

Локализованная сверхпроводимость в гексабориде LaB_6 с динамическими зарядовыми страйпами¹⁾

А. Н. Азаревич^{1a}, А. В. Богач^a, О. Н. Хрыкина^{1a,b}, Н. Б. Болотина^{1b}, В. М. Гридчина^{1b},
Н. Ю. Шицевалова^{1c}, С. Ю. Гаврилкин^d, А. Ю. Цветков^d, С. Габани^e, К. Флахбарт^e, А. В. Кузнецов^f,
Н. Е. Случанко^{1a,2)}

^aИнститут общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

^bНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

^cИнститут проблем материаловедения им. И. Н. Францевича, 03142 Киев, Украина

^dФизический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

^eInstitute of Experimental Physics, Slovak Academy of Sciences, Watsonova 47, SK-04001 Košice, Slovakia

^fНациональный исследовательский ядерный университет (МИФИ), 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 апреля 2024 г.

После переработки 7 мая 2024 г.

Принята к публикации 13 мая 2024 г.

В LaB_6 обнаружена сверхпроводимость II рода с $T_c \sim 6$ К, найдены значения критических полей, выполнены оценки длины когерентности $\xi(0) \sim 240$ Å, параметра Гинзбурга–Ландау $\kappa_{GL} \sim 2$ и константы электрон-фононного взаимодействия $\lambda_{e-ph} \approx 0.75$. Прецизионные исследования рентгеновской дифракции при $T = 30$ К обнаружили трехмерные структуры зарядовых страйпов в LaB_6 . Обсуждается сценарий сверхпроводимости, локализованной в окрестности филаментарных каналов с флуктуирующей электронной плотностью в матрице гексаборида лантана.

DOI: 10.31857/S1234567824120073, EDN: RMYUCI

1. Введение. Гексаборид лантана (LaB_6) известен, как один из наиболее эффективных материалов для термоэмиссионных катодов, широко применяемых в электронной микроскопии, при анализе поверхностей, метрологии и др. Кроме того, LaB_6 считается немагнитным реперным соединением для фундаментальных исследований сильно коррелированных электронных систем RB_6 , среди которых топологический кондо-изолятор SmB_6 [1], кондорешетка CeB_6 [2], антиферромагнетик GdB_6 в квантовом диффузионном режиме зарядового транспорта [3] и др. Одним из наиболее спорных вопросов, связанных с LaB_6 , является наблюдение в нем сверхпроводимости (СП). Впервые неполная СП в LaB_6 с $T_c \sim 5.7$ К была обнаружена в 1968 г. Маттиасом с соавторами [4], однако в дальнейшем величина T_c была скорректирована до 0.45 К [5], в [6] уменьшена до 0.122 К, тогда как в работах [7, 8] при резистивных измерениях СП не наблюдалась вплоть до 0.005 К (см. также обзор [9]).

В последние годы возобновление интереса к исследованиям СП в гексаборидах YB_6 и LaB_6 связано с открытием в полигидридах LaH_n и YH_n ($n = 6 \div 10$) под давлением более 120 ГПа высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) с $T_c > 200$ К, (см., например, [10–12]). Похожая каркасно-кластерная кристаллическая структура полигидридов RH_n и гексаборидов RB_6 позволяет предположить развитие в ВТСП LaH_n и YH_n кооперативной ян-теллеровской структурной неустойчивости кластеров H_n , приводящей к электронному фазовому расслоению с возникновением динамических зарядовых страйпов и субструктурной волны зарядовой плотности (с-ВЗП), аналогично наблюдавшимся в RB_6 [2, 3, 13]. В этой связи, можно ожидать целого ряда специфических особенностей реализации электрон-фононного механизма сверхпроводимости, общих для “нетрадиционных” ВТСП соединений RH_n и “традиционных” СП семейства RB_6 . Представленное ниже исследование показывает, что вероятным сценарием локализованной сверхпроводимости в LaB_6 является формирование квазиодномерных цепочек электронных состояний, возникающих в окрестности динамических за-

¹⁾См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

²⁾e-mail: nes@lt.gpi.ru

рядовых страйпов, причем спаривание происходит на поперечных страйпам квазилокальных колебаниях ионов La.

2. Методика эксперимента. Для выяснения природы сверхпроводимости, обнаруженной в LaB_6 в [4–6], в настоящей работе в интервале температур 2–400 К проведены измерения удельного сопротивления, намагниченности и теплопроводности 10-и высококачественных монокристаллических образцов LaB_6 (масса $0.03 \div 1.7$ г., длина 5–15 мм, см. также дополнительные материалы) различного изотопического состава по бору, а также выполнены прецизионные исследования низкотемпературной теплоемкости (интервал 2–7 К) и рентгеновской дифракции (англ. XRD) при температурах 30 и 85 К на монокристаллах гексаборида лантана. Для измерений тепловых и транспортных характеристик использовалась коммерческая установка PPMS9 (Quantum Design) Центра коллективного пользования (ЦКП) ФИАН, магнитные измерения проводились на установках MPMS в ИОФРАН и ИЭФ САН, прецизионные XRD эксперименты были выполнены в ЦКП ИК РАН на дифрактометре XtaLAB Synergy-DW с детектором фотонов NuPIX-Arc 150 с использованием $\text{AgK}\alpha$ -излучения ($\lambda = 0.56087 \text{ \AA}$), $\text{MoK}\alpha$ -излучения ($\lambda = 0.71073 \text{ \AA}$) и криосистемы Cobra Plus (Oxford Cryosystems) с открытым потоком газобразных азота и гелия. Основные данные об эксперименте и результатах уточнения структурной модели в группе симметрии $Pm\bar{3}m$ при температурах 30 и 85 К представлены в табл. S1 и S2 в дополнительных материалах.

