

Слабо некогерентная проводимость в слоистых металлах в магнитном поле

Павел Григорьев

Институт Теоретической физики им. Ландау РАН

RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

L.D Landau
INSTITUTE FOR
THEORETICAL
PHYSICS



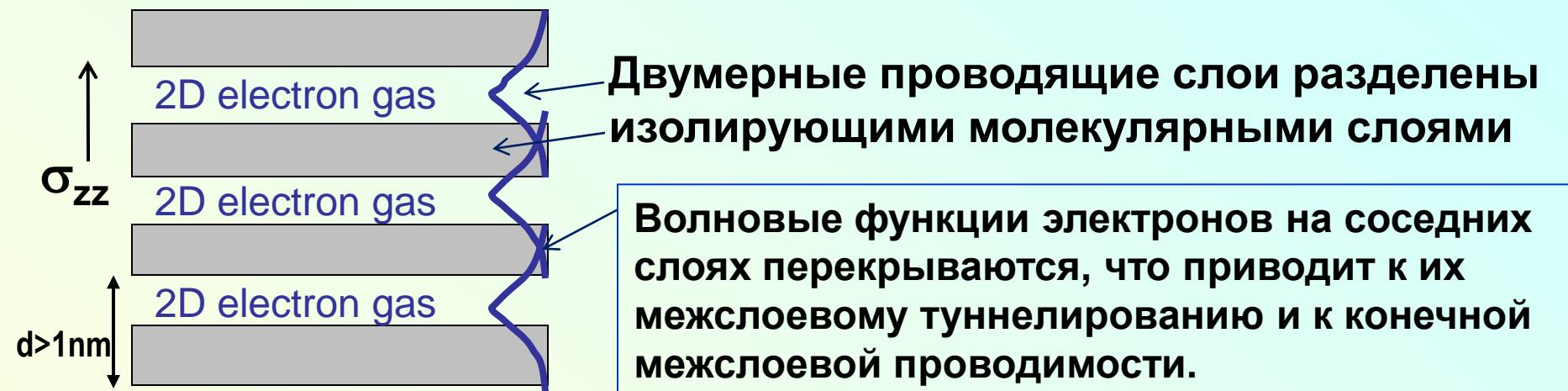
План:

1. Введение. Слоистые материалы. Когерентная и некогерентная проводимость. Угловая зависимость магнитосопротивления в обоих пределах.
2. Слабо некогерентный режим. Подход к вычислению межслоевой проводимости в этом пределе.
3. Угловая зависимость магнитосопротивления и магнитные квантовые осцилляции в слабо некогерентном пределе. Сравнение с более ранними теориями и экспериментом.

Слоистые материалы

Примеры природных слоистых металлов: высокотемпературные сверхпроводники, органические металлы, и др.

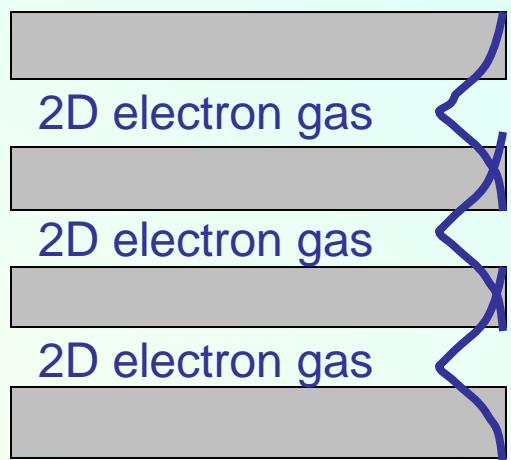
Искусственные слоистые проводники: гетероструктуры, интеркалированные соединения и др.



Закон дисперсии электронов сильно анизотропный:
 $\epsilon(p)=p_{||}^2/2m_{||}+2t_z \cos(k_z d)$, интеграл перескока $t_z \ll E_F$

t_z экспоненциально уменьшается с толщиной изолирующих слоев. Проводимость $\sigma_{zz} \propto t_z^{-2} \ll \sigma_{xx}$

Когерентный и некогерентный перенос электронов



Если при межслоевом туннелировании сохраняется импульс электронов в плоскости проводимости $p_{||}$, то такой перенос называется когерентным. При этом хорошо определены закон дисперсии электрона $\epsilon(p)=\epsilon_{||}(p_{||}) + 2t_z \cos(k_z d)$, и трехмерная поверхность Ферми, являющаяся гофрированным цилиндром. Примеры: чистые слоистые материалы с большим интегралом перескока t_z в слабом магнитном поле.

Если при межслоевом туннелировании импульс электронов в плоскости не сохраняется, то такой перенос называется некогерентным. При этом трехмерная поверхность Ферми отсутствует (ее размытие больше возможной гофрировки). Имеется только двумерная поверхность Ферми. Примеры: грязные материалы с очень слабым межслоевым туннелированием, где перенос происходит в основном по дефектам или с поглощением бозонов (купраты, гетероструктуры?)

Слабо некогерентный перенос электронов:

$p_{||}$ сохраняется при туннелировании, но время тунн. больше времени свободного пробега электронов в слое. Примеры: грязные слоистые материалы с малым интегралом перескока t_z или в сильном магнитном поле

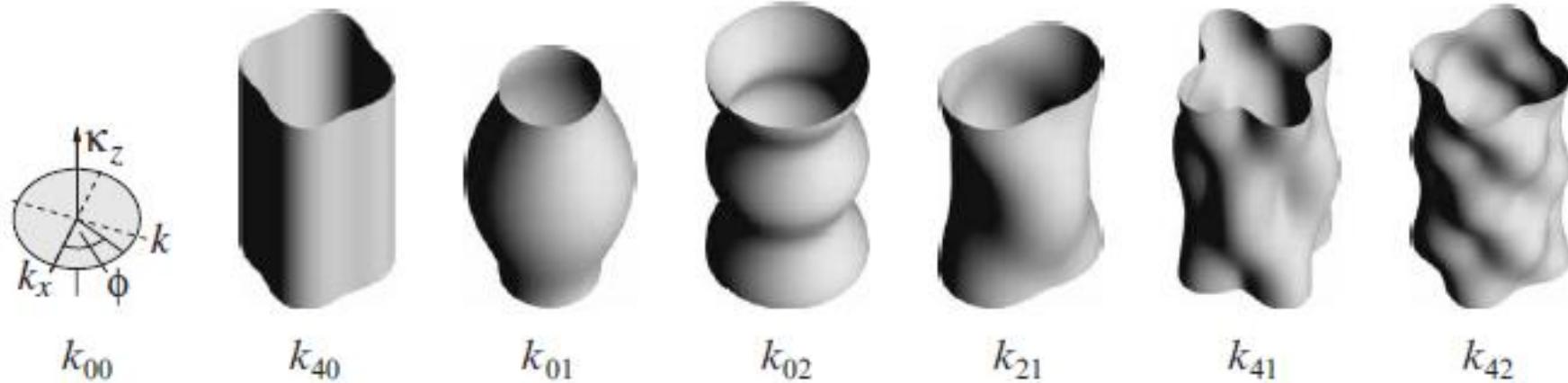
Зачем нужно магнитное поле?

Чтобы исследовать электронную структуру.

Измерение угловой зависимости магнитосопротивления и магнитных квантовых осцилляций (МКО) дает информацию об электронной структуре и механизмах проводимости. Это традиционный метод исследования электронной структуры металлов, позволяющий определить форму поверхности Ферми (ПФ), эффективную массу электронов, время свободного пробега τ , g -фактор и многое другое.

Без магнитного поля только температурная зависимость проводимости как-то позволяет различить когерентный и некогерентный ее механизмы.

Пример: определение деталей гофрировки ПФ по МКО.



Магнитосопротивление (МС) в металлах

В слабых полях МС растет квадратично с магнитным полем, перпендикулярным проводимости:

$$\sigma(\omega, B_{\perp}, T) = \sigma(T) \frac{1 - i(\omega_c - \omega)\tau}{1 + (\omega_c - \omega)^2 \tau^2}, \quad \omega_c = \frac{eB_{\perp}}{m^* c}, \quad \sigma(T) \sim \frac{n_e e^2 E_F h}{m T^2} + \sigma^{quant}.$$

В сильных полях МС зависит от топологии поверхности Ферми

Для замкнутых траекторий e^-
тензор проводимости $\sigma_{ij}(H)$

$$\sigma = \begin{pmatrix} \frac{A_{xx}}{H^2} & \frac{-A_{yx}}{H} & \frac{-A_{zx}}{H} \\ \frac{A_{yx}}{H} & \frac{A_{yy}}{H^2} & \frac{-A_{zy}}{H} \\ \frac{A_{zx}}{H} & \frac{A_{zy}}{H} & A_{zz} \end{pmatrix}$$

Для открытых орбит e^-

$$\sigma = \begin{pmatrix} B_{xx} & \frac{-A_{yx}}{H} & -B_{zx} \\ \frac{A_{yx}}{H} & \frac{A_{yy}}{H^2} & \frac{-A_{zy}}{H} \\ B_{zx} & \frac{A_{zy}}{H} & A_{zz} \end{pmatrix}$$

Общее правило: МС зависит
только от величины магнитного
поля $\perp \sigma$, обычно $R = \sigma^{-1} \propto B_{\perp}^{-2}$

Магнитосопротивление в слоистых металлах (когерентный случай). Угловые осцилляции.

Применима стандартная теория, развитая для металлов с квази-2D законом дисперсии: $\epsilon_{3D}(k) \approx \epsilon(k_x, k_y) - 2t_z \cos(k_z d)$.

