

всё время подставлять баркас боком к волне, видимо, для того, чтобы мы почувствовали, что такое моряцкая жизнь. Стерлядь мы, конечно, не ловили, сети бросали с других баркасов, а мы всё время крутились около, под углом $\pi/2$ к ветру. Меня быстро укачивает, и эта игра вскоре страшно надоела. Но Николай Евгеньевич, хотя и не выражал никакого восторга, мужественно испил чашу до дна. Когда причалили к берегу, нам сообщили, что поймали 26 килограммов стерляди, и директор рыболовецкого совхоза пригласил нас всех к себе домой на завтрак. Когда поднимались на большую веранду, где был накрыт стол и стояло несколько глиняных мисок с только что изготовленной чёрной икрой, кто-то из начальства вполголоса спросил сопровождавшего нас инструктора: "Ящики привезли?" Как вскоре выяснилось, подразумевались ящики с водкой. За столом нас посадили раздельно: меня рядом с директором рыбхоза, Николая Евгеньевича — с кем-то из более высокого начальства. Водку пили из гранёных стаканов. Первый тост был за гостей из Москвы. Мы отпили по трети стакана, закусили ложечкой чёрной икры. Тут мой сосед громовым голосом спросил: "Ты что же, Борисыч, с рабочим классом пить брезгуешь? И кто так закусувает?" Взял миску чёрной икры и половину (не менее 0,5 кг) переложил в мою тарелку. Такая же участь постигла и Николая Евгеньевича. Пришлось выпить до конца и закусить несколькими ложками икры. Затем была уха из стерляди, и, не будь такой закуски, мы, наверное, вскоре бы умерли от такого количества выпитой водки. Уже в конце трапезы А.А. спросил Николая Евгеньевича, что мы решили. Ответ прозвучал очень резко: "Ну зачем, Саша, ты всё это делаешь? Ведь ты же прекрасно знаешь, что мы с Колей не уедем из Москвы". У меня бы не хватило мужества так ответить. Спасибо Николаю Евгеньевичу. Снял тяжесть с души. Неудобно пользоваться гостеприимством, когда нечем отблагодарить...

То, чем жил Николай Евгеньевич, перешло к его ученикам. И когда возникают сомнения или просто усталость, память о нём — Учёном, Учителе, Человеке, Неутомимом Труженике — помогает жить и работать.

PACS numbers: 01.65.+g, 71.18.+y, 72.20.Mu
DOI: 10.3367/UFNr.0183.201302i.0213

Гальваномагнитные явления в слоистых проводниках

В.Г. Песчанский

Мне приятно вспомнить годы активного сотрудничества с Николаем Евгеньевичем Алексеевским и сотрудниками его лаборатории, когда был создан надёжный спектроскопический метод изучения топологической структуры электронного энергетического спектра металлов с помощью измерения гальваномагнитных характеристик в сильном магнитном поле.

Теоретический аспект этой проблемы был разработан в Харькове. Анализ гальваномагнитных явлений в металлах с открытой поверхностью Ферми (ПФ) без при-

влечения модельных представлений об электронном энергетическом спектре показал, что наличие плоских сечений изоэнергетической поверхности $\varepsilon(\mathbf{p}) = \text{const}$, проходящих через много ячеек импульсного пространства, существенным образом влияет на зависимость сопротивления от величины сильного магнитного поля.

В отличие от дрейфа свободных электронов, дрейф носителей заряда с открытой траекторией в импульсном пространстве отклонён от направления магнитного поля на угол, зависящий от проекции импульса электрона проводимости $p_H = \mathbf{p}\mathbf{H}/H$ на направление магнитного поля. В результате, сопротивление весьма чувствительно к ориентации магнитного поля относительно кристаллографических осей, и при тех же ориентациях, при которых появляются либо исчезают открытые траектории в импульсном пространстве электронов с энергией $\varepsilon(\mathbf{p})$, равной энергии Ферми ε_F , в угловой зависимости магнетосопротивления возникают особенности [1].

Проведена классификация этих особенностей и, по сути, в работе [1] сформулирована обратная задача изучения топологии ПФ, $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$ — основной характеристики электронного энергетического спектра вырожденных проводников — по измерению анизотропии магнетосопротивления в достаточно сильном магнитном поле, когда радиус кривизны траектории носителей заряда значительно меньше длины их свободного пробега. На примере открытой ПФ в виде гофрированного цилиндра показано, что даже в весьма сильном магнитном поле может оказаться невозможным полный оборот электрона проводимости по сильновытянутой замкнутой орбите без столкновений.

