

Как и в задаче об одном электроны в решетке с центром инверсии¹⁾, учет спина электронов проводимости приводит к расщеплению уровней в магнитном поле на две компоненты:

$$\varepsilon_{n\sigma}(k_z) = \varepsilon_n(k_z) + \sigma\beta\xi(k_z)B, \quad \sigma = \pm 1. \quad (62,9)$$

Величина $\xi(k_z)$ представляет собой результат усреднения некоторой функции $\xi(\mathbf{k})$ по квазиклассической траектории. При этом, с достаточной точностью, все траектории можно считать лежащими на самой ферми-поверхности, так что результат усреднения зависит только от k_z . Подчеркнем, что для электронной ферми-жидкости отличие величины $\xi(k_z)$ от единицы (ее значения для свободных электронов) связано не только со спин-орбитальным взаимодействием, но и с обменным взаимодействием электронов друг с другом.

§ 63. Эффект де Гааза — ван Альфена

Магнитная восприимчивость металла в слабых магнитных полях ($\beta B \ll T$, β — магнетон Бора, B — магнитная индукция) не может быть вычислена в общем виде. Дело в том, что в рамках теории ферми-жидкости можно рассматривать только парамагнитную (спиновую) часть восприимчивости: эта часть определяется электронами проводимости вблизи ферми-поверхности, поскольку спины электронов в глубине распределения взаимно скомпенсированы. В диамагнитную же (орбитальную) часть восприимчивости вносят вклад все электроны, в том числе из глубины распределения, где понятие квазичастиц в теории ферми-жидкости уже теряет смысл. Между тем обе части восприимчивости, вообще говоря, одного порядка величины, а реальный физический смысл имеет только их сумма.

Обратимся к «сильным» полям, когда

$$T \ll \beta B \ll \mu, \quad (63,1)$$

т. е. интервалы между уровнями Ландау сравнимы с температурой, но все еще малы по сравнению с химическим потенциалом. В этом случае пара- и диамагнитная части намагнитченности вообще не могут быть разделены, но здесь ситуация меняется в том отношении, что в намагнитченности металла появляется осцилляционная зависимость от напряженности поля (*эффект де Гааза — ван Альфена*)²⁾. Монотонная часть намагнитченности и здесь зависит от всех электронов в металле и не может быть вычислена в рамках теории ферми-жидкости. Осцил-

¹⁾ Фактически кристаллические решетки всех металлов обладают центром инверсии.

²⁾ Ср. V § 60, где этот эффект рассматривался для идеального электронного газа.

лирующая же часть намагниченности определяется, как мы увидим, лишь электронами проводимости в окрестности ферми-поверхности и может быть рассмотрена в общем виде (И. М. Лифшиц, А. М. Косевич, 1955). Именно эта часть и будет интересовать нас здесь.

Осцилляционная зависимость намагниченности от поля является следствием квантования уровней энергии орбитального движения электронов. Но квантованию подвергаются только состояния, отвечающие движению электронов по замкнутым (в k -пространстве) траекториям. Поэтому вклад в осцилляционную часть термодинамических величин возникает только от электронов проводимости на замкнутых сечениях изоэнергетических поверхностей плоскостями, перпендикулярными заданному направлению поля. Мы будем считать, что на этих сечениях выполняется условие квазиклассичности, т. е. что определяемые равенством (62,8) числа n велики:

$$\hbar c S / |e| B \gg 1. \quad (63,2)$$

Для типичных ферми-поверхностей в металлах линейные размеры сечений $\sim 1/a$, так что $S \sim a^{-2}$, и тогда условие (63,2) заведомо выполняется (ср. примечание на стр. 279).

