^\infty J(x) dx \quad (16)$$

в высокочастотном электромагнитном и постоянном магнитном полях. Он обуславливает резонансное уменьшение поглощения электромагнитной энергии заданной частоты металлом при определенных значениях $Z(\omega) = Z_{\omega_c}$.

Результаты экспериментального наблюдения резонанса Азбеля-Канера в кристалле чистой меди при двух температурах приведены на рис. 6.

Кривая для более высокой температуры сглажена из-за возросшего теплового рассеяния движущихся по циклотронной орбит электронов.

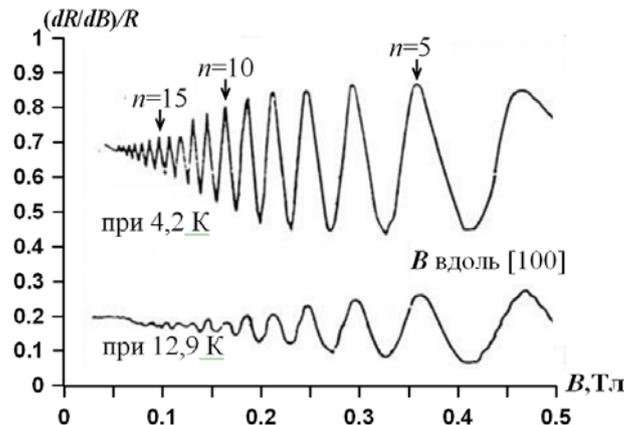


Рис. 6. Результаты экспериментального наблюдения резонанса Азбеля – Канера в кристалле чистой меди при двух значениях температур

Типовое значение циклотронной частоты составляет $\omega_c = eH/mc^* \approx 10^{11} \text{ rad/Tл}$, значение радиуса орбиты — $r_c \approx 10^2 (hc/eH)^{1/2} \approx 10^2 \lambda_B = 2.56 \cdot 10^4 \text{ A/Tл}$, а глубина проникновения осциллирующего поля в СВЧ диапазоне частот равна (для меди) $\delta_0 = c/(2\pi m \omega)^{1/2} \approx 0,1 \text{ мм}$ [29].

Для полноты представления, в качестве примера на рис. 7 и рис. 8 для образца меди приведены поверхность Ферми и часть ферми-поверхности. Последняя представлена в виде повторяющихся зон. Поверхность Ферми для меди (рис. 7) формируется электронами, расположенными в заполненной наполовину 4s-зоне.

Для энергетических состояний на границе зоны эффективная масса электрона положительна в направлении k_b и k_c , но отрицательна в направлении k_a , перпендикулярном плоскости зонной границы.

Часть ферми-поверхности, имеющая форму такого типа, называют «шейкой» (рис. 8). В магнитном поле электрон можно заставить прецессировать вокруг «шеечной орбиты» постоянной энергии [27]. На «поясной орбите» имеет место максимизация циклотронного периода, а на «шеечной орбите» его минимизация по сравнению с соседними орбитами (рис. 8).

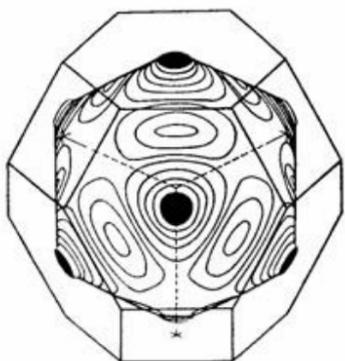


Рис. 7. Поверхность Ферми для меди

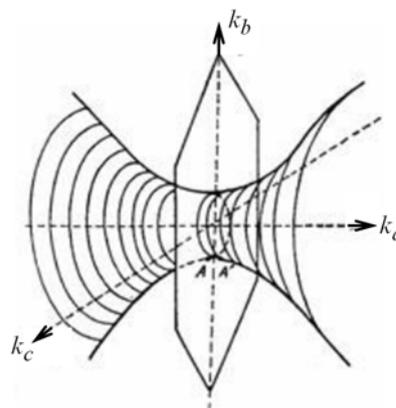


Рис. 8. Изображение части ферми-поверхности

¹ Поверхностный импеданс Z определяется как отношение комплексной величины $E_0(\omega)$, описывающей переменное электрическое поле с частотой ω на поверхности, к проинтегрированной комплексной плотности тока $J(x)$ [28].