В результате, магнетосопротивление как функция угла между вектором магнитного поля и одной из кристаллографических осей имеет острый максимум в области углов θ , близких к $\pi/2$, с шириной, обратно пропорциональной величине магнитного поля.

При $\theta = \pi/2$ веер всевозможных направлений дрейфа электронов заполняет всю плоскость xu и сопротивление току вдоль оси z квадратично возрастает с увеличением сильного магнитного поля. При отклонении вектора магнитного поля от оси y на небольшой угол Δ , равный отношению периода движения электрона по замкнутой орбите T к времени его свободного пробега τ , сопротивление практически не зависит от величины магнитного поля. Ввиду очень большой остроты максимума в сильном магнитном поле любое усреднение по углам в интервале, включающем в себя $\theta = \pi/2$, приводит к линейному возрастанию с увеличением поля сопротивления поликристаллического проводника с ПФ в виде гофрированного цилиндра (см. рисунок) и даже монокристаллического образца с небольшой мозаичностью. В результате была объяснена линейная зависимость сопротивления от магнитного поля большого числа металлов, обнаруженная Капицей [2].

В том же 1958 году Алексеевский и Гайдуков, исследуя магнетосопротивление монокристалла из достаточно чистого золота, показали, что усреднённое значение сопротивления по четырём различным ориентациям магнитного поля линейно возрастает с увеличением поля [3].

С тех пор началось моё сотрудничество с Николаем Евгеньевичем и сотрудниками его лаборатории. Я был посвящён в "кухню" экспериментальных исследований, поскольку занимался теоретической интерпретацией экс-

В.Г. Песчанский. Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина Национальной академии наук Украины, Харьков, Украина. E-mail: vpeschansky@ilt.kharkov.ua

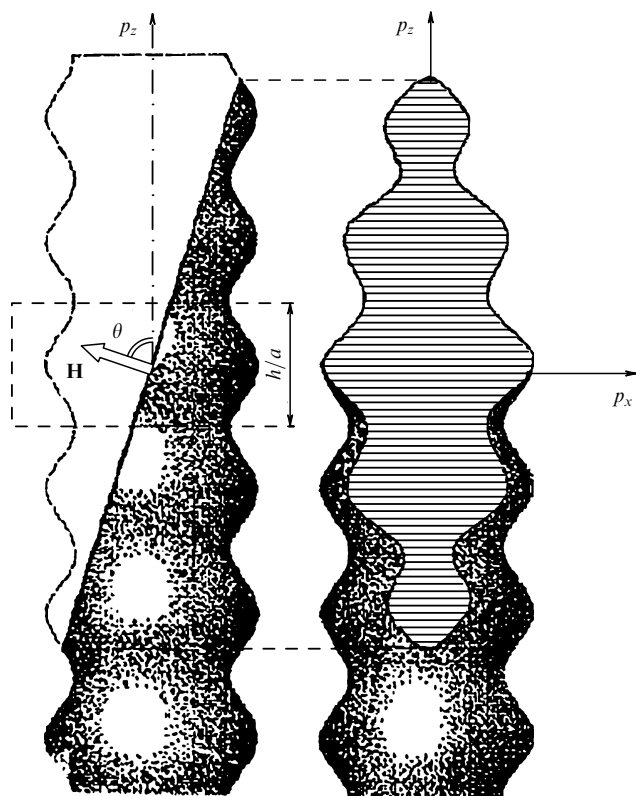


Рисунок. Поверхность Ферми в виде гофрированного цилиндра и траектории электронов проводимости в проекциях $p_y - p_z$ и $p_x - p_z$.

периментальных результатов и мне приходилось примерно один раз в два месяца приезжать в Москву.

