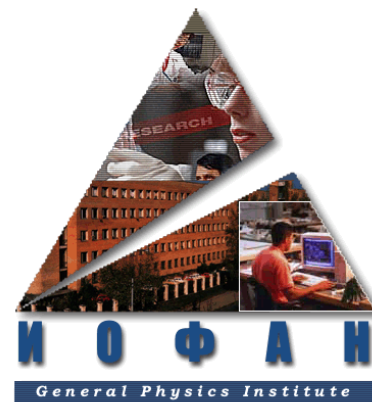


УВ₆: УСИЛЕНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В ОКРЕСТНОСТИ РЕШЕТОЧНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

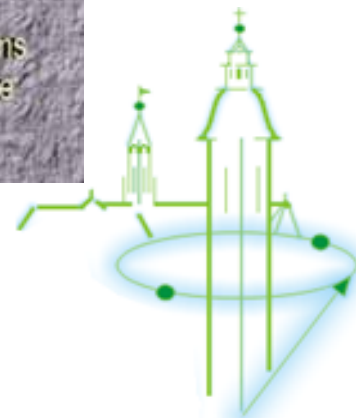
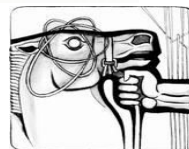


Н.Е.Случанко

Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН,
Отдел низких температур и криогенной техники



А.Н.Азаревич¹, М.А.Анисимов¹, А.В.Богач¹, В.В.Глушков^{1,2},
 С.Ю.Гаврилкин³, С.В.Демишев^{1,2}, А.В.Кузнецов⁴, К.В.Мицен³,
 И.И.Санников⁴, В.Б.Филиппов⁵, Н.Ю.Шицевалова⁵,
 М.В.Кондрин⁶, К.Flachbart⁷



¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, Россия

² МФТИ, 141700, г.Долгопрудный, Московская обл., Россия

³ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Россия

⁴ НИЯУ МИФИ, 115409, Москва, Россия

⁵ Институт проблем материаловедения НАНУ, 03680, Киев, Украина

⁶ Институт физики высоких давлений РАН, 142190, Троицк, Москва, Россия

⁷ Institute of Experimental Physics, SAS, 04001 Kosice, Slovak Republic

- Введение. Примеры усиления сверхпроводимости в неравновесном состоянии (пленки Be , Ga , Al , объемные образцы $Al_{1-x}Si_x$)
- Дисперсия Tc в гексабориде иттрия YB_6
- Кристаллическая структура YB_6
- Электронная структура YB_6 , поверхность Ферми, фононные спектры
- Анализ сверхпроводящего и нормального вкладов в теплоемкость, определение H_{cm}
- Анализ намагниченности в сверхпроводящем состоянии, определение H_{c1} и H_{c2}
- Характеристики сверхпроводящего состояния YB_6 , сравнение с результатами измерений туннельных и микроконтактных спектров
- Коэффициенты Холла и термоэдс в нормальном состоянии, переход в фазу каркасного стекла в YB_6
- Теплоемкость и намагниченность в нормальном состоянии; разделение вкладов, концентрация вакансий и вакансионных комплексов, магнитные моменты
- Решеточная неустойчивость и усиление сверхпроводимости в YB_6
- Выводы



Примеры усиления сверхпроводимости в неравновесном состоянии 4

The T_c enhancement in the vicinity of lattice instability in the non-equilibrium state is well-known effect which up to now is not understood in detail.

1 For example, the evaporation deposited **amorphous beryllium films** on low temperature substrates have shown the enhanced T_c about 10 K compared with that of 0.026K for an *hcp* phase of Be

B.G. Lazarev, A.I. Sudovtsov, E.E.Smirnov, Sov. Phys. JETP **6**, 816 (1958).

M. Okamoto, K. Takei, Y. Maeda, Jap. J. Appl. Phys. **26**, suppl. 26-3, AK07 (1987).

2 In **Ga-films** condensed at temperatures below 10 K the value of T_c increases to 8.4 K instead of 1.1 K in the bulk gallium

W. Buckel, W. Gey, Z. Phys. **176**, 336 (1963).

3 Существенно увеличить температуру сверхпроводящего перехода в Al ($T_c=1.18$ K) можно, подвергнув образец облучению нейтронами, ионами H, D, O и др., причем в ряде случаев величина T_c достигает 6K

A.M.Lamoise et.al., J.Physique Lett. **36**, 271 1975.

4 The **non-equilibrium solid solutions $Al_{1-x}Si_x$** demonstrate T_c variation between 1.2 K ($x=0$) and 11 K ($x\sim 0.2$) and the enhancement of superconductivity was attributed to development of lattice instability in these *fcc* Al-based crystals.

Е.Г.Понятовский и др., ФТТ, **26**, 1208, 1984 и Phys.Stat.Sol.A, **89**, K127, 1985).

J. Chevrier, et.al., Phys. Rev B **49**, 961 (1994).

N.E. Sluchanko et.al., Phys. Rev B **51**, 1112 (1995).

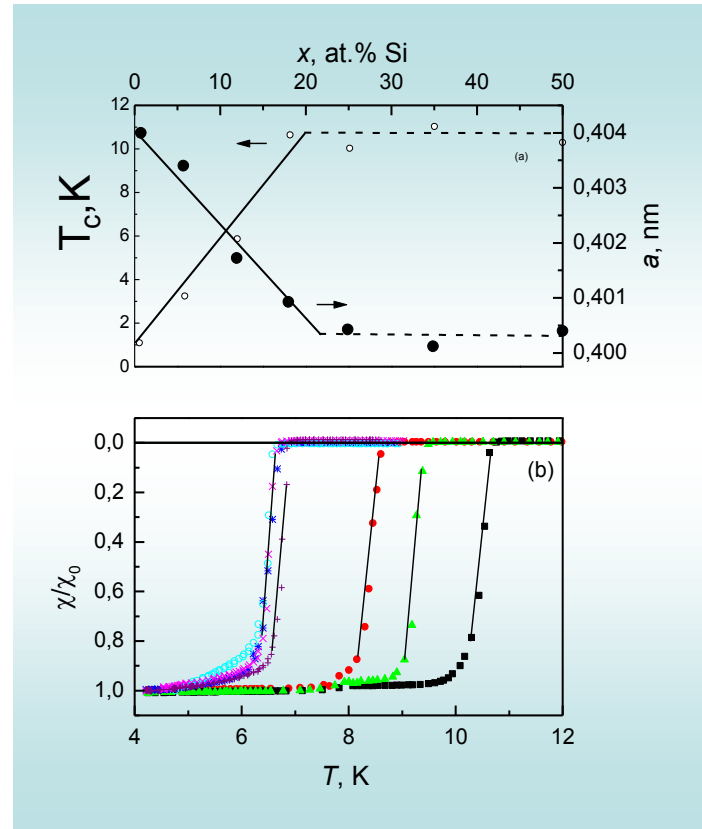
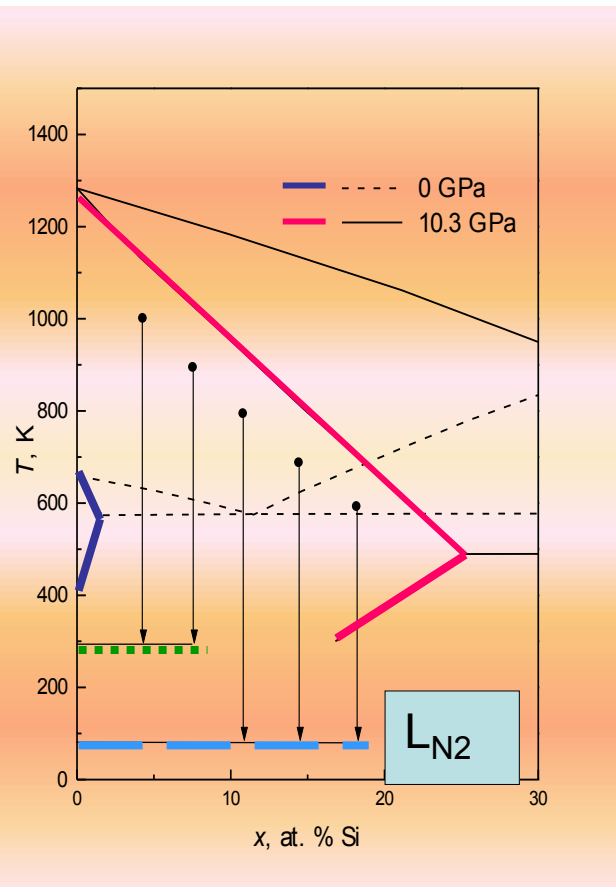
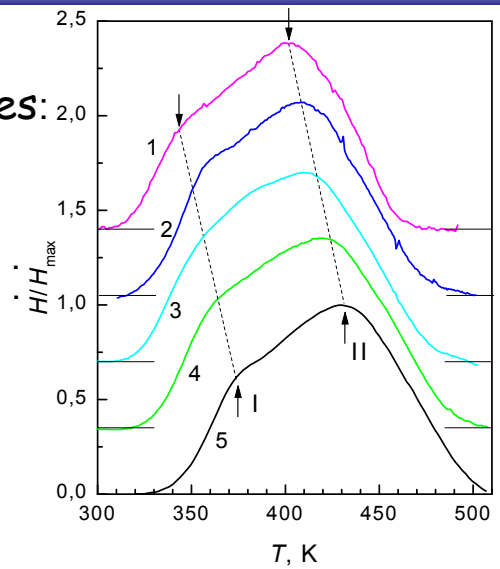
A.A. Gippius et. al., J.Phys. Cons. Mat. **12**, 9167 (2000).