Тензор проводимости вычисляется из кинетического ур-ния:

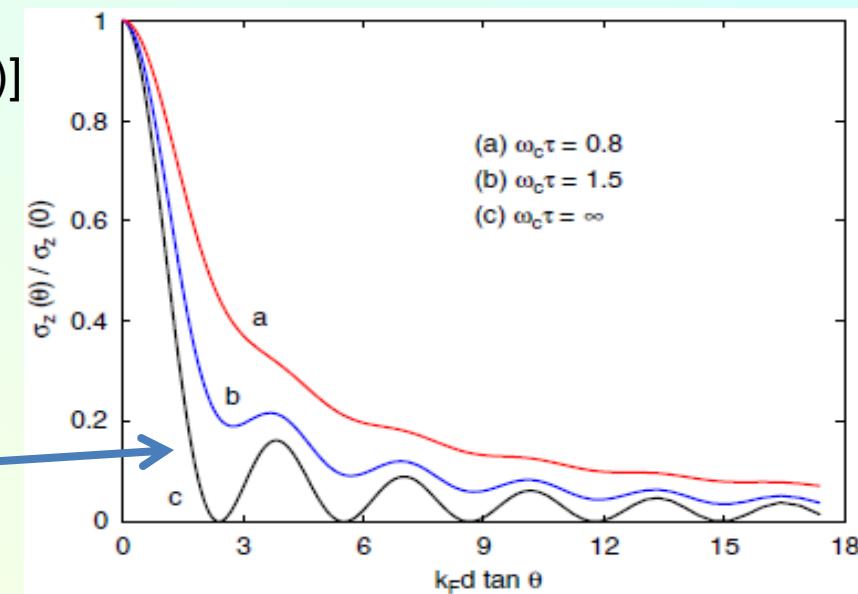
$$\sigma_{\alpha\beta}(\theta, \phi) = \frac{e^2}{4\pi^3 \hbar^2} \int dk_{z0} \frac{m_H^* \cos \theta / \omega_H}{1 - \exp(-2\pi/\omega_H \tau)} \\ \times \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} v_\alpha(\psi, k_{z0}) v_\beta(\psi - \psi', k_{z0}) e^{-\psi'/\omega_H \tau} d\psi' d\psi.$$

В первом порядке по t_z упрощается в аксиально-симметричном случае

[R. Yagi et al., J. Phys. Soc. Jap. 59, 3069 (1990)]

$$\frac{\sigma_z(B)}{\sigma_z(0)} = J_0^2(k_F d \tan \theta) + 2 \sum_{j=1}^{\infty} \frac{J_j^2(k_F d \tan \theta)}{1 + (j\omega_c \tau)^2}.$$

что дает AMRO:
(угловые осцилляции магнитосопротивления)



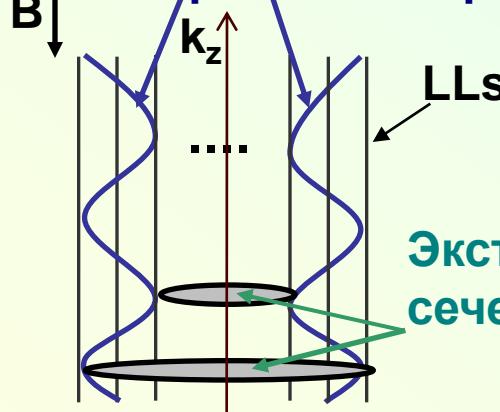
Геометрическая интерпретация угловых осцилляций МС в квази-2D металлах

Проводимость (грубо) пропорциональна усредненному (по Ферми поверхности) квадрату скорости электронов: $\sigma_{zz} \propto e^2 \tau \langle v_z^2 \rangle_{FS}$

$v_z = \partial \epsilon / \partial k_z \propto \partial A / \partial k_z$, где A – площадь сечения ПФ плоскостью $\perp B$

$B \perp$ проводящим слоям

Поверхность Ферми



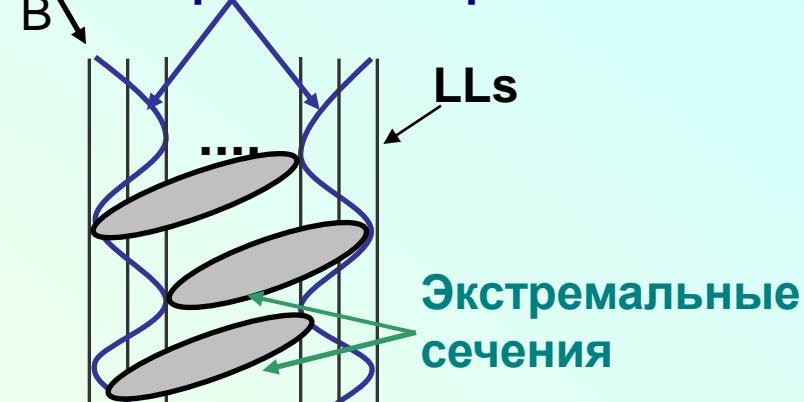
Площадь сечения имеет сильную зависимость от k_z

При $\omega_c \tau \gg 1$

$$\sigma_{zz}(\theta, \phi_0) = \frac{e^2 \tau \cos \theta}{8\pi^4 \hbar^2} \int \frac{dk_{z0}}{m_H^*} \left(\frac{\partial A(k_{z0}, \theta, \phi_0)}{\partial k_{z0}} \right)^2.$$

Наклонное магнитное поле

Поверхность Ферми

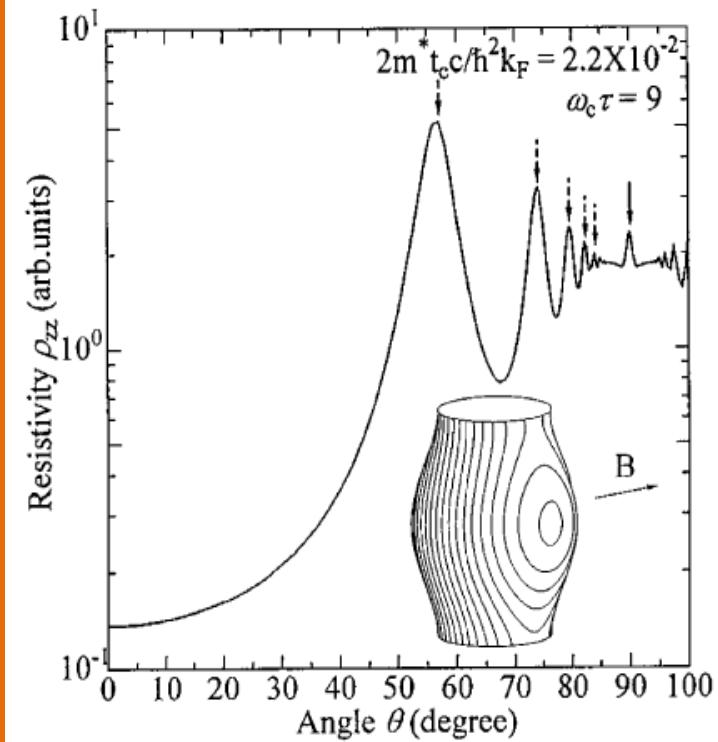


Площадь сечения почти не зависит от k_z

Формулировка проблемы

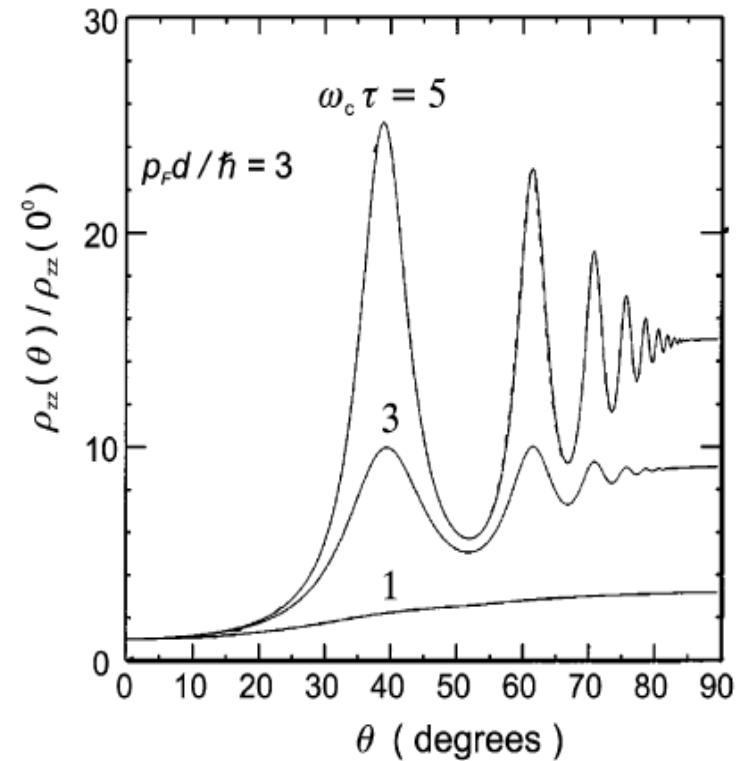
Теория: когерентный и слабо некогерентный пределы