Различное возрастание сопротивления с увеличением магнитного поля при разных кристаллографических ориентациях вектора магнитного поля наблюдали ещё в 1930-х – начале 1940-х годов Юсти и Шеферс [4] в меди, Лазарев, Нахимович и Парфёнова [5] в цинке, Юсти [6] в золоте. При вращении магнитного поля в плоскости, ортогональной плотности тока \mathbf{j} , в максимуме такой "розетки" сопротивление возрастало с увеличением магнитного поля значительно сильнее, чем в минимумах. Это обстоятельство казалось загадочным, поскольку противоречило описанию электронного транспорта на основе представления энергетического спектра носителей заряда в металлах в виде квадратичной зависимости их энергии от импульса, а также предположения о том, что периодический потенциал ионов воздействует лишь на величину эффективной массы электронов проводимости m^* . В отсутствие магнитного поля такое представление об энергетическом спектре электронов проводимости не приводило к противоречию между экспериментом и теорией и являлось вполне приемлемым вплоть до 1950-х годов. В то же время в прекрасной книге по электронной теории металлов Арнольда Зоммерфельда и Ганса Бете [7] были приведены рассчитанные изоэнергетические поверхности для электронов в металлах с гранецентрированной кубической симметрией во всей зоне проводимости. Значительная часть таких поверхностей являлись открытыми, однако этому обстоятельству не было уделено должного внимания.

Алексеевский был блестящим экспериментатором, фанатически увлечённым физикой. Начало его творческого пути связано с лабораторией низких температур

Л.В. Шубникова в Украинском физико-техническом институте в Харькове, где он открыл около десяти новых сверхпроводящих сплавов и исследовал влияние магнитного поля тока на их сверхпроводящее состояние. Будучи руководителем лаборатории, Николай Евгеньевич любил сам заниматься технической подготовкой эксперимента и проводить измерения. Обычно в первой половине дня он носился по лаборатории в рабочем халате. Затем он исчезал, поскольку у него хватало энергии преподавать в Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова и заведовать кафедрой общей физики в Московском физико-техническом институте. Н.Е. Алексеевский мог вновь появиться в лаборатории за полчаса до официального окончания рабочего времени и щедро раздавать объёмные задания сотрудникам. Он обладал поразительной работоспособностью и требовал того же от своих учеников, поэтому задержаться в лаборатории после окончания рабочего дня он считал вполне нормальным и даже необходимым. Однако относился он к своим сотрудникам с заботой и вниманием.

За сравнительно короткое время благодаря исследованиям анизотропии магнетосопротивления большого числа металлов в лаборатории Алексеевского и теоретическим работам [1, 8, 9] была определена топология ПФ золота [3, 10, 12], олова [9], меди и галлия [11], магния [13], свинца [14], серебра и цинка [15], таллия [16], рения [17], ванадия и вольфрама [18], палладия [19], осмия [20], индия [21], титана и хрома [22], ниобия [23], платины [24], бериллия [25].

О структуре ПФ вскоре стало известно из обзорных статей и монографий; например, в монографии Крекнела и Вонга [26] достаточно полно приведены результаты изучения ПФ металлов. Оказалось, что почти у всех металлов, кроме щелочных и полуметаллов типа висмута, ПФ открыты и достаточно сложны. Тем не менее их можно сконструировать с помощью простых топологических элементов в виде гофрированных цилиндров и гофрированных плоскостей. Согласно результатам исследования в лаборатории Алексеевского, ПФ благородных металлов представляет собой пространственную сетку из гофрированных цилиндров, а ПФ олова состоит из гофрированных плоскостей, попарно соединённых перемычками.

Сопротивление поликристаллического проводника типа золота, усреднённое по различным ориентациям кристаллитов Стаховяком [27], увеличивалось с возрастанием сильного магнитного поля пропорционально $H^{4/3}$. Этот результат позднее был получен московскими теоретиками Дыхне и Дрейзиным [28] более изящным и строгим методом. Таким образом, квадратичная зависимость от H сопротивления поликристаллических образцов металлов с открытой ПФ при возрастании магнитного поля сменяется зависимостью с более медленным возрастанием, близким к линейному, что и наблюдал Капица.