N.E. Sluchanko et.al., Phys. Rev B **61**, 6019 (2000).

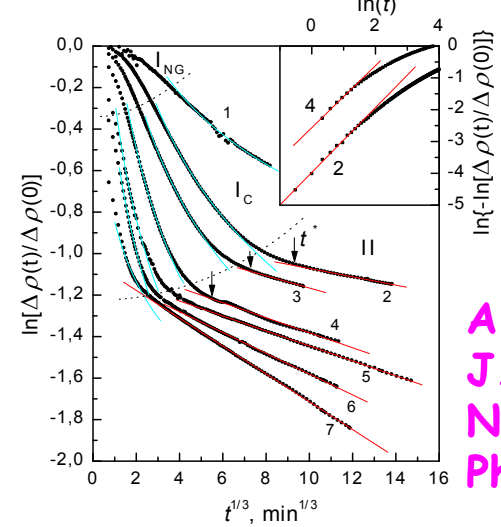


Синтез неравновесных сверхпроводящих твердых растворов $Al_{1-x}Si_x$

DSC of $Al_{0.915}Si_{0.085}$ at different heating rates:

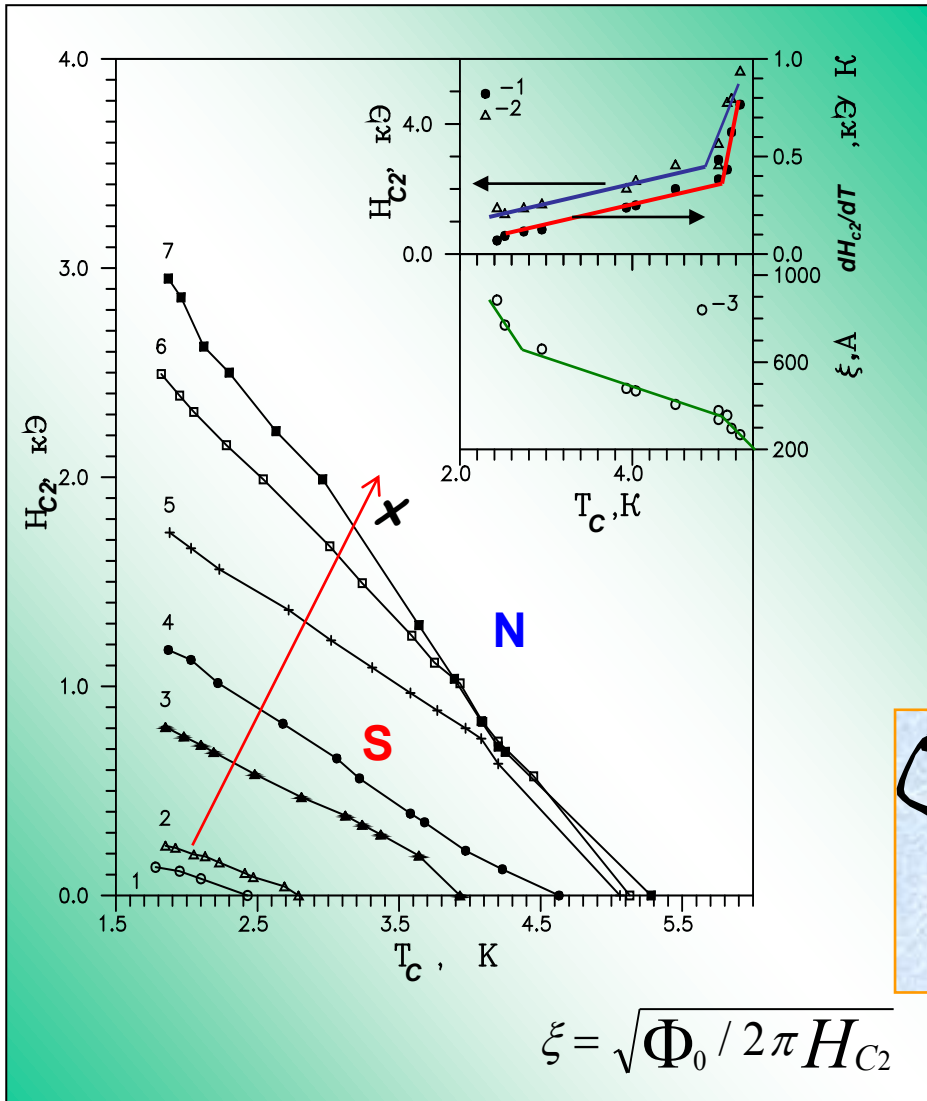


Decay kinetics (resistivity changes) in $Al_{0.925}Si_{0.075}$



A.A. Gippius et. al.,
 J. Phys. Cons. Mat.12, 9167(2000).
 N.E. Sluchanko et.al.,
 Phys. Rev. B 61, 6019 (2000).





Поскольку $\lambda_{Al} = 0.38 \Rightarrow$
 \Rightarrow ур-е Макмиллана:

$$T_c = \frac{\langle \omega_{\log} \rangle}{1.2} \exp \left\{ \frac{1.04(1 + \lambda)}{\lambda - \mu^* (1 + 0.62\lambda)} \right\}$$

$$\lambda = 2 \int_0^{\infty} \alpha^2(\omega) F(\omega) d\omega / \omega$$

$$\langle \omega_{\log} \rangle = \exp \left\{ 2 \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} \alpha^2(\omega) F(\omega) \ln(\omega) / \lambda \right\}$$

$$\lambda = \frac{N(E_F) \langle I^2 \rangle}{M \langle \omega^2 \rangle}$$



$F(\omega)$, $\langle \omega_{\log} \rangle$, $\langle \omega^2 \rangle$???

$M(Al) \approx M(Si)$, $N(E_F)$??

$\langle I^2 \rangle$, $\alpha^2(\omega)$?



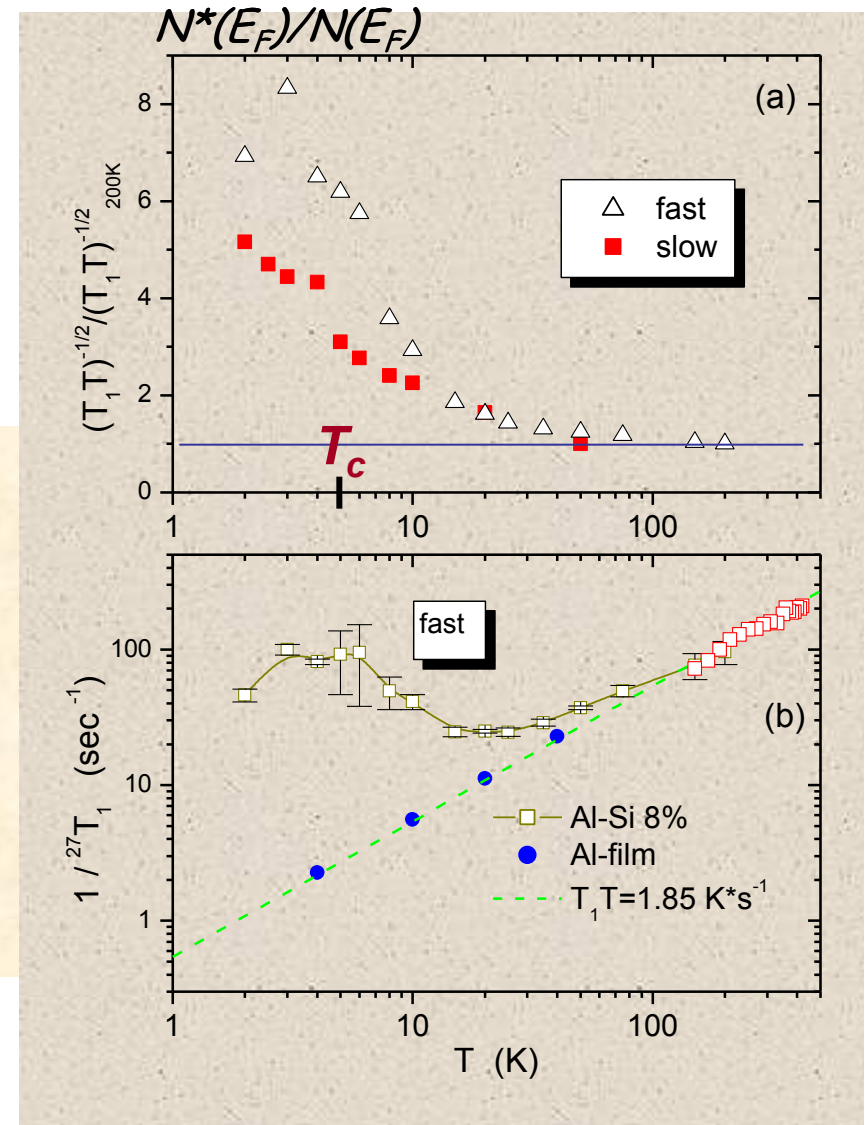
Использование обобщенного соотношения Корринги вида

$$\frac{1}{T_1 T K^2} = \frac{4\pi k_B}{\hbar} \left(\frac{\gamma_I}{\gamma_e} \right)^2 \left(\frac{\chi_o}{\chi_s} \right)^2 \left(\frac{N^*(E_F)}{N(E_F)} \right)^2$$

(А. Абрагам, Принципы ядерного магнетизма, Мир, 1961)

