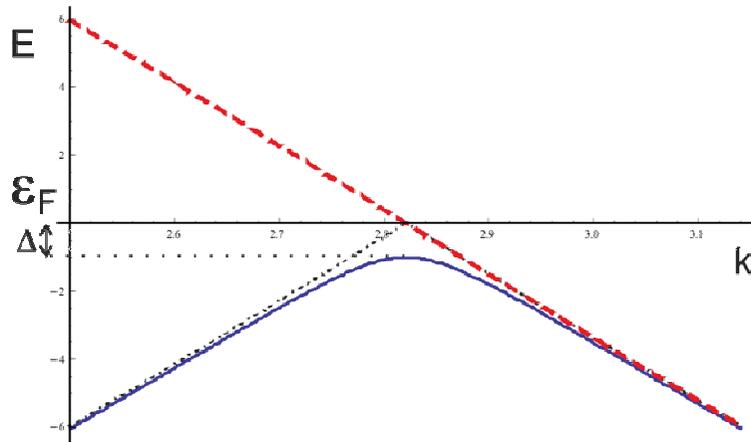


Когда сверхпроводимость может проявлять себя на масштабах энергий, существенно больших величины параметра порядка?

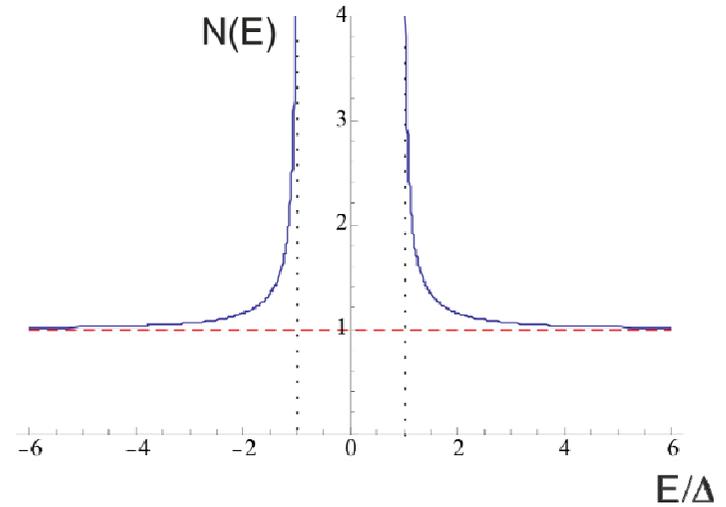
П.И.Арсеев, С.О.Лойко, Н.К.Федоров
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

Привычная картина (БКШ)

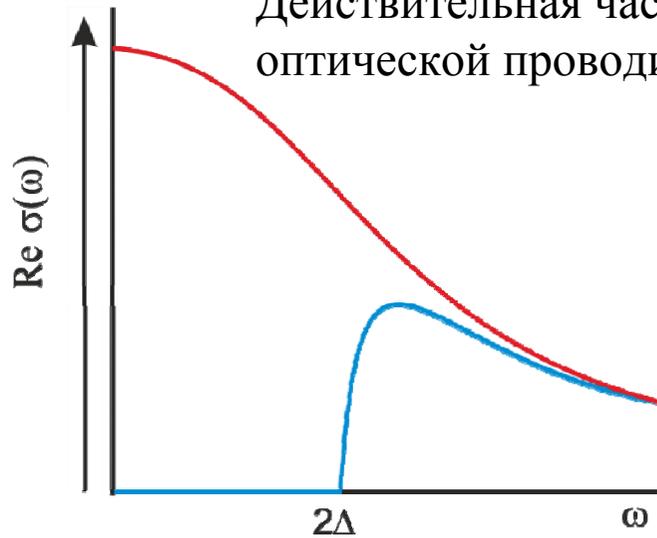
Спектр возбуждений



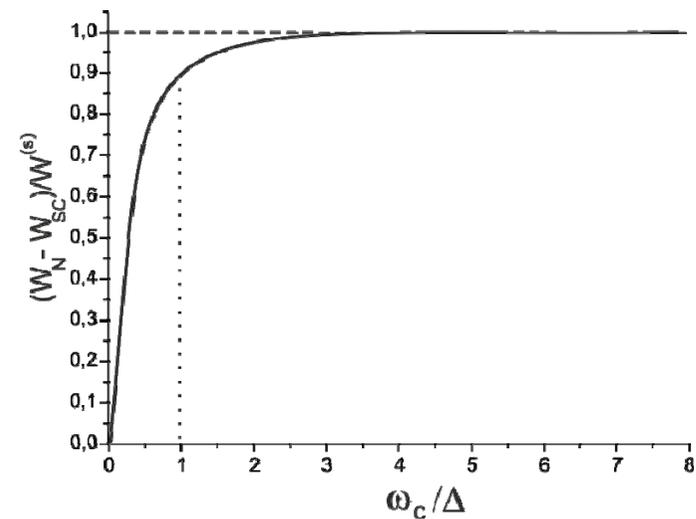
Плотность состояний



Действительная часть
оптической проводимости



Спектральный вес проводимости



В обычных сверхпроводниках, описываемых теорией БКШ, уже на масштабах энергий порядка нескольких Δ влияние сверхпроводимости на различные характеристики становится почти незаметным (в силу малости Δ / ε_F)

Что же происходит в ВТСП?

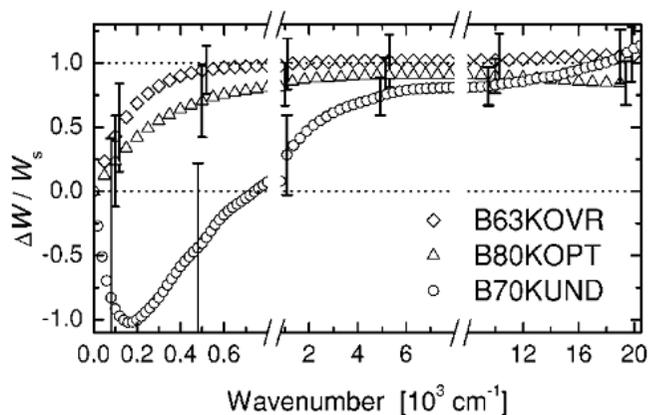
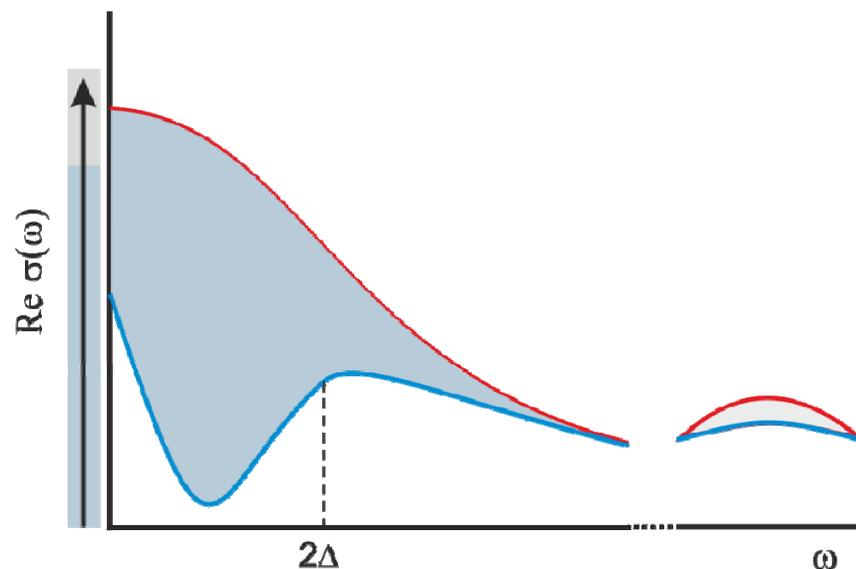