Квазиклассические уровни даются (с учетом спина) выражением (62,9), где $\epsilon_n(k_z)$ — решения уравнения (62,8); каждому уровню отвечает число состояний, даваемое формулой (58,10). Поэтому статистическая сумма, определяющая термодинамический потенциал Ω (функция μ , T и объема V системы), имеет вид

$$\Omega = -T \frac{|e| BV}{4\pi^2 \hbar c} \sum_n \int_{s, \sigma} \ln \left\{ 1 + \exp \frac{\mu - \epsilon_{n\sigma}^{(s)}(k_z)}{T} \right\} dk_z. \quad (63,3)$$

Индекс s нумерует отдельные листы изоэнергетической поверхности; этот индекс и знак суммирования по нему ниже для краткости опускаем. Интегрирование по dk_z производится по такому интервалу, чтобы в него были включены все различные (т. е. за исключением их периодических повторений) сечения всех листов изоэнергетических поверхностей.

Прежде всего выделим из Ω осциллирующую с полем часть (обозначим ее $\tilde{\Omega}$), преобразовав сумму (63,3) с помощью формулы Пуассона¹⁾:

$$\frac{1}{2} F(0) + \sum_{n=1}^{\infty} F(n) = \int_0^{\infty} F(x) dx + 2 \operatorname{Re} \sum_{l=1}^{\infty} \int_0^{\infty} F(x) e^{2\pi i l x} dx. \quad (63,4)$$

¹⁾ См. V § 60. Тот факт, что в (63,4) член суммы $F(0)$ стоит с коэффициентом $1/2$, неважен, так как в сумме (63,3) все равно существенны лишь члены с большими n .

Первый член этой формулы, примененной к (63,3), дает неосциллирующий вклад в $\bar{\Omega}$; опустив его, пишем

$$\bar{\Omega} = -\frac{|e|BVT}{4\pi^2c\hbar} 2 \operatorname{Re} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{\sigma=\pm 1} \bar{I}_{l\sigma}, \quad (63,5)$$

где $\bar{I}_{l\sigma}$ — осциллирующая часть интеграла

$$I_{l\sigma} = \int_0^{\infty} dn \int \ln \left\{ 1 + \exp \frac{\mu_{\sigma} - \varepsilon_n(k_z)}{T} \right\} e^{2\pi i l n} dk_z \quad (63,6)$$

и введено также обозначение $\mu_{\sigma} = \mu - \sigma \beta \xi B$.

Для дальнейшего преобразования введем функцию

$$n(\varepsilon, k_z) = \frac{c\hbar S(\varepsilon, k_z)}{2\pi |e| B} - \frac{1}{2} \quad (63,7)$$

(ср. (62,8)) и перейдем от интегрирования по dn в (63,6) к интегрированию по $d\varepsilon$:

$$I_l = \int_0^{\infty} \int \ln \left\{ 1 + \exp \frac{\mu_{\sigma} - \varepsilon}{T} \right\} e^{2\pi i l n} \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} dk_z d\varepsilon; \quad (63,8)$$

выбор нижнего предела интегрирования по $d\varepsilon$ (условно положенного равным нулю) безразличен, так как в интеграле все равно будет существенна лишь окрестность значения $\varepsilon = \mu_{\sigma}$.

Поскольку функция $n(\varepsilon, k_z)$ велика, экспоненциальный множитель в подынтегральном выражении в (63,8) — быстро осциллирующая функция k_z . Эти осцилляции погашают интеграл по dk_z , и потому основной вклад в него возникает от тех областей переменной k_z , в которых функция $n(\varepsilon, k_z)$ меняется наиболее медленно (так что и осцилляции наиболее медленны). Другими словами, основной вклад в интеграл дают области вблизи точек экстремумов n как функции от k_z (при каждом заданном ε). Пусть $k_{z\text{ex}}(\varepsilon)$ — одна из таких точек; вблизи нее вычисляем интеграл методом перевала: в показателе экспоненты пишем

$$n(\varepsilon, k_z) \approx n_{\text{ex}}(\varepsilon) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 n}{\partial k_z^2} \right)_{\text{ex}} (k_z - k_{z\text{ex}})^2, \quad n_{\text{ex}}(\varepsilon) = n(\varepsilon, k_{z\text{ex}}(\varepsilon)),$$