Coherent regime



D. Andres et al, PRB 72, 174513 (2005)
 N. Hanasaki et al., PRB 57, 1336 (1998)

Weakly incoherent regime



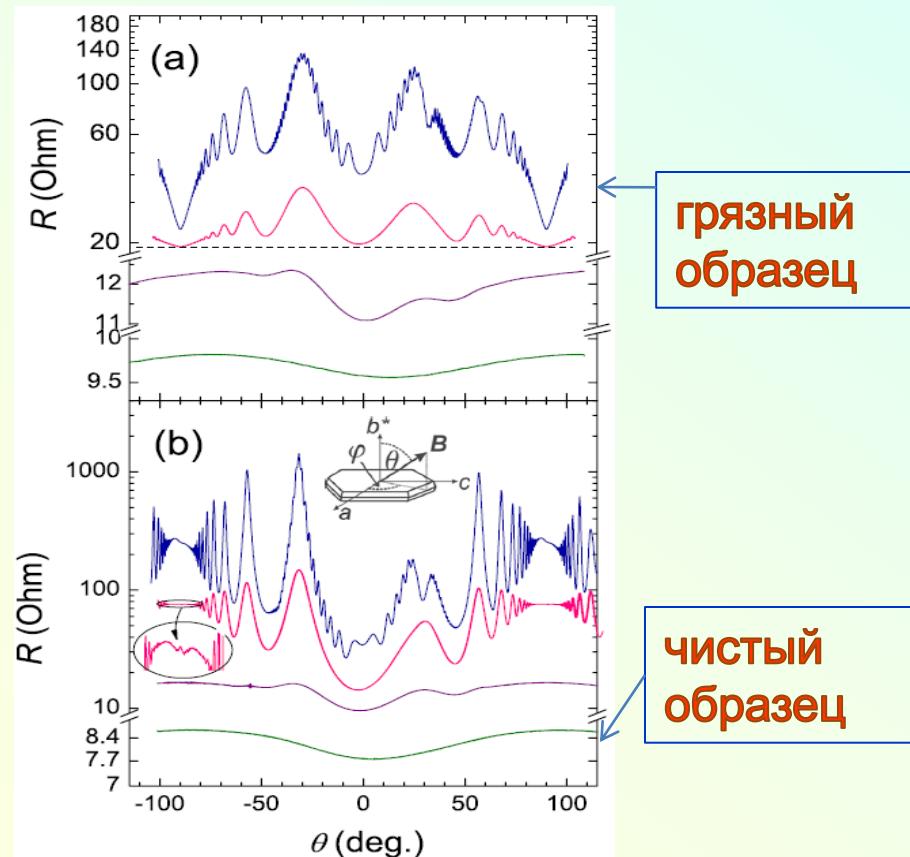
P. Moses & R. McKenzie,
 PRB 60, 7998 (1999)

Предсказание: (1) большое МС при $B \parallel$ слоям в обоих случаях;
 (2) $B \perp$ не влияет - противоречит экспериментальным результатам!

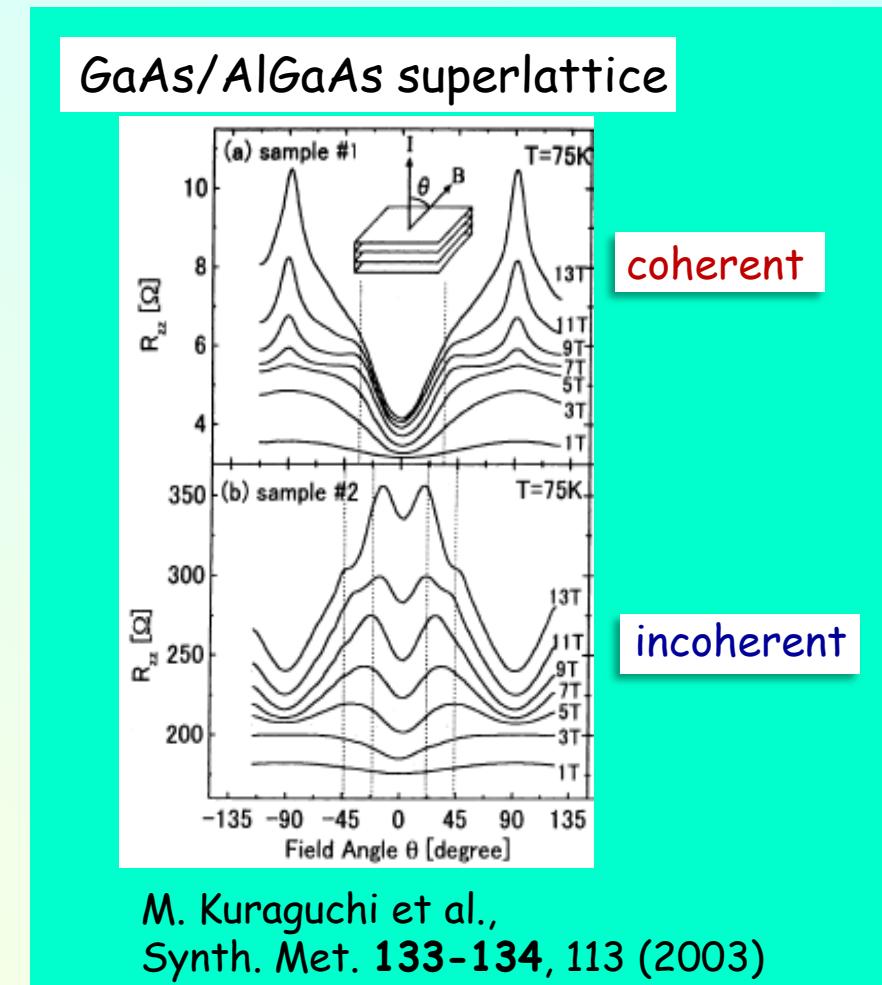
Формулировка проблемы

Угловые осцилляции МС в некогерентном пределе

Поскольку трехмерная поверхность Ферми в некогерентном пределе не существует, то теоретически угловые осцилляции МС должны сильно измениться или совсем исчезнуть.

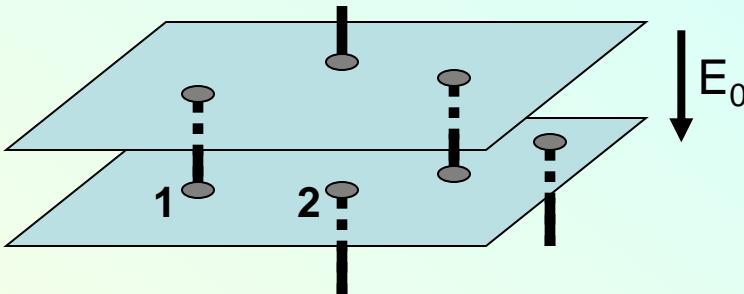


органический металл
 $\text{a-(BEDT-TTF)}_2\text{KHg}(\text{SCN})_4$



Модель некогерентного канала проводимости

[Phys. Rev. B 79, 165120 (2009).]



Сопротивление через каждую закоротку (резонансную примесь) состоит из двух последовательных частей: $R_{\perp} = R_{hc} + R_{\parallel}$.

Сопротивление закоротки R_{hc} почти не зависит от магнитного поля и имеет неметаллическую температурную зависимость.

Сопротивление в проводящем слое R_{\parallel} зависит от B_{\perp} и имеет металлическую температурную зависимость. Когда концентрация закороток $n_i = 1/l_i^3$ много меньше концентрации обычных примесей $n_{\tau} = 1/l_{\tau}^3$, сопротивление R_{\parallel} определяется проводимостью σ_{\parallel} :

$$R_{\parallel} = \ln(l_i/l_{\tau})/\pi\sigma_{\parallel}d.$$

Полная некогерентная проводимость:

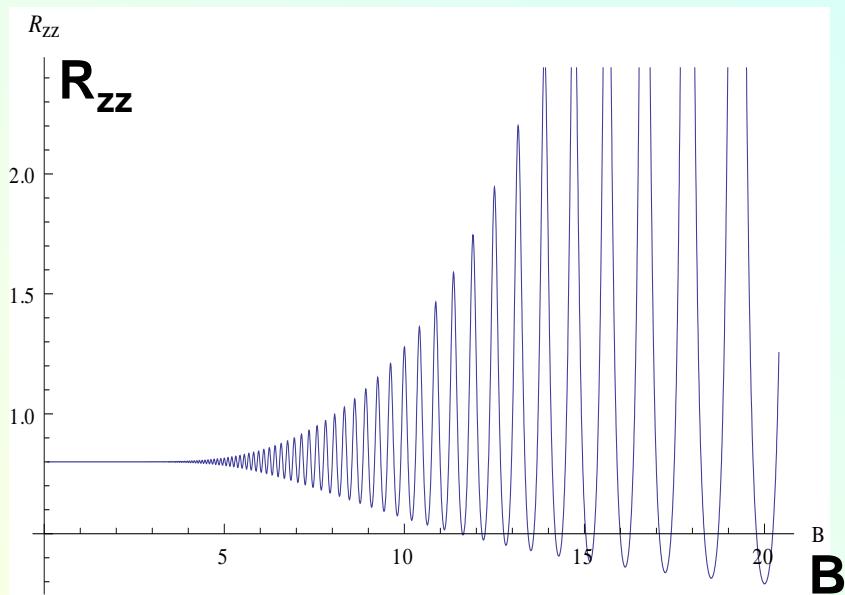
$$\sigma_i = \frac{\pi\sigma_{\parallel}n_id^3}{\pi d\sigma_{\parallel}R_{hc} + \ln(l_i/l_{\tau})}.$$