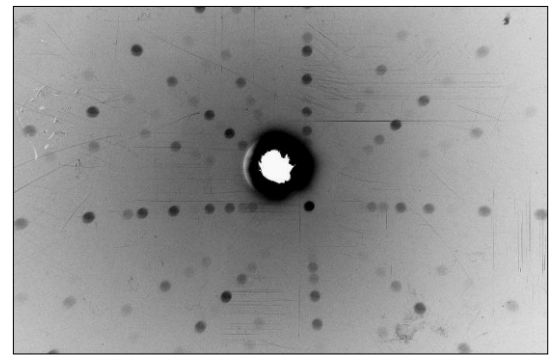
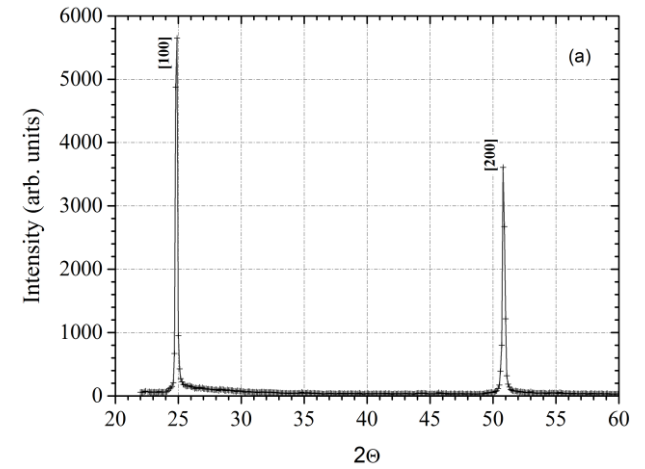
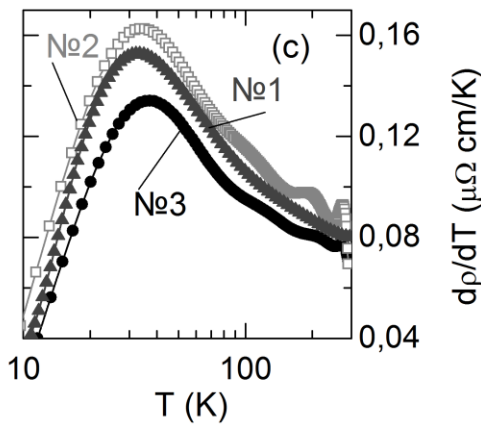
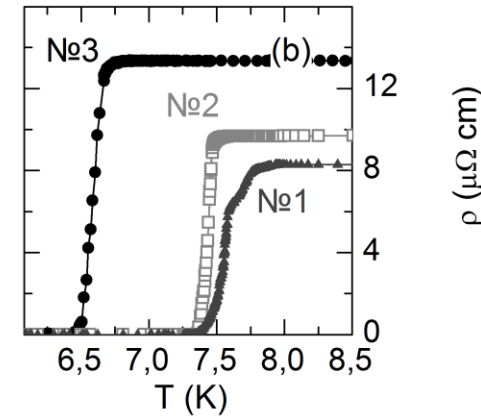
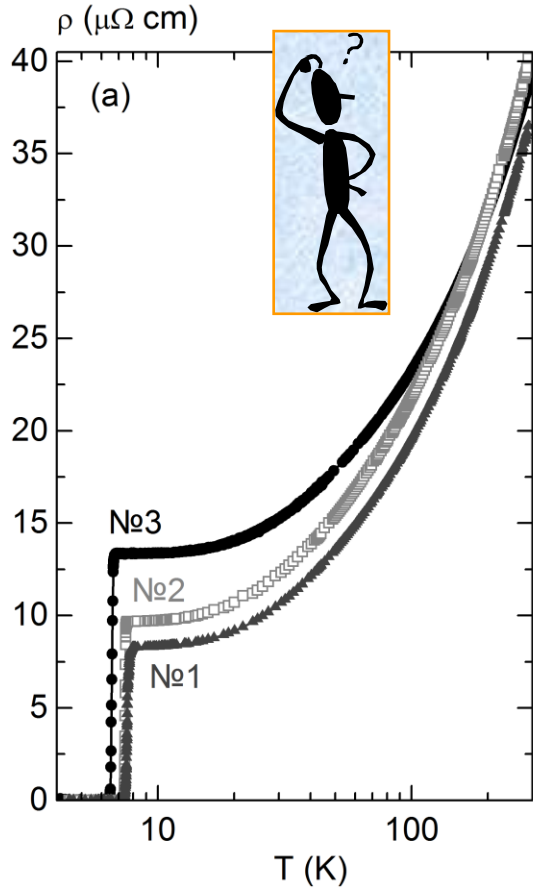
с учетом $K(T)=\text{const}$ позволяет из температурной зависимости скорости спин-решеточной релаксации оценить перенормировку с температурой плотности электронных состояний $N^*(E_F)/N(E_F)$ вследствие эффектов электрон-фононного взаимодействия

A.A. Gippius et. al.,
J. Phys. Cons. Mat.12, 9167(2000).



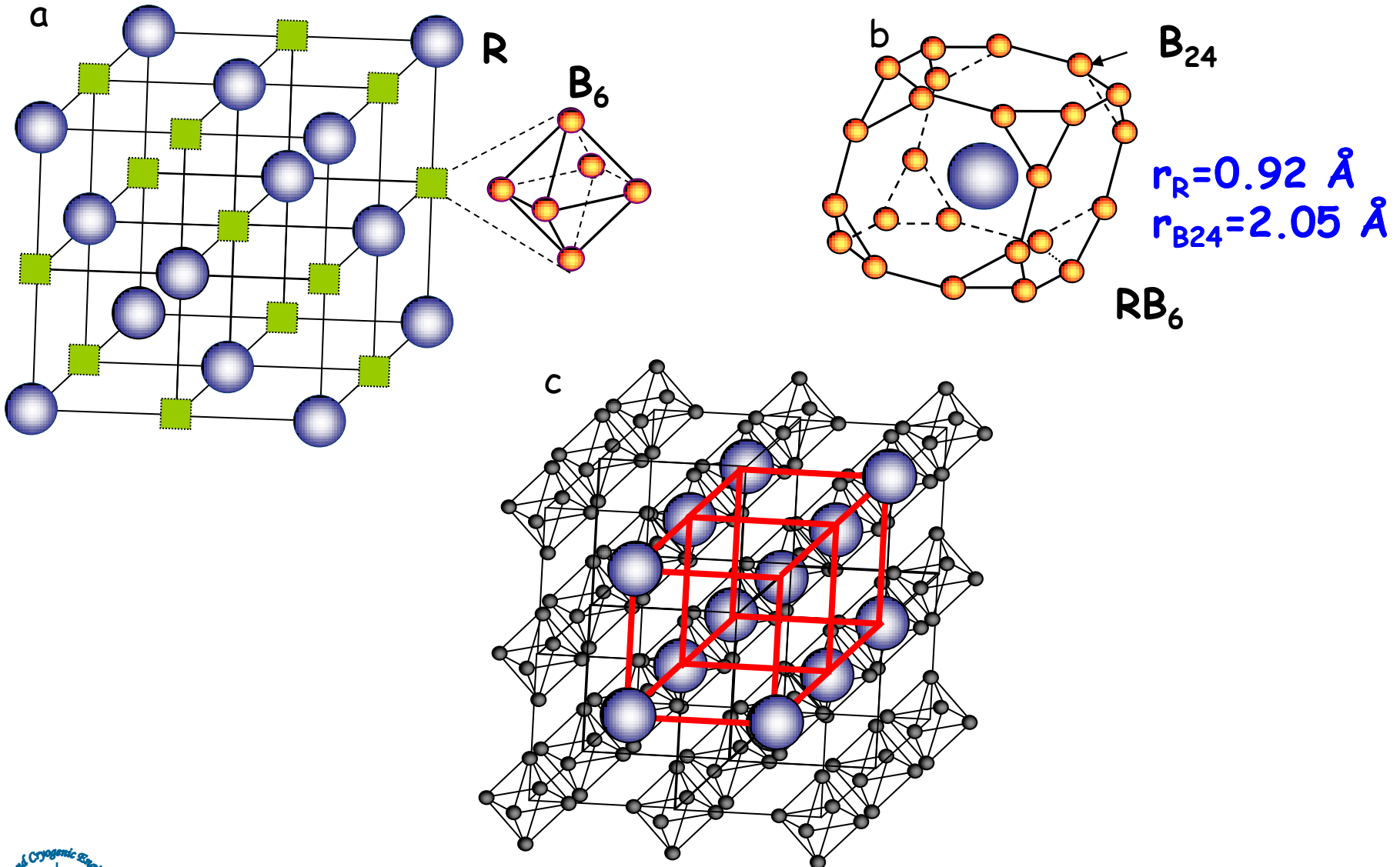
$a \approx 4.1001 \pm 0.0005 \text{ \AA}$,