FIG. 5. Ratio $\Delta W/W_s$ vs frequency showing the exhaustion of the FGT sum rule at conventional energies for the OVR and OPT samples. An unconventional ($\sim 16\,000\text{ cm}^{-1}$ or 2 eV) energy scale

A. F. Santander-Syro, et al. PRB 70, 134504 (2004)

Сверхпроводимость может проявлять себя на энергиях, существенно превышающих Δ



Правило сумм

Для системы взаимодействующих электронов (R.Kubo,1957):

$$\int_0^{\infty} \operatorname{Re} \sigma(\omega) d\omega = \frac{\pi n e^2}{2m} \quad \begin{array}{l} n - \text{полная плотность электронов,} \\ m - \text{«голая» масса электрона} \end{array}$$

Правая часть не зависит от природы взаимодействия, температуры и состояния твердого тела.

Функциональная зависимость $\sigma(\omega)$ может меняться, например, с температурой, а полный спектральный вес сохраняется и лишь перераспределяется между разными частотами по мере изменения температуры.

Частный случай:

Перераспределение спектрального веса при переходе между нормальным и сверхпроводящим состояниями.

Правило сумм Феррелла-Гловера-Тинкхама

Выделив в действительной части проводимости явным образом отклик сверхтекучей компоненты

$$\operatorname{Re} \sigma_{SC}(\omega) = \pi e^2 D^{(s)} \delta(\omega) + \operatorname{Re} \sigma_{SC}^{(reg)}(\omega),$$

где $D^{(s)} = \frac{c^2}{8\pi e^2 \lambda_L^2}$, λ_L – Лондоновская глубина проникновения

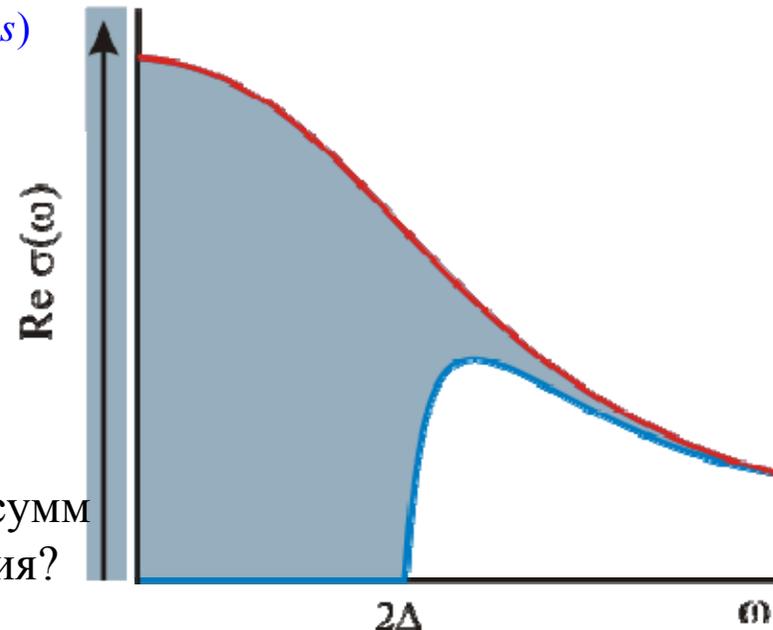
$$\int_{0+}^{\infty} \operatorname{Re} \sigma_N(\omega) d\omega = \int_{0+}^{\infty} \operatorname{Re} \sigma_{SC}(\omega) d\omega + \frac{\pi e^2}{2} D^{(s)}$$

«Недостающая» площадь компенсируется вкладом сверхтекучей компоненты при $\omega=0$

В реальной системе интегрирование до ∞ невозможно!!!

Насколько быстро начнет выполняться правило сумм При увеличении верхнего предела интегрирования?

Обычно несколько Δ



«Нарушение» оптического правила сумм в сверхпроводниках при «охвате» одной зоны

Возникает, если значения D отличаются в нормальном и сверхпроводящем состояниях :

$$D_N \neq D_{SC} \cdot \int_0^{\Omega_c} \operatorname{Re} \sigma(\omega) d\omega \equiv W = \frac{\pi e^2}{2} D \quad \text{где } D = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}, \alpha} \frac{\partial^2 \xi_{\mathbf{k}}}{\partial k_x^2} \langle n_{\mathbf{k}, \alpha} \rangle$$

В этом случае правило сумм ФГТ переписывается следующим образом:

$$\int_{0+}^{\Omega_c} (\operatorname{Re} \sigma_N(\omega) - \operatorname{Re} \sigma_{SC}(\omega)) d\omega = \frac{\pi e^2}{2} D^{(s)} + \frac{\pi e^2}{2} (D_N - D_{SC}) \equiv \delta W$$

Используя полное правило сумм, получим

$$\delta W = - \int_{\Omega_c}^{\infty} (\operatorname{Re} \sigma_N(\omega) - \operatorname{Re} \sigma_{SC}(\omega)) d\omega$$

Двухзонная модель

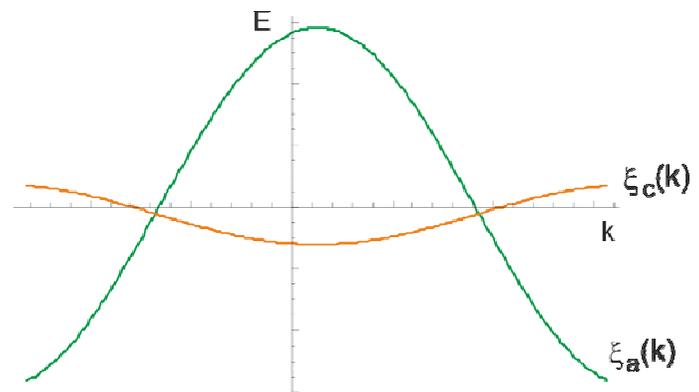
Объяснение такого "необычного" поведения спектрального веса как функции частоты обрезания может заключаться в учете особенностей энергетического спектра ВТСП-купратов. В элементарной ячейке ВТСП-купратов находится несколько атомов с орбиталями различной симметрии, выходящими на уровень Ферми, поэтому в них автоматически возникает многозонная картина с сильноанизотропной гибридизацией исходных атомных состояний. Для понимания того, какие именно свойства спектра необходимы для проявления подобного рода эффектов, мы рассмотрели двухзонную модель сверхпроводника, описываемую гамильтонианом:

$$H_0 = \sum_{\mathbf{k}, \alpha} \xi_a(\mathbf{k}) a_{\mathbf{k}, \alpha}^+ a_{\mathbf{k}, \alpha} + \sum_{\mathbf{k}, \alpha} \xi_c(\mathbf{k}) c_{\mathbf{k}, \alpha}^+ c_{\mathbf{k}, \alpha} + \sum_{\mathbf{k}, \alpha} (W(\mathbf{k}) a_{\mathbf{k}, \alpha}^+ c_{\mathbf{k}, \alpha} + h.c.)$$

$$- \sum_{\mathbf{k}} \left(\Delta_a a_{-\mathbf{k}\downarrow}^+ a_{\mathbf{k}\uparrow}^+ + h.c. \right) - \sum_{\mathbf{k}} \left(\Delta_c c_{-\mathbf{k}\downarrow}^+ c_{\mathbf{k}\uparrow}^+ + h.c. \right)$$

$$\Delta_a = -U_a \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \langle a_{\mathbf{k}\uparrow} a_{-\mathbf{k}\downarrow} \rangle$$

$$\Delta_c = -U_c \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \langle c_{\mathbf{k}\uparrow} c_{-\mathbf{k}\downarrow} \rangle$$