3. Экспериментальные результаты.

3.1. Намагниченность. На рисунке 1а, б и 2 для примера представлены результаты магнитных измерений температурных и полевых зависимостей, соответственно, полученные во внешнем магнитном поле, направленном вдоль различных осей в кристаллах LaB_6 . На температурных кривых магнитной восприимчивости $\chi(T, H_0)$ в полях 0.1–5 кЭ надежно регистрируется сверхпроводящий переход с $T_c \sim 6$ К (рис. 1а, б), который подавляется внешним магнитным полем. Полевые зависимости намагниченности (рис. 2) типичны для сверхпроводимости II рода с линейным диамагнитным откликом в мейсснеровской фазе ($H < H_{c1}(T_c) < 500 \text{ Э}$), смешанным состоянием и значительным гистерезисом ввода-вывода поля на кривых $M(T_0, H)$ в интервале $H_{c1} < H < H_{c2}$. На рисунке 1с представлены полученные из магнитных данных кривые нижнего $H_{c1}(T_c)$ и верхнего $H_{c2}(T_c)$ критических полей, позволяющие в рамках теории

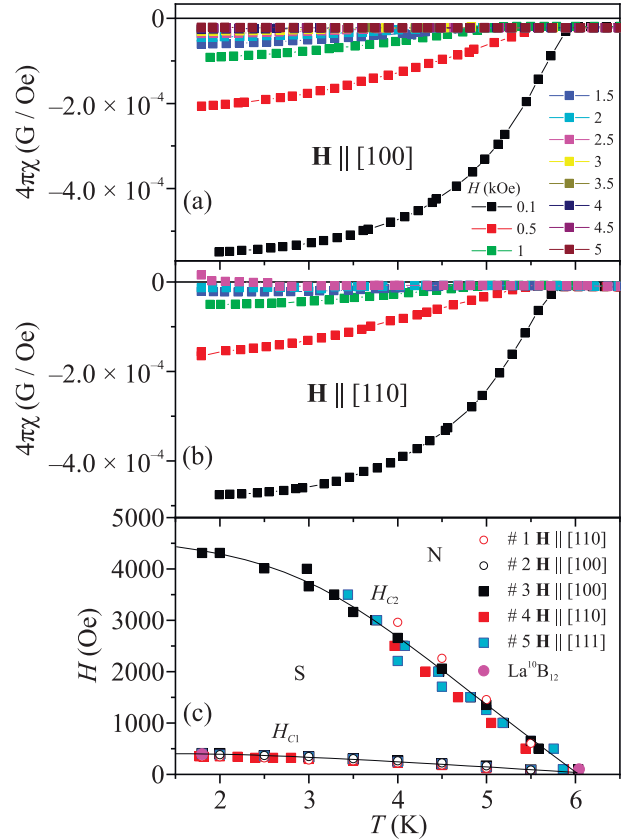


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а), (б) – Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T) = M/H(T, H_0)$ для направлений внешнего поля $\mathbf{H} \parallel [100]$ и $\mathbf{H} \parallel [110]$. (с) – Магнитная фазовая диаграмма сверхпроводящего состояния LaB_6 . H_{c1} , H_{c2} – нижнее и верхнее критические поля

Абрикосова сверхпроводимости II рода, пользуясь формулами

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

$$H_{c1}(0) = H_{c2}(0)/2\kappa_{GL}^2(\ln \kappa_{GL} + a), \quad (2)$$

и соотношением [14]

$$H_{c2}(0) = -0.69T_c(dH_{c2}/dT)|_{T=T_c}, \quad (3)$$

оценить длину когерентности $\xi(0) \sim 240 \pm 20 \text{ \AA}$ и параметр Гинзбурга–Ландау $\kappa_{GL} \sim 2$ (где Φ_0 – квант потока и $a \sim 0.85$ постоянная, зависящая от концентрации примесей, см. [15]). Отметим, что “медленные” квантовые осцилляции намагниченности (эффект де-Гааза–ван-Альфена), которые для всех исследованных нами кристаллов LaB_6 наблюдаются в интервале $H > 3$ кЭ (см. рис. 2) и, согласно [16], отвечают малой поверхности Ферми с $E_{F1} \sim 13.8 \text{ мэВ}$, значительно снижают точность определения значений $H_{c2}(T_c)$ при низких температурах. Кроме того,