а в неэкспоненциальных множителях берем их значение при $k_z = k_{z\text{ex}}$. В результате найдем, что каждая из экстремальных точек дает в интеграл вклад

$$\int_0^{\infty} \ln \left\{ 1 + \exp \frac{\mu_{\sigma} - \varepsilon}{T} \right\} \frac{dn_{\text{ex}}}{d\varepsilon} \frac{1}{\sqrt{|l|}} \left| \frac{\partial^2 n}{\partial k_z^2} \right|_{\text{ex}}^{-1/2} \exp \left\{ 2i l n_{\text{ex}} \pm \frac{i\pi}{4} \right\} d\varepsilon,$$

замена $\partial n(\epsilon, k_z)/\partial \epsilon$ на $dn_{\text{ex}}/d\epsilon$ допустима, поскольку в точке экстремума $\partial n/\partial k_z = 0$. Знаки $+$ или $-$ в показателе экспоненты относятся соответственно к случаям, когда $k_{z\text{ex}}$ является точкой минимума или максимума функции $n(\epsilon, k_z)$ ¹⁾. Преобразуем это выражение интегрированием по частям, написав

$$\frac{dn_{\text{ex}}}{d\epsilon} \exp(2\pi i l n_{\text{ex}}) d\epsilon = \frac{1}{2\pi i l} d \exp(2\pi i l n_{\text{ex}}(\epsilon))$$

и учитывая, что медленно меняющуюся функцию $|\partial^2 n/\partial k_z^2|_{\text{ex}}$ можно не дифференцировать. Проинтегрированный член не приводит к осцилляционной зависимости от поля; опустив его, имеем

$$\bar{I}_{\text{л}} = \sum_{\text{ex}} \frac{e^{\pm i\pi/4}}{2\pi i \Gamma l^{3/2}} \int_0^{\infty} \frac{\exp(2\pi i l n_{\text{ex}}) d\epsilon}{\left[1 + \exp\left(\frac{\epsilon - \mu_{\sigma}}{T}\right)\right] |\partial^2 n/\partial k_z^2|_{\text{ex}}^{1/2}}, \quad (63,9)$$

где суммирование производится по всем экстремальным точкам (смысл которых будет еще обсужден ниже).

Множитель $\exp(2\pi i l n_{\text{ex}})$ в числителе подынтегрального выражения — быстро осциллирующая функция ϵ . Эти осцилляции погашают интеграл по $d\epsilon$ везде, за исключением области $\epsilon - \mu_{\sigma} \sim T$, в которой быстро меняется знаменатель. Сама же функция $n_{\text{ex}}(\epsilon)$ в этой области меняется плавно и потому может быть представлена в виде

$$n_{\text{ex}}(\epsilon) \approx n_{\text{ex}}(\mu_{\sigma}) + n'_{\text{ex}}(\mu_{\sigma})(\epsilon - \mu_{\sigma});$$

множитель же $|\partial^2 n/\partial k_z^2|_{\text{ex}}^{-1/2}$ просто заменяется его значением при $\epsilon = \mu_{\sigma}$. После этого, перейдя от интегрирования по ϵ к интегрированию по $x = (\epsilon - \mu_{\sigma})/T$ и заменив нижний предел $-\mu_{\sigma}/T$ на $-\infty$ (поскольку $\mu/T \gg 1$), получим²⁾

$$\bar{I}_{\text{л}} = - \sum_{\text{ex}} \frac{\exp[2\pi i l n_{\text{ex}}(\mu_{\sigma}) \pm i\pi/4]}{2l^{3/2} |\partial^2 n/\partial k_z^2|_{\text{ex}, \mu_{\sigma}}^{1/2}} \text{sh}^{-1}[2\pi^2 l T n'_{\text{ex}}(\mu_{\sigma})].$$

1) Перевальный интеграл вида $\int e^{iaz^2} dz$ вычисляется путем замены $z = ue^{i\pi/4}$ или $z = ue^{-i\pi/4}$ при $a > 0$ или $a < 0$, после чего интегрирование по u распространяется от $-\infty$ до ∞ .