Зонная картина

$$\xi_a(\mathbf{k}) = t_a (\cos k_x + \cos k_y)$$

$$\xi_c(\mathbf{k}) = \varepsilon_{c0} + t_c (\cos k_x + \cos k_y)$$

$$W(\mathbf{k}) = W_0 (\cos k_x - \cos k_y)$$

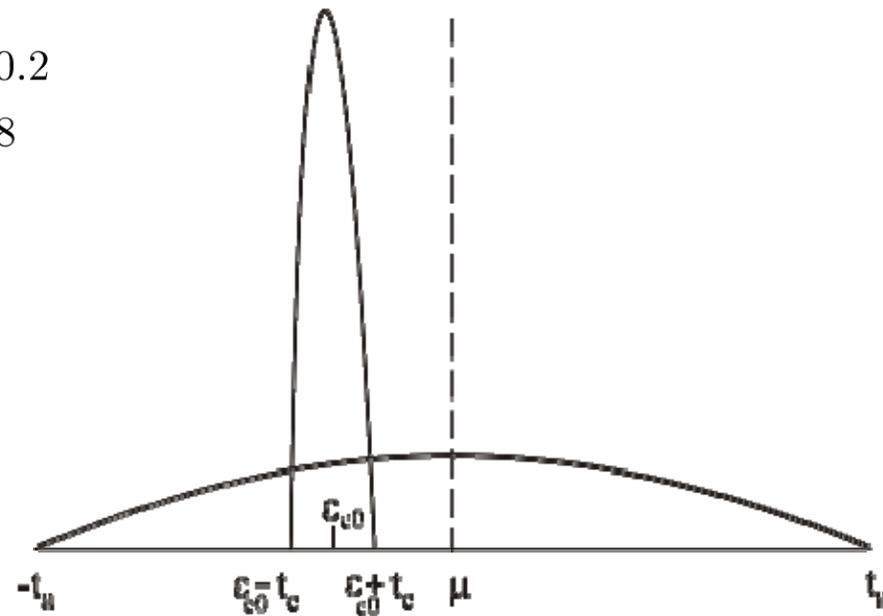
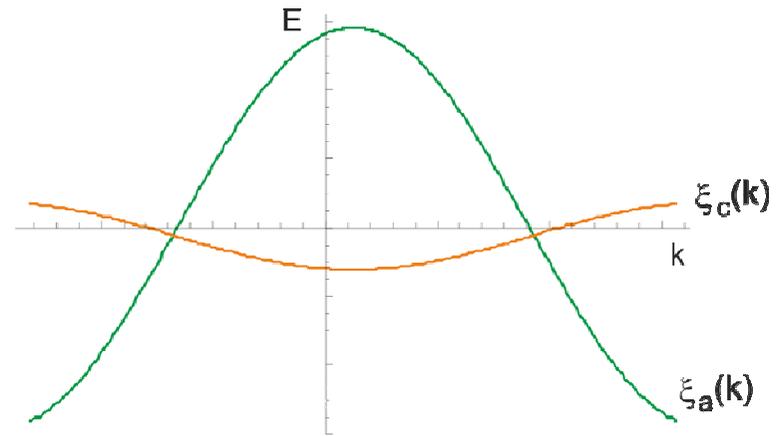
$$t_a = 30$$

$$t_c = 1$$

$$W_0 = 5$$

$$\Delta_a = -0.2$$

$$\Delta_c = 0.8$$



Оптическая проводимость

$$\sigma_{lm}(\omega) = -\frac{e^2}{i(\omega + i0)} [Q_{lm}(\omega) + D_{lm}]$$

$$\text{Re}\sigma_{lm}(\omega) = -\frac{e^2}{\omega} \text{Im}Q_{lm}(\omega) + \pi e^2 (\text{Re}Q_{lm}(\omega) + D_{lm}) \delta(\omega)$$

$$Q_{lm}(\omega) \equiv -\frac{i}{e^2} \int \langle [\hat{j}_l^{(p)}(t), \hat{j}_m^{(p)}(t')] \rangle \theta(t-t') e^{i\omega(t-t')} dt$$

$$D_{lm} = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{k}\alpha} \left\{ \frac{\partial^2 \xi_a(\mathbf{k})}{\partial k_l \partial k_m} \langle \hat{a}_{\mathbf{k},\alpha}^+ \hat{a}_{\mathbf{k},\alpha} \rangle + \frac{\partial^2 \xi_c(\mathbf{k})}{\partial k_l \partial k_m} \langle \hat{c}_{\mathbf{k},\alpha}^+ \hat{c}_{\mathbf{k},\alpha} \rangle + \left[\frac{\partial^2 W(\mathbf{k})}{\partial k_l \partial k_m} \langle \hat{a}_{\mathbf{k},\alpha}^+ \hat{c}_{\mathbf{k},\alpha} \rangle + c.c. \right] \right\}$$