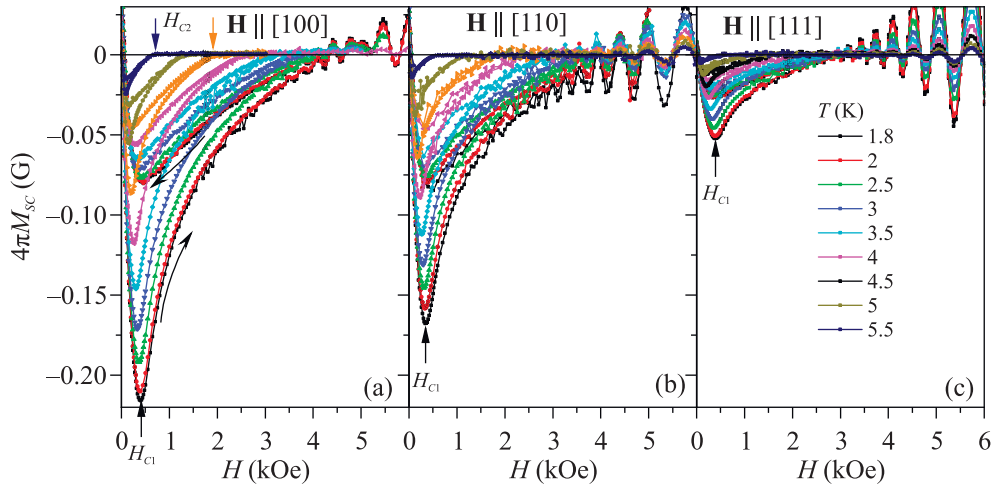


Рис. 2. (Цветной онлайн) Полевые зависимости намагниченности $M(H, T_0)$ в сверхпроводящем состоянии для различных направлений внешнего магнитного поля. Стрелками показано направление изменения H и обозначены нижнее H_{c1} и верхнее H_{c2} критические поля

амплитуда диамагнитного СП отклика зависит от направления поля и принимает максимальные значения для $\mathbf{H} \parallel [100]$ (рис. 2). Подчеркнем также, что объем сверхпроводящей фазы, оцениваемый по наклону кривых $M(H, T_0 = 1.9 \text{ K})$ в меиснеровской фазе, оказывается очень малым, изменяясь в пределах 0.03–0.1 % в зависимости от монокристалла LaB_6 и направления внешнего магнитного поля.

3.2. Сопротивление и теплоемкость. На рисунке 3 показаны результаты измерений теплоемкости (C) и удельного сопротивления (ρ). На кривых $\rho(T)$, полученных для различных направлений тока через образец $I = 1\text{--}10 \text{ mA}$ в кристаллах LaB_6 с отношением $\rho(300 \text{ K})/\rho(10 \text{ K}) > 100$, сверхпроводящий переход не наблюдается (рис. 3). В то же время, сопоставление температурных зависимостей теплоемкости $C/T = f(T, H_0)$ без поля и в поле $H_0 = 5 \text{ kЭ} \sim H_{c2}(0)$ (рис. 1с) позволяет зарегистрировать небольшой вклад, связанный с разрушением полем сверхпроводящего состояния в интервале температур 3.5–6 К (см. вставку на рис. 3).

3.3. Теплопроводность. Полученные в работе кривые теплопроводности $\kappa(T, H_0)$ характеризуются немонотонным поведением с низкотемпературным максимумом вблизи $T_s \sim 15 \text{ K}$, который в значительной мере подавляется магнитным полем до 40 кЭ (см., например, рис. 4а, б). Отметим, что аналогичное поведение теплопроводности LaB_6 с подавлением в поле максимума вблизи 15 К интерпретировалось в [17] в предположении о сильном электрон-фононном рассеянии на низкочастотных фононных модах в двухуровневых системах, связанных с беспорядком в расположении ионов La в полостях борного

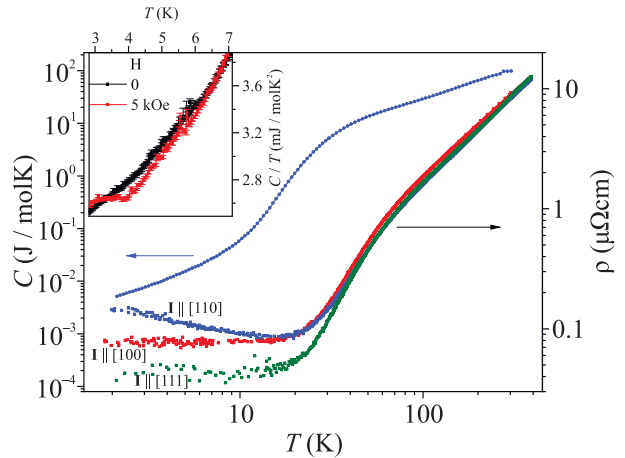


Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурные зависимости теплоемкости $C(T, H_0)$ при $H_0 = 0$ и 5 кЭ и удельного сопротивления $\rho(T)$ для различных направлений тока через образец

каркаса. Далее, при $H = 0$ вблизи $T_c \sim 6 \text{ K}$ наблюдается резкий пик $\kappa(T, H = 0)$, который полностью подавляется магнитным полем (рис. 4а, б). Указанная особенность $\kappa(T)$ при 6 К регистрируется во всех исследованных нами образцах LaB_6 , и, по-видимому, может быть связана с сильными изменениями в рассеянии потока тепла в объеме кристаллов, сопровождающими переход в СП состояние.