2) Использовано значение интеграла

$$I \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{iaz}}{e^z + 1} dz = -\frac{i\pi}{\text{sh} \pi a}.$$

Эту формулу можно получить, рассмотрев интеграл по замкнутому контуру в плоскости комплексного z , составленному из вещественной оси, прямой $\text{Im} z = 2\pi$ и двух бесконечно удаленных «боковых» отрезков (для обеспечения сходимости на последних вещественный параметр a заменяем на $a - i0$). Интеграл по этому контуру определяется вычетом в полюсе $z = i\pi$, откуда находим $I - e^{-2\pi a} I = -2\pi i e^{-\pi a}$.

При суммировании этого выражения по $\sigma = \pm 1$ можно везде (кроме экспоненциального множителя) заменить μ_σ на μ , поскольку по предположению (63,1) $\beta V \ll \mu$. В фазовом же (экспоненциальном) множителе такая замена недопустима: ввиду большой величины функции $n_{\text{ex}}(\epsilon)$ уже относительно малое изменение ее аргумента приводит к заметному изменению фазы; здесь, однако, достаточно разложить $n_{\text{ex}}(\mu \pm \beta V)$ по степеням βV , ограничившись линейными членами. В результате получим

$$\sum_{\sigma} \tilde{I}_{\sigma} = - \sum_{\text{ex}} \frac{\exp [2\pi i l n_{\text{ex}}(\mu) \pm i\pi/4]}{l^{3/2} |\partial^2 n / \partial k_z^2|^{1/2}_{\text{ex}, \mu}} \times \\ \times \text{sh}^{-1} [2\pi^2 l T n'_{\text{ex}}(\mu)] \cos [2\pi \beta V \xi_{\text{ex}} n'_{\text{ex}}(\mu)], \quad (63,10)$$

где $\xi_{\text{ex}} = \xi(k_{z \text{ ex}})$. Остается выяснить смысл входящих в это выражение величин и подставить его в (63,5).

Согласно определению (63,7), функция $n_{\text{ex}}(\epsilon)$ связана с экстремальным значением $S_{\text{ex}}(\epsilon)$ площади сечения изоэнергетической поверхности $S(\epsilon, k_z)$ как функции k_z , а ее значение при $\epsilon = \mu$ есть площадь экстремального сечения ферми-поверхности. Для иллюстрации на рис. 15 изображены экстремальные (два максимальных и одно минимальное) сечения гантелеобразной ферми-поверхности; они перпендикулярны направлению поля, указанному стрелкой.

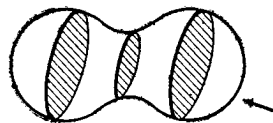


Рис. 15.

Суммирование по ϵ в (63,10) производится по всем экстремальным замкнутым сечениям всех листов ферми-поверхности. Мы введем также, для упрощения записи формул, циклотронную массу электрона проводимости при его движении по экстремальной замкнутой траектории. Согласно определению (57,6), эта масса

$$m^* = \frac{\hbar^2}{2\pi} \left. \frac{\partial S(\epsilon, k_z)}{\partial \epsilon} \right|_{\mu, k_{z \text{ ex}}} = \frac{\hbar^2}{2\pi} S'_{\text{ex}}(\mu),$$

где $S_{\text{ex}}(\epsilon) = S(\epsilon, k_{z \text{ ex}}(\epsilon))$; последнее равенство снова связано с тем, что в точке экстремума $\partial S(\epsilon, k_z) / \partial k_z = 0$.