За последние 25 лет значительно возрос интерес к гальваномагнитным явлениям в достаточно сложных комплексах переноса заряда, обладающих металлическим типом проводимости, в частности слоистых проводниках с квазидвумерным электронным энергетическим спектром. Этот интерес был стимулирован обнаружением в одной из модификаций органического проводника β -(BEDT-TTF) $_2$ IBr $_2$, обладающей слоистой

структурой, весьма яркого проявления эффекта Шубникова – де Гааза в области магнитных полей до 14 Тл [29, 30]. Весьма необычной в таких сильных полях оказалась зависимость магнетосопротивления поперёк слоёв от ориентации магнитного поля [30]. В зависимости магнетосопротивления от угла θ между вектором \mathbf{H} и нормалью к слоям \mathbf{n} наблюдались достаточно острые максимумы, положение которых периодически повторялось как функция $\tan \theta$ во всей области углов, кроме небольшой окрестности вблизи $\theta = \pi/2$.

В слоистых проводниках замкнутые изоэнергетические поверхности в импульсном пространстве возможны лишь вблизи нижнего и верхнего краёв зоны проводимости, а все остальные изоэнергетические поверхности, включая ПФ, открыты. Это связано с тем, что энергия носителей заряда

$$\varepsilon(p) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n(p_x, p_y) \cos \left(\frac{anp_z}{\hbar} + \alpha_n(p_x, p_y) \right), \quad (1)$$

$$\varepsilon_n(-p_x, -p_y) = \varepsilon_n(p_x, p_y), \quad \alpha_n(-p_x, -p_y) = -\alpha_n(p_x, p_y),$$

где расстояние между слоями a слабо зависит от проекции импульса $p_z = \mathbf{p}\mathbf{n}$ на нормаль к слоям \mathbf{n} , что обеспечивает резкую анизотропию их электропроводности: поперёк слоёв электропроводность на несколько порядков меньше, чем вдоль них. Скорость движения носителей заряда вдоль нормали к слоям

$$v_z = - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{an}{\hbar} \varepsilon_n(p_x, p_y) \sin \left(\frac{anp_z}{\hbar} + \alpha_n(p_x, p_y) \right) \ll \eta v_F \quad (2)$$

значительно меньше характерной фермиевской скорости электронов вдоль слоёв v_F ; здесь параметр квазидвумерности проводника η — отношение максимального значения v_z на ПФ к v_F .

Поверхность Ферми слоистых проводников является слабо гофрированной вдоль оси p_z , она может быть многолистной и состоять из топологически различных элементов в виде слабогофрированных цилиндров и слабогофрированных плоскостей в импульсном пространстве. Обнаружение квантовых осцилляций Шубникова – де Гааза практически во всех ныне синтезированных слоистых органических проводниках свидетельствует о том, что хотя бы один лист ПФ в таких проводниках представляет собой цилиндр, поперечное сечение которого помещается в элементарной ячейке импульсного пространства. В случае периодического движения заряда в магнитном поле с периодом T_H компоненты тензора электропроводности, связывающие плотность тока с электрическим полем \mathbf{E} , имеют вид

$$\sigma_{ij} = - \frac{2e^2 H}{c(2\pi\hbar)^3} \int d\varepsilon \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \int dp_H \int_0^{T_H} dt v_i(t) \times \int_{-\infty}^t dt' v_j(t') \exp \frac{t' - t}{\tau}, \quad (3)$$

где e — заряд, $f_0(\varepsilon)$ — равновесная фермиевская функция распределения электронов проводимости, t — время движения заряда в магнитном поле.

В основном приближении по малому параметру η сопротивление току поперёк слоёв равно обратной величине σ_{zz} . В магнитном поле $\mathbf{H} = (0, H \sin \theta, H \cos \theta)$

асимптота компоненты σ_{zz} при $\eta \ll 1$ имеет вид

$$\sigma_{zz} = \sum_0^{\infty} \int_0^T dt \int_{-\infty}^t dt' \left(\frac{an}{\hbar} \right)^2 \varepsilon_n(t) \varepsilon_n(t') \exp \left(\frac{t' - t}{\tau} \right) \times \times \frac{e^3 H \cos \theta}{ac(2\pi\hbar)^2} \cos \left[\frac{an}{\hbar} (p_y(t) - p_y(t')) \tan \theta \right], \quad (4)$$