На рисунке 4с показаны зависимости приведенного числа Лоренца $L/L_0 = \kappa\rho/T$ (закон Видемана–Франца, $L_0 = 24.5 \text{ nВт} \cdot \text{Ом} \cdot \text{K}^{-2}$ – значение Зоммерфельда для газа свободных электронов). Как видно из рис. 4с, выше 200 К значения $L/L_0(T)$ становятся больше 1, что свидетельствует о появлении в этом интервале температур, наряду с электронной (κ_e),

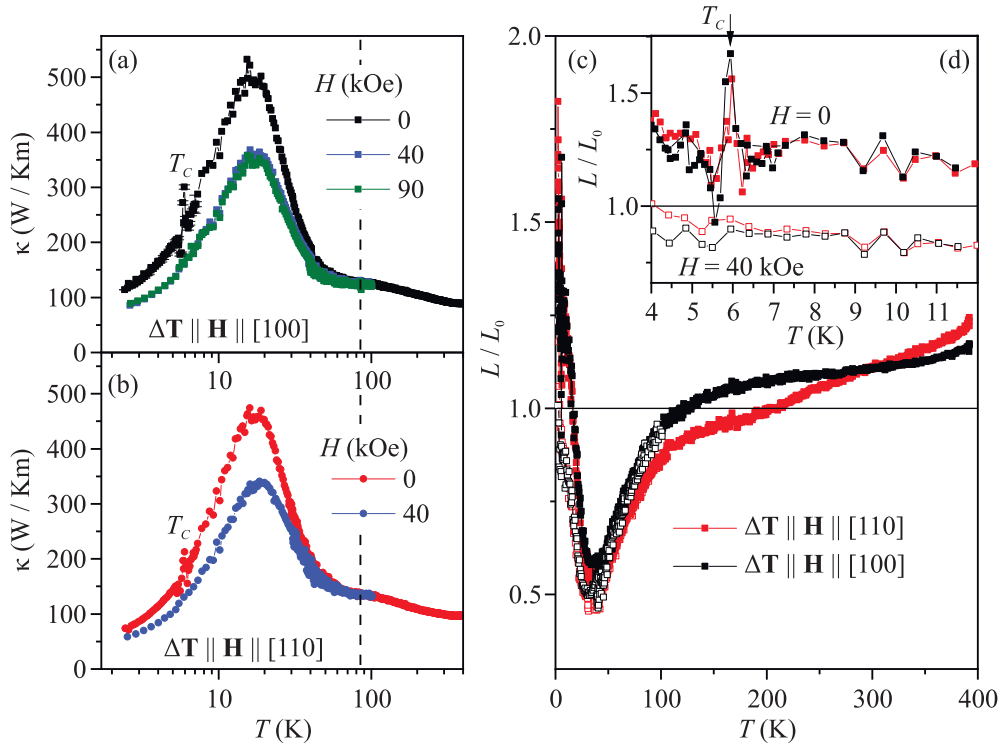


Рис. 4. (Цветной онлайн) Температурные зависимости теплопроводности $\kappa(T, H_0)$ при $H_0 = 0, 40$ и 90 кЭ для направленных градиента температуры и внешнего магнитного поля: (а) – $\Delta T \parallel \mathbf{H} \parallel [100]$ и (б) – $\Delta T \parallel \mathbf{H} \parallel [110]$, и (с) – числа Лоренца $L/L_0(T, H_0)$. На панели (d) в увеличенном масштабе показаны кривые $L/L_0(T, H_0)$ в окрестности сверхпроводящего перехода

также заметной фононной (κ_{ph}) компоненты в теплопроводности. Ниже 200 К доминирующим вкладом становится κ_e , причем наблюдающееся при понижении температуры в интервале $T < 100$ К падение L/L_0 приблизительно в два раза с минимумом вблизи 30 К может быть обусловлено значительной перестройкой электронной структуры. Как видно из рис. 4, в магнитном поле $H = 40$ кЭ особенность при T_c на кривых $L/L_0(T)$ полностью подавляется, тогда как минимум вблизи $T = 30$ К уширяется и смещается в область низких температур. Ниже 10 К близкое к единице значение L/L_0 свидетельствует о доминировании электронного зоммерфельдовского вклада в теплопроводность.

3.4. Распределение электронной плотности. Для выяснения характера изменений кристаллической и электронной структуры в интервале $T < 100$ К в работе выполнены измерения рентгеновской дифракции при двух температурах, $T_0 = 85$ К, значительно выше пика на кривых $\kappa(T, H_0)$ и $T_0 = 30$ К вблизи минимума на зависимости $L/L_0(T)$ (см. вертикальный пунктир на рис. 4а, б). Структура монокристалла уточнена в группе симметрии $Pm\bar{3}m$ (рис. 5а). Основные данные об экспериментах и результатах уточнения структурной модели представлены в табл. S1 и

S2 дополнительных материалов. Независимая оценка распределения электронной плотности (ЭП) в кристалле получена без учета симметричных ограничений методом максимальной энтропии (англ. MEM). MEM карты ЭП в сечениях плоскостями $\{100\}$ и $\{110\}$ представлены на рис. 5d, f (см. также дополнительные материалы).