В результате приходим к следующей окончательной формуле для осциллирующей части термодинамического потенциала:

$$\tilde{\Omega} = \sum_{\text{ex}} \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^l \Omega_l \cos \left\{ \left(l \frac{\hbar^2 S_{\text{ex}}}{2m\beta V} \pm \frac{\pi}{4} \right) \right\}, \\ \Omega_l = \frac{2V (m\beta V)^{5/2}}{\pi^{7/2} \hbar^3 m^* l^{5/2}} \left| \frac{\partial^2 S(\mu, k_z)}{\partial k_z^2} \right|_{\text{ex}}^{-1/2} \frac{\lambda}{\text{sh} \lambda} \cos \left(\pi l \frac{m^*}{m} \xi_{\text{ex}} \right), \quad (63,11) \\ \lambda = l\pi^2 T m^* / m\beta V$$

(m —истинная масса электрона, знаки $+$ или $-$ в аргументе косинуса относятся соответственно к случаям минимальных или максимальных сечений¹⁾).

Намагниченность \mathbf{M} (магнитный момент единицы объема) вычисляется как производная²⁾

$$\mathbf{M} = -\frac{1}{V} \frac{\partial \Omega}{\partial \mathbf{B}}. \quad (63,12)$$

При этом дифференцированию в (63,11) должны подвергаться лишь наиболее быстро меняющиеся множители—косинусы. Ввиду анизотропии ферми-поверхности (m^* и S_{ex} зависят от направления поля) направление \mathbf{M} не совпадает, вообще говоря, с направлением \mathbf{B} . Для осциллирующей части продольной (в направлении поля) намагниченности находим

$$M_z = \sum_{\text{ex}} (-1)^{l+1} M_l \sin \left\{ \left(l \frac{\hbar^2 S_{\text{ex}}}{2m\beta B} \pm \frac{\pi}{4} \right) \right\},$$

$$M_l = \frac{B^{1/2} (m\beta)^{3/2} S_{\text{ex}}}{\pi^{7/2} m^* l^{3/2} \hbar} \left| \frac{\partial^2 S(\mu, k_z)}{\partial k_z^2} \right|_{\text{ex}}^{-1/2} \frac{\lambda}{\text{sh } \lambda} \cos \left(\pi l \frac{m^*}{m} \xi_{\text{ex}} \right). \quad (63,13)$$

Выражения (63,11) и (63,13)—сложные осциллирующие функции магнитного поля, причем они содержат, вообще говоря, члены различной периодичности: члены, происходящие от каждого из экстремальных сечений ферми-поверхности имеют свой

¹⁾ Для газа свободных электронов ферми-поверхность—сфера радиуса $k_F = \sqrt{2m\mu/\hbar}$, $S_{\text{ex}} = \pi k_F^2$, и формула (63,11) переходит в формулу (60,5) из V § 60.

²⁾ Тот факт, что дифференцирование производится по \mathbf{B} , требует пояснения. К формуле (63,12) можно прийти следующим образом. Изменение гамильтониана системы при бесконечно малом изменении векторного потенциала поля есть

$$\delta \hat{H} = -\frac{1}{c} \int \hat{\mathbf{j}} \delta \mathbf{A} dV,$$

где $\hat{\mathbf{j}}$ —оператор плотности тока (см. III (115,1)). Изменение же термодинамического потенциала Ω получается усреднением $\delta \hat{H}$ (при заданных значениях μ , T , V). Но тот факт, что квантование системы определяется (как было показано в § 62) не точным микроскопическим полем \mathbf{H} , а его макроскопическим средним значением \mathbf{B} , означает, что и в $\delta \hat{H}$ под \mathbf{A} надо понимать векторный потенциал среднего поля \mathbf{B} . Вариацию $\delta \mathbf{A}$ можно, следовательно, вынести из-под знака усреднения, и тогда

$$\delta \Omega = \langle \delta H \rangle = -\frac{1}{c} \int \langle \mathbf{j} \rangle \delta \mathbf{A} dV.$$

Введя теперь магнитный момент, по определению $\langle \mathbf{j} \rangle = c \text{rot } \mathbf{M}$, и произведя интегрирование по частям, получим

$$\delta \Omega = -\delta \mathbf{B} \int \mathbf{M} dV,$$

период по переменной $1/B$, равный

$$\Delta \frac{1}{B} = \frac{4\pi m\beta}{\hbar^2 S_{\text{ex}}} = \frac{2\pi |e|}{c\hbar S_{\text{ex}}}. \quad (63,14)$$

Отметим, что эти периоды не зависят от температуры.