$T_c = 1.5 \div 8.4 \text{ K} \text{ ???}$

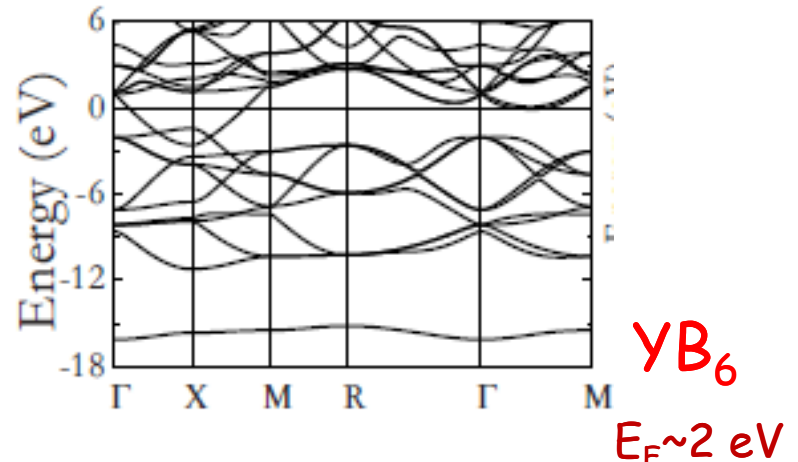


Crystal structure of hexaborides: YB_6

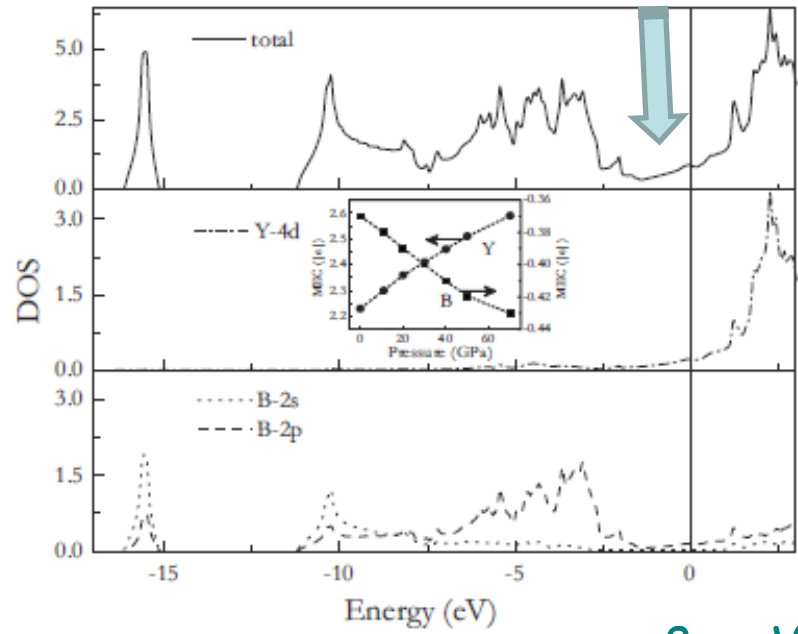
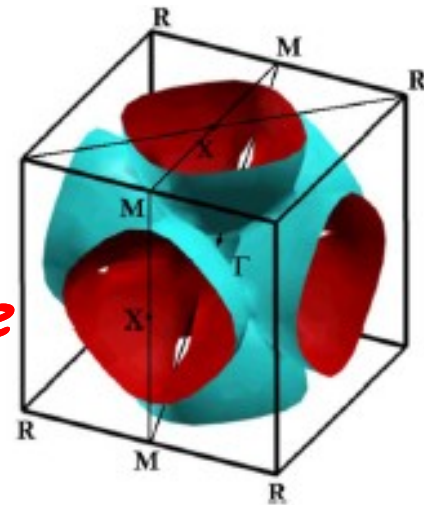
RB_6 bcc structure of CsCl type (space group $Pm\bar{3}m - O_h^1$)



Electronic structure, Fermi surface and phonon DOS in YB_6 10

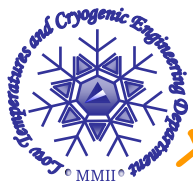
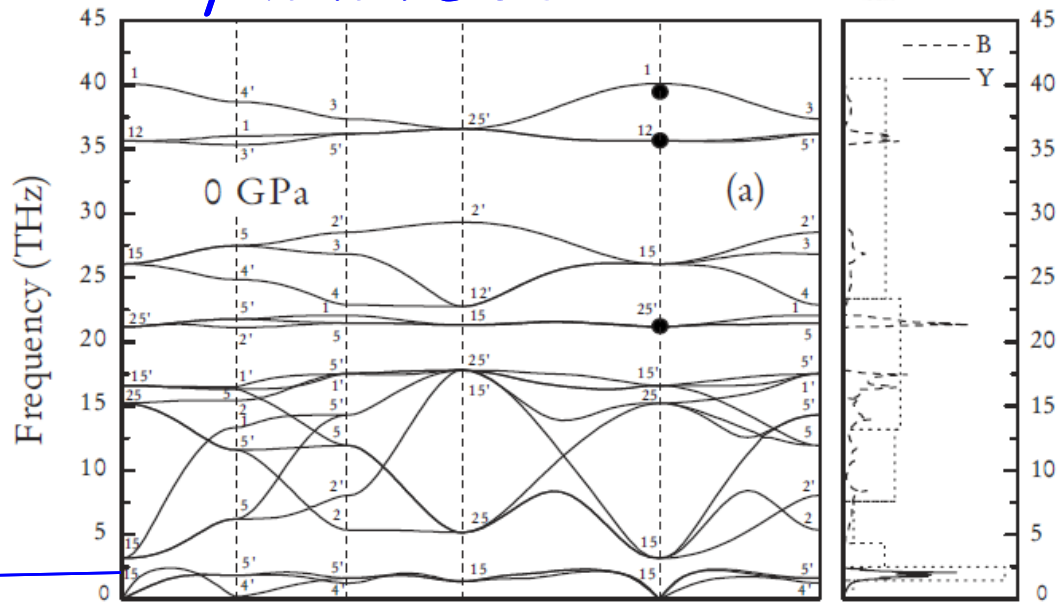


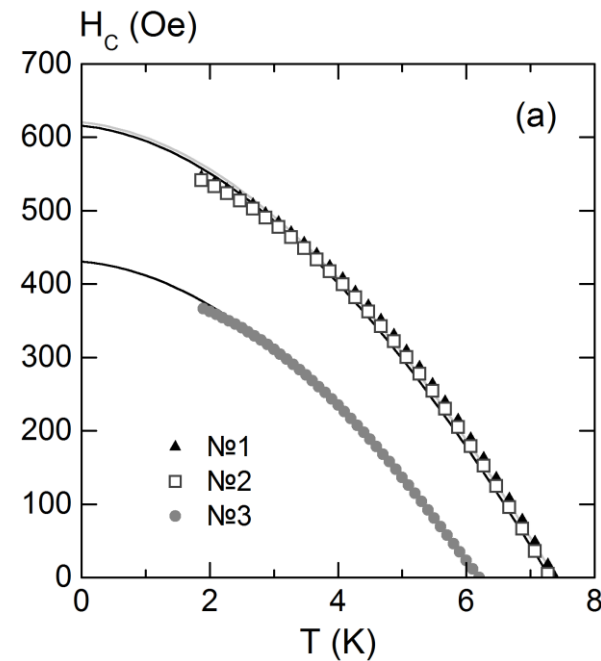
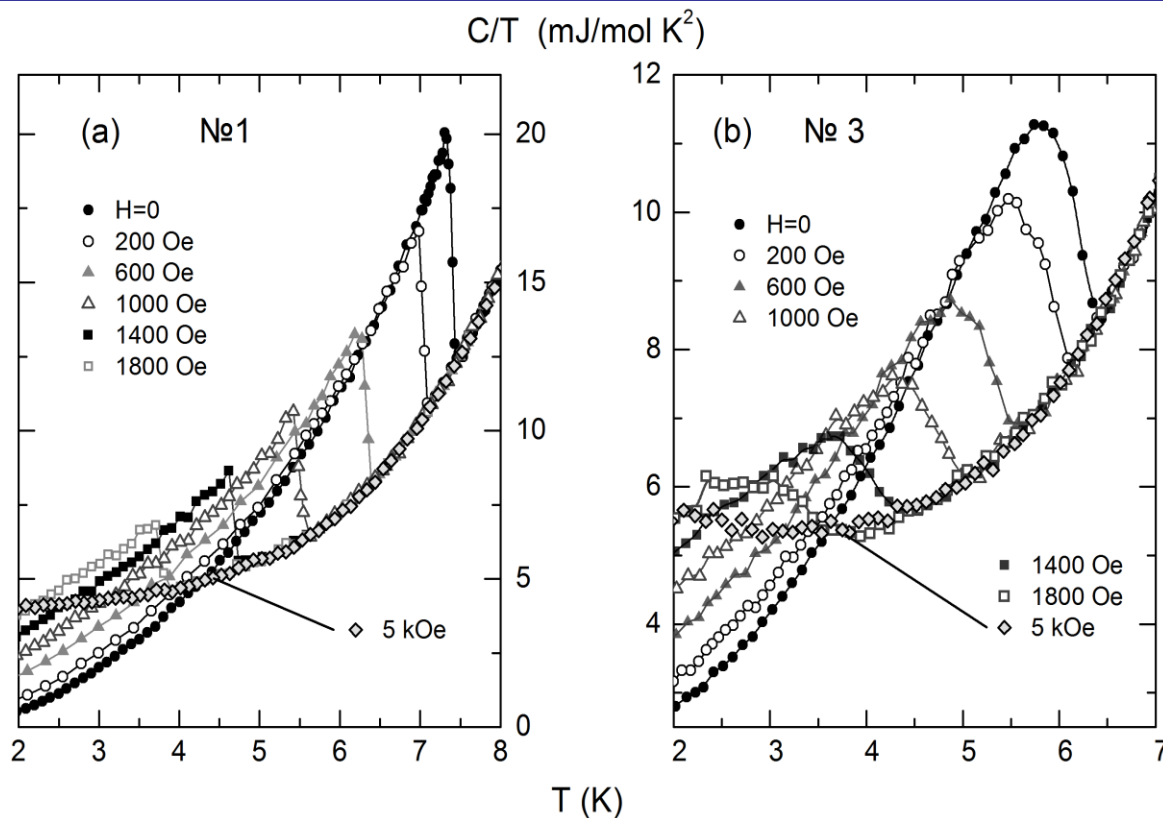
Ying Xu et al.,
Phys. Rev.B 76,
214103 (2007)