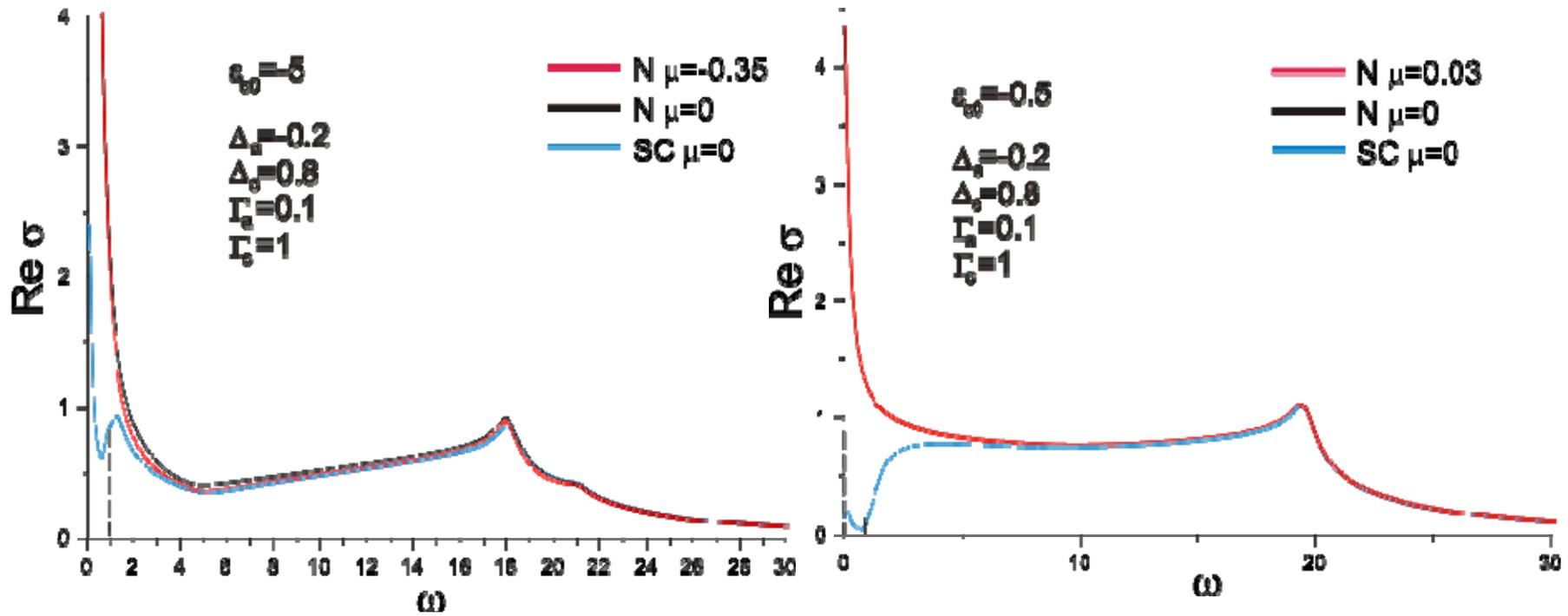
$$\hat{\mathbf{j}}(\mathbf{q}) = \hat{\mathbf{j}}^{(p)}(\mathbf{q}) + \hat{\mathbf{j}}^{(d)}(\mathbf{q})$$

$$\hat{\mathbf{j}}^{(p)}(\mathbf{q}) = \frac{e}{2} \sum_{\mathbf{k},\alpha} \left\{ \left(\frac{\partial \xi_a(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}} + \frac{\partial \xi_a(\mathbf{k}+\mathbf{q})}{\partial \mathbf{k}} \right) \hat{a}_{\mathbf{k},\alpha}^+ \hat{a}_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\alpha} + \left(\frac{\partial \xi_c(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}} + \frac{\partial \xi_c(\mathbf{k}+\mathbf{q})}{\partial \mathbf{k}} \right) \hat{c}_{\mathbf{k},\alpha}^+ \hat{c}_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\alpha} + \left[\left(\frac{\partial W(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}} + \frac{\partial W(\mathbf{k}+\mathbf{q})}{\partial \mathbf{k}} \right) \hat{a}_{\mathbf{k},\alpha}^+ \hat{c}_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\alpha} + h.c. \right] \right\}$$

$$\hat{\mathbf{j}}^{(d)}(\mathbf{q}) = -\frac{e^2}{4cV} \sum_{\mathbf{k}\alpha} \left(\mathbf{A}(\mathbf{q}) \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} \right) \left\{ \left(\frac{\partial \xi_a(\mathbf{k}-\mathbf{q})}{\partial \mathbf{k}} + 2 \frac{\partial \xi_a(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}} + \frac{\partial \xi_a(\mathbf{k}+\mathbf{q})}{\partial \mathbf{k}} \right) \hat{a}_{\mathbf{k},\alpha}^+ \hat{a}_{\mathbf{k},\alpha} \right.$$

$$\left. + \left(\frac{\partial \xi_c(\mathbf{k}-\mathbf{q})}{\partial \mathbf{k}} + 2 \frac{\partial \xi_c(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}} + \frac{\partial \xi_c(\mathbf{k}+\mathbf{q})}{\partial \mathbf{k}} \right) \hat{c}_{\mathbf{k},\alpha}^+ \hat{c}_{\mathbf{k},\alpha} + \left[\left(\frac{\partial W(\mathbf{k}-\mathbf{q})}{\partial \mathbf{k}} + 2 \frac{\partial W(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}} + \frac{\partial W(\mathbf{k}+\mathbf{q})}{\partial \mathbf{k}} \right) \hat{a}_{\mathbf{k},\alpha}^+ \hat{c}_{\mathbf{k},\alpha} \right] \right\}$$

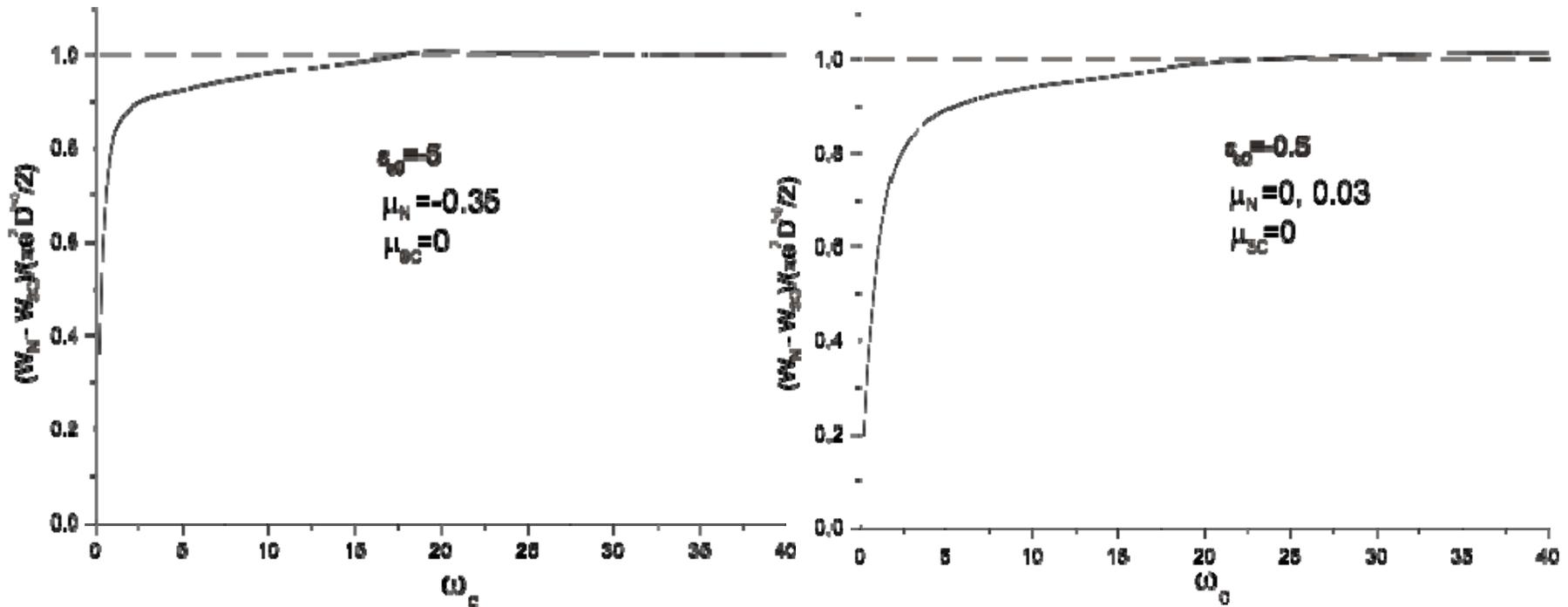
- Действительная часть проводимости



Зависимость анизотропии щели от уровня допирования в $\text{La}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$... (A.V.Pronin et al, PRB 68, 054511(2003))