σ_{\parallel} уменьшается с ростом магнитного поля \perp слоям

Формулировка проблемы

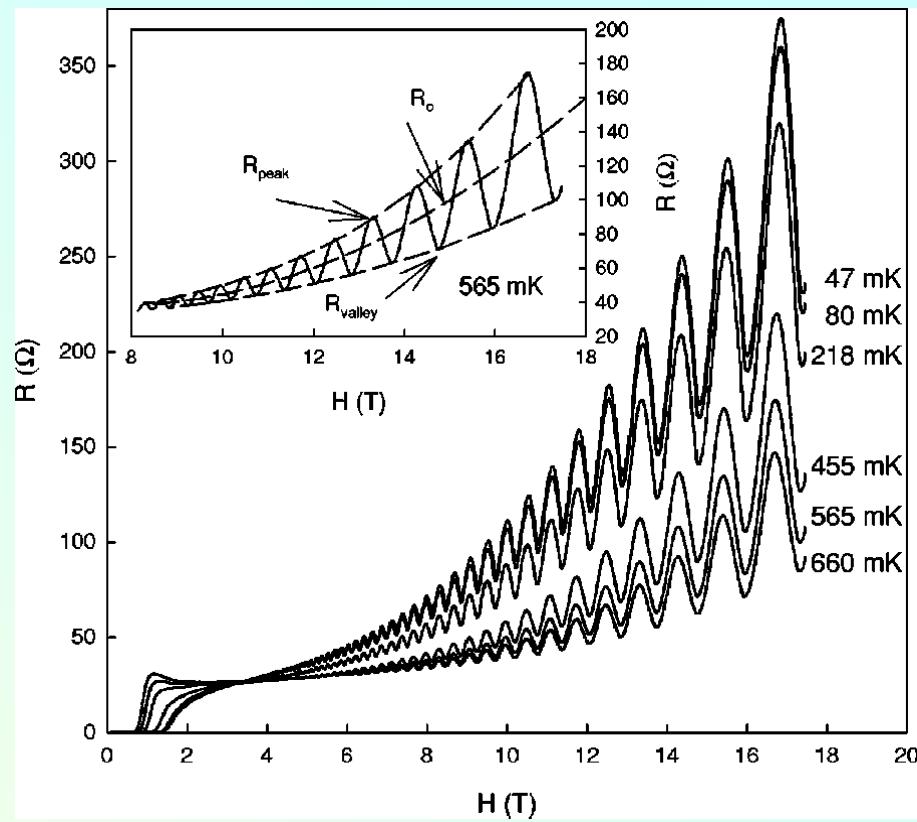
МКО в (слабо) некогерентном пределе

Теория



$$\sigma_{zz} = \sigma_0 \sum_{k=-\infty}^{\infty} (-1)^k \exp\left[\frac{2\pi(i k \mu - |k| \Gamma_B)}{h \omega_c}\right] \times \\ \times \frac{2k\pi^2 T / h \omega_c}{\sinh(2k\pi^2 T / h \omega_c)} \left[1 + \frac{2\pi |k| \Gamma_B}{h \omega_c}\right].$$

Эксперимент



F. Zuo et al., PRB 60, 6296 (1999).
На органическом металле
 $\beta\text{-}(BEDT-TTF)}_2\text{SF}_5\text{CH}_2\text{CF}_2\text{SO}_3$

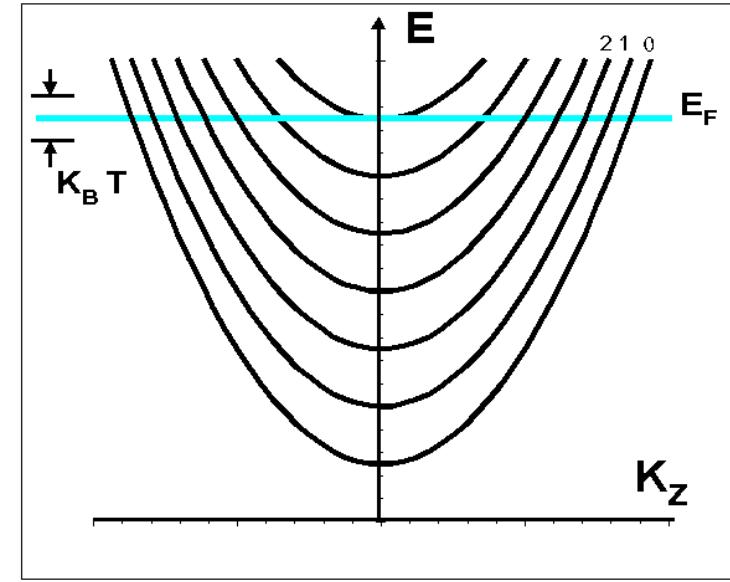
На эксперименте в минимумах МКО сопротивление монотонно растет с магнитным полем, а по теории уменьшается!

Введение

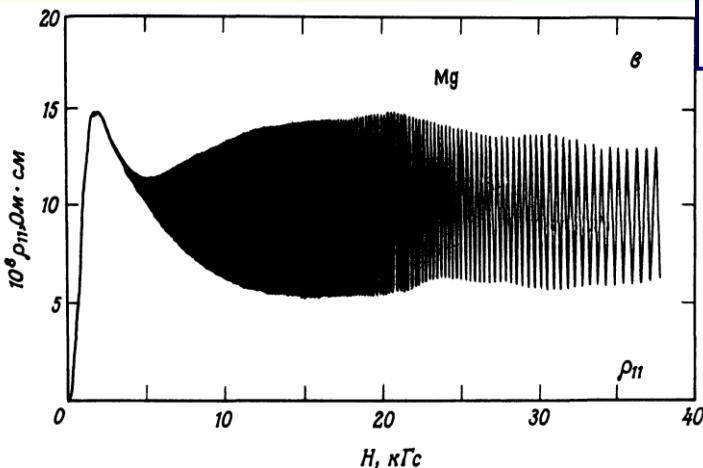
Магнитные квантовые осцилляции в 3D металлах

В отсутствие магнитного поля изотропный закон дисперсии
 $\epsilon(p) = p_x^2/2m_x + p_y^2/2m_y + p_z^2/2m_z$,

в магнитном поле квантование уровней Ландау дает спектр
 $\epsilon(n, p_z) = \hbar\omega_c(n+1/2) + p_z^2/2m_z$, где циклотронная частота $\omega_c = eB/mc$.



МКО проводимости в Mg



При изменении магнитного поля уровни Ландау периодически пересекают хим. потенциал.

Это приводит к осциллирующей зависимости всех термодинамических и транспортных величин (намагниченности, проводимости, ...) при достаточно низкой температуре.

Формула Лифшица-Косевича для МКО

МКО намагнченности (эффект де Гааза – ван Альфена)

$$M \propto \frac{eF}{\sqrt{HA''}} \sum_{p=1}^{\infty} p^{-3/2} \sin \left[2\pi p \left(\frac{F}{H} - \frac{1}{2} \right) \pm \frac{\pi}{4} \right] R_T(p) R_D(p) R_S(p),$$

где фундаментальная частота осцилляций $F = \frac{chA_{extr}}{(2\pi)e}$,

Температурный фактор затухания $R_T(p) = \pi \kappa p / \sinh(\pi \kappa p)$,

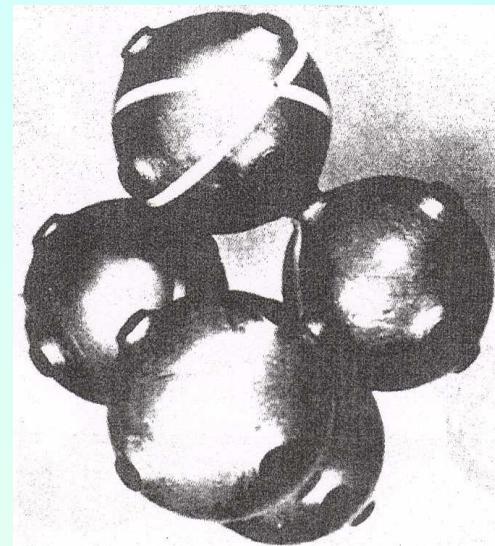
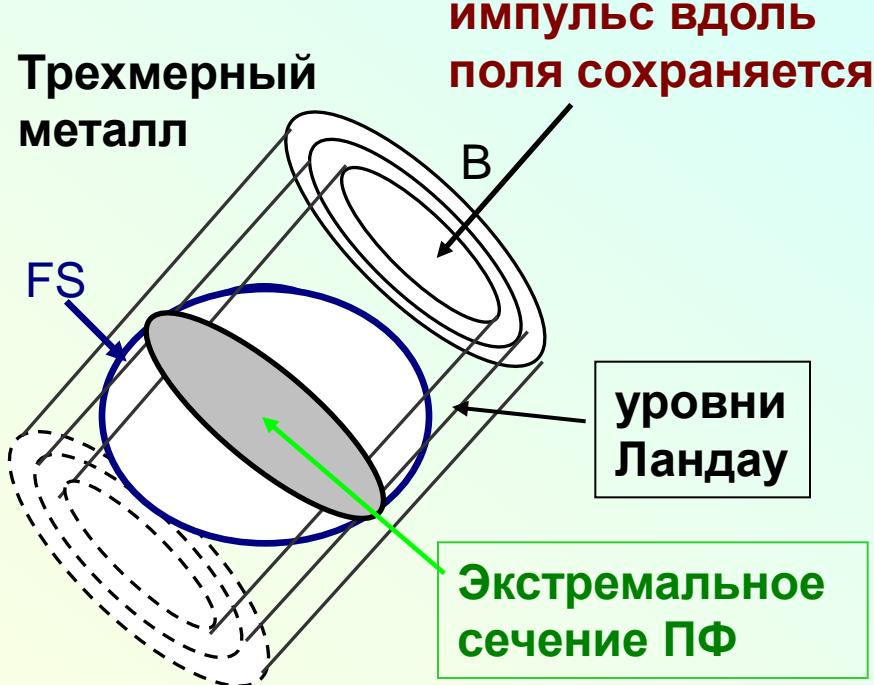
$$\kappa \equiv 2\pi k_B T / h \omega_C, \quad \omega_C = eH / m^* c.$$

Рассеяние на примесях (фактор Дингла)

$$R_D(p) = \exp \left(\frac{-\pi}{\tau \omega_C} \right), \quad \tau = h / (2\pi)^2 k_B T_D \quad \text{-время свободного пробега.}$$

Спиновое (Зеемановское)
расщепление дает фактор $R_s(p) = \cos \left(\frac{\pi p g m^*}{2m_0} \right)$.