Температурная же зависимость амплитуд осцилляций определяется множителем $\lambda/\text{sh} \lambda$. При $\lambda \gg 1$ амплитуды убывают экспоненциально, и осцилляции фактически исчезают. При $\lambda \lesssim 1$ множитель $\lambda/\text{sh} \lambda \sim 1$, и порядок величины амплитуд определяется остальными множителями в $\bar{\Omega}_i$ и \bar{M}_i ; к этому случаю и относятся все последующие оценки.

Для грубой оценки положим

$$m^* \sim m, \quad \mu \sim \hbar^2 k_F^2/m, \quad S \sim k_F^2,$$

где $k_F \sim 1/a$ — линейные размеры ферми-поверхности. Тогда получим

$$\bar{\Omega} \sim V \frac{(m\beta B)^{5/2}}{\hbar^3} \sim V n \mu \left(\frac{\beta B}{\mu} \right)^{5/2}, \quad \bar{M} \sim n \beta \left(\frac{\beta B}{\mu} \right)^{1/2}, \quad (63,15)$$

где $n \sim k_F^3$ — плотность числа электронов. Что же касается монотонно зависящей от поля части намагниченности (обозначим ее \bar{M}), то ее можно оценить, положив

$$\bar{M} \sim \bar{\chi} B \sim \beta^2 \frac{m k_F}{\hbar^2} B \sim n \beta \frac{\beta B}{\mu}, \quad (63,16)$$

где $\bar{\chi}$ — «монотонная» часть магнитной восприимчивости, оцененная, например, по формуле для восприимчивости электронного газа в слабых полях (см. V § 59). Соответственно монотонная часть термодинамического потенциала $\bar{\Omega} \sim V \bar{M} B \sim V n \mu (\beta B/\mu)^2$. Сопоставление написанных выражений показывает, что осциллирующая часть термодинамического потенциала мала по сравнению с его монотонной магнитной частью:

$$\bar{\Omega}/\bar{\Omega} \sim (\beta B/\mu)^{1/2} \ll 1,$$

и тем более — по сравнению с его значением $\Omega_0 \sim V n \mu$ в отсутствие поля: $\bar{\Omega}/\Omega_0 \sim (\beta B/\mu)^{5/2}$. Осциллирующая же часть намагниченности, напротив, велика по сравнению с ее монотонной частью

$$\bar{M}/\bar{M} \sim (\mu/\beta B)^{1/2} \gg 1.$$

По поводу всей изложенной теории осцилляций намагниченности следует отметить, что она относится к электронной жидкости в идеальном кристалле, и в ней не учитывается возможное влияние на эффект процессов рассеяния электронов проводи-

мости на фононах и на дефектах решетки (например, на атомах примесей). Эти процессы приводят к неопределенности в энергии электронов: $\Delta \epsilon \sim \hbar/\tau \sim \hbar v_F/l$ (где τ —время между столкновениями; l —длина свободного пробега; v_F —скорость электронов). Размытие же резких уровней энергии приводит, в свою очередь, к сглаживанию осцилляций намагниченности.

Условие допустимости пренебрежения процессами рассеяния состоит в малости неопределенности $\Delta \epsilon$ по сравнению с интервалами между уровнями, т. е. должно быть:

$$\hbar \omega_B \gg \hbar v_F/l. \quad (63,17)$$

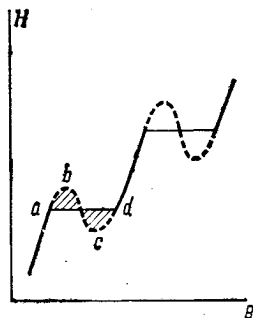


Рис. 16.