Весьма важное значение имеют экстремальные орбиты. Это связано с тем, что электроны, прецессирующие по орбитам, лежащим на несферической поверхности Ферми, совершают в данном магнитном поле множество периодов вращения. Однако, из-за различия фаз, вклады электронов с не экстремальных орбит взаимно компенсируются. Основной вклад дает экстремальная область, для которой обращается в нуль первая производная от периода (от частоты) по компоненте k_a , направленной вдоль магнитного поля (рис. 8). Эта область ответственна за формирование сигнала высокого уровня, находящегося в фазе [27].

Исследование циклотронного резонанса в металлах имеет большое значение для теории металлов, поскольку позволяет определить форму и размеры ферми-поверхности, времена свободного пробега носителей, электрон-фононное взаимодействие¹ и др. [30]. Он получил название циклотронным резонансом Азбеля – Канера, предсказанного ими теоретически. Экспериментально циклотронный резонанс наблюдался при исследованиях Sn , Pb и других металлов.

7. Эффект Гантмахера

Эффект Гантмахера² состоит в резонансном возрастании интенсивности проходящего через тонкую металлическую пластину УВЧ-излучения (мегагерцовый диапазон) в параллельном поверхности пластины постоянному магнитном поле [31].

В случаях, когда толщина металлической пластины h больше глубины проникновения или толщины скин-слоя δ_0 , но меньше длины l свободного пробега электронов, т.е. при $\delta_0 < h < l$, электрическое поле будет воздействовать на электроны, находящиеся в пределах скин-слоя у поверхности образца, вызывая УВЧ-излучение энергии. При условии $\delta_0 < h < l$ в магнитном поле, возможны орбиты электронов, простирающиеся от скин-слоя от передней до задней поверхностей пластинки (рис. 9). При таких орбитах электроны, находящиеся в пределах скин-слоя, способны производить на задней поверхности пластины электрический ток, вызванный приложенным снаружи на ее переднюю поверхность электрическим УВЧ-полем. В результате на задней стороне пластинки генерируется электромагнитное излучение.

На рис. 9 приведены графические построения, поясняющие движение электронов в тонкой металлической пластине, помещенной в постоянное магнитное поле \mathbf{B} и в электромагнитное поле \mathbf{E} радиочастотного диапазона, которое направлено параллельно поверхности этой пластины.

Эффект Гантмахера — аномальная зависимость поверхностного импеданса металлических пластин от значения постоянного магнитного поля (см. (16)). Он наблюдается при тех значениях напряженности поля, при которых один из характерных размеров электронных траекторий внутри металла становится сравнимым с толщиной металлической пластины.

Для наблюдения эффекта Гантмахера металлическая пластинка помещается в постоянное магнитное поле и в электромагнитное поле радиочастотного диапазона. Затем определяется зависимость поглощаемой в металлической пластине мощности, пропорциональной действительной части поверхностного импеданса пластины или зависимость глубины проникновения электромагнитного поля, пропорционального мнимой части импеданса, от значения постоянного внешнего магнитного поля.

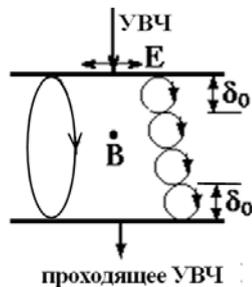


Рис. 9. Орбиты электронов в полях \mathbf{B} и \mathbf{E}

С целью увеличения чувствительности часто используется определение и регистрация производных в зависимости от значения магнитного поля, в частности, производной $\partial X/\partial E$ как функции от B (рис. 10). На рис. 10 приведены результаты наблюдений, полученные Гантмахером для трех значений толщины металлической пластины ($d = 0,05$ мм, $d = 0,25$ мм и $d = 0,63$ мм) при значениях

магнитной индукции $0,1$ кЭ ... $1,6$ кЭ.

Таким образом, существует достаточное количество физических принципов измерений энергии Ферми, в основу которых положены разные физические эффекты и явления [31].