Fermi Surface

phonon DOS





$$-1/2 \mu_0 V H_{cm}^2(T) = \Delta F(T) = \Delta U(T) - T \Delta S(T)$$

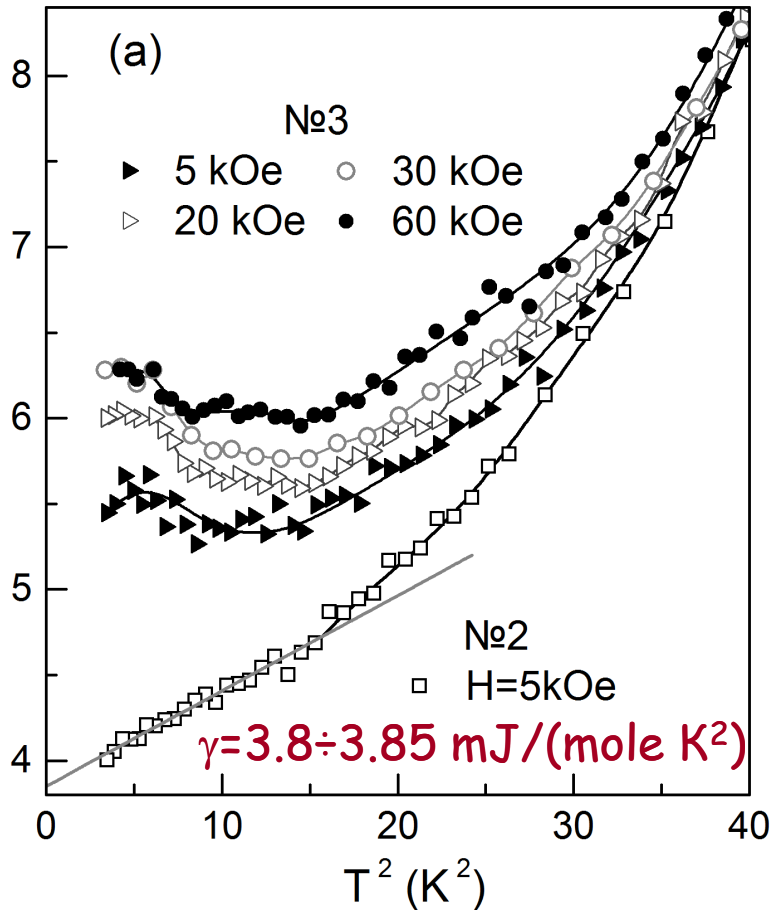
$$\Delta U(T) = \int [C_s(T') - C_n(T')] dT'$$

$$\Delta S(T) = \int dT' [C_s(T') - C_n(T')] / T'$$

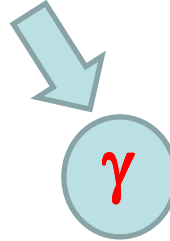
H_{cm}



C/T (mJ/mol K²)



$$\gamma T_c^2 / H_{cm}^2(0) = \text{const}$$



B. Jager et al.,
J. Alloys Compd. **383**,
 232 (2004).
 G. E. Grechnev et al.,
Low Temp. Phys. **34**,
 1167 (2008).

$$\gamma = 1/3 \pi^2 k_B^2 N_b(E_F) (1 + \lambda_{e-ph})$$

$$N_b(E_F) = 0.115 \div 0.12 \text{ st.}/(\text{eV at})$$

$$N(E_F) = 0.23 \div 0.235 \text{ st.}/(\text{eV at})$$

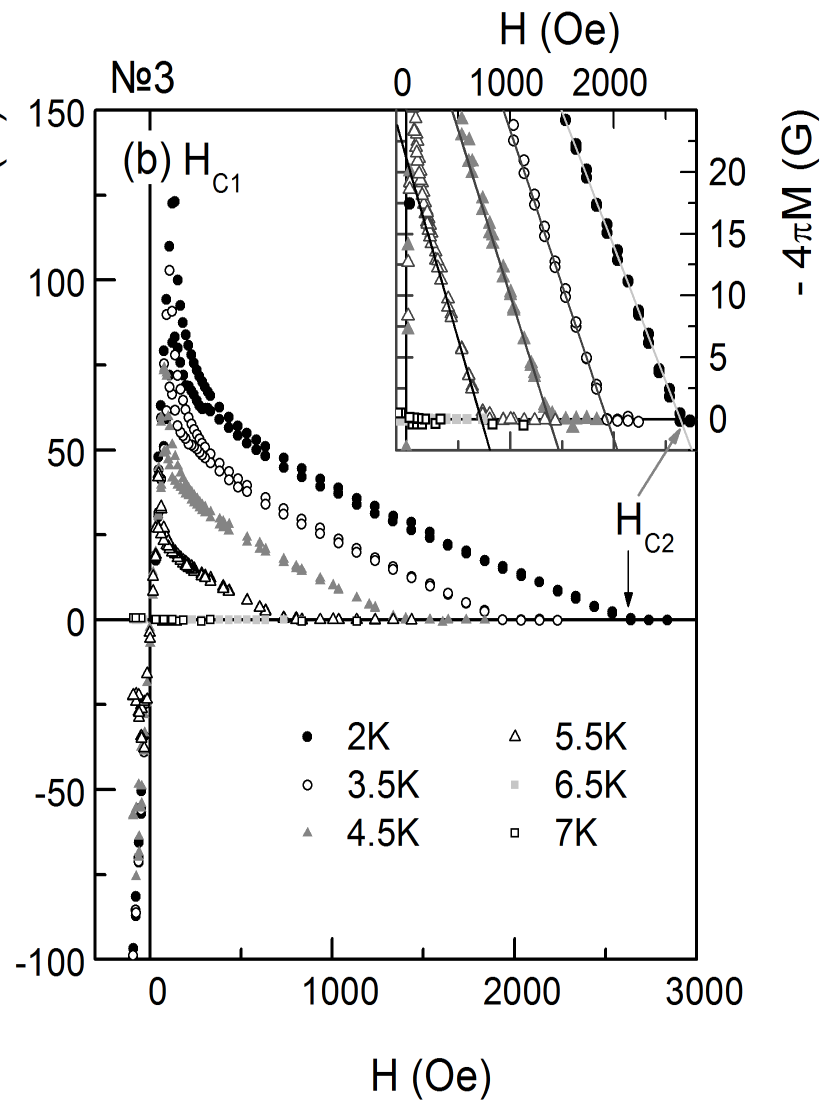
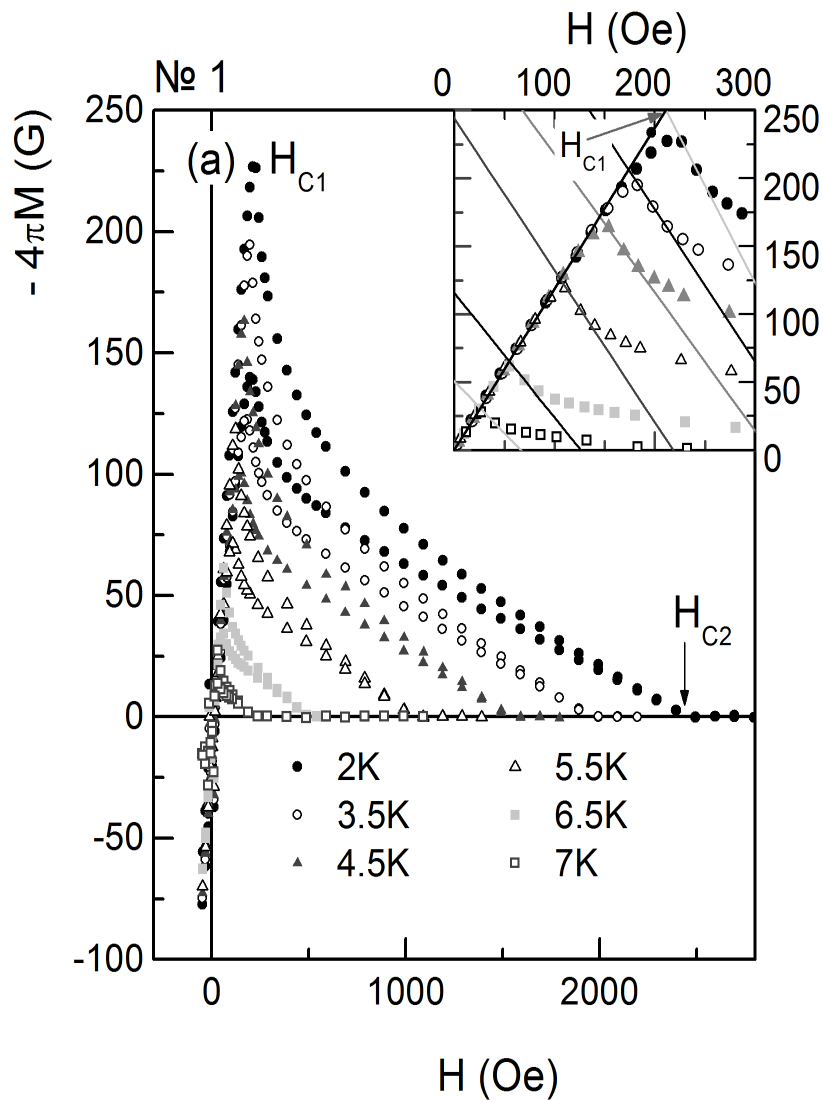
$$\lambda_{e-ph} \approx 0.93 - 0.96$$