Металлы в наклонном магнитном поле



Ферми поверхность золота

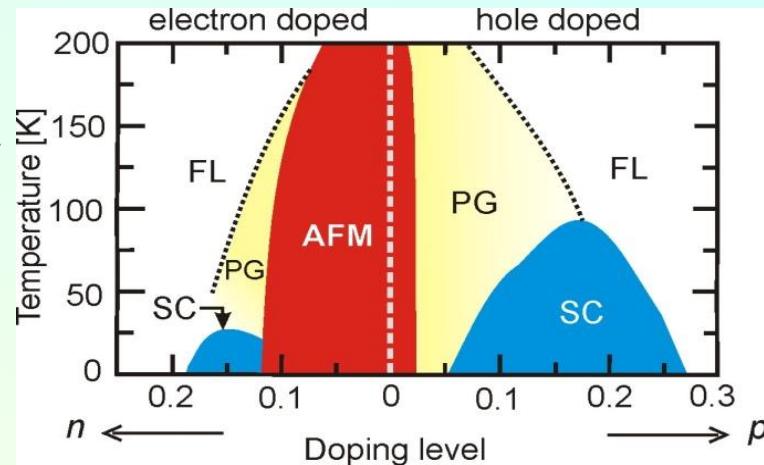
Измерение площади экстремального сечения ПФ при различных направлениях магнитного поля позволяет восстановить всю ПФ.

МКО являются наиболее широко используемым методом определения электронной структуры металлов.

Введение

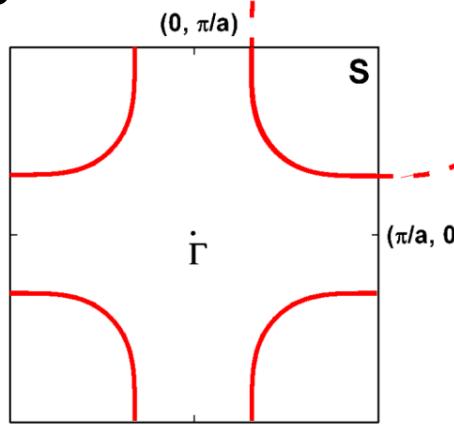
Определение фазовой диаграммы по МКО в высокотемпературных сверхпроводниках

$Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$
(NCCO)



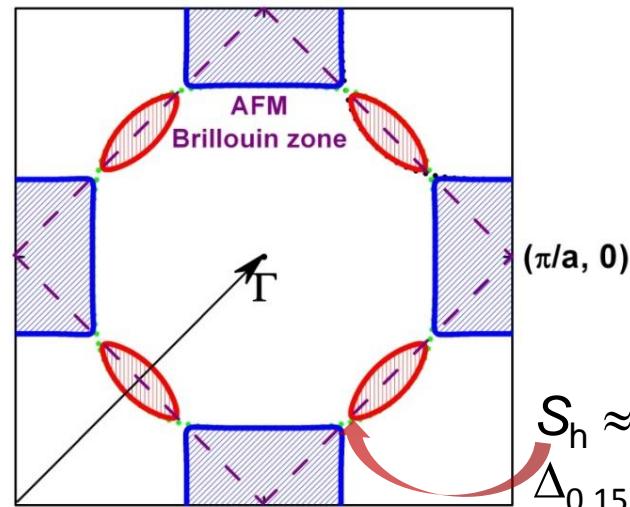
Теория предсказывает сдвиг квантовой критической точки в сверхпроводящую фазу. Насколько сильный этот сдвиг?

Original FS:



$$\frac{n = 0.17}{S_h = 41.5\% \text{ of } S_{BZ}}$$

Reconstructed FS:



$$\underline{n = 0.15 \text{ and } 0.16}$$

$$\begin{aligned} S_h &\approx 1.1\% \text{ of } S_{BZ}; \\ \Delta_{0.15} &\approx 64 \text{ meV}; \\ \Delta_{0.16} &\approx 36 \text{ meV} \end{aligned}$$

Вычисление проводимости в металлах (стандартная теория)

Проводимость (линейный отклик на внешнее эл. поле) в диаграммной технике изображается петлей:
и вычисляется по формуле Кубо:



$$\sigma_{zz} = \frac{e^2}{V} \sum_m v_z^2(m) \int \frac{d\epsilon}{2\pi} [2 \operatorname{Im} G_R(m, \epsilon)]^2 [-n'_F(\epsilon)],$$

где скорость электронов $v_z(\epsilon, n) = \partial \epsilon / \partial k_z$,

$G_R(m, \epsilon)$ - запаздывающая функция Грина электронов,

$$n'_F(\epsilon) = -1 / \left\{ 4T \cosh^2 [(\epsilon - \mu) / 2T] \right\}$$

- производная от функции распределения Ферми,

Функция Грина (когерентный предел)

Если известны уровни энергии ε_m и волновые функции Ψ_m всех квантовых состояний m , функция Грина имеет вид

$$G_R^0(r_1, r_2, \varepsilon) = \sum_m \frac{\Psi_m^{0*}(r_2)\Psi_m^0(r_1)}{\varepsilon - \varepsilon_m - i0}.$$

С учетом рассеяния на примесях найти все уровни энергии и волновые функции макроскопической системы невозможно.

Поэтому учитывают примеси по теории возмущений и используют функции Грина, усредненные по беспорядку. Тогда роль примесей сводится к минимуму добавке к энергии, соответствующей затуханию

Функция Грина в квазидвумерных металлах (когерентный предел)

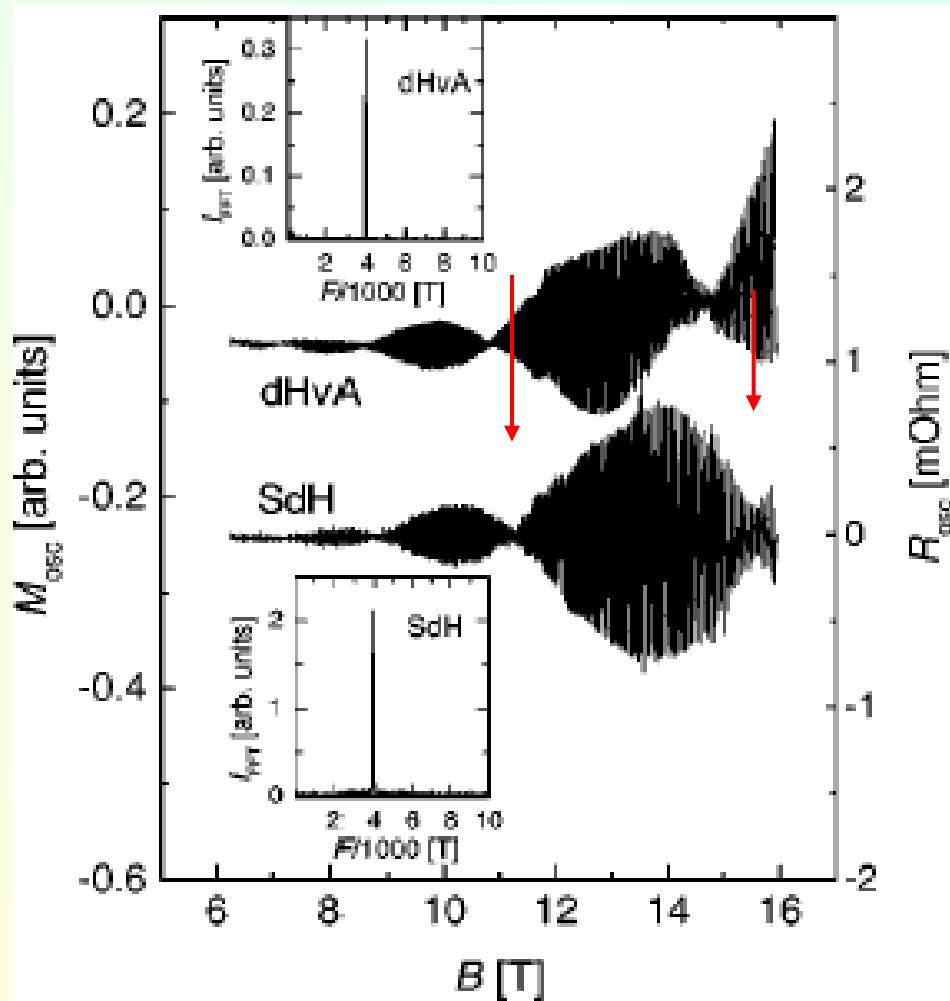
$$G_R^0(r_1, r_2, j, \varepsilon) = \sum_{n, k_y, k_z} \frac{\Psi_{n, k_y, j}^{0*}(x_2, y_2)\Psi_{n, k_y, j}^0(x_1, y_1)e^{ik_z(z_1 - z_2)}}{\varepsilon - \varepsilon_{2D}(n, k_y) + 2t_z \cos(k_z d) - i\Gamma(\varepsilon)},$$

эффект
примесей

где Ψ^0 - волновые функции 2D электронов в магнитном поле, а ширина уровней Γ осциллирует вместе с плотностью состояний от энергии ε и магнитного поля вокруг $\Gamma_0 \approx \hbar/2\tau$.