Недостатки существующих методов измерения энергии Ферми

Общим недостатком известных методов измерения энергии Ферми является: использование образцов металлов малых размеров, необходимость создания магнитных полей с большим значением магнитной индукции, а также использование низких температур. Известные методы не предназначены для исследований свойств слабопроводящих и непроводящих материалов. По-нашему мнению существенным недостатком существующих методов измерения энергии Ферми является отсутствие уравнений связи между физическими величинами, отсутствие метрологического обеспечения наблюдаемых эффектов, методов и

¹ Взаимодействие между двумя подсистемами квазичастиц в твердых телах, а именно, носителями заряда и тепловыми колебаниями кристаллической решетки твердых тел — фононами. Зависит от структуры кристалла, числа носителей заряда, характера зонного спектра и особенностей колебаний кристаллической решетки [32]. Фонон, как искусственно введенная квазичастица, представляет собой квант колебательного движения атомов кристалла.

² радиочастотный размерный эффект

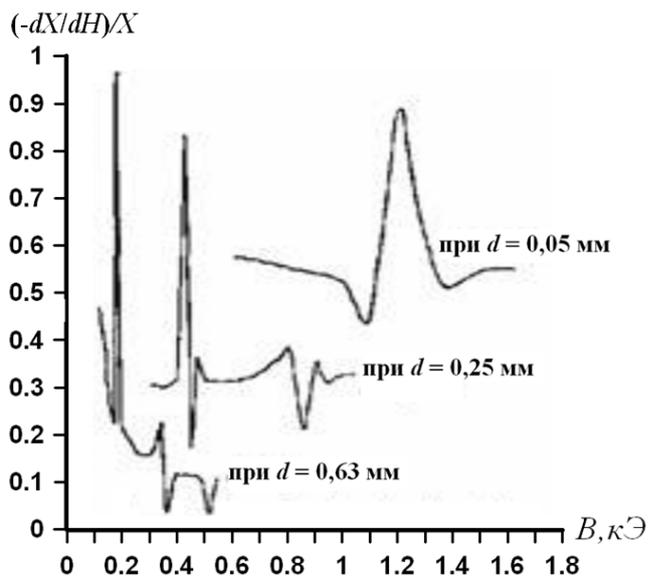


Рис. 10. Резонансные пики для металлической пластины разной толщины

«уравнение величин» и «уравнение числовых значений» (метрологические). Не допускается применение уравнений смешанного вида, когда наряду с физическими величинами используются числа. Все это снижает научный уровень и эффективность использования известных магнитопольевых эффектов в металлофизике и в металловедении. К сожалению, этими недостатками страдают и многие современные ученые-экспериментаторы, которые не работают в тесном контакте с метрологами. Без создания метода измерения на основе того или иного магнитопольевого эффекта, без вывода соответствующего уравнения измерений, экспериментальные данные не могут быть признаны достоверными и поэтому не находят широкого применения в технике.

И, наконец, настораживает тот факт, что полученные физиками магнитопольевые эффекты не опираются на фундаментальные законы сохранения энергии (электромагнитной и механической), законы симметрии и др.

Приведенные выше резонансные кривые «подправлены» автором настоящей статьи. На соответствующих рисунках показано, как корректно должны представляться результаты наблюдений одиночных импульсных и резонансных кривых.

Выводы. Проанализированы магнитопольевые эффекты, используемые для определения энергии Ферми металлов, что обогатило наши представления об их эффективности, особенностях использования и воспроизведения.

Практически все известные методы исследований уровня Ферми и поверхности Ферми основаны на облучении металлических образцов электромагнитными волнами микроволнового диапазона и на использовании магнитопольевых эффектов квантования энергии электронов, проявляющихся при воздействии на металлические образцы сильных магнитных полей и низких температур.

Эффект ШдГ является первым широко используемым и экспериментально наблюдаемым проявлением диамагнитного квантования энергии электронов в твердом теле и, как следствие этого, — осциллирующей зависимости плотности состояний электронов на уровне Ферми от напряженности магнитного поля.

Физическая сущность эффекта ШдГ состоит в зависимости проводимости металла от плотности состояний электронов на ферми-поверхности, причем максимумы проводимости наблюдаются при условии совпадения энергии Ферми

с очередным экстремумом на зависимости плотности состояний от энергии электронов на n -м уровне Ландау.

Причиной осциллирующего характера магнетосопротивления является то, что с увеличением напряженности магнитного поля дискретные уровни Ландау, смещаясь вверх по оси энергии, периодически пересекают уровень Ферми. Полезная информация о свойствах металла содержится в амплитуде и частоте этих осцилляций.