- Спектральный вес в двухзонной модели сверхпроводника

$$\Delta W(\omega_c) = W_N(\omega_c) - W_{SC}^{(reg)}(\omega_c) \equiv \int_{0^+}^{\omega_c} (\operatorname{Re} \sigma_N(\omega) - \operatorname{Re} \sigma_{SC}(\omega)) d\omega \xrightarrow{\omega_c \rightarrow \Omega_c} \frac{\pi e^2 D^{(s)}}{2} \left(1 + \frac{D_N - D_{SC}}{D^{(s)}} \right)$$

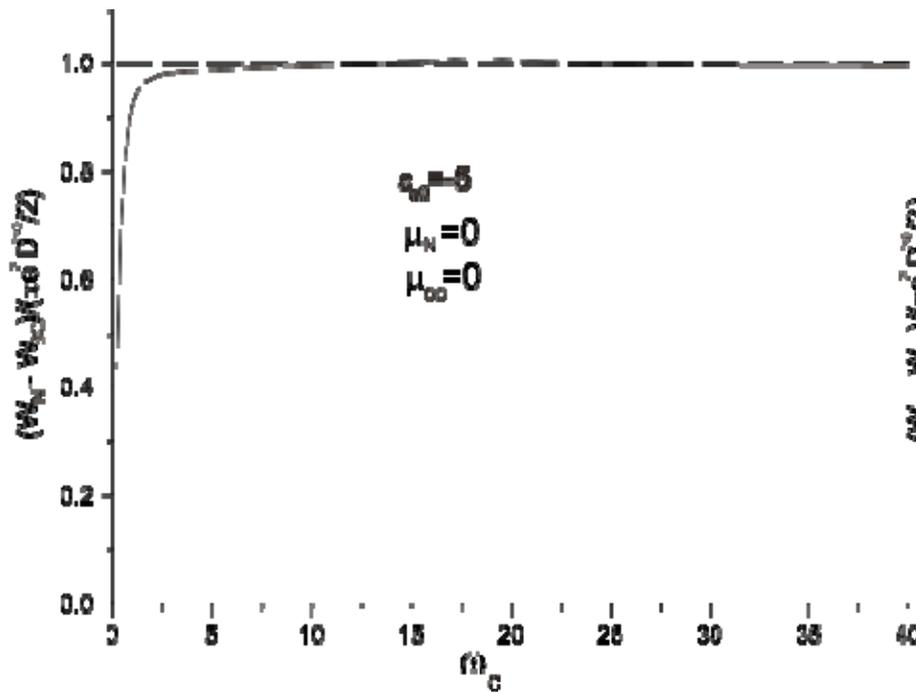


$$\frac{D_N - D_{SC}}{D^{(s)}} \approx 0.002$$

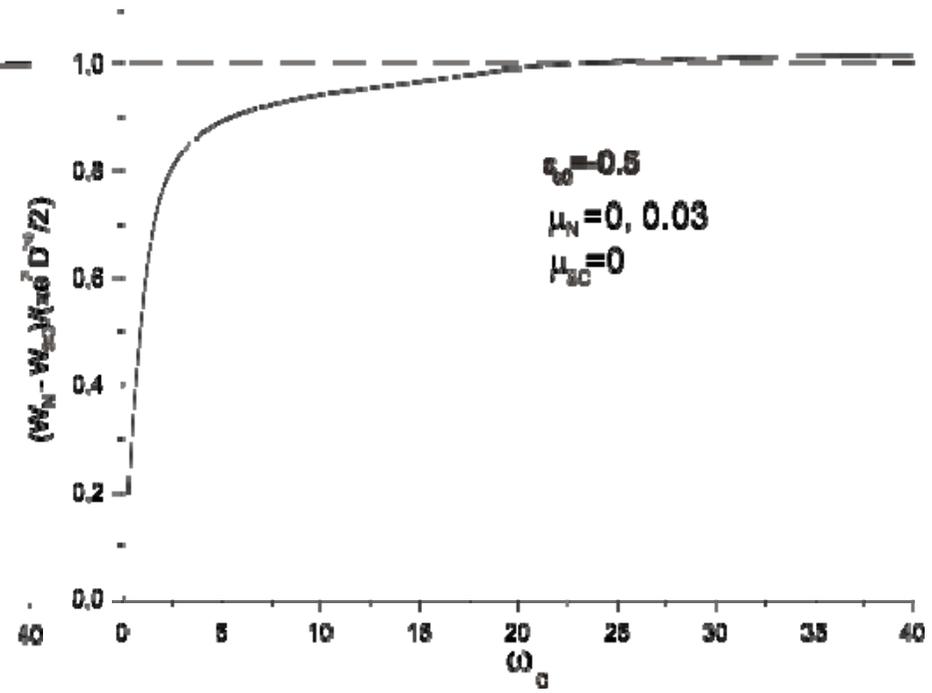
$$\frac{D_N - D_{SC}}{D^{(s)}} \approx 0.017$$

- Спектральный вес в двухзонной модели сверхпроводника

$$\Delta W(\omega_c) = W_N(\omega_c) - W_{SC}^{(reg)}(\omega_c) \equiv \int_{0^+}^{\omega_c} (\operatorname{Re} \sigma_N(\omega) - \operatorname{Re} \sigma_{SC}(\omega)) d\omega \xrightarrow{\omega_c \rightarrow \Omega_c} \frac{\pi e^2 D^{(s)}}{2} \left(1 + \frac{D_N - D_{SC}}{D^{(s)}} \right)$$