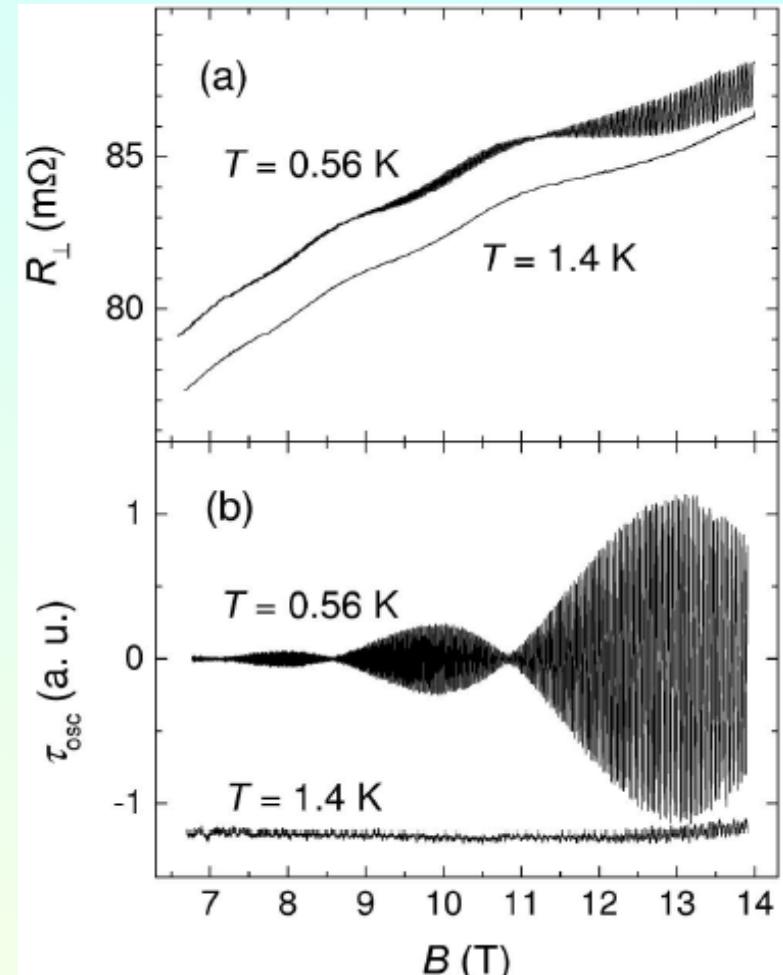
Особенности МКО в квазидвумерных металлах (когерентный предел)

Сдвиг фазы биений в β -(BEDT-TTF)IBr₂



P.D. Grigoriev et al., Phys. Rev. B 65, 60403(R) (2002).

Медленные осцилляции сопротивления

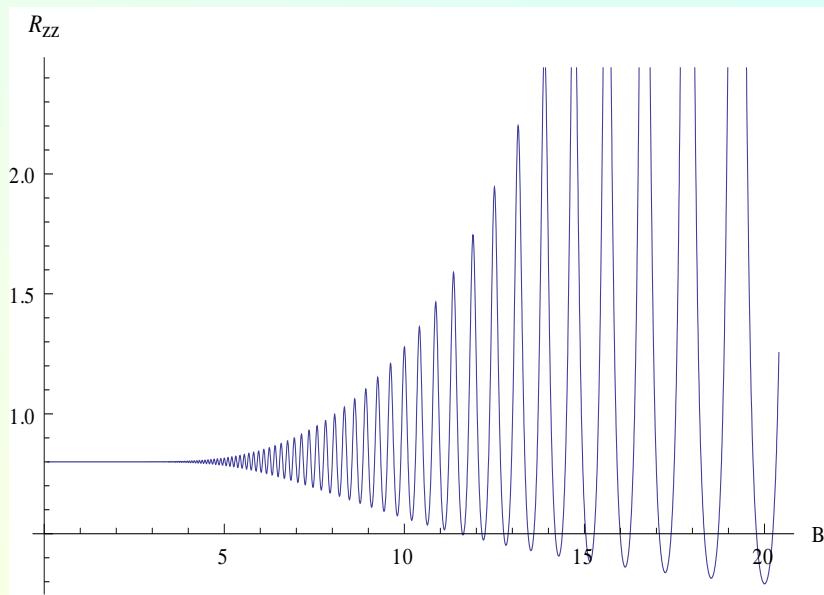


Phys. Rev. Lett. 89, 126802 (2002);
Phys. Rev. B 67, 144401 (2003).

Формулировка проблемы

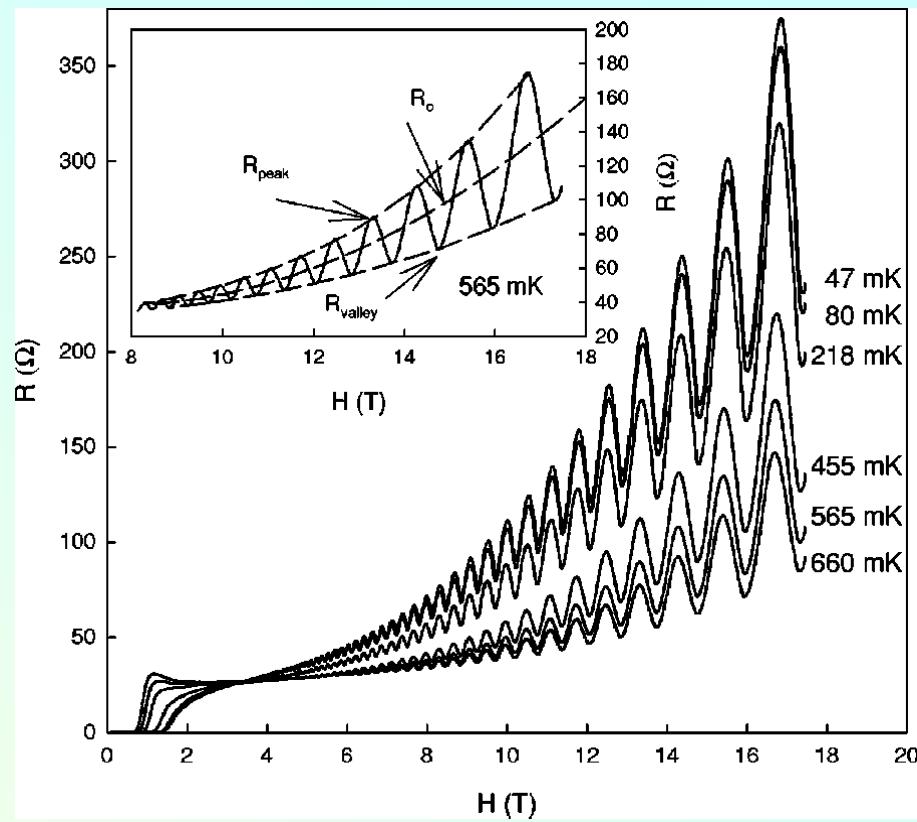
МКО в (слабо) некогерентном пределе

Теория



$$\sigma_{zz} = \sigma_0 \sum_{k=-\infty}^{\infty} (-1)^k \exp\left[\frac{2\pi(i k \mu - |k| \Gamma_B)}{h \omega_c}\right] \times \\ \times \frac{2k\pi^2 T / h \omega_c}{\sinh(2k\pi^2 T / h \omega_c)} \left[1 + \frac{2\pi |k| \Gamma_B}{h \omega_c}\right].$$

Эксперимент



F. Zuo et al., PRB 60, 6296 (1999).
На органическом металле
 β -(BEDT-TTF)₂SF₅CH₂CF₂SO₃

На эксперименте в минимумах МКО сопротивление монотонно растет с магнитным полем, а по теории уменьшается!

Вычисление межслоевой проводимости в слабо некогерентном пределе



Поскольку интеграл межслоевого перескока самый малый параметр, $t_z \ll \Gamma_0$, то его надо рассматривать как самое малое возмущение после учета взаимодействия 2D электронов в слое с примесями и магнитным полем.

Межслоевую проводимость вычисляем по формуле Кубо как тунNELьную проводимость между двумя слоями:

$$\sigma_{zz} = \frac{e^2 t_z^2 d}{h L_x L_y} \left\langle \int d^2 r d^2 r' \int \frac{d\varepsilon}{2\pi} A(r, r', j, \varepsilon) A(r', r, j+1, \varepsilon) [-n_F^{'}(\varepsilon)] \right\rangle,$$

где спектральная функция $A(r, r', j, \varepsilon) = i[G_A(r, r', j, \varepsilon) - G_R(r, r', j, \varepsilon)]$ учитывает магнитное поле и рассеяние на примесях.