Эффект де Гааза – ван Альфона обусловлен квантованием движения электронов в магнитном поле. при температурах близких к абсолютному нулю, когда тепловое движение электронов останавливается, но при действии внешнего магнитного поля на металл движение квазисвободных электронов в нем становится квантованным в плоскости, нормальной к оси поля, и отсутствует в направлении поля. Эффект проявляется в осцилляциях намагниченности как функции индукции магнитного поля. Для наблюдения осцилляций, необходимо обеспечить выполнение следующих условий: $\omega_c \tau \gg 1$, $\hbar \omega_c \gg k_B T$, $E_F > \hbar \omega_c$, где τ — время релаксации, ω_c — циклотронная частота; k_B — коэффициент Больцмана; E_F — энергия Ферми.

Недостатком эффекта де Гааза — ван Альфона является его проявление только в чистых металлических образцах, при низких температурах и сильных магнитных полях.

Особенностью магнитоакустического эффекта является изменение фазовой скорости и поглощения

средств измерений на их основе. Для многих методов не возможно получить повторяемость результатов измерений, их высокую точность и достоверность.

В большинстве случаев результаты измерений представляются физиками-экспериментаторами не корректно, — в виде горизонтальной шкалы входных значений магнитной индукции и не проградуированной вертикальной шкалы значений “результатов” измерений. Другими словами, приводится только качественная картина наблюдаемого эффекта, но не количественная. Создается впечатление, что физики, открывшие описанные выше магнитопольевые эффекты, не знакомы с основами метрологии и измерительной техники. Они не различают такие понятия, как «формула» (математическое понятие),

звука в металлическом образце под действием постоянного магнитного поля. Имеет место квадратичная зависимость относительного логарифмического декремента затухания θ_B / θ_0 и сдвига резонансной частоты Δf от индукции магнитного поля. Изменение фазовой скорости определяется по относительному изменению резонансной частоты исследуемого образца. Изменение поглощения обнаруживается при измерении логарифмического декремента затухания, определяемого по ширине резонансной кривой. Эта кривая снимается для каждого образца в отдельности при одном и том же значении напряженности магнитного поля.

Явление, при котором длина свободного пробега электронов проводимости намного больше глубины проникновения электромагнитного поля в металл и намного больше отношения скорости к частоте, т.е. $l \gg \delta_0$ и $l \gg v_F / \omega$, называется предельно аномальным скин-эффектом. В этом эффекте глубина проникновения и коэффициент отражения определяются некоторыми характеристиками поверхности Ферми, — формой и особенностями поверхности, которые зависят от ориентации поверхности Ферми относительно реальной поверхности кристалла. Именно форма и особенности поверхности Ферми объясняют такие свойства металлов, как проводимость электричества и тепла, поведение металлов в магнитном поле),

Циклотронная частота — это частота обращения заряженной частицы в постоянном магнитном поле по орбите, лежащей в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Она пропорциональна напряженности магнитного поля, действующего на металлический образец, и обратно пропорциональна эффективной массе электронов. Последняя, в свою очередь, зависит от энергии Ферми. Измерив частоту циклотронного резонанса, при заданном значении напряженности магнитного поля, можно определить и эффективную массу электронов, по значению которой судят об энергии Ферми.

Эффект Азбеля-Канера основан на резонансном уменьшении активной R и реактивной X составляющих полного поверхностного импеданса металлического образца, помещенного в однородное постоянное магнитное поле \mathbf{H} , при действии на образец переменного электрического поля \mathbf{E} параллельного магнитному, т.е. $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$. В этом случае происходит многократное вхождение электрона, движущегося по круговой траектории, в скин-слой в фазе с высокочастотным электромагнитным полем, и резонансное поглощение им энергии этого поля, но при условии, что период обращения электрона равен или кратен периоду колебаний электрического поля,

Эффект Гантмахера — это явление резонансного возрастания интенсивности УВЧ-излучения, проходящего через тонкую металлическую пластину, размещенную в однородном постоянном магнитном поле, параллельном поверхности этой пластины. Особенностью этого эффекта является то, что он проявляется: 1) если толщина металлической пластины h больше толщины скин-слоя δ_0 , но меньше длины l свободного пробега электронов, т.е. при $\delta_0 < h < l$ и 2) при тех значениях напряженности магнитного поля, при которых один из характерных размеров круговых электронных траекторий внутри металла становится сравнимым с толщиной металлической пластины.