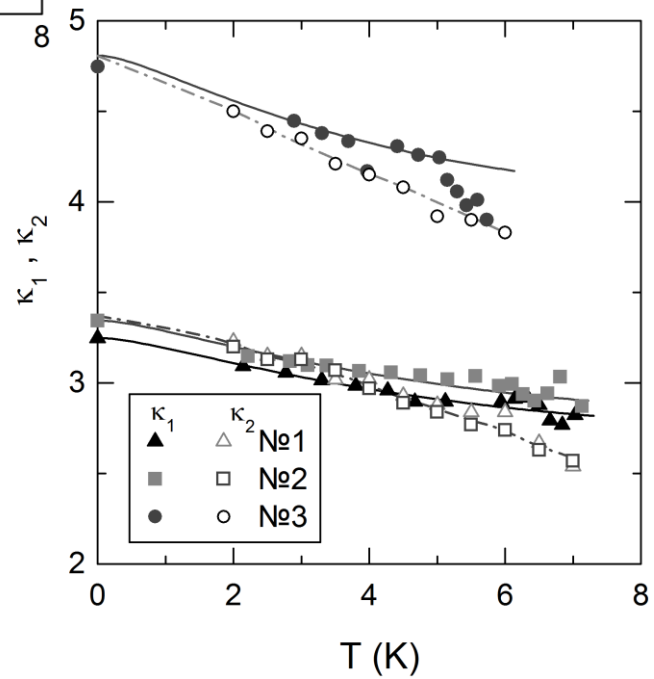
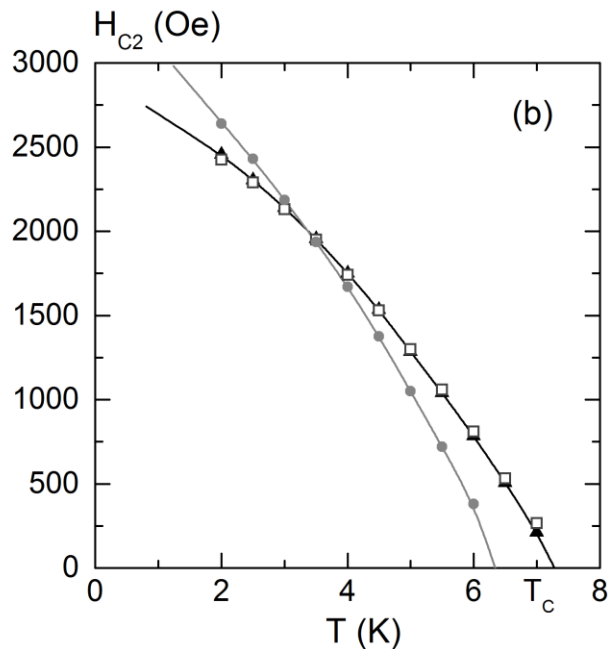
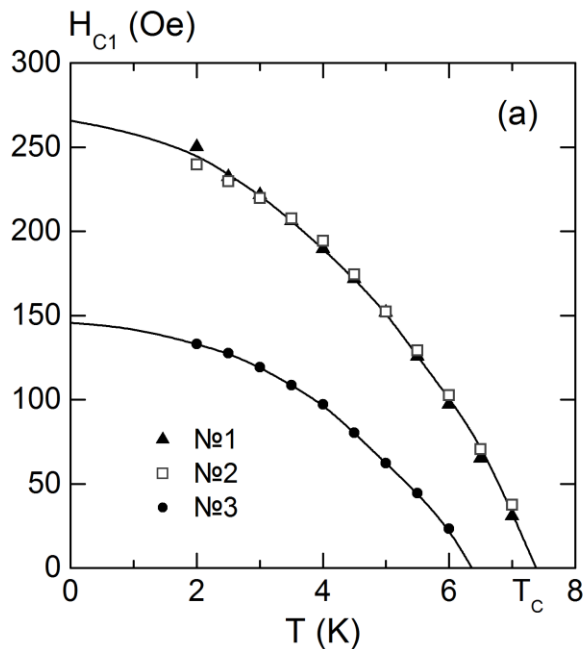
$$\Delta(0) = (2\pi N(E_F))^{-1/2} H_{cm}(0)$$

$$\xi(0) = (\Phi_0 / 2\pi H_{c2})^{1/2}$$

$$\kappa_1(T) = 2^{-1/2} H_{c2}(T) / H_{cm}(T)$$







$$-4\pi M = (H_{c2} - H) / ((2\kappa_2^2 - 1)\beta_\Delta)$$

$$H_{c1}(T) = H_{c2} / 2\kappa_2^2 (\ln\kappa_2 + a)$$

$$\beta_\Delta = 1.16$$

$$\lambda(0) = \kappa_{1,2}(0) / \xi(0)$$



From the specific heat data:

YB_6	$T_C^{(p)}/T_C^{(c)}, K$	$\Delta T_C^{(p)}/\Delta T_C^{(c)}, K$	H_{cm}, Oe	$\Delta C, \frac{mJ}{mole K}$	$\frac{\Delta C}{\gamma T_C}$	$\Delta(0), K$	$\frac{2\Delta(0)}{T_C}$	$H_{C2}(0) Oe$	$\frac{dH_{C2}}{dT}, Oe/K$	$\kappa_1(0)$	$\xi(0), \text{Å}$	$\lambda(0), \text{Å}$
№1	7.55/7,38	0.3/0.15	618	62,1	2,21	14,8	4,01	2850	-559	3,26	340	1109
№2	7.4/7,3	0.12/0.15	613	59	2,1	14,6	3,99	2912	-575	3,36	336,4	1130
№3	6.6/6,2	0.2/0.4	429	29,3	1,24	12,1	3,91	2927	-623	4,82	335,5	1618

From the magnetization data:

YB_6	T_C, K	$\Delta T_C, K$	H_{cm}, Oe	$H_{C1}(0), Oe$	$H_{C2}(0), Oe$	$\frac{dH_{C2}}{dT}, Oe/K$	$\kappa_2(0)$	$\xi(0), \text{Å}$	$\lambda(0), \text{Å}$	a
№1	7,55	0.25	615	267	2902	-530	3,34	337	1124	0.85
№2	7,4	0.15	610	267	2845	-530	3,30	340	1121	0.85
№3	6,6	0.35	470	147	3189	-666	4,8	321	1540	0.55

$2\Delta/k_B T_C = 3.9-4$, $\lambda_{e-ph} \approx 0.93-0.96$,
 from medium to strong coupling
 regime, type II SC, $\kappa = 3-5$,
 dirty limit, $\ell \ll \xi$ (see below)
 s-wave pairing

Для YB_6 $T_C/\theta_E \sim 0.075$ и отношение
 $\gamma T_C^2/\mu_0 V H_{cm}^2(0) \approx 1.7$ оказывается
 приблизительно в 2 раза меньше
 значения (~ 3.7), предсказанного
 для d-wave pairing

H. Chi, J.P. Carbotte, Phys. Rev. B 49, 6143 (1994).



Point-contact spectroscopy, P. Szabo et al.,
 Supercond. Sci. Technol. **26**, 045019 (2013)

Tunneling spectroscopy, R. Schneider et al.,
 Europhys. Lett. **4**, 845 (1987)