Сопоставление структурных характеристик и MEM карт ЭП позволяет сделать следующие выводы:

(1) в LaV_6 регистрируются небольшие *статистические ЯТ искажения* кубической решетки (около 0.002 \AA по линейным и до 0.06° по угловым параметрам, см. Табл. S2 в дополнительных материалах), которые не требуют перехода к некубической структурной модели. Однако *кооперативная динамическая структурная неустойчивость* борного каркаса приводит к модуляции гибридизации $5d(\text{La})$ и $2p(\text{V})$ состояний зоны проводимости [2, 3, 13] (см. схемы на рис. 5б, с), что является причиной различий в распределении междоузельной ЭП в симметрично-эквивалентных плоскостях $\{110\}$ (см. также рис. S1 в дополнительных материалах);

(2) карты ЭП на узлах La в симметрично-эквивалентных плоскостях $\{110\}$ также обна-

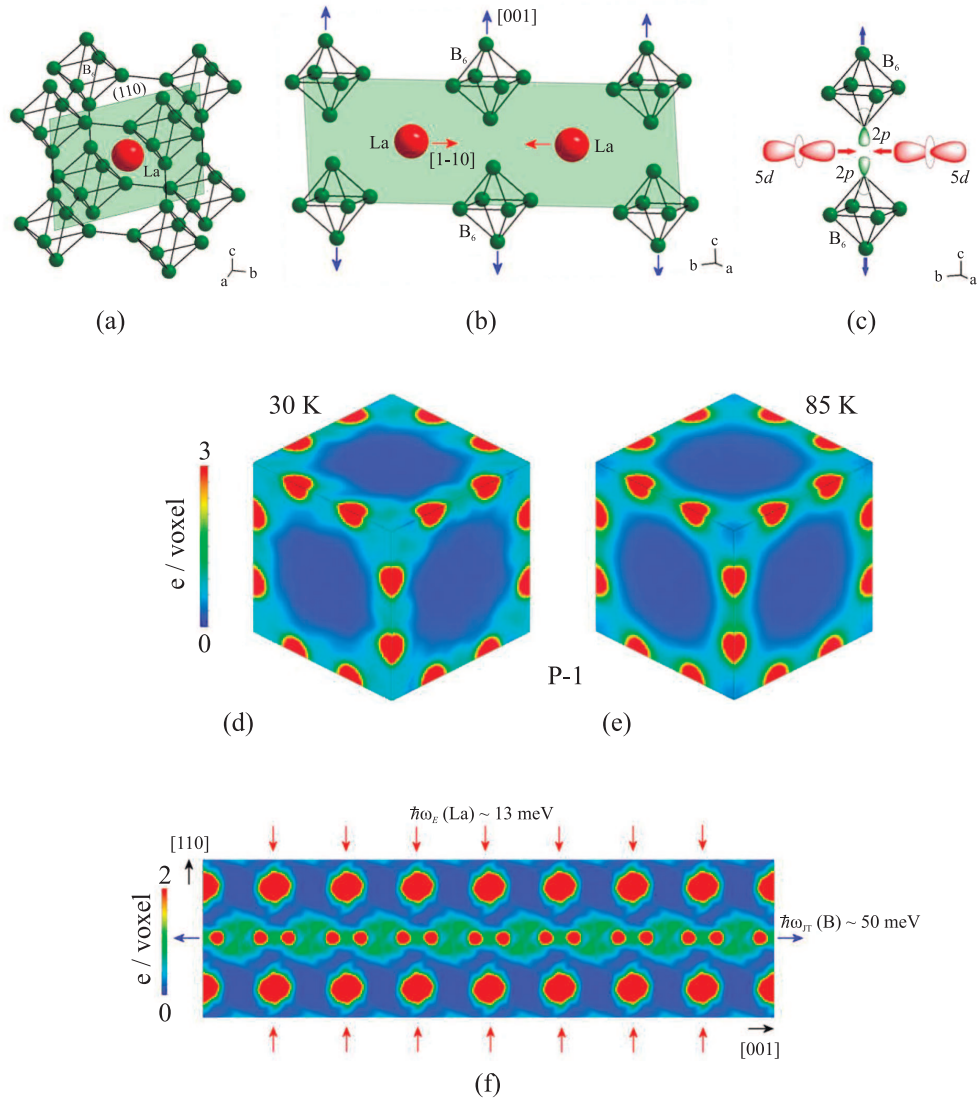


Рис. 5. (Цветной онлайн) (а) – Кристаллическая структура LaB_6 . (б) – В плоскости (110) (на панелях (а), (б) выделена зеленым) синими стрелками показаны колебания кластеров B_6 (коллективная ЯТ-мода [18, 19]) в направлениях $\langle 100 \rangle$, приводящие к квазилокальным колебаниям (эйнштейновская мода [9, 15, 18], показана красными стрелками) пар ионов La в одном из направлений семейства $\langle 110 \rangle$ и к периодическим изменениям $5d-2p$ гибридизации зонных состояний (панель (с)). Панели (d)–(e) показывают распределение электронной плотности в плоскостях $\{100\}$, полученное методом максимальной энтропии при: (d) – $T = 30$ К и (e) – $T = 85$ К. (f) – Построенная МЕМ карта ЭП с динамическим зарядовым страйпом в одной из плоскостей $\{110\}$ и формирующие динамический страйп ЯТ ($\hbar\omega_{JT} \sim 50$ мэВ) и эйнштейновская ($\hbar\omega_E \sim 13$ мэВ) моды (см. текст)