При $\delta_0 < h < l$ электрическое поле воздействует на электроны, находящиеся в пределах скин-слоя у поверхности образца, а магнитное поле обеспечивает перенос электронов на заднюю сторону пластины, вызывая УВЧ-излучение энергии;

Литература

1. Кондратов В.Т. Фундаментальная метрология. Магнитополевая теория измерений с использованием явления переноса энергии и информации сквозь материал или вещество. Часть 1. Философские аспекты теории / В.Т. Кондратов // Вісник Хмельницького національного університету. Технічні науки. — 2018. — № 4. — С. 222–233.
2. Кондратов В.Т. Фундаментальная метрология. Магнитополевая теория измерений с использованием явления переноса энергии и информации сквозь материал или вещество. Часть 2. Атрибуты магнитополевых эффектов / В.Т. Кондратов // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. — 2018. — № 1. — С. 7–14.
3. Кондратов В.Т. Фундаментальная метрология. Магнитополевая теория измерений с использованием явления переноса энергии и информации сквозь материал или вещество. Часть 2.1. Условия проявления магнитополевых эффектов и явлений / В.Т. Кондратов // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. — 2018. — №1. — С. 15–31.
4. Кондратов В.Т. Фундаментальная метрология. Магнитополевая теория измерений с использованием явления переноса энергии и информации сквозь материал или вещество. Часть 3. Явление переноса, используемые фундаментальные законы, условия и проблемы измерений / В.Т. Кондратов // Вісник Хмельницького національного університету. Технічні науки. — 2018. — № 5. — С. 84–100.
5. Кондратов В.Т. Фундаментальная метрология. Магнитополевая теория измерений с использованием явления переноса энергии и информации сквозь материал или вещество. Часть 4. Магнитополевые методы и измерительные преобразователи / В.Т. Кондратов // Вісник Хмельницького національного університету. Технічні науки. — 2018. — № 6. — С. 183–197.
6. Кондратов В.Т. Фундаментальная метрология. Бикльцоилы и кольцоилы — плоские вещественные алгебраические кривые шестого порядка / В.Т. Кондратов // Вісник Хмельницького національного університету. Технічні науки. — 2019. — № 1. — С. 167–183.
7. Экспериментальные методы исследования поверхности Ферми [Электронный ресурс]. — Режим

доступа : <http://nuclphys.sinp.msu.ru/solidst/physmet5.htm>.

8. Measurement of the Fermi energy by the angular correlation of γ -radiation from annihilation of electron-positron pairs. URL: <https://www.ph.tum.de/academics/org/labs/fopra/docs/abstract-86.en.pdf>.

9. Методы изучения структуры и колебаний кристаллической решётки. методы изучения ферми-поверхностей [Электронный ресурс]. – Режим доступа : <http://www.kapitza.ras.ru/~glazkov/students/2017/07-spectra-and-fermi-mar24.pdf>

10. Электроны в магнитном поле (лекция 8) [Электронный ресурс]. – Режим доступа : <http://www.kapitza.ras.ru/~glazkov/teaching/2015-08.pdf>

11. Эффект Шубникова – де Гааза [Электронный ресурс]. – Режим доступа : <https://docplayer.ru/53554927-Effekt-shubnikova-de-gaaza-479.html>.

12. Влияние примеси железа в HgSe на эффект Шубникова – де Гааза [Электронный ресурс]. – Режим доступа : <http://elib.spbstu.ru/dl/2/4178.pdf/download/4178.pdf>.

13. Брандт Н.Б. Эффект Шубникова – де Гааза и его применение для исследования энергетического спектра металлов, полуметаллов и полупроводников [Электронный ресурс] / Брандт Н.Б., Чудинов С.Ж. – Режим доступа : https://ufn.ru/ufn82/ufn82_7/Russian/r827f.pdf.

14. Брилинская Е.С. Магнитные свойства полупроводниковых наноструктур, сильнолегированных бором [Электронный ресурс] : автореферат дисс. работы на соиск. уч. степени к.ф.-м.н. / Брилинская Е.С. – С.-Петербург, 2011. – Режим доступа : <http://elib.spbstu.ru/dl/2276.pdf/download/2276.pdf>.