где все подынтегральные функции зависят лишь от t и t' . В достаточно сильном магнитном поле, где за время свободного пробега электрон успевает совершить много оборотов, т.е. $\gamma = T/\tau \ll 1$, компонента тензора электропроводности σ_{zz} с учётом малых поправок по параметрам $\gamma \ll 1$ и $\eta \ll 1$ принимает следующий вид:

$$\sigma_{zz} = \frac{ae^2 m^* \tau \cos \theta}{2\pi\hbar^4} \sum_n n^2 I_n^2(\theta) + \eta^2 \sigma_0 (\eta^2 \varphi_1 + \gamma^2 \varphi_2), \quad (5)$$

$$I_n(\theta) = T^{-1} \int_0^T dt \varepsilon_n(t) \cos \left(p_y(t) an \frac{\tan \theta}{\hbar} \right), \quad (6)$$

где σ_0 — электропроводность вдоль слоёв в отсутствие магнитного поля, функции φ_1 и φ_2 порядка единицы.

Функции $I_n(\theta)$ имеют множество нулей, которые при $\tan \theta \gg 1$ периодически повторяются с периодом $\Delta(\tan \theta) = 2\pi\hbar/naD_p$, где D_p — диаметр поперечного сечения ПФ вдоль оси p_y [31]. В результате исследование угловых осцилляций магнетосопротивления при различных ориентациях магнитного поля позволяет полностью восстановить форму слабогофрированного цилиндра. В случае многолистной ПФ вклад в осцилляционную зависимость сопротивления вносят также носители заряда на плоском листе ПФ, а по периодам этих осцилляций можно определить величину его гофрировки [32].

При $\theta = \pi/2$ основной вклад в компоненту тензора электропроводности σ_{zz} вносит небольшая доля электронов проводимости с орбитами вблизи самопересекающегося сечения ПФ $p_H = p_c$. Эти носители заряда медленно движутся вдоль оси z с периодом $T(p_H)$, сравнимым с временем их свободного пробега τ или большим его при сколь угодно большой величине магнитного поля. Малая скорость $v_x = \partial \varepsilon / \partial p_x$ на электронных орбитах с $p_H = p_y$, близким к p_c , соответствует слабой зависимости ε от p_x , и мы вправе в этом случае при вычислении периода движения электрона $T(p_H)$ воспользоваться разложением энергии в степенной ряд по малым p_x . Опуская старшие гармоники в формуле (1), получим

$$\varepsilon = \varepsilon_0(0, p_y) + \frac{p_x^2}{2m_1} + \varepsilon_1(0, p_y) \cos \frac{ap_z}{\hbar}. \quad (7)$$

Воспользовавшись соотношением (7), легко вычислить период движения электрона по орбитам, близким к самопересекающимся,

$$T(p_y) = \eta^{-1/2} T(0) \int_0^{\pi} d\alpha (\xi^2 + \sin^2 \alpha)^{-1/2}, \quad (8)$$

где

$$\xi^2 = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0(0, p_y) - \varepsilon_1(0, p_y)}{2\varepsilon_1(0, p_y)}. \quad (9)$$

При приближении к самопересекающейся орбите ξ становится сколь угодно малой величиной и интеграл в формуле (8) расходится как $\ln(1/\xi)$. В квазидвумерном проводнике условие $T > \tau$ выполнимо в более широкой

области электронных орбит, чем в обычных металлах, поскольку период движения электронов вблизи самопересекающейся орбиты даже при $\xi \sim 1$ обратно пропорционален малому параметру $\eta^{1/2}$.

При $\eta^{1/2} \leq \gamma_0 = T(0)/\tau \ll 1$ электропроводность поперёк слоёв

$$\sigma_{zz} = \eta^2 \sigma_0 \gamma_0 \quad (10)$$

с возрастанием магнитного поля убывает пропорционально $1/H$. В предельно сильном магнитном поле, когда $\gamma_0 \ll \eta$, уменьшается доля электронов, для которых $T > \tau$, и с увеличением H линейное возрастание сопротивления монокристаллического образца сменяется квадратичным. При этом вклад в σ_{zz} небольшой доли носителей заряда на открытых сечениях ПФ вблизи самопересекающейся орбиты,

$$\sigma_{zz} = \eta^{3/2} \sigma_0 \gamma_0^2, \quad (11)$$

всё же превышает вклад в σ_{zz} всех остальных электронов проводимости [33, 34]. Формулы (10), (11) справедливы и при небольшом отклонении магнитного поля от поверхности слоёв, когда $\eta \tan \theta \gg 1$ и имеются самопересекающиеся сечения гофрированного цилиндра. При $\eta \tan \theta \leq 1$ магнетосопротивление уже не монотонно зависит от угла θ [35], и при $1 \ll \tan \theta \ll 1/\eta$ происходит переход к строго осцилляционной зависимости.