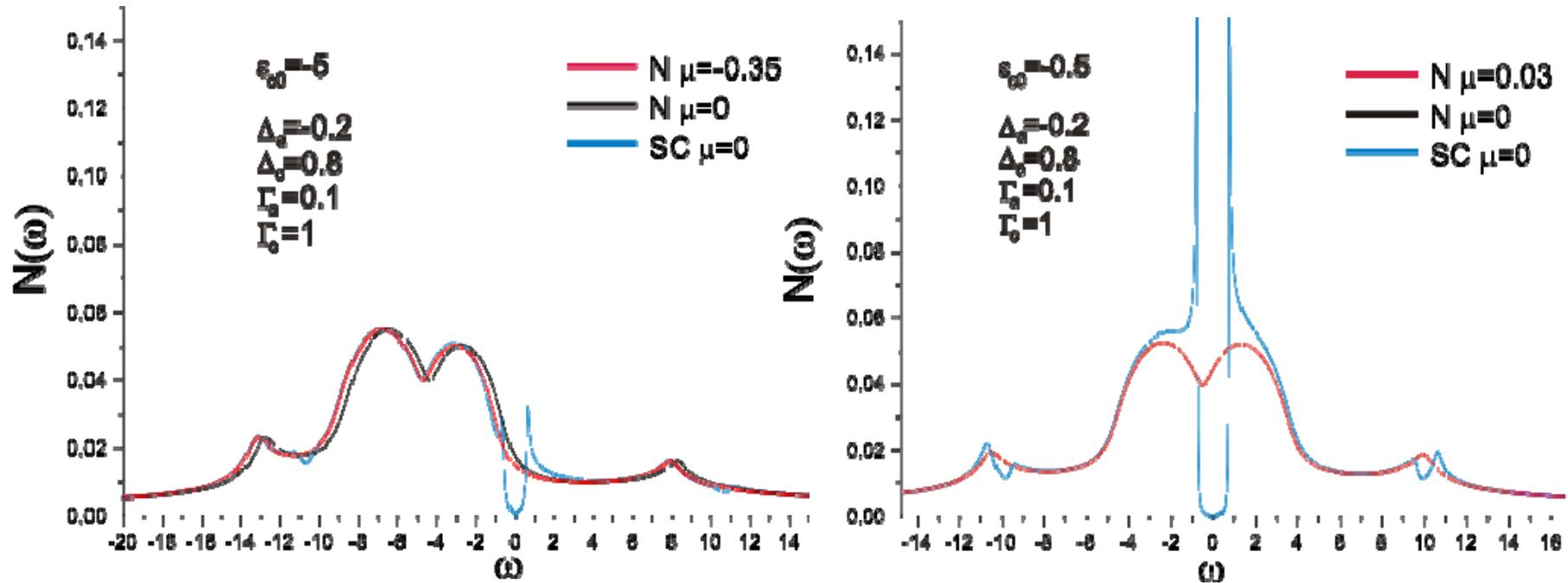


$$\frac{D_N - D_{SC}}{D^{(s)}} \approx -0.004$$



$$\frac{D_N - D_{SC}}{D^{(s)}} \approx 0.017$$

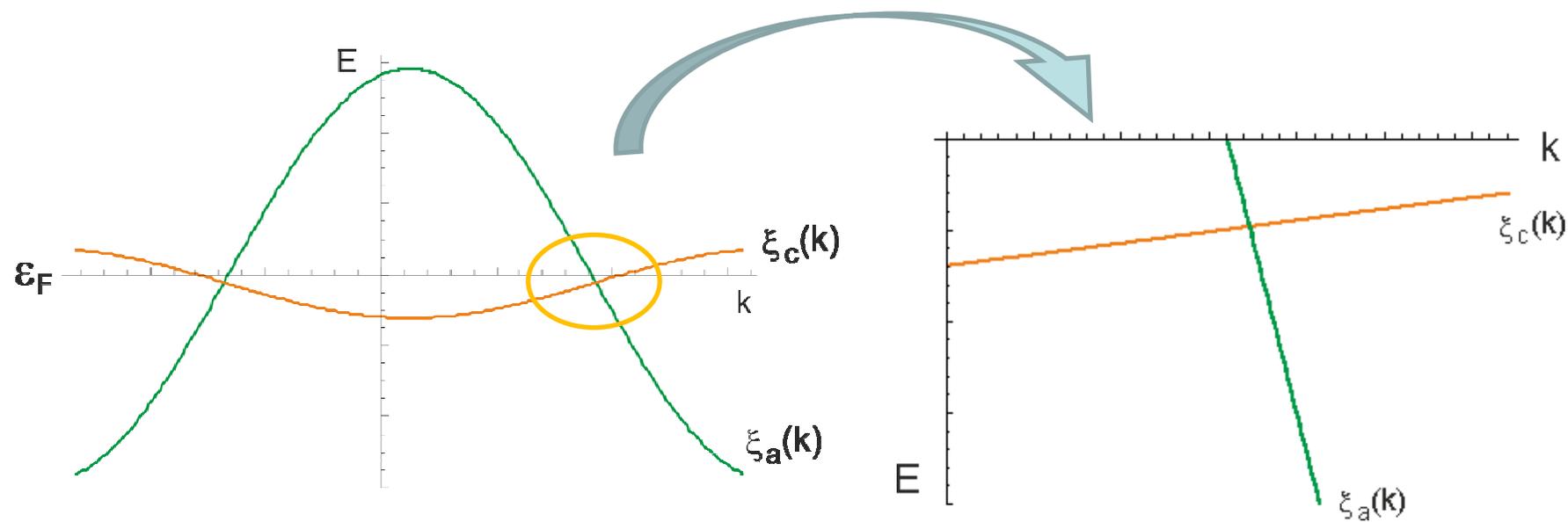
- Плотность состояний в двухзонной модели



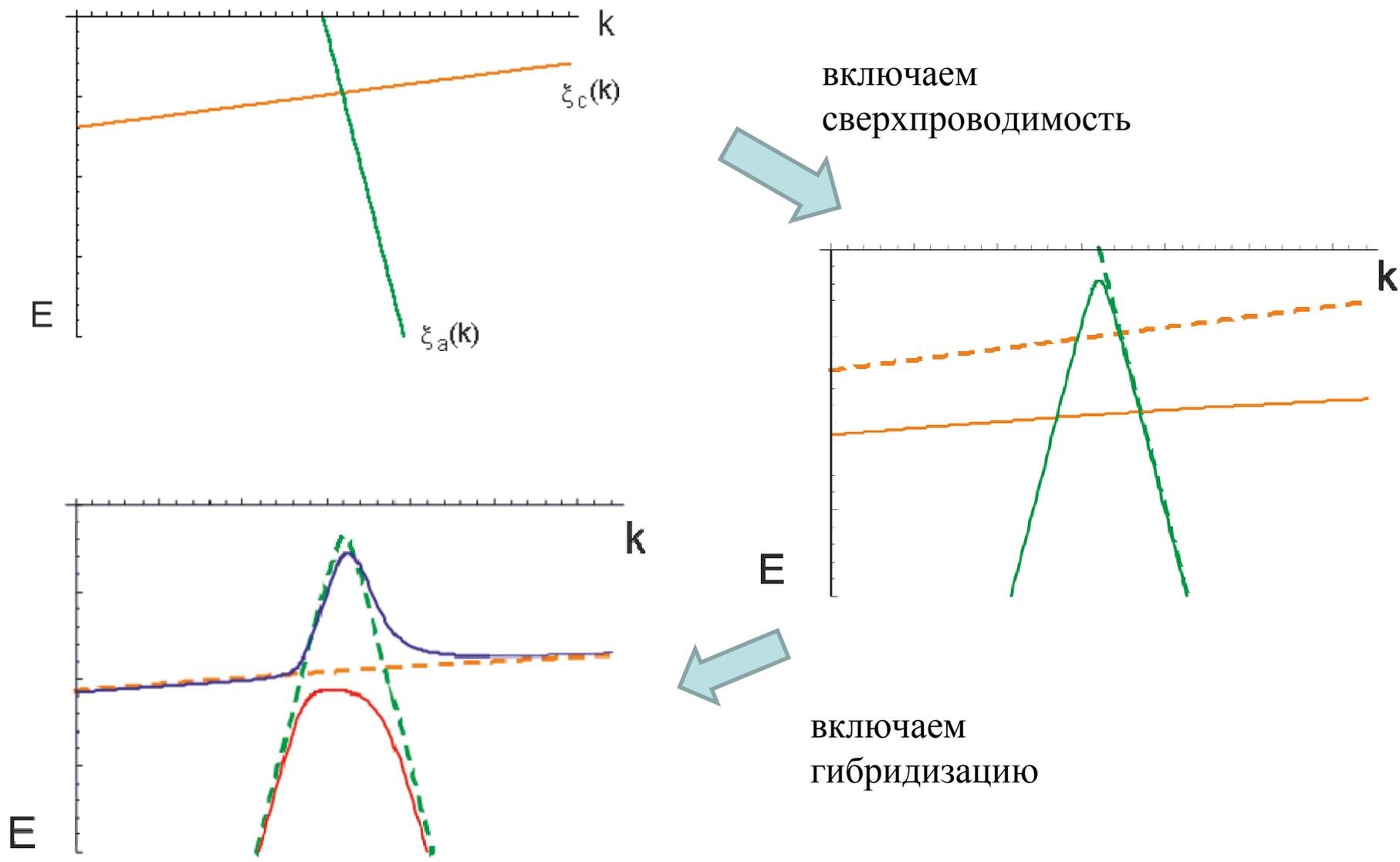
2 механизма, которые обеспечивают изменения проводимости на масштабах энергии $\omega \gg \Delta$:

- сдвиг химического потенциала при сверхпроводящем переходе
- щель нового типа в спектре сверхпроводника

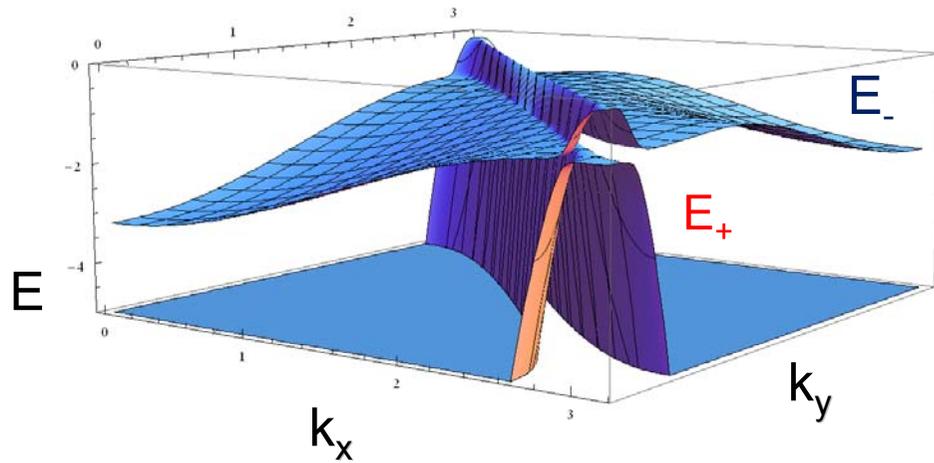
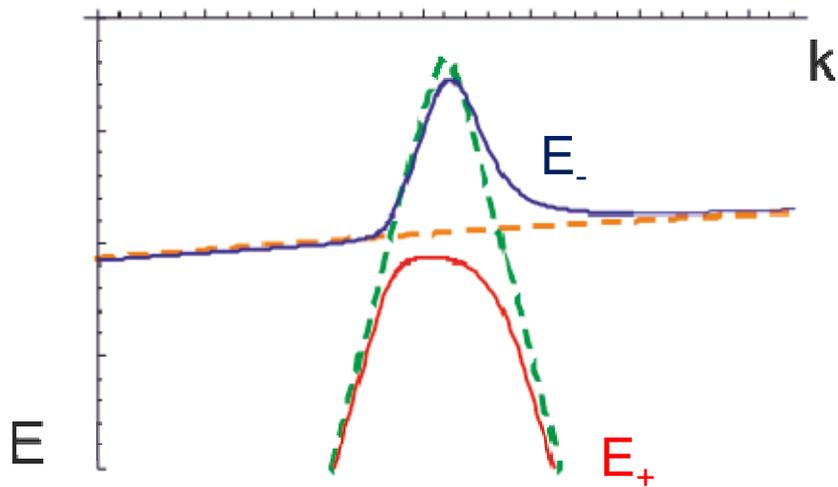
Физическая причина эффекта



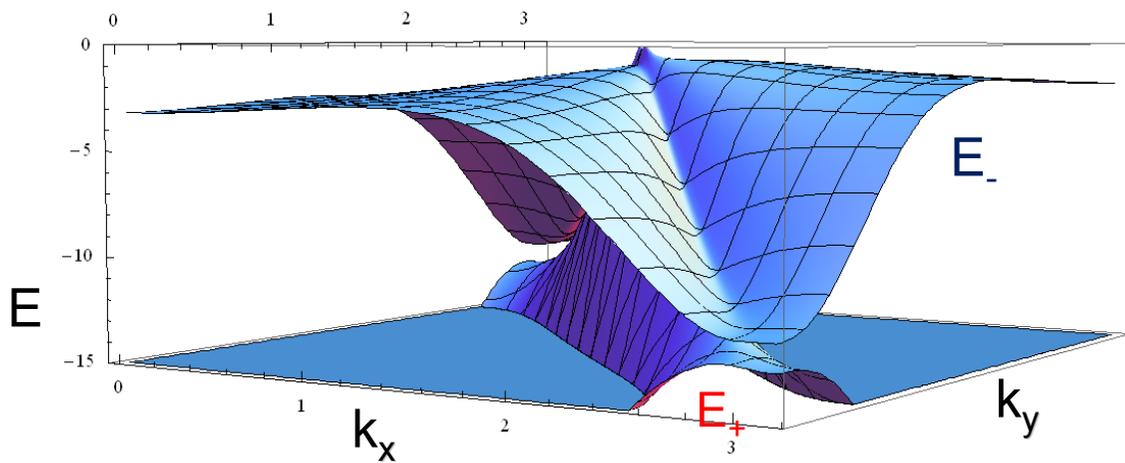
Физическая причина эффекта



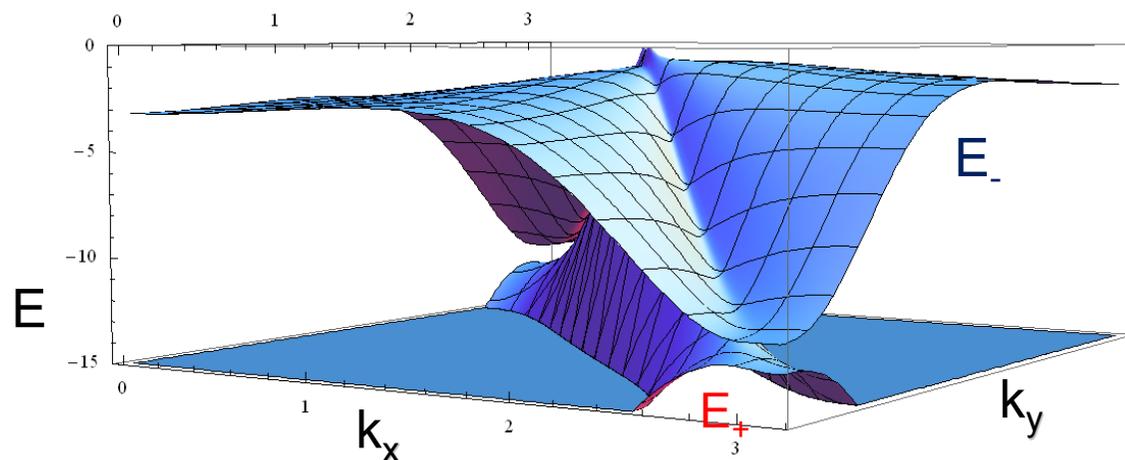
Физическая причина эффекта



При дальнейшем увеличении гибридизации:



Физическая причина эффекта

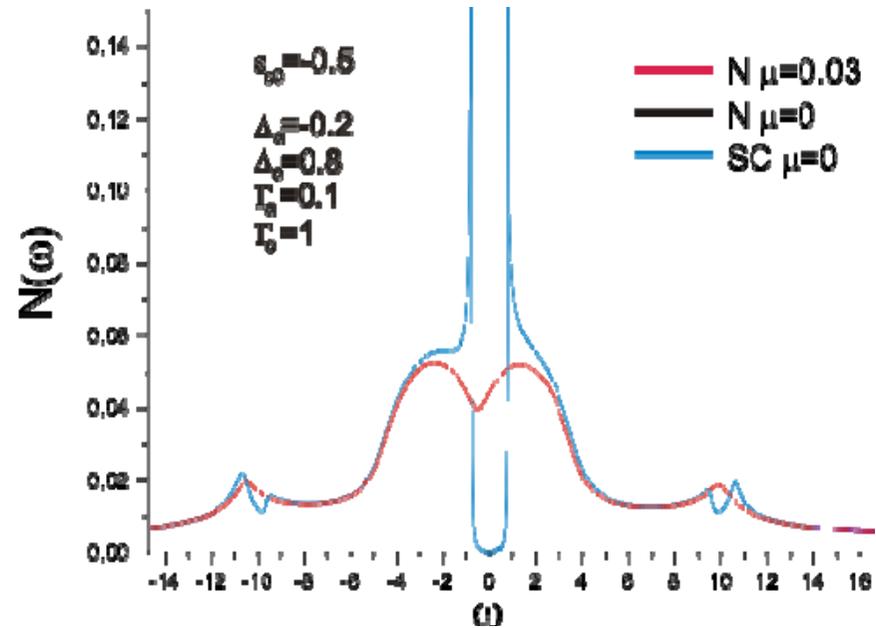
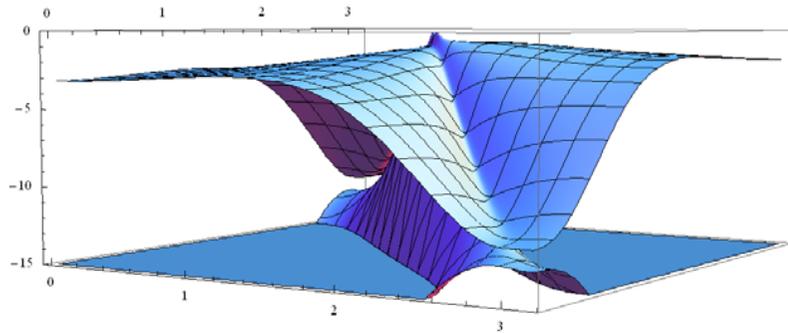


Спектр возбуждений вблизи щели:

$$E_{\pm} = \sqrt{\varepsilon_{c0}^2 + t_{ac}^2 + (\Delta_a^2 + \Delta_c^2) / 2} \pm \frac{\pm t_{ac} |\Delta_a - \Delta_c|}{\sqrt{\varepsilon_{c0}^2 + t_{ac}^2 + (\Delta_a^2 + \Delta_c^2) / 2}}$$

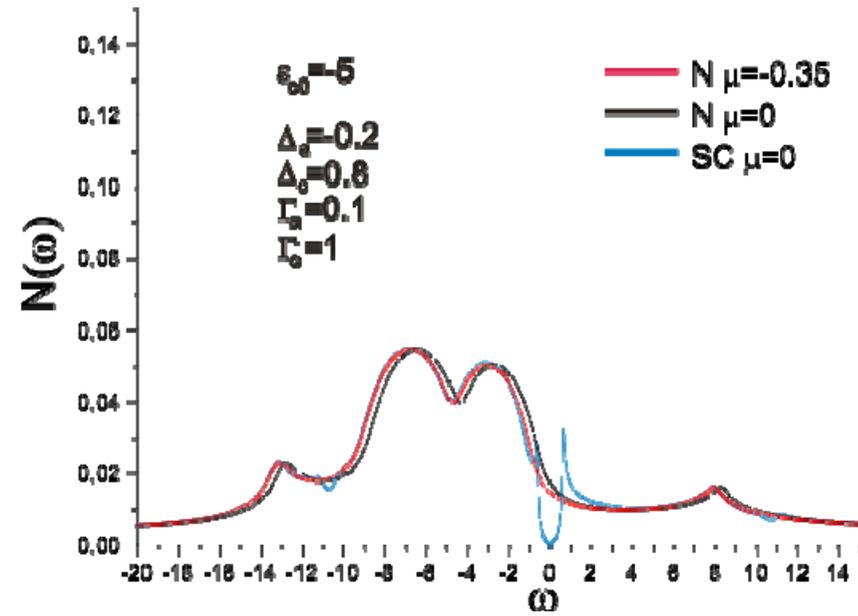
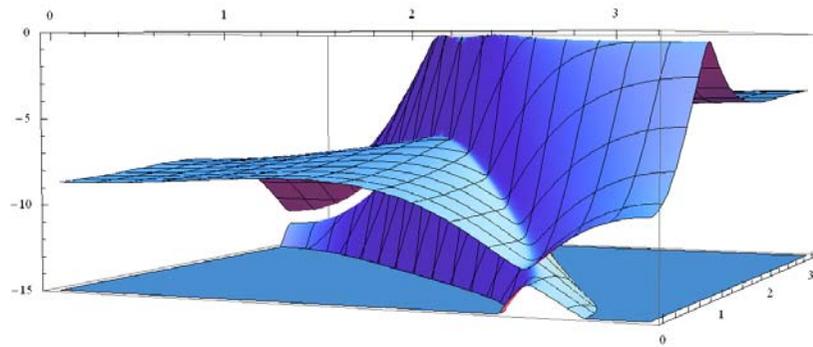
Характерный масштаб энергии связанный с новой щелью – энергия гибридизации t_{ac}

При $\varepsilon_{c0} = -0.5, t_{ac}^{(0)} = 5, \Delta_a = -0.2, \Delta_c = 1$ гибридная щель открывается при энергии $\simeq 10$ и имеет ширину $\simeq 2$



Гибридная щель возникает при любом ε_{c0} , но масштаб ее влияния на плотность состояний и проводимость определяется близостью к ней особенностей ван Хова

При $\varepsilon_{c0} = -5$ особенности ван Хофа располагаются вдали от гибридной щели, поэтому ее вклад в плотность состояний и проводимость не столь



Заключение

Сверхпроводимость в ВТСП-купратах может проявлять себя на масштабах энергий, существенно превышающих величину параметра порядка. В рамках многозонной модели такое необычное поведение может быть объяснено следующими причинами:

- наличием нескольких ветвей спектра, сочетанием эффектов сверхпроводимости и гибридизации исходных орбиталей модели
- смещением химического потенциала при сверхпроводящем переходе, происходящим из требования сохранения электронейтральности