15. Эффект де Гааза – ван Альфена [Электронный ресурс]. – Режим доступа : https://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%AD%D1%84%D1%84%D0%B5%D0%BA%D1%82_%D0%B4%D0%B5_%D0%A5%D0%B0%D0%B0%D0%B7%D0%B0_%E2%80%94_%D0%B2%D0%B0%D0%BD_%D0%90%D0%BB%D1%8C%D1%84%D0%B5%D0%BD%D0%B0

16. Эффект де Гааза — ван Альфена в наноструктурах фторида кадмия [Электронный ресурс]. – Режим доступа : <http://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/7602>.

17. Энциклопедия по машиностроению XXL [Электронный ресурс]. – Режим доступа : <http://mash-xxl.info/info/188432/>.

18. Пайерлс Р. Сюрпризы в теоретической физике [Электронный ресурс] / Пайерлс Р. – М. : Наука, 1988. – 176 с. – (Серия "Библиотека теоретической физики", вып. 6). – Режим доступа : http://lib.sernam.ru/book_str.php?id=25.

19. Зворыкина Р. А. Некоторые результаты исследования магнитоакустического эффекта в сплавах на основе алюминия [Электронный ресурс]. – Режим доступа : http://www.akzh.ru/pdf/1966_3_306-309.pdf

20. Энциклопедия по машиностроению XXL. – С. 190 [Электронный ресурс]. – Режим доступа : http://mash-xxlinfo/page/060176_241170138188204243103233025233250103131142/

21. Аномальный скин-эффект // Научная библиотека. – С. 428 [Электронный ресурс]. – Режим доступа : http://scask.ru/book_t_phis_10.php?id=102.

22. Скин-эффект [Электронный ресурс]. – Режим доступа : https://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A1%D0%BA%D0%B8%D0%BD-%D1%8D%D1%84%D1%84%D0%B5%D0%BA%D1%82%D0%90%D0%BD%D0%BE%D0%BC%D0%B0%D0%BB%D1%8C%D0%BD%D1%8B%D0%B9_%D1%81%D0%BA%D0%B8%D0%BD-%D1%8D%D1%84%D1%84_%D0%B5%D0%BA%D1%82

23. Циклотронная частота [Электронный ресурс]. – Режим доступа : https://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A6%D0%B8%D0%BA%D0%BB%D0%BE%D1%82%D1%80%D0%BE%D0%BD%D0%BD%D0%B0%D1%8F_%D1%87%D0%B0%D1%81%D1%82%D0%BE%D1%82%D0%B0

24. Циклотронный резонанс [Электронный ресурс]. – Режим доступа : https://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A6%D0%B8%D0%BA%D0%BB%D0%BE%D1%82%D1%80%D0%BE%D0%BD%D0%BD%D1%8B%D0%B9_%D1%80%D0%B5%D0%B7%D0%BE%D0%BD%D0%B0%D0%BD%D1%81

25. Циклотронная масса [Электронный ресурс]. – Режим доступа : https://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A6%D0%B8%D0%BA%D0%BB%D0%BE%D1%82%D1%80%D0%BE%D0%BD%D0%BD%D0%B0%D1%8F_%D0%BC%D0%B0%D1%81%D1%81%D0%B0

26. Циклотронный резонанс в металле [Электронный ресурс]. – Режим доступа : <http://www.kapitza.ras.ru/~glazkov/teaching/2015-08.pdf>.

27. Циклотронный резонанс [Электронный ресурс]. – Режим доступа : http://referatplus.ru/fizika/1_fizika_0316.php

28. Энциклопедия по машиностроению XXL. – С. 751 [Электронный ресурс]. – Режим доступа : http://mash-xxl.info/page/139118_138193090219114073027195194209166100172047/

29. Measuring FS using the de Haas-van Alphen effect. URL: https://phy.ntnu.edu.tw/~changmc/Teach/SS/SSG_note/grad_chap14.pdf.

30. Физическая энциклопедия. Циклотронный резонанс [Электронный ресурс]. – Режим доступа : https://dic.academic.ru/dic.nsf/enc_physics/524/%D0%A6%D0%98%D0%9A%D0%9B%D0%9E%D0%A2%D0%A0%D0%9E%D0%9D%D0%9D%D0%AB%D0%99.

31. Гантмахера эффект. Радиочастотный размерный эффект [Электронный ресурс]. – Режим доступа : <http://www.heuristic.su/effects/catalog/est/byId/description/179/index.html>.

32. Электрон-фононное взаимодействие [Электронный ресурс]. – Режим доступа : http://femto.com.ua/articles/part_2/4715.html.