$$2\Delta(0)/k_B T_C \sim 4$$

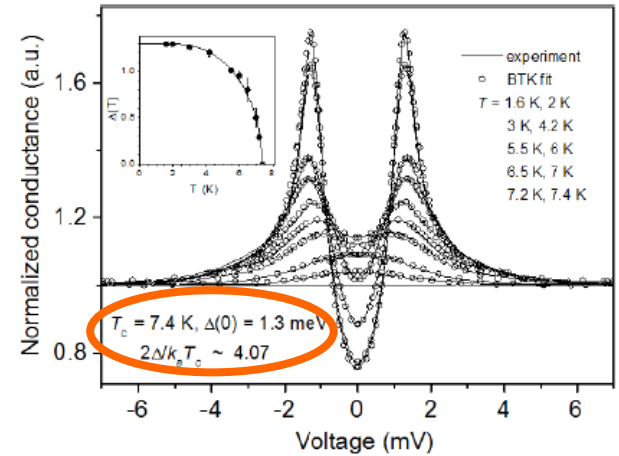
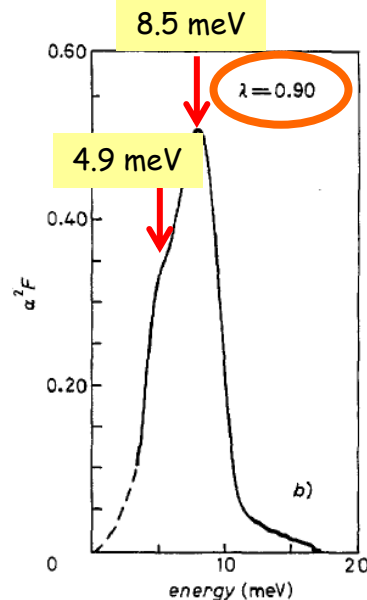
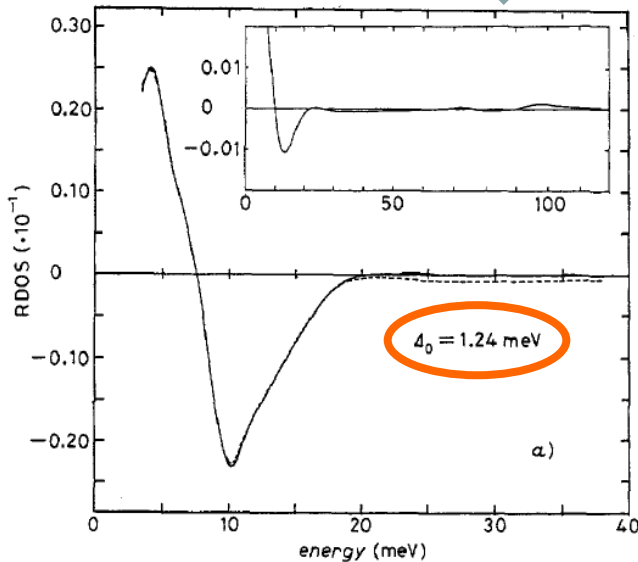
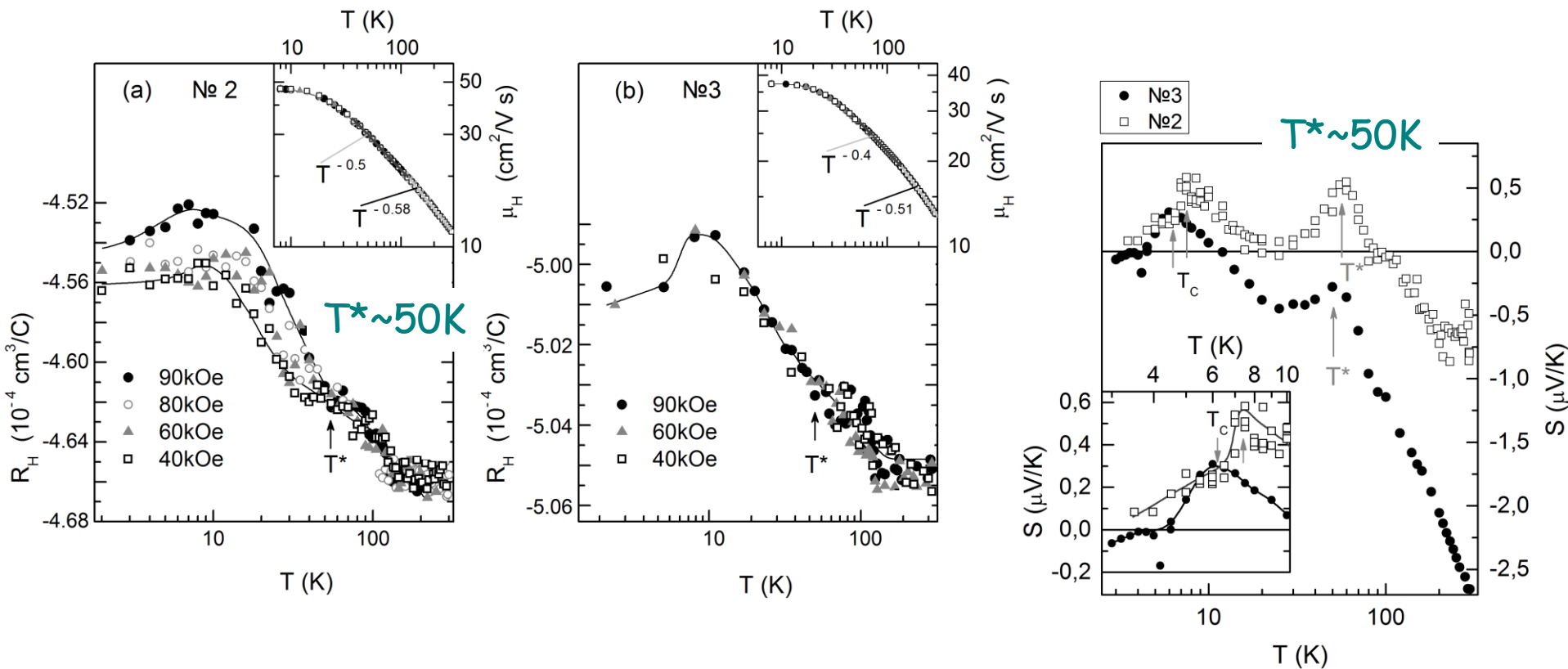


Figure 2. The temperature dependence of the high resolution ($\Gamma = 0$) Pt- YB_6 point-contact spectrum (solid lines) measured at the indicated temperatures. The open symbols show the BTK fits with the fitting parameters $Z = 0.64$ and $\Delta(0) = 1.3$ meV. The temperature dependence of the energy gap $\Delta(T)$ is shown in the inset by the symbols. The solid line is the BCS prediction.

Fig. 4. - a) Measured RDOS (solid line) and a fit calculated by the MMR program (dashed line) for YB_6 ; Δ_0 is the zero-temperature gap. The inset shows the RDOS of a diode with a slightly smaller gap, measured up to 120 meV using a broad modulation signal of ~ 1 meV. b) The Eliashberg function resulting from the MMR analysis of the measured RDOS (fig. 4a)). The parameters are $\lambda = 0.90$, $\mu^* = 0 \pm 0.01$, $\Delta_0 = 1.24$ meV, $\langle \omega \rangle = 6.28$ meV, $\langle \omega^2 \rangle = 45.83$ (meV) 2 .



Hall and Seebeck effects in YB_6 : SC and cage-glass transitions 17



YB_6	$\rho_0, \text{mK}\Omega \text{ cm}$	$n_e 10^{-22}, \text{cm}^{-3}$	$\tau_e 10^{14}, \text{сек}$	$v_F 10^{-7}, \text{cm/сек}$	$l, \text{\AA}$
№1	8.28		2.8	2.07	58
№2	9.68	1.38	2.75	2.02	55.5
№3	13.35	1.25	2.2	1.42	31.1

$$\xi(0) = \hbar v_F / (\pi \Delta(0))$$

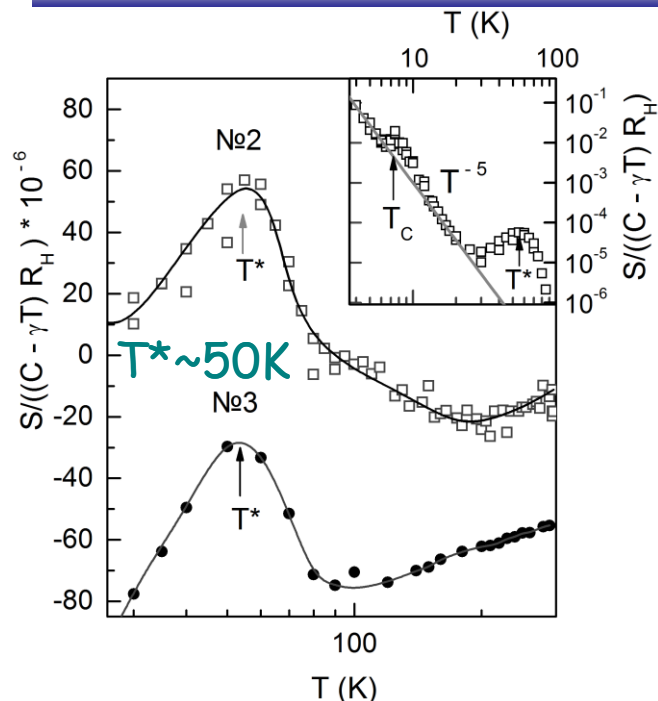
$$\ell = R_H m^* v_F / (e \rho_0)$$

dirty limit, $\ell \ll \xi \sim 340 \text{ \AA}$

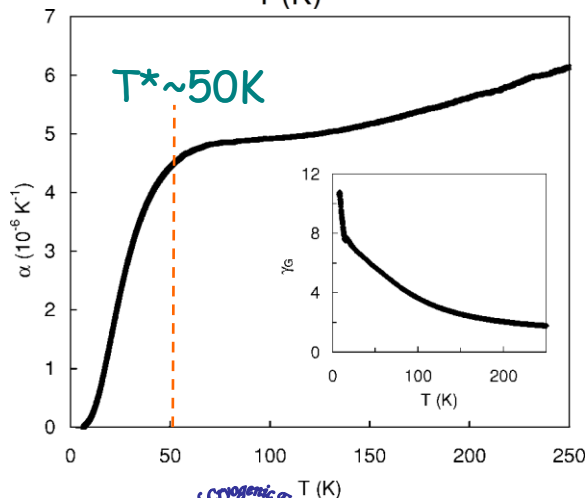
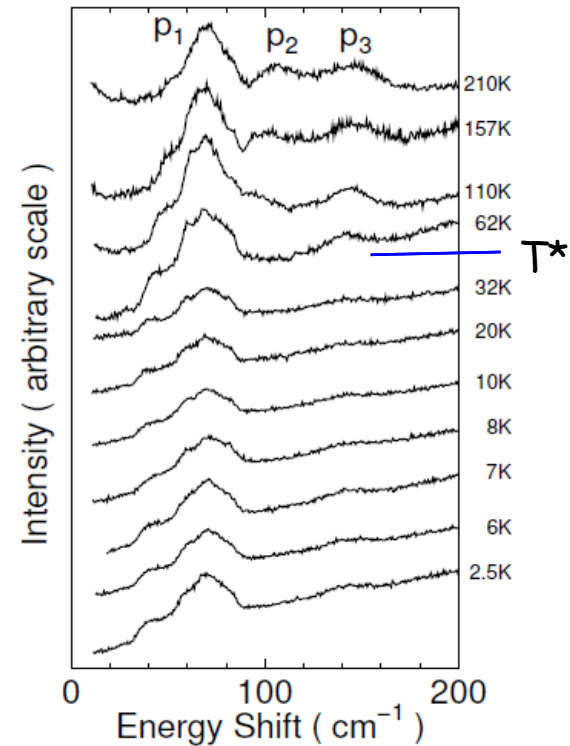
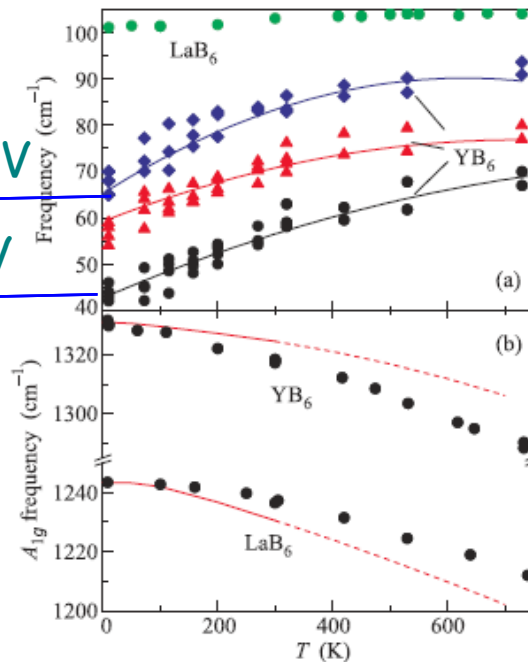


$$(1 + \tau_{e-ph} / \tau)^{-1} = S_{ph} / ((C - \gamma T) R_H)$$

Raman scattering



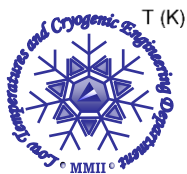
8 meV
5 meV

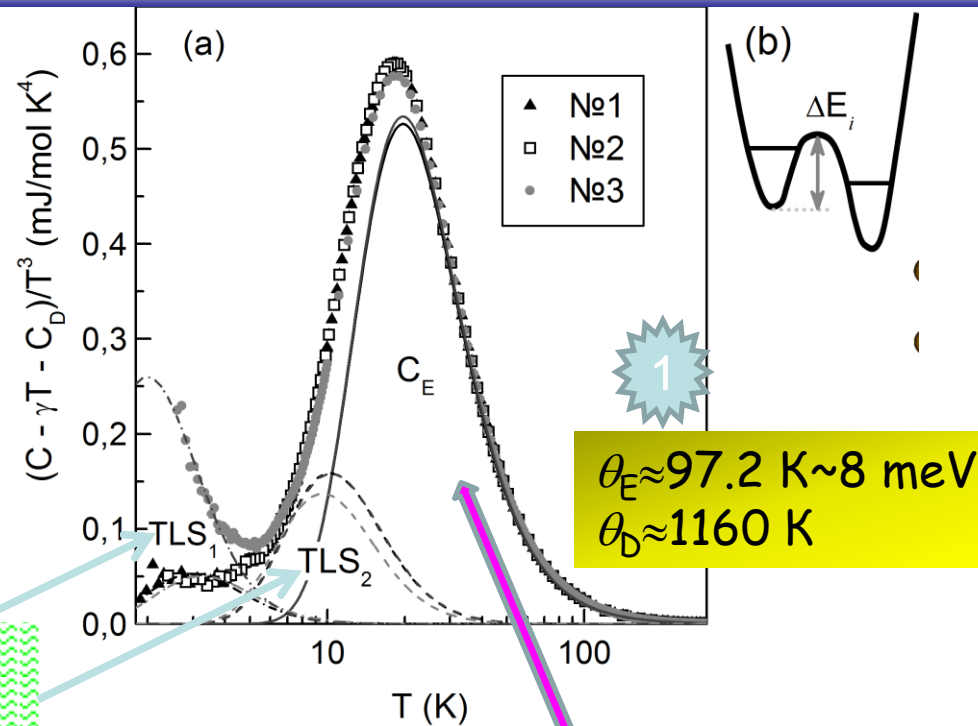


Ю.С.Поносов и др.,
Письма в ЖЭТФ
102, 327 (2015)

H. Bando et al.,
J. Phys. Soc. Jpn.
80 (2011) SA053

Thermal expansion, R. Lortz et al.,
Phys. Rev. B 73, 024512 (2006)





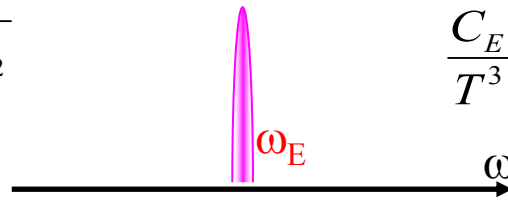
$\Delta E_2 \sim T^* \sim 50K$

Schottky components-
Two-level systems
(TLS1,2)

Einstein component C_E

$$\frac{C_{Sch}}{T^3} = \frac{Ng_0g_1}{T^3} \left(\frac{\Delta E}{T} \right)^2 \frac{e^{-\frac{\Delta E}{T}}}{(g_0e^{-\frac{\Delta E}{T}} + g_1)^2}$$

$$\frac{C_E}{T^3} = \frac{3R}{\theta_E^3} \left(\frac{\theta_E}{T} \right)^5 \frac{e^{-\frac{\theta_E}{T}}}{(1 - e^{-\frac{\theta_E}{T}})^2}$$



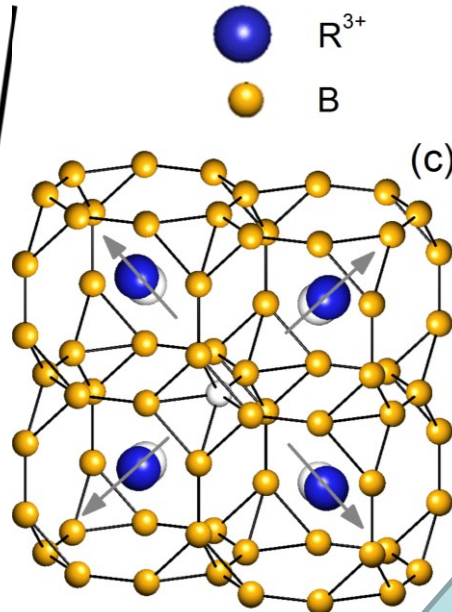
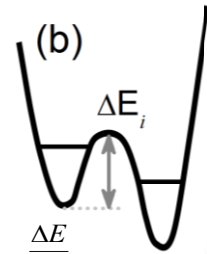
Heat capacity contributions in the normal state of YB_6 20

Schottky components-
Two-level systems
(TLS1,2)

$$\frac{C_{Sch}}{T^3} = \frac{Ng_0g_1}{T^3} \left(\frac{\Delta E}{T}\right)^2 \frac{e^{\frac{\Delta E}{T}}}{(g_0e^{\frac{\Delta E}{T}} + g_1)^2}$$

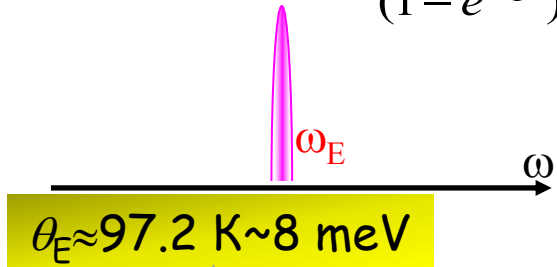
$\Delta E_2 \sim T^* \sim 50K$

2



Einstein component C_E

$$\frac{C_E}{T^3} = \frac{3R}{\theta_E^3} \left(\frac{\theta_E}{T}\right)^5 \frac{e^{-\frac{\theta_E}{T}}}{(1 - e^{-\frac{\theta_E}{T}})^2}$$



$\theta_E \approx 97.2 K \sim 8 meV$

1

YB ₆	$\Delta E_2, K$	$N_2=4n_v$	$\Delta E_1, K$	$N_1 \sim n_d$	N_E	Химический состав из C(T)	$g_m^C, \text{г/см}^3$	$g_m, \text{г/см}^3$
№1	51,2	0,123	13,9	0,00073	0,95	Y _{0.95} B _{5.816}	3.55	3.559±0.006
№2	51,4	0,126	13,3	0,00076	0,945	Y _{0.945} B _{5.811}	3.54	3.56±0.01
№3	47,9	0,106	10,8	0,00357	0,96	Y _{0.96} B _{5.841}	3.58	3.62±0.02

$n_v(B) = 2.7 - 3\%$

$n_v(Y) = 4 - 5.5\%$

$$g_m^C = 1/(a^3 \cdot 10^{-24})((1 - n_v(Y)) \cdot m_Y + 6(1 - n_v(B))m_B) \cdot 1.66057 \cdot 10^{-24}$$

X-ray density $g_m = 3,705 \text{ g/cm}^3$

Гидростатическая плотность



1. В неравновесном состоянии- в фазе каркасного стекла при $T < T^* \sim 50\text{K}$ в YB_6 реализуется *s-wave* сверхпроводимость II-рода ($\kappa = 3-5$) в грязном пределе $\ell \ll \xi$ в переходном режиме от промежуточной к сильной связи ($2\Delta/k_B T_c = 3.9-4$, $\lambda_{e-ph} \approx 0.93-0.96$).
2. Решеточная неустойчивость и усиление сверхпроводимости в YB_6 обусловлены ростом концентрации одиночных вакансий в узлах **Y** и **B**

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 15-02-02553 и Программы ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны».

Спасибо за внимание!