При $T \rightarrow 0$ допустимы (условием (63,1)) сколь угодно малые значения B (точнее — ограниченные лишь условием (63,17)). При этом намагниченность \tilde{M} может, в принципе, стать сравнимой с самой индукцией B (так как $\tilde{M}/B \sim \bar{\chi} (\mu/\beta B)^{1/2}$), но еще раньше становится большой (по модулю) магнитная восприимчивость $\chi = \partial M/\partial H^1$). Действительно, снова заметив, что дифференцированию должны подвергаться только осциллирующие множители, найдем

$$|\bar{\chi}| \sim \bar{\chi} (\mu/\beta B)^{3/2}. \quad (63,18)$$

В такой ситуации осцилляции намагниченности приводят к появлению на кривой зависимости макроскопической напряженности $H = B - 4\pi M(B)$ от индукции B ряда последовательных перегибов, как это показано схематически на рис. 16 (А.В. Pippard, 1963). Но условие термодинамической устойчивости требует, чтобы было ²⁾

$$\left(\frac{\partial H}{\partial B} \right)_{T, \mu} > 0.$$

Поэтому состояния, отвечающие таким участкам кривой, как bc , невозможны. Возникающая ситуация вполне аналогична той, которая приводит к фазовому переходу в веществе при появлении перегиба на кривой зависимости давления от объема (ср. V §§ 84, 152). Равновесной кривой зависимости $H(B)$ будет в действительности соответствовать прямолинейный горизонталь-

¹⁾ Во избежание излишних усложнений в следующем ниже качественном рассмотрении возникающих эффектов мы отвлекаемся от влияния анизотропии.

²⁾ Ср. VIII § 18, где аналогичное условие выведено для электрического случая.

ный отрезок ad , проведенный так, чтобы заштрихованные на рисунке две площади были равны; участки же ab и cd отвечают метастабильным состояниям.

Пусть металлический образец представляет собой цилиндр с осью, направленной вдоль внешнего поля \mathfrak{H} . Тогда напряженность H внутри цилиндра совпадает с \mathfrak{H} и по мере увеличения последнего тело будет испытывать последовательные фазовые переходы со скачкообразными изменениями индукции: каждый раз при достижении такой точки, как a , индукция меняется скачком от значения B_a к значению B_a^1). Если же образец представляет собой плоскую пластинку в перпендикулярном ей магнитном поле, то происходит разбиение тела на чередующиеся слои (*диамагнитные домены*) с различной индукцией — вполне аналогично разбиению сверхпроводника в промежуточном состоянии на нормальные и сверхпроводящие слои (*J. H. Condon, 1966*). Внешнее поле \mathfrak{H} совпадает в этом случае со значением магнитной индукции, усредненным по всем слоям. Так, в интервале $B_a < \mathfrak{H} < B_a^1$ пластинка разбивается на слои с индукциями B_a и B_a^1 и, по мере возрастания \mathfrak{H} , объем вторых возрастает за счет объема первых.

§ 64. Электрон-фононное взаимодействие

До сих пор мы рассматривали электроны проводимости в кристалле, отвлекаясь от их взаимодействия с колебаниями решетки, т. е. с фононами. Это взаимодействие выражает тот факт, что деформация решетки изменяет поле, в котором движется электрон; это изменение поля называют *деформационным потенциалом*.

Электрон-фононное взаимодействие играет определяющую роль в кинетических явлениях в полупроводниках и металлах, но здесь нас будет интересовать только качественное влияние этого взаимодействия на энергетический спектр электронов. Для его изучения целесообразно отвлечься от усложнений, связанных с анизотропией решетки и ее микроскопической неоднородностью. Другими словами, рассматриваем среду как микроскопически однородную, изотропную жидкость, соответственно чему в ней возможны лишь продольные звуковые колебания.

В первом приближении по деформации потенциал, отвечающий такой упрощенной модели, представим в виде

$$U_{\text{деф}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\rho} \int \mathcal{W}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \rho'(\mathbf{r}') d^3x', \quad (64, 1)$$

¹⁾ Предполагается, что поверхностная энергия границы раздела между фазами положительна.