References

1. Kondratov V.T. Fundamental'naja metrologija. Magnitopolevaja teorija izmerenij s ispol'zovaniem javlenija perenosa jenergii i informacii skvoz' material ili veshhestvo. Chast' 1. Filosofskie aspekty teorii / V.T. Kondratov // Herald of Khmelnytskyi National University. – 2018. – № 4. – S. 222–233.
2. Kondratov V.T. Fundamental'naja metrologija. Magnitopolevaja teorija izmerenij s ispol'zovaniem javlenija perenosa jenergii i informacii skvoz' material ili veshhestvo. Chast' 2. Atributy magnitopolevyh jeffektov / V.T. Kondratov // Vimirjuval'na ta obchisljuval'na tehnika v tehnologichnih procesah. – 2018. – № 1. – S. 7–14.
3. Kondratov V.T. Fundamental'naja metrologija. Magnitopolevaja teorija izmerenij s ispol'zovaniem javlenija perenosa jenergii i informacii skvoz' material ili veshhestvo. Chast' 2.1. Uslovija projavlenija magnitopolevyh jeffektov i javlenij / V.T. Kondratov // Vimirjuval'na ta obchisljuval'na tehnika v tehnologichnih procesah. – 2018. – №1. – S. 15–31.
4. Kondratov V.T. Fundamental'naja metrologija. Magnitopolevaja teorija izmerenij s ispol'zovaniem javlenija perenosa jenergii i informacii skvoz' material ili veshhestvo. Chast' 4. Magnitopolevye metody i izmeritel'nye preobrazovateli / V.T. Kondratov // Herald of Khmelnytskyi National University. – 2018. – № 5. – S. 84–100.
5. Kondratov V.T. Fundamental'naja metrologija. Magnitopolevaja teorija izmerenij s ispol'zovaniem javlenija perenosa jenergii i informacii skvoz' material ili veshhestvo. Chast' 4. Magnitopolevye metody i izmeritel'nye preobrazovateli / V.T. Kondratov // Herald of Khmelnytskyi National University. – 2018. – № 6. – S. 183–197.
6. Kondratov V.T. Fundamental'naja metrologija. Bikl'coily i kol'coily — ploskie veshhestvennye algebraicheskie krivye shestogo porjadka / V.T. Kondratov // Herald of Khmelnytskyi National University. – 2019. – № 1. – S. 167–183.
7. Jeksperimental'nye metody issledovanija poverhnosti Fermi [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : <http://nuclphys.sinp.msu.ru/solidst/physmet5.htm>.
8. Measurement of the Fermi energy by the angular correlation of γ -radiation from annihilation of electron-positron pairs. URL: <https://www.ph.tum.de/academics/org/labs/fopra/docs/abstract-86.en.pdf>.
9. Metody izuchenija struktury i kolebanij kristallicheskoy reshjetki. metody izuchenija fermi-poverhnostej [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : <http://www.kapitza.ras.ru/~glazkov/students/2017/07-spectra-and-fermi-mar24.pdf>
10. Jelektrony v magnitnom pole (lekcija 8) [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : <http://www.kapitza.ras.ru/~glazkov/teaching/2015-08.pdf>
11. Jeffekt Shubnikova – de Gaaza [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : <https://docplayer.ru/53554927-Effekt-shubnikova-de-gaaza-479.html>.
12. Vlijanie primesi zheleza v HgSe na jeffekt Shubnikova – de Gaaza [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : <http://elib.spbstu.ru/dl/2/4178.pdf/download/4178.pdf>.
13. Brandt N.B. Jeffekt Shubnikova – de Gaaza i ego primenenie dlja issledovanija jenergeticheskogo spektra metallov, polumetallov i poluprovodnikov [Jelektronnyj resurs] / Brandt N.B., Chudinov S.Zh. – Rezhim dostupa : https://ufn.ru/ufn82/ufn82_7/Russian/r827f.pdf.
14. Brilinskaja E.S. Magnitnye svojstva poluprovodnikovyh nanostruktur, sil'nolegirovannyh borom [Jelektronnyj resurs] : avtoreferat diss. raboty na soisk. uch. stepeni k.f.m.n. / Brilinskaja E.S. – S.-Peterburg, 2011. – Rezhim dostupa : <http://elib.spbstu.ru/dl/2276.pdf/download/2276.pdf>.