руживают различия (заметные отклонения от сферической формы, рис. S1 в дополнительных материалах), свидетельствующие о формировании колебательно связанных кластеров редкоземельных ионов, наблюдавшихся ранее для различных RB_6 [2, 3, 13];

(3) наиболее существенные различия в распределении ЭП при $T = 85$ и 30 К регистрируются в плоскостях $\{100\}$. Они связаны с формированием при

$T = 30$ К сетки динамических зарядовых страйпов вдоль ребер кубической ячейки (рис. 5d) вместо отрезков полос заряда, расположенных при температуре 85 К в мостиках В-В между соседними кластерами B_6 (рис. 5e). Отрезки ЭП в мостиках В-В, по-видимому, обусловлены двумя факторами: электронами на связи В-В и квазилокальными колебаниями ($\hbar\omega_E \sim 13$ мэВ [9, 15, 18]) пар ионов La в направлениях $\langle 110 \rangle$, приводящими к периодическому изме-

нению $5d$ - $2p$ -гибридизации (см. схему на рис. 5b, c). Далее при понижении температуры от 85 до 30 К на $2p$ -орбиталях бора с участием $5d$ -состояний лантана вдоль направлений $\langle 100 \rangle$ в LaB_6 формируются протяженные динамические страйпы (рис. 5d, f). Следует предположить, что эти трехмерные филаментарные структуры флуктуирующих зарядов инициированы коллективной ЯТ-модой жесткого борного каркаса (см. схему на рис. 5f). Указанная коллективная мода с энергией $\hbar\omega_{\text{JT}} \sim 50 \text{ мэВ} \sim 580 \text{ К}$ надежно регистрируется при измерениях оптической проводимости [18] (см. рис. S2 в дополнительных материалах) и рамановских спектров LaB_6 [19].

4. Обсуждение результатов. При обсуждении результатов следует отметить, что представленные в работе экспериментальные данные, полученные на большом (10 шт.) количестве монокристаллических образцов высокого качества (подробнее см. дополнительные материалы), различающихся, размером, ориентацией и изотопическим составом по бору, свидетельствуют о сверхпроводимости с $T_c \sim 6 \text{ К}$, возникающей в LaB_6 в условиях структурной (кооперативный эффект Яна–Теллера на кластерах B_6) и электронной (зарядовые страйпы в направлениях $\langle 100 \rangle$) неустойчивостей. Среди возможных сценариев СП с малой долей объема сверхпроводящей фазы (0.03–0.1 %) можно предположить реализацию (i) поверхностной сверхпроводимости, связанной, например, с гексагональными фазами α -La, либо β -La ($T_c \sim 4.9$ – 6 К , $H_c = 800$ – 1100 Э [20]), (ii) локализованной сверхпроводимости при наличии двойникования в кристаллах [21] и (iii) формирование СП фазы вблизи каналов флуктуирующей ЭП (страйпов). В случае (i) поверхностной сверхпроводимости диамагнитный СП отклик в мейсснеровской фазе должен значительно меняться при изменении отношения поверхности к объему (S/V) образца. Для проверки указанного предположения в работе исследовались монокристаллы LaB_6 различной ориентации и формы, в которых отношение S/V изменялось в пределах 0.8 – 5 мм^{-1} . Полученные результаты (см., например, рис. S3 в дополнительных материалах) позволяют исключить случай (i), тогда как детальное исследование качества кристаллов (см. дополнительные материалы) исключает присутствие двойников и включений α -La и β -La в объеме исследуемых образцов. Против поверхностной СП свидетельствует также заметный СП отклик в теплоемкости (рис. 2d) и резкий пик, обнаруженный вблизи T_c в теплопроводности (рис. 4) для всех исследованных нами образцов LaB_6 . Кроме того, в случае поверхностной СП на малых токах при температурах ниже T_c следует ожи-

дать следов резистивного перехода, который в эксперименте не наблюдается (рис. 3). Напротив, учитывая электронное фазовое расслоение в LaB_6 , в случае (iii) сверхпроводимости, локализованной в квазиодномерных цепочках, расположенных вдоль динамических зарядовых страйпов, следует ожидать множества слабых связей в СП каналах, и, как следствие, низких значений критического тока и отсутствия СП перехода на кривых удельного сопротивления.