Функция Грина в двумерном слое с беспорядком

Функция Грина двумерного электронного газа с точечными примесями без пересечения примесных линий имеет вид:

$$G(r_1, r_2, \varepsilon) = \sum_{n, k_y} \Psi_{n, k_y}^{0*}(r_2) \Psi_{n, k_y}^0(r_1) G(\varepsilon, n),$$

где

$$G_R(E, n) = \frac{E + E_g(1 - c_i) \pm \sqrt{(E - E_1)(E - E_2)}}{2E E_g},$$

$$E_1 = E_g(\sqrt{c_i} - 1)^2, E_2 = E_g(\sqrt{c_i} + 1)^2, E_g = V_0 / 2\pi l_{Hz}^2 \propto B, c_i = 2\pi l_{Hz}^2 N_i = N_i / N_{LL}.$$

Соответствующая плотность состояний на каждом уровне

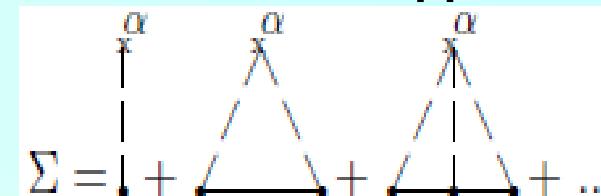
Ландау имеет вид колокола:

$$D(E) = -\frac{\text{Im} G_R(E)}{\pi} = \frac{\sqrt{(E - E_1)(E_2 - E)}}{2\pi |E| E_g},$$

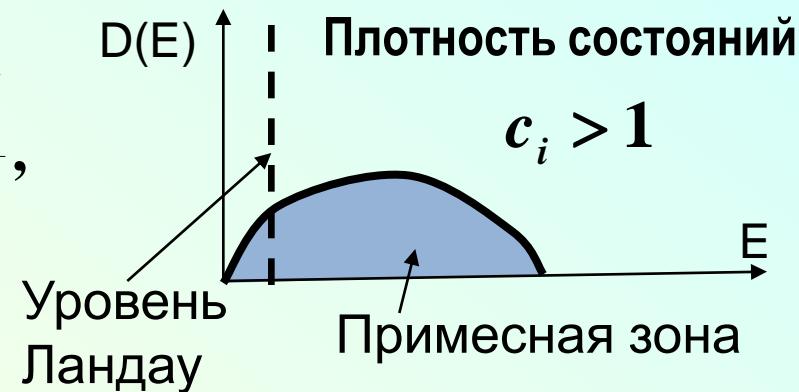
Ширина уровней Ландау

$$\Gamma_B \equiv (E_2 - E_1)/2 = 2E_g\sqrt{c_i} \propto \sqrt{B}.$$

В сильном магнитном поле ширина уровней много больше исходной ширины:



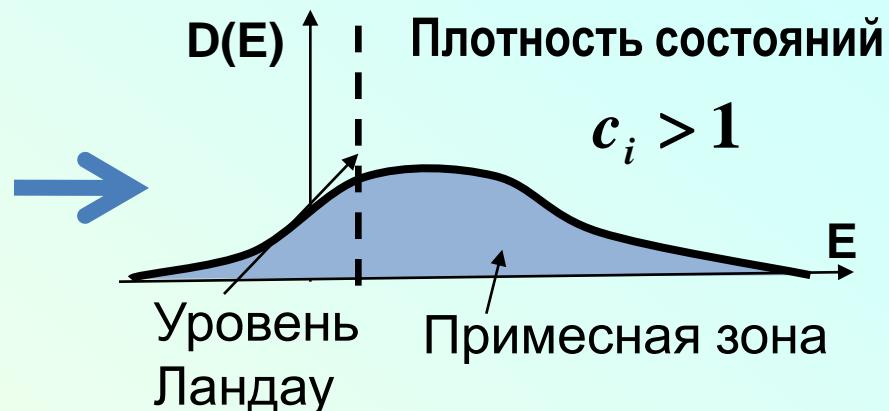
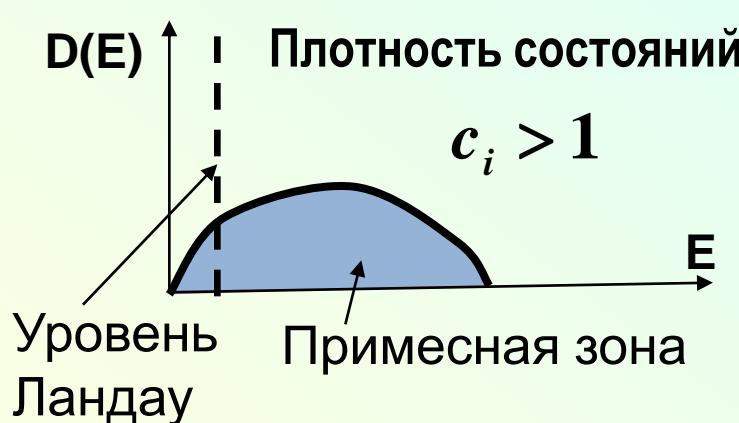
Tsunea Ando, J. Phys. Soc. Jpn. 36, 1521 (1974).



$$\frac{\Gamma_B}{\Gamma_0} = \sqrt{\frac{4\omega_c}{\pi\Gamma_0}} \gg 1$$

Форма уровней Ландау не так важна, как их ширина!

Точное определение формы уровней Ландау (или функции Грина) в двумерных системах с беспорядком – сложная и пока не решенная задача. Учет конечного радиуса примесей, следующих порядков теории возмущений и разброса по силе потенциала примесей и их положению дает хвосты плотности состояний $D(E)$:



При этом полуширина уровней Ландау почти не меняется.

Поэтому, возьмем лоренцевскую форму ул: $D(E) \approx \frac{\Gamma_B / \pi}{E^2 + \Gamma_B^2}$.

Это соответствует функции Грина

$$G_R(n, \varepsilon) = \frac{1}{\varepsilon - \varepsilon_{2D}(n, k_y) - i\Gamma_B}, \quad \Gamma_B \approx \Gamma_0 \left[\left(4\omega_c / \pi \Gamma_0 \right)^2 + 1 \right]^{1/4}$$

Вычисление угловых осцилляций межслоевой проводимости в слабо некогерентном пределе

Усреднение по примесям на соседних слоях производится не зависимо:

$$\sigma_{zz} = \frac{e^2 t_z^2 d}{L_x L_y} \int d^2 r d^2 r' \int \frac{d\epsilon}{2\pi} \langle A(r, r', j, \epsilon) \rangle \langle A(r', r, j+1, \epsilon) \rangle [-n'_F(\epsilon)]$$

где спектральная функция $A(r, r', j, \epsilon) = i[G_A(r, r', j, \epsilon) - G_R(r, r', j, \epsilon)]$.

В наклонном магнитном поле $B = (B_x, 0, B_z) = (B \sin \theta, 0, B \cos \theta)$ векторный потенциал $A = (0, xB_z - zB_x, 0)$, и волновые функции электронов на соседних слоях приобретают разность фаз $\Lambda(r) = -yB_x d = -yBd \sin \theta$, а функции Грина на соседних слоях связаны соотношением

$$G_R(r, r', j+1, \epsilon) = G_R(r, r', j, \epsilon) \exp\{ie[\Lambda(r) - \Lambda(r')]\},$$

Выражение для $\sigma_{zz} = \frac{2e^2 t_z^2 d}{h} \int d^2 r \int \frac{d\epsilon}{2\pi} [-n'_F(\epsilon)] \left\{ \langle G_R(r, \epsilon) \rangle^2 \cos\left(\frac{eByd}{h/2\pi} \sin \theta\right) - \right.$
проводимости
имеет вид:

$$G_R G_A - \text{Re} \left[\langle G_R(r, \epsilon) \rangle^2 \exp\left(\frac{ieByd}{h/2\pi} \sin \theta\right) \right].$$

$G_R G_A$

Угловые осцилляции магнитосопротивления в слабо некогерентном режиме

Угловая зависимость проводимости

$$\sigma_{zz} = \sigma_0(B) \left\{ [J_0(\kappa)]^2 + 2 \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{[J_{\nu}(\kappa)]^2}{1 + (\nu \omega_c \tau_B)} \right\},$$

где $\kappa \equiv k_F d \tan \theta$, $\tau_B = \tau_0 (\Gamma_0 / \Gamma_B) \propto 1 / \sqrt{B_z}$, $\sigma_0(B) \propto 1 / \sqrt{B_z}$.

Сравнение старого и нового результатов

$B=5\text{T}$

Старый результат *1/2

$B=10\text{T}$

Новый результат

Разница вкладов высоких гармоник



Результат 2.

Магнитные квантовые осцилляции проводимости в слабо некогерентном режиме

В поле \perp слоям выражение для проводимости упрощается

$$\sigma_{zz} = \frac{2e^2 t_z^2 d N_{LL}}{\hbar} \int \frac{d\epsilon}{2\pi} \left[-n'_F(\epsilon) \right] \sum_n \left[\langle G_R(\epsilon, n) \rangle^2 - \Re \langle G_R(\epsilon, n) \rangle^2 \right]$$

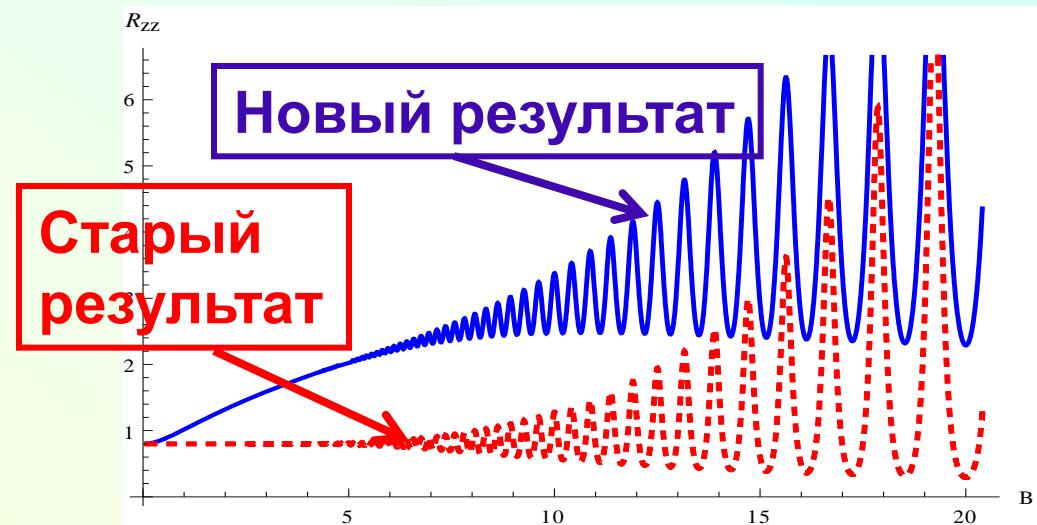
Обычно
не учиты-
вается !