В некоторых соединениях на основе тетрагидрофулена возможен магнитный пробой между листами ПФ (см., например, [36]). В этом случае движение носителей заряда является сложным и запутанным. Если вероятность магнитного пробоя w мала, а именно $w < T/\tau$, т.е. за время свободного пробега электрон может совершить лишь один переход с одного листа ПФ на другой, то возможность восстановления формы слабогофрированного цилиндра, а также определение гофрировки плоского листа ПФ остаются такими же, как и при $w = 0$. Однако при $w \gg T/\tau$ вклад в электропроводность носителей заряда, совершающих хаотическое движение, асимптотически оказывается таким же, как и в случае, когда электрон неизбежно меняет лист ПФ при появлении такой возможности. При этом возникают комбинированные частоты угловых осцилляций сопротивления.

Автор выражает признательность А.Ф. Андрееву, Ю.В. Копаеву и Е.Г. Николаеву за приглашение принять участие в сессии Отделения физических наук РАН, посвящённой 100-летию со дня рождения Н.Е. Алексеевского.

Список литературы

1. Лифшиц И М, Песчанский В Г *ЖЭТФ* **35** 1251 (1958) [Lifshitz I M, Peschanskii V G *Sov. Phys. JETP* **8** 875 (1959)]
2. Kapitza P *Proc. R. Soc. Lond. A* **119** 358 (1928)
3. Алексеевский Н Е, Гайдуков Ю П *ЖЭТФ* **35** 554 (1958) [Alekseevskii N E, Gaidukov Yu P *Sov. Phys. JETP* **8** 383 (1959)]
4. Justi E, Scheffers H *Phys. Z.* **37** 383 (1936); *Phys. Z.* **37** 475 (1936)
5. Лазарев Б Г, Нахимович Н М, Парфенова Е А *ЖЭТФ* **9** 1169 (1939)
6. Justi E *Phys. Z.* **41** 503 (1940)
7. Sommerfeld A, Bethe H *Elektronentheorie der Metalle* (Berlin: Springer, 1933)
8. Лифшиц И М, Песчанский В Г *ЖЭТФ* **38** 188 (1960) [Lifshitz I M, Peschanskii V G *Sov. Phys. JETP* **11** 137 (1960)]
9. Алексеевский Н Е, Гайдуков Ю П, Лифшиц И М, Песчанский В Г *ЖЭТФ* **39** 1201 (1960) [Alekseevskii N E, Gaidukov Yu P, Lifshitz I M, Peschanskii V G *Sov. Phys. JETP* **12** 837 (1961)]
10. Алексеевский Н Е, Гайдуков Ю П *ЖЭТФ* **36** 447 (1959) [Alekseevskii N E, Gaidukov Yu P *Sov. Phys. JETP* **9** 311 (1959)]
11. Алексеевский Н Е, Гайдуков Ю П *ЖЭТФ* **37** 672 (1959) [Alekseevskii N E, Gaidukov Yu P *Sov. Phys. JETP* **10** 481 (1960)]
12. Гайдуков Ю П *ЖЭТФ* **37** 1281 (1959) [Gaidukov Yu P *Sov. Phys. JETP* **10** 913 (1960)]
13. Алексеевский Н Е, Гайдуков Ю П *ЖЭТФ* **38** 1720 (1960) [Alekseevskii N E, Gaidukov Yu P *Sov. Phys. JETP* **11** 1242 (1960)]
14. Алексеевский Н Е, Гайдуков Ю П *ЖЭТФ* **41** 354 (1961) [Alekseevskii N E, Gaidukov Yu P *Sov. Phys. JETP* **14** 256 (1961)]
15. Алексеевский Н Е, Гайдуков Ю П *ЖЭТФ* **42** 69 (1962) [Alekseevskii N E, Gaidukov Yu P *Sov. Phys. JETP* **15** 49 (1962)]
16. Алексеевский Н Е, Гайдуков Ю П *ЖЭТФ* **43** 2094 (1962) [Alekseevskii N E, Gaidukov Yu P *Sov. Phys. JETP* **16** 1481 (1962)]
17. Алексеевский Н Е, Егоров В С, Казак Б Н *ЖЭТФ* **44** 1116 (1963) [Alekseevskii N E, Egorov V S, Kazak B N *Sov. Phys. JETP* **17** 752 (1963)]