При оценке параметра электрон-фононного взаимодействия λ_{e-ph} , воспользовавшись соотношением Аллена–Дайнса [22] для температуры перехода

$$k_B T_c = \frac{\hbar\omega_{\text{ln}}}{1.2} \exp \left[-\frac{1.04(1 + \lambda_{e-ph})}{\lambda_{e-ph}\mu^*(1 + 0.62\lambda_{e-ph})} \right] \quad (4)$$

с учетом $\hbar\omega_{\text{ln}} = \hbar\omega_E \sim 13 \text{ мэВ} \sim 150 \text{ К}$ и $\mu^* \sim 0.1$, получаем $\lambda_{e-ph} \approx 0.75$, отвечающее условию сильной связи. Близкие значения $\lambda_{e-ph} \approx 0.53$ [23] и $\lambda_{e-ph} \approx 0.66$ [24] были найдены для LaB_6 при измерениях квантовых осцилляционных эффектов в сильных магнитных полях и из анализа функции Элиашберга, соответственно, а также для YB_6 , где максимальная величина $\lambda_{e-ph} \sim 1$ была получена для монокристаллов с $T_c \sim 7.4 \text{ К}$ [15]. В рамках такого сценария формирования Бозе-конденсата на $5d$ - $2p$ -состояниях, отвечающих малой поверхности Ферми, составленной из эллипсоидов с $E_{F1} \approx 13.8 \text{ мэВ}$ и $m_1^* \sim 0.05m_0$ [16], наши оценки средней фермиевской скорости $v_{F1} \approx 2.1 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ практически совпадают с величиной $v_F \approx 2.02$ – $2.07 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, найденной в [15] для СП в YB_6 . Можно предположить, что именно квазилокальные колебания в парах La-La с энергией $\hbar\omega_E \sim 13 \text{ мэВ}$ являются причиной возникновения ниже $T^* \sim 50 \text{ К}$ в LaB_6 носителей с $E_{F1} \approx 13.8 \text{ мэВ}$ и длинной свободного пробега, достаточно большой для наблюдения “медленных” квантовых осцилляций (рис. 2, а также [16, 25]). Напротив, для неравновесных $2p$ -электронов в страйпах, принимая во внимание оценки скорости релаксации $\gamma_p \approx 1470 \text{ см}^{-1}$ для коллективной моды, полученные в [18] при измерениях оптических спектров LaB_6 (см. рис. S2 в дополнительных материалах), получаем время релаксации $\tau_s = (2\pi\gamma_p)^{-1} \approx 0.4 \cdot 10^{-14} \text{ с}$ и длину свободного пробега $l_s = v_{F1} \cdot \tau_s \approx 8.4 \text{ \AA}$. Столь малое значение $l_s \approx 2a_{\text{cub}}$ ($a_{\text{cub}} \approx 4.15 \text{ \AA}$ параметр решетки LaB_6 , см. табл. S1–S2 в дополнительных материалах) свидетельствует о квантовом диффузионном режиме зарядового транспорта [3] в неравновесных каналах. Как отмечалось выше, указанный сценарий предполагает, наряду с электронным фазовым расслоением, существенно неоднородное распределение ЭП в окрестности полос флуктуирующих зарядов,

что обуславливает множество слабых связей в расположенных вдоль страйпов СП цепочках и объясняет отсутствие резистивного СП перехода в LaB_6 . Подчеркнем, что параметр l_s оказывается приблизительно в 1400 раз меньше длины свободного пробега l_D равновесных (друдевских [18]) носителей в LaB_6 , которая легко оценивается из соотношения

$$l_D = R_H m^* v_{F0} / (e \rho_0). \quad (5)$$

При этом с учетом значений для коэффициент Холла $R_H \approx -4.6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{C}$ [15], $\rho_0 \approx 0.08 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$ (рис. 3), $m^* \approx 0.7 m_0$ и $v_{F0} \approx 6 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ [16, 18] для равновесных носителей в зоне проводимости с $E_{F0} \approx 2 \text{ эВ}$ [18, 25] имеем $l_D \approx 11800 \text{ \AA}$. Далее, воспользовавшись соотношением

$$\xi(0) \approx \hbar v_{F1} / (\pi \Delta(0)), \quad (6)$$

получаем в сферическом приближении грубые оценки для сверхпроводящей щели $\Delta(0)/k_B \approx 20 \text{ К}$ и отношения $2\Delta(0)/k_B T_c \sim 7$, которые также свидетельствуют в пользу сценария сильной связи. Отметим, что согласно результатам исследований низкочастотного эффекта де-Гааза–ван-Альфена [25] малая поверхность Ферми в LaB_6 имеет близкую к цилиндрической форму с отношением длины к диаметру, больше 2, что должно приводить к сильной анизотропии как фермиевской скорости v_{F1} , так и сверхпроводящих характеристик.

При обсуждении сценария сверхпроводимости с сильным электрон-фононным взаимодействием, локализованной в квазиодномерных цепочках в окрестности филаментарных каналов с зарядовыми флуктуациями в LaB_6 , представляет интерес сравнить отношение $k_B T_c / E_F$ (координаты Уемуры [26–28]) для LaB_6 со значениями, которые наблюдаются в случае традиционных и нетрадиционных сверхпроводников. При этом оказывается, что, как и в ВТСП гидридах LaH_n и YH_n , найденное для LaB_6 значение $k_B T_c / E_F \approx 0.0375$ находится в узком диапазоне $0.01 \leq k_B T_c / E_F \leq 0.05$, типичном для всех *нетрадиционных сверхпроводников*, включая системы с тяжелыми фермионами, купраты, фулерены, а также фазы высокого давления полигидридов и ВТСП на основе железа [26–28]. Общим свойством LaB_6 и нетрадиционных ВТСП в нормальном состоянии является также наличие псевдощели, которая регистрируется в LaB_6 в спектрах рентгеновской фотоэмиссии в интервале $T < 100 \text{ К}$ [29].