Подставляя функцию Грина в двумерном слое, получаем:

$$\sigma_{zz} = \sigma_0(B) \sum_{k=-\infty}^{\infty} (-1)^k \exp \left[\frac{2\pi(i k \mu - |k| \Gamma_B)}{\omega_c} \right] \frac{2k\pi^2 T / \omega_c}{\sinh(2k\pi^2 T / \omega_c)} \left[1 + \frac{2\pi |k| \Gamma_B}{\omega_c} \right].$$

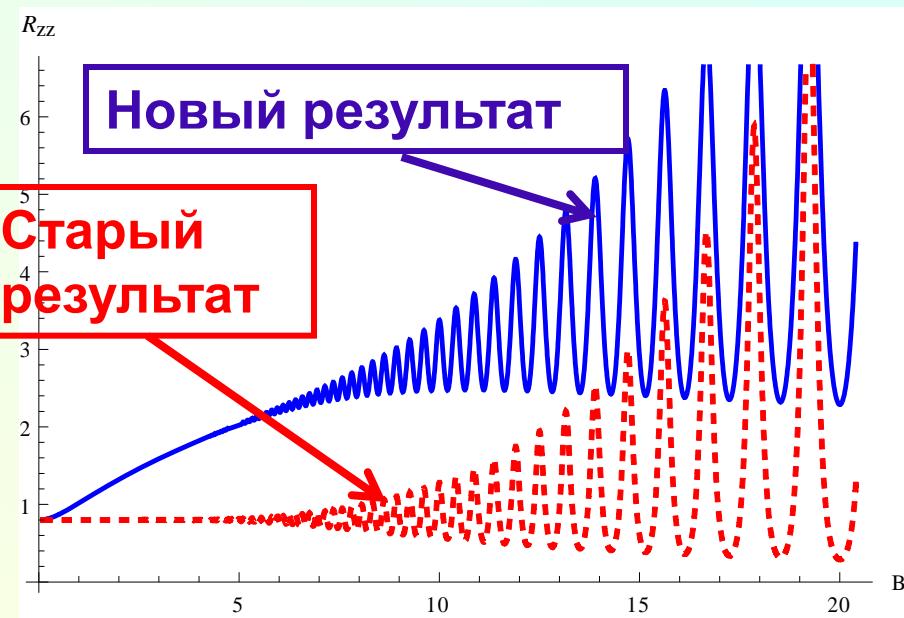
где $\sigma_0(B) = \frac{e^2 t_z^2 \nu_F d}{\hbar \Gamma_B} \propto \frac{1}{\sqrt{B}}$, $\Gamma_B \approx \Gamma_0 \left[(4\omega_c / \pi \Gamma_0)^2 + 1 \right]^{1/4}$.

Сравнение результатов по R_{zz} старой теории (когерентный режим) и новой теории для слабо некогерентного режима:



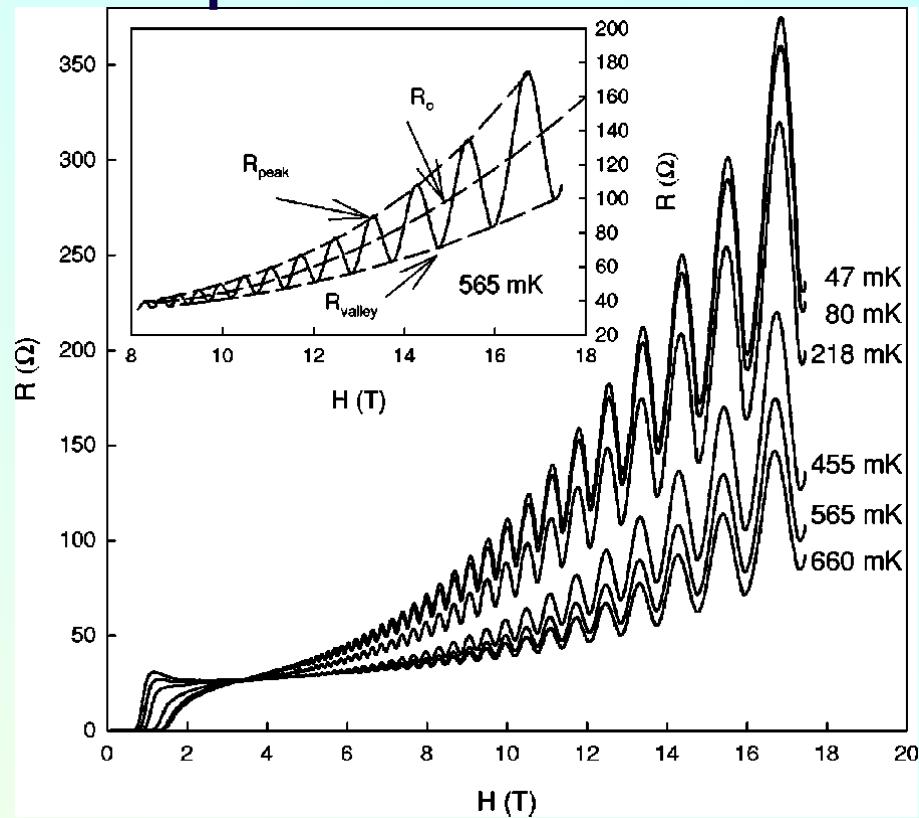
Сравнение с экспериментом по МКО

Теория



На эксперименте в минимумах МКО сопротивление монотонно растет с магнитным полем, а по старой теории уменьшается!

Эксперимент



F. Zuo et al., PRB 60, 6296 (1999).
На органическом металле
 β -(BEDT-TTF)₂SF₅CH₂CF₂SO₃

Переход от когерентного к слабо некогерентному режиму

Мы рассмотрели два предельных случая:

1. Слабое магнитное поле, когда ширина уровней не зависит от магнитного поля: $\Gamma_B \approx \Gamma_0$
2. Сильное поле, когда ширина уровней растет с полем и становится много больше ширины уровней без поля:

$$\Gamma_B \approx \Gamma_0 \sqrt{4\omega_c / \pi \Gamma_0} \propto \sqrt{B} \gg \Gamma_0.$$

Как происходит этот переход (или кроссовер) пока не ясно (нет количественной теории этого перехода).

В расчетах использовалась формула, которая верна лишь в предельных случаях. $\Gamma_B \approx \Gamma_0 \left[(4\omega_c / \pi \Gamma_0)^2 + 1 \right]^{1/4}$.

Почти все слоистые металлы в сильном магнитном поле попадают в слабо некогерентный режим !

Заключение

Развита теория проводимости в магнитном поле в слоистых материалах в слабо некогерентном режиме, когда время туннелирования электронов между слоями много больше времени свободного пробега в проводящем слое. Получены результаты для магнитных квантовых осцилляций и для угловых осцилляций магнитосопротивления, которые сильно отличаются от результатов в когерентном режиме.

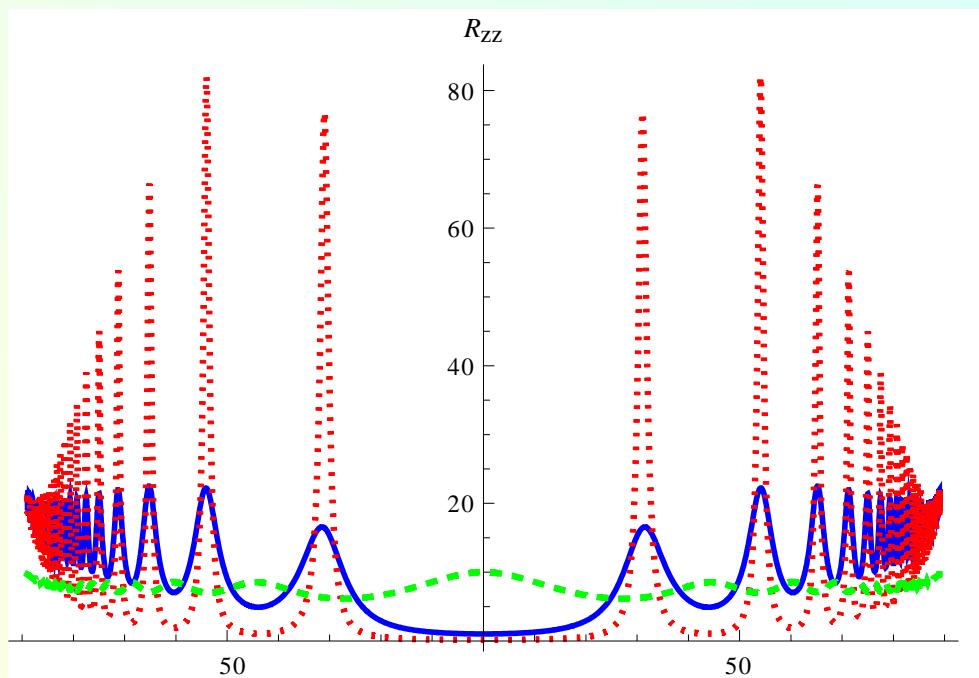
Результаты применимы к органическим металлам, высокотемпературным сверхпроводникам, гетероструктурам и другим соединениям.

Спасибо за внимание !

Приложение 1.

Сравнение с экспериментом по угловым осцилляциям

Теория (качественный вид):



Старый
результат

Новый
результат

Эксперимент:

