

Landau Days - 2014  
June 23-25, 2014, Chernogolovka, Russia

# Angular magnetobreakdown oscillations in layered conductors

V.G. Peschansky

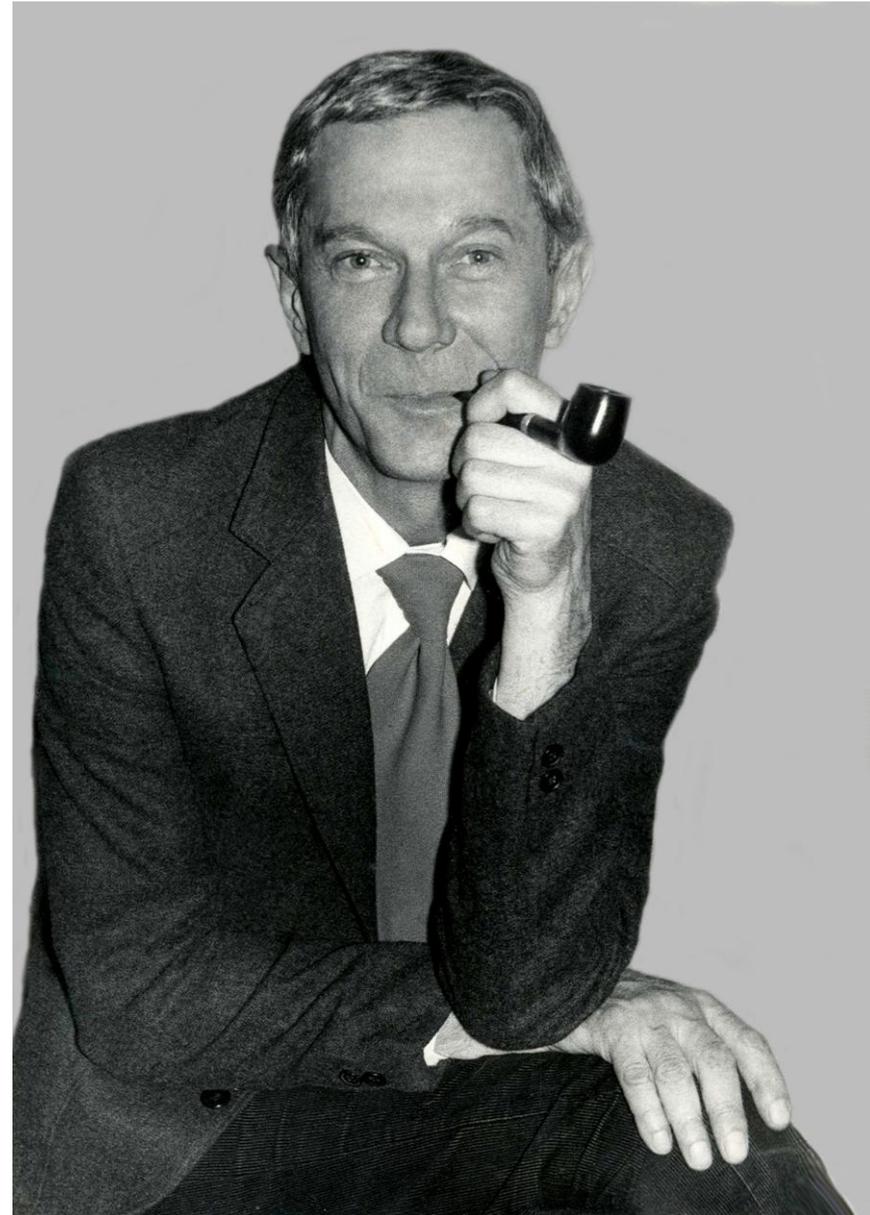
B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering  
of the National Academy of Sciences of Ukraine  
47 Lenin Ave., Kharkov 61103, Ukraine

## НАЧАЛО ТВОРЧЕСКОГО ПУТИ ЮРИЯ АРКАДИЕВИЧА БЫЧКОВА

Ю.А. Бычков, Л.Э. Гуревич, Г.М. Недлин,  
Термоэлектрические явления в сильных  
магнитных полях в металлах с  
различными поверхностями Ферми,  
ЖЭТФ, 37(2), 534-539 (1959)  
*[Thermoelectric phenomena in strong  
magnetic fields in metals possessing various fermi  
surfaces,  
Sov. Phys. JETP 10, 377 (1960)].*

Ю.А. Бычков, Влияние примесей на эффект  
де Гааза — ван Альфена,  
ЖЭТФ, 39(5), 1401-1410 (1960)  
*[The influence of impurities on the de Haas - van  
Alphen effect, Sov. Phys. JETP 12, 977 (1961)].*

Ю.А. Бычков, Квантовая теория  
электропроводности металлов в сильных  
магнитных полях, ЖЭТФ, 39(3), 689-702 (1960)  
*[The quantum theory of the electrical conductivity of  
metals in strong magnetic fields,  
Sov. Phys. JETP 12, 483-491 (1961)].*



60 years ago, in the Proceedings of the Academy of Sciences of the USSR, Lifshitz and Kosevich have put forward a theoretical analysis of the magnetic susceptibility variation in a sufficiently high magnetic field for the case of arbitrary type of the electron-energy spectrum. It appeared then, that the shape of Fermi surface - the main property of conduction-electron spectrum, could be found if the oscillation periods in a magnetic field of various orientation were known. In fact, namely that work initiated a novel field in the electron theory of metals, *which was later called the fermiology.*

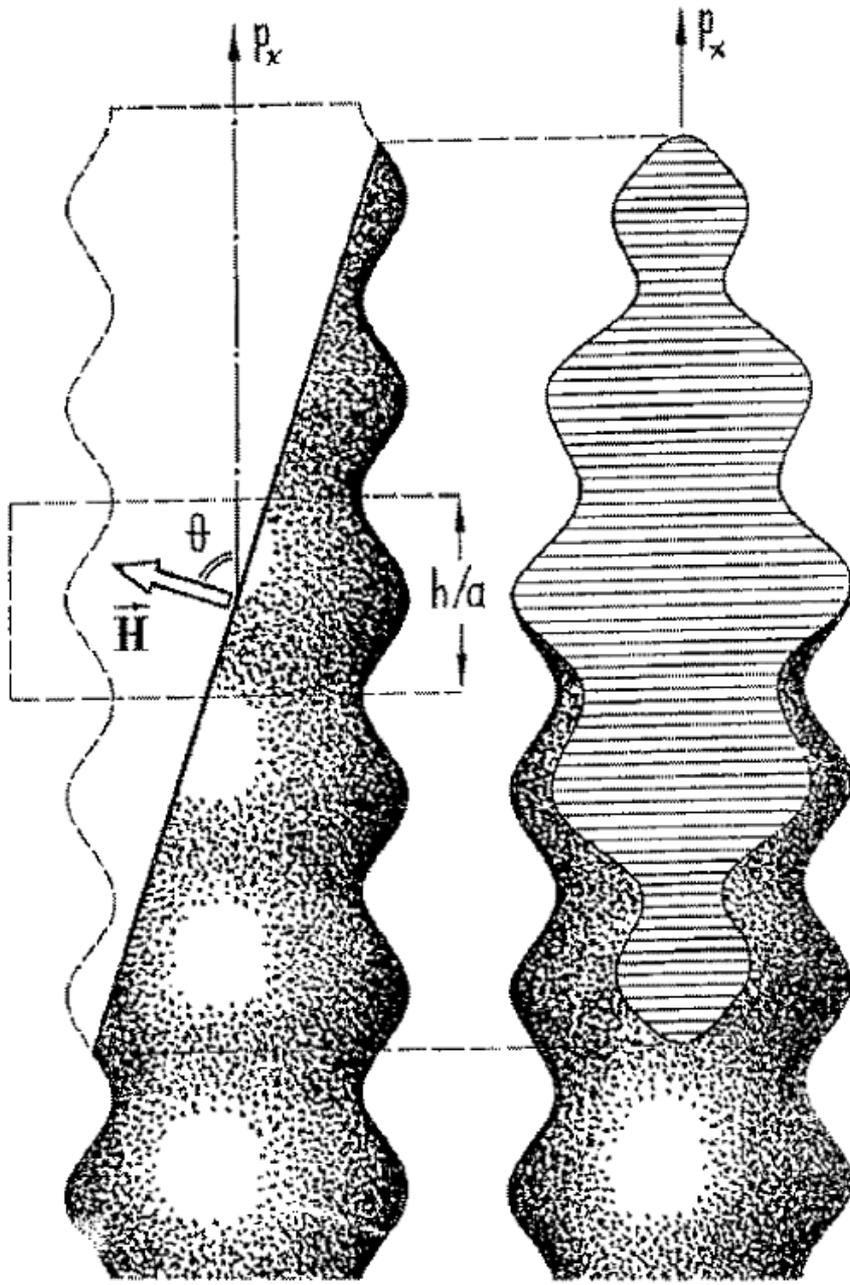
**Доклады Академии Наук СССР**  
1954. Том ХСVI, № 5

ФИЗИКА

**И. М. ЛИФШИЦ и А. М. КОСЕВИЧ**

**К ТЕОРИИ ЭФФЕКТА ДЕ ГАЗ — ВАН АЛЬФЕНА ДЛЯ ЧАСТИЦ  
С ПРОИЗВОЛЬНЫМ ЗАКОНОМ ДИСПЕРСИИ**

*(Представлено академиком Л. Д. Ландау 15 III 1954)*

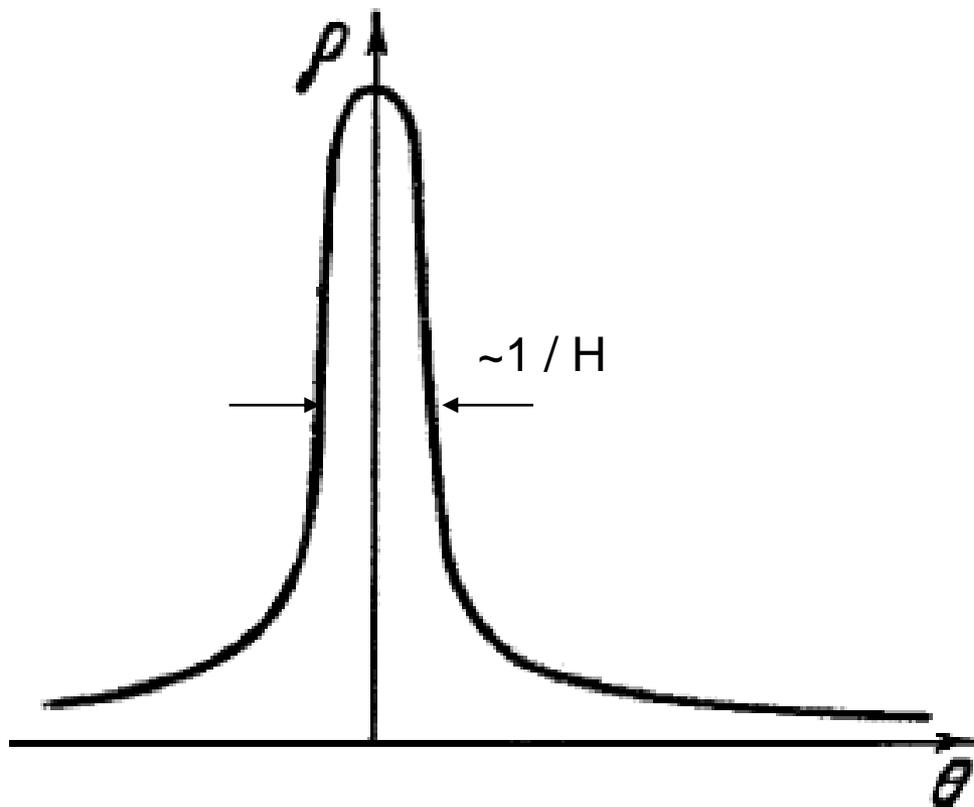


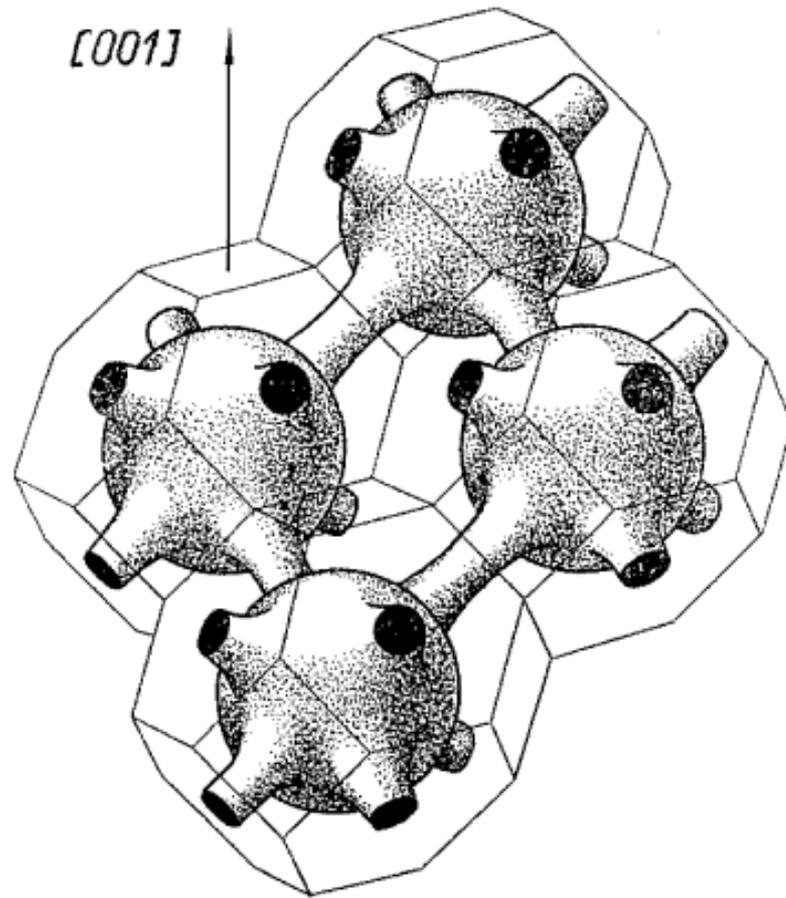
Поверхность Ферми в виде гофрированного цилиндра

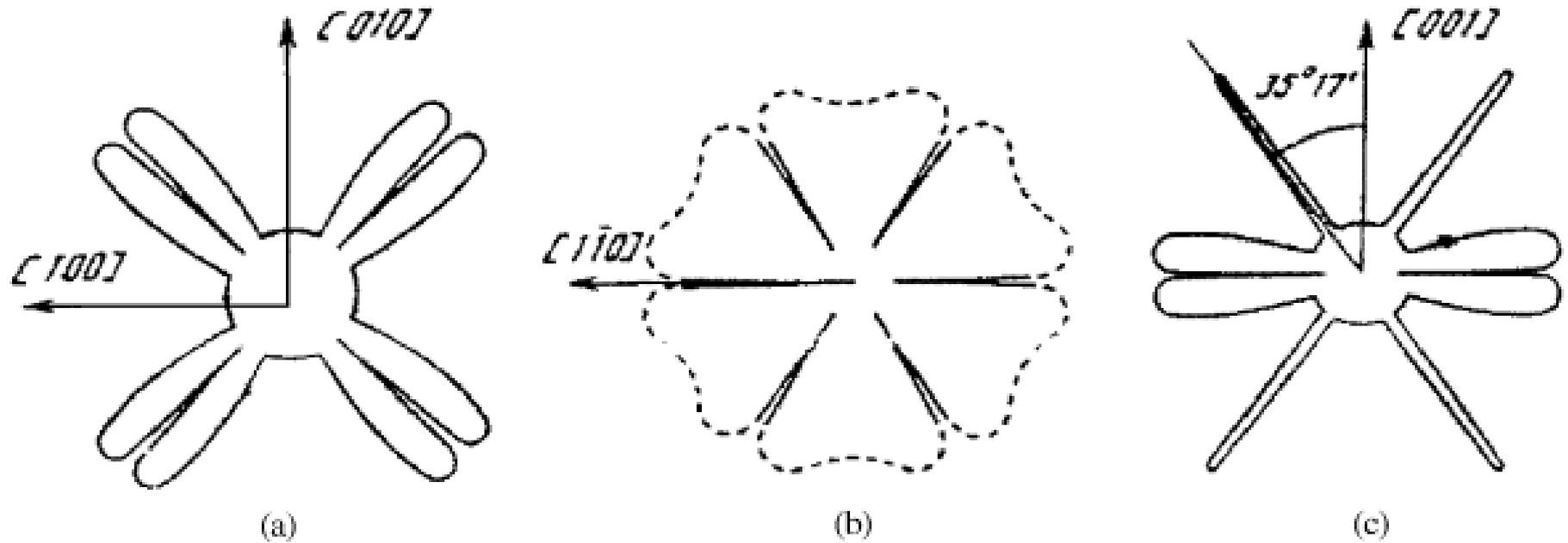
$$\gamma_0 = \frac{1}{\omega_c \tau} \lll 1;$$

$$\gamma = \frac{\gamma_0}{\cos \theta}$$

$$\omega_c = \frac{eH}{m^* c}$$







Some examples of the angular dependences of the resistivity (the rotation diagrams  $H \perp j$  for a 9xed direction of the current density) for metals with a FS consisting of corrugated cylinders directed along the space diagonals of the cubic cell. The electric current is directed (a) along the axis  $[001]$ ; (b) along the axis  $[111]$ ; (c) along the axis  $[110]$ .

Для слоистых проводников характерна резкая анизотропия их электропроводности. Электропроводность поперек слоев в органических проводниках на три порядка, в манганитах на четыре порядка, а в графите даже на пять порядков меньше электропроводности вдоль слоев. Повидимому это связано с резкой анизотропией скоростей носителей заряда  $\mathbf{v} = \partial\varepsilon(\mathbf{p})/\partial\mathbf{p}$ , т.е. их энергия  $\varepsilon(\mathbf{p})$

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

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

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

слабо зависит от проекции импульса  $p_z = \mathbf{n}\mathbf{p}$  на нормаль к слоям  $\mathbf{n}$

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

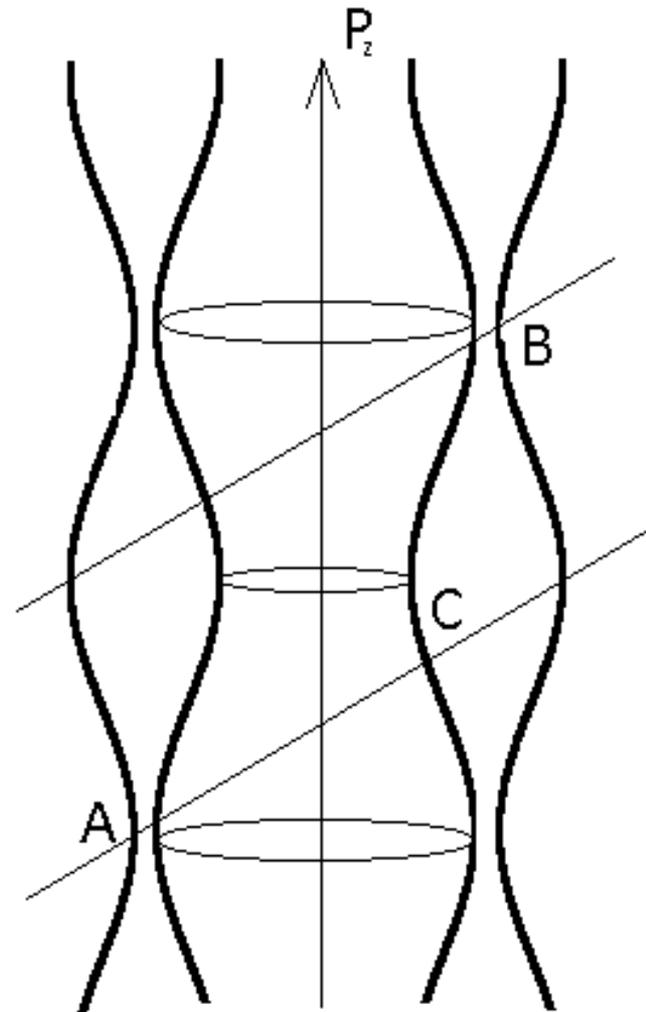
$$I_n(\theta) = T_B^{-1} \int_0^{T_B} dt \varepsilon_n(t) \cos(p_y(t) a n \tan \theta / \hbar)$$

$$I_n(\theta) = 2\varepsilon_n(t_1) \frac{|2\pi\hbar|^{1/2}}{T|anp_y''(t_1)\tan\theta|^{1/2}} \cos\left\{\frac{anD_p}{2\hbar}\tan\theta - \frac{\pi}{4}\right\}$$

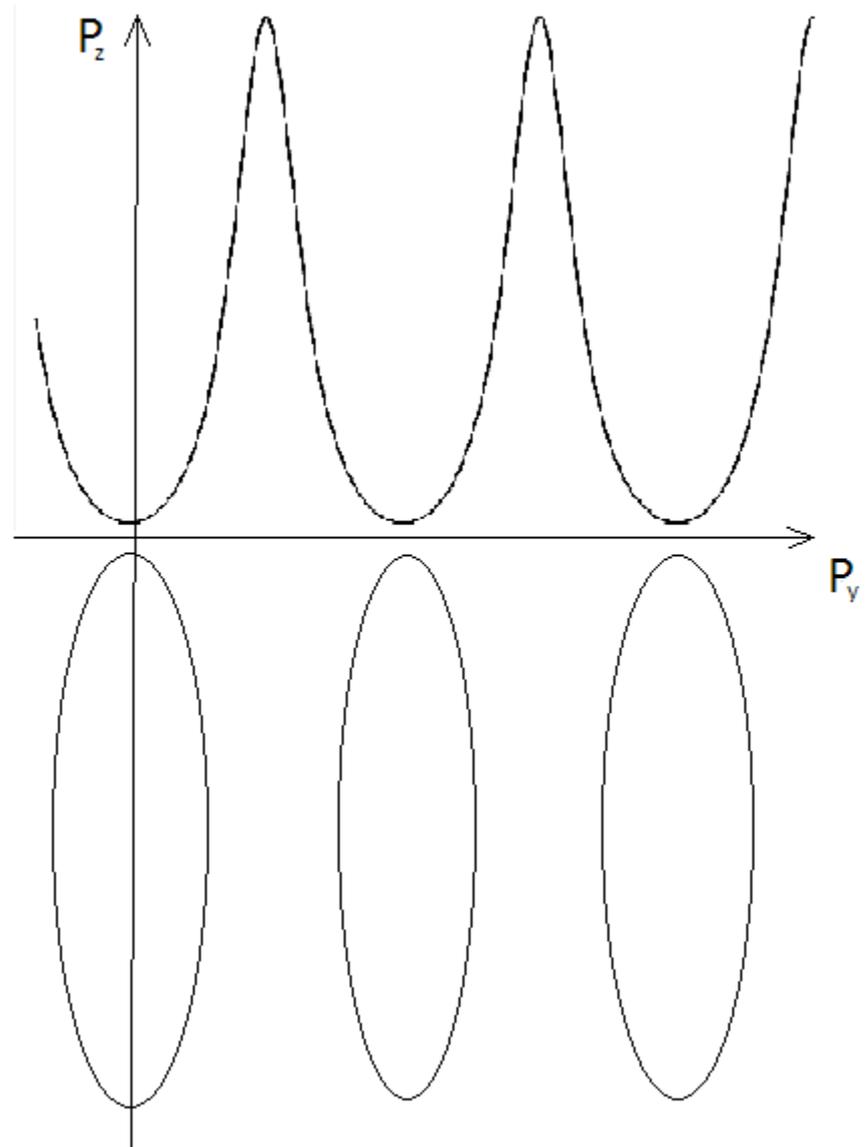
$$\tan\theta \gg 1$$

$$\Delta(\tan\theta) = 2\pi\hbar / aD_p$$

Проекция поверхности Ферми  
На плоскость  $P_x P_z$



Траектории электронов в  
магнитном поле  
при  $\tan \vartheta \gg 1$



$$\varepsilon_1(\mathbf{p}) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n(p_x, p_y) \cos(anp_z / \hbar);$$

$$\varepsilon_2(\mathbf{p}) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n(p_x, p_y) \cos(anp_z / \hbar),$$

При наличии нескольких групп носителей заряда каждая вносит свой вклад в плотность тока

$$\mathbf{J} = \langle e\mathbf{v}_1 \phi_1(t, p_B) \rangle + \langle e\mathbf{v}_2 \phi_2(t, p_B) \rangle.$$

Неравновесные добавки к функции распределения электронов с энергией Ферми

$$\phi_i(t, p_B) = \int_{-\infty}^t dt' e v_i(t', p_B) E \exp\left(\frac{t' - t}{\tau}\right)$$

равны энергии, приобретенной зарядами под действием электрического поля

где  $i = 1, 2$

Функции  $\phi_i$  до и после магнитного пробоя удовлетворяют соотношениям

$$\phi_1(\lambda_j + 0) = (1 - w)\phi_1(\lambda_j - 0) + w\phi_2(\lambda_j - 0)$$

$$\phi_2(\lambda_j + 0) = (1 - w)\phi_2(\lambda_j - 0) + w\phi_1(\lambda_j - 0)$$

Функция  $\phi_i(\lambda_j - 0)$  перед магнитным пробоем связаны с функцией  $\phi_i(\lambda_{j+1} + 0)$  после совершения магнитного пробоя в момент времени  $\lambda_{j+1}$  следующим соотношением

$$\phi_i(\lambda_j - 0) = \int_{\lambda_{j+1}}^{\lambda_j} dt' e v_i(t', p_B) E \exp\left(\frac{t' - \lambda_j}{\tau}\right) + \exp\left(\frac{\lambda_{j+1} - \lambda_j}{\tau}\right) \phi_i(\lambda_{j+1} + 0)$$

Если все плоские сечения поверхности Ферми  $t$  периодические, то первое слагаемое в правой части формулы для  $\phi_i(\lambda_j - 0)$  не зависит от  $j$

$$\int_{\lambda_{j+1}}^{\lambda_j} dt' ev_i(t', p_B) E \exp\left(\frac{t' - \lambda_j}{\tau}\right) = \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} dt' ev_i(t', p_B) E \exp\left(\frac{t' - \lambda_1}{\tau}\right) = A_i$$

При малой вероятности магнитного пробоя  $w \ll 1$   
в линейном приближении по  $w$

$$\phi_1(\lambda_1 + 0) = \frac{(1-w)A_1}{\gamma_1 + w} + \frac{w(1-w)A_2}{(\gamma_1 + w)(\gamma_2 + w)}$$

$$\phi_2(\lambda_1 + 0) = \frac{(1-w)A_2}{\gamma_2 + w} + \frac{w(1-w)A_1}{(\gamma_1 + w)(\gamma_2 + w)}$$

где  $\gamma_i = 1 - \exp(-T_i/\tau)$ , а  $T_1$  и  $T_2$  – периоды движения заряда в магнитном поле по сечению  $r_B = \text{const}$  гофрированного цилиндра и квазиплоского листа ПФ, соответственно.

В обратном предельном случае, когда  $w \gg \gamma_1, \gamma_2$  и за время свободного пробега электрон многократно меняет лист ПФ за счет магнитного пробоя, асимптотическое выражение для функций  $\phi_1(\lambda_j + 0)$  и  $\phi_2(\lambda_j + 0)$  в безстолкновительном пределе одинаково при любых  $\lambda_j$ . Для определения этих функций достаточно воспользоваться всего лишь одной рекурренцией (5,6) и соотношением (7)

□ □

$$\phi_1(\lambda_1 + 0) = (1-w)A_1 + wA_2 + (1-w) \exp\left(\frac{-T_1}{\tau}\right) \phi_1(\lambda_1 + 0) + w \exp\left(\frac{-T_2}{\tau}\right) \phi_2(\lambda_1 + 0)$$

$$\phi_2(\lambda_1 + 0) = (1-w)A_2 + wA_1 + w \exp\left(\frac{-T_1}{\tau}\right) \phi_1(\lambda_1 + 0) + (1-w) \exp\left(\frac{-T_2}{\tau}\right) \phi_2(\lambda_1 + 0)$$

В результате

$$\phi_1(\lambda_1 + 0) = \frac{A_1(\gamma_2 + w) + A_2 w}{(\gamma_1 + w)(\gamma_2 + w) - w^2}$$

$$\phi_2(\lambda_1 + 0) = \frac{A_1 w + A_2(\gamma_1 + w)}{(\gamma_1 + w)(\gamma_2 + w) - w^2}$$

$$\sigma_{zz} = \frac{2e^3 B}{c(2\pi\hbar)^3} \int dp_B \frac{(T_1 \overline{v_{z1}})^2 \gamma_2 + (T_2 \overline{v_{z2}})^2 \gamma_1 + w(T_1 \overline{v_{z1}} + T_2 \overline{v_{z2}})^2}{\gamma_1 \gamma_2 + w(\gamma_1 + \gamma_2)}$$

$$\overline{v_{z1}} = - \frac{1}{T_1} \int_0^{T_1} dt \sum_{n=1}^{\infty} (an/\hbar) a_n(t, p_B) \sin(an p_B / \hbar \cos \mathcal{G} + an p_x(t) \tan \mathcal{G} / \hbar)$$

$$\overline{v_{z2}} = - \frac{1}{T_2} \int_0^{T_2} dt \sum_{n=1}^{\infty} (an/\hbar) b_n(t, p_B) \sin(an p_B / \hbar \cos \mathcal{G} + an p_x(t) \tan \mathcal{G} / \hbar)$$

Магнитопробойные осцилляции электропроводности поперек слоёв  $\sigma_{zz}$ . пропорциональны произведению средних скоростей  $\tilde{v}_{z1}$  и  $\tilde{v}_{z2}$

$$\delta \sigma_{zz} = \frac{2eB}{c(2\pi\hbar)^3} \int dp_B w(p_B) \tilde{v}_{z1} \tilde{v}_{z2} \frac{e^2 T_1 T_2}{(w + \gamma_1)(w + \gamma_2)}$$

частоты

$$\nu_1 = \frac{a}{\hbar} (p_{x2}(t_1) - p_{x1}(t_1)); \nu_2 = \frac{a}{\hbar} (p_{x2}(t_2) - p_{x1}(t_1));$$

$$\nu_3 = \frac{a}{\hbar} (p_{x2}(t_2) - p_{x1}(t_2)); \nu_4 = \frac{a}{\hbar} (p_{x2}(t_1) - p_{x1}(t_2));$$

Магнитопробойные осцилляции электропроводности поперек слоёв  $\sigma_{zz}$ . пропорциональны произведению средних скоростей  $\tilde{v}_{z1}$  и  $\tilde{v}_{z2}$

$$\delta \sigma_{zz} = \frac{2eB}{c(2\pi\hbar)^3} \int dp_B w(p_B) \tilde{v}_{z1} \tilde{v}_{z2} \frac{e^2 T_1 T_2}{(w + \gamma_1)(w + \gamma_2)}$$

частоты

$$\nu_1 = \frac{a}{\hbar} (p_{x2}(t_1) - p_{x1}(t_1)); \nu_2 = \frac{a}{\hbar} (p_{x2}(t_2) - p_{x1}(t_1));$$

$$\nu_3 = \frac{a}{\hbar} (p_{x2}(t_2) - p_{x1}(t_2)); \nu_4 = \frac{a}{\hbar} (p_{x2}(t_1) - p_{x1}(t_2));$$

Представляет интерес медленные осцилляции с частотой  $\nu_4$ , пропорциональной величине сближения в импульсном пространстве  $\delta p = p_{x2}^{\min} - p_{x1}^{\max}$  отдельных полостей поверхности Ферми

$$\delta_4 \sigma_{zz} =$$

$$\frac{2eB}{c(2\pi\hbar)^3} \sum_{n=1}^{\infty} 2\pi n \frac{e^2 w(1-w)}{(w+\gamma_1)(w+\gamma_2)} \frac{a_n(t_2)b_n(t_1)}{|p_{x1}''(t_2)p_{x2}''(t_1)|^{1/2} \tan \vartheta} \sin(n \nu_4 \tan \vartheta)$$