15. Jeffekt de Gaaza – van Al'fena [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : https://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%AD%D1%84%D1%84%D0%B5%D0%BA%D1%82_%D0%B4%D0%B5_%D0%A5%D0%B0%D0%B0%D0%B7%D0%B0_%E2%80%94%D0%B2%D0%B0%D0%BD_%D0%90%D0%BB%D1%8C%D1%84%D0%B5%D0%BD%D0%B0.
16. Jeffekt de Gaaza — van Al'fena v nanostrukturah florida kadmija [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : <http://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/7602>.
17. Jenciklopedija po mashinostroeniju XXL [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : <http://mash-xxl.info/info/188432/>.
18. Pajerls R. Sjurprizy v teoreticheskoy fizike [Jelektronnyj resurs] / Pajerls R. – M. : Nauka, 1988. – 176 s. – (Serija "Biblioteka teoreticheskoy fiziki", vyp. 6). – Rezhim dostupa : http://lib.sernam.ru/book_stp.php?id=25.
19. Zvorykina R. A. Nekotorye rezultaty issledovanija magnitoakusticheskogo jeffekta v splavah na osnove aljuminija [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : http://www.akzh.ru/pdf/1966_3_306-309.pdf
20. Jenciklopedija po mashinostroeniju XXL. – C. 190 [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : <http://mash-xxl.info/page/06017624117013818820424310323302523250103131142/>
21. Anomal'nyj skinjeffekt // Nauchnaja biblioteka. – C. 428 [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : http://scask.ru/book_t_phis10.php?id=102.
22. Skin-jeffekt [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : https://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A1%D0%BA%D0%B8%D0%BD-%D1%8D%D1%84%D1%84%D0%B5%D0%BA%D1%82%D0%90%D0%BD%D0%BE%D0%BC%D0%B0%D0%BB%D1%8C%D0%BD%D1%8B%D0%B9_%D1%81%D0%BA%D0%B8%D0%BD-%D1%8D%D1%84%D1%84%D0%B5%D0%BA%D1%82.
23. Ciklotronnaja chastota [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : https://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A6%D0%B8%D0%BA%D0%BB%D0%BE%D1%82%D1%80%D0%BE%D0%BD%D0%BD%D0%B0%D1%8F_%D1%87%D0%B0%D1%81%D1%82%D0%BE%D1%82%D0%B0.
24. Ciklotronnyj rezonans [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : https://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A6%D0%B8%D0%BA%D0%BB%D0%BE%D1%82%D1%80%D0%BE%D0%BD%D0%BD%D1%8B%D0%B9_%D1%80%D0%B5%D0%B7%D0%BE%D0%BD%D0%B0%D0%BD%D1%81.
25. Ciklotronnaja macsa [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : https://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%A6%D0%B8%D0%BA%D0%BB%D0%BE%D1%82%D1%80%D0%BE%D0%BD%D0%BD%D0%B0%D1%8F_%D0%BC%D0%B0%D1%81%D1%81%D0%B0.
26. Ciklotronnyj rezonans v metalle [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : <http://www.kapitza.ras.ru/~glazkov/teaching/2015-08.pdf>.
27. Ciklotronnyj rezonans [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : http://referatplus.ru/fizika/1_fizika_0316.php
28. Jenciklopedija po mashinostroienu XXL. – C. 751 [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : <http://mash-xxl.info/page/139118138193090219114073027195194209166100172047/>.
29. Measuring FS using the de Haas-van Alphen effect. URL: https://phy.ntnu.edu.tw/~changmc/Teach/SS/SSG_note/grad_chap14.pdf.
30. Fizicheskaja jenciklopedija. Ciklotronnyj rezonans [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : https://dic.academic.ru/dic.nsf/enc_physics/524/%D0%A6%D0%98%D0%9A%D0%9B%D0%9E%D0%A2%D0%A0%D0%9E%D0%9D%D0%9D%D0%AB%D0%99.
31. Gantmahera jeffekt. Radiochastotnyj razmernyj jeffekt [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : <http://www.heuristic.su/effects/catalog/est/byId/description/179/index.html>.
32. Elektron-fononnoe vzaimodejstvie [Jelektronnyj resurs]. – Rezhim dostupa : http://femto.com.ua/articles/part_2/4715.html.

Рецензія/Peer review : 21.1.2019 р.

Надрукована/Printed : 15.2.2019 р.

Рецензент: д.т.н., проф. Троцишин І.В.