18. Алексеевский Н Е, Егоров В С *ЖЭТФ* **46** 1205 (1964) [Alekseevskii N E, Egorov V S *Sov. Phys. JETP* **19** 815 (1964)]
19. Алексеевский Н Е, Карстенс Г Э, Можаяев В В *ЖЭТФ* **50** 1202 (1966) [Alekseevskii N E, Karstens G E, Mozhaev V V *Sov. Phys. JETP* **23** 798 (1966)]
20. Алексеевский Н Е, Михайлов Н Н *ЖЭТФ* **46** 1979 (1964) [Alekseevskii N E, Mikhailov N N *Sov. Phys. JETP* **19** 1333 (1964)]
21. Гайдуков Ю П *ЖЭТФ* **49** 1049 (1965) [Gaidukov Yu P *Sov. Phys. JETP* **22** 730 (1966)]
22. Алексеевский Н Е, Егоров В С *Письма в ЖЭТФ* **1** (5) 31 (1965) [Alekseevskii N E, Egorov V S *JETP Lett.* **1** 141 (1965)]
23. Алексеевский Н Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **6** 637 (1967) [Alekseevskii N E et al. *JETP Lett.* **6** 132 (1967)]
24. Алексеевский Н Е, Карстенс Г Э, Можаяев В В, в сб. *Труды X Межд. конф. по физике низких температур* Т. 3 (М.: ВИНТИ, 1967) с. 169
25. Алексеевский Н Е, Егоров В С *ЖЭТФ* **55** 1153 (1968) [Alekseevskii N E, Egorov V S *Sov. Phys. JETP* **28** 601 (1969)]
26. Cracknell A P, Wong K C *The Fermi Surface. Its Concept, Determination, and Use in the Physics of Metals* (Oxford: Clarendon Press, 1973)
27. Stachowiak H *Acta Phys. Polonica* **26** 217 (1964)
28. Дрейзин Ю А, Дыхне А М *Письма в ЖЭТФ* **14** 101 (1971) [Dreizin Yu A, Dykhne A M *JETP Lett.* **14** 66 (1971)]
29. Карповник М В и др. *Письма в ЖЭТФ* **47** 302 (1988) [Kartsovnik M V et al. *JETP Lett.* **47** 363 (1988)]
30. Карповник М В и др. *Письма в ЖЭТФ* **48** 498 (1988) [Kartsovnik M V et al. *JETP Lett.* **48** 541 (1988)]
31. Peschansky V G, Roldan Lopez J A, Yao T G *J. Phys. I France* **1** 1469 (1991)
32. Кириченко О В, Песчанский В Г *ФНТ* **37** 925 (2011) [Kirichenko O V, Peschansky V G *Low Temp. Phys.* **37** 734 (2011)]
33. Песчанский В Г *ФНТ* **23** 47 (1997) [Peschansky V G *Low Temp. Phys.* **23** 35 (1997)]
34. Peschansky V G *Phys. Rep.* **288** 305 (1997)
35. Карповник М В, Песчанский В Г *ФНТ* **31** 249 (2005) [Kartsovnik M V, Peschansky V G *Low Temp. Phys.* **31** 185 (2005)]
36. Andres D et al. *ФНТ* **37** 959 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37** 762 (2011)]

PACS numbers: **01.60. + q**, **01.65. + g**, **74.25. - q**
DOI: 10.3367/UFNr.0183.201302j.0216

У истоков технической сверхпроводимости

Е.П. Краснощёров

Сверхпроводящие магнитные системы широко применяются в научном приборостроении, технике и медицинской диагностике. Ни одно серьёзное медицинское обследование не обходится без магниторезонансной томографии, в которой величина поля определяет разрешение прибора. Материалом для получения сильных полей являются сверхпроводники 2-го рода, главным образом сплавы и интерметаллические соединения. Первые сверх-

Е.П. Краснощёров. Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Институт сверхпроводимости и физики твёрдого тела, Москва, РФ. E-mail: kep@issph.kiae.ru