При объяснении аномалий теплопроводности в LaB_6 (рис. 4) следует принять во внимание следующие обстоятельства. (i) Резкий рост электронной

компоненты κ_e при понижении температуры в интервале $T < T^* \sim 50 \text{ К}$ (рис. 4) оказывается связанным с формированием сетки динамических зарядовых страйпов (филаментарных каналов неравновесных носителей) в направлениях $\langle 100 \rangle$ (рис. 5). В результате уменьшается рассеяние друдевских электронов, приводя к возрастанию электронной теплопроводности. Авторы [30] отмечают резкое падение до нуля отрицательных значений коэффициента теплового расширения (КТР) в LaB_6 ниже 50 К, переход к положительному КТР и повторную смену знака вблизи $T_s \sim 14 \text{ К}$, что, на наш взгляд, также следует связать с эффектом упорядочения в каналы (страйпы) неравновесной ЭП. (ii) Узкий пик $\kappa_e(T)$ вблизи $T_c \sim 6 \text{ К}$, который подавляется внешним магнитным полем, предположительно может быть связан с появлением при T_c вклада в теплопроводность κ_c от циркуляции (конвекции), предсказанного В. Л. Гинзбургом [31]. Эта компонента в случае свободных электронов оказывается малой – $\kappa_c/\kappa_e \sim k_B T_c / E_{F1}$ [31], однако с учетом неравновесных носителей она может быть значительно перенормирована. В частности, в [31] обсуждается существенное возрастание термоэффекта в СП при учете анизотропии и нетрадиционном механизме спаривания до значений $\kappa_c/\kappa_e \sim 1$, что по порядку величины соответствует величине $L/L_0 \sim 1.6$ в пике вблизи T_c (см. рис. 4d).

5. Заключение. В работе исследованы намагниченность, теплопроводность, теплоемкость, сопротивление и рентгеноструктурные характеристики набора высококачественных монокристаллических образцов LaB_6 различной формы, размера и изотопического состава по бору. Обнаружена сверхпроводимость II рода с $T_c \sim 6 \text{ К}$ и малой (0.03–0.1 %) долей объема СП фазы, построены кривые критических полей, выполнены оценки длины когерентности $\xi(0) \sim 240 \text{ \AA}$, параметра Гинзбурга–Ландау $\kappa_{GL} \sim 2$ и константы электрон-фононного взаимодействия $\lambda_{e-ph} \sim 0.75$, сверхпроводящей щели $\Delta(0)/k_B \sim 20 \text{ К}$ и отношения $2\Delta(0)/k_B T_c \sim 7$, свидетельствующие в пользу СП с сильным электрон-фононным взаимодействием. Показано, что СП в LaB_6 отвечает значениям $k_B T_c / E_{F1} \sim 0.0375$, типичным для *нетрадиционных сверхпроводников*, включая полигидриды LaH_n и YH_n с рекордными параметрами сверхпроводящего состояния. Анализ пространственной организации динамических зарядовых страйпов, найденных в работе при $T = 30 \text{ К}$, позволяет предположить реализацию в LaB_6 сверхпроводимости, локализованной в квазиодномерных цепочках в окрестности филаментарных каналов флуктуирующей ЭП.

Финансирование работы. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект #23-22-00297) с использованием оборудования Центров коллективного пользования Научно-исследовательского центра “Курчатовский институт” и Физического института им. П.Н.Лебедева Российской академии наук. Работа Н.Б.Болотиной и В.М.Гриджиной в части структурного анализа выполнена в рамках Государственного задания Научно-исследовательского центра “Курчатовский институт”. Авторы благодарны поддержке предварительных измерений кристаллов LaV₆ в рамках проекта Европейской платформы “Микрокельвин” (EMR), а также В.Б.Филипову, А.Н.Талденкову и А.В.Инюшкину за полезные дискуссии.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. С.В. Демишев, А.Н. Азаревич, А.В. Богач, М.И. Гильманов, В.Б. Филипов, Н.Ю. Шицевалова, В.В. Глушков, Письма в ЖЭТФ **109**, 152 (2019).
2. О.Н. Хрыкина, Н.Б. Болотина, В.М. Гриджина, А.Н. Азаревич, К.М. Красиков, Н.Ю. Шицевалова, В.Б. Филипов, С.Ю. Гаврилкин, А.Ю. Цветков, Н.Е. Случанко, Письма в ЖЭТФ **119**, 141 (2024).
3. A. P. Dudka, O. N. Khrykina, N. B. Bolotina, N. Y. Shitsevalova, V. B. Filipov, M. A. Anisimov, S. Gabani, K. Flachbart, and N. E. Sluchanko, Phys. Rev. B **100**, 205103 (2019).
4. B. T. Matthias, T. H. Geballe, K. Andres, E. Corenzwit, G. W. Hull, and J. P. Maita, Science **159**, 530 (1968).
5. J. M. Vanderberg, B. T. Matthias, E. Corenzwit, and H. Barz, Mater. Res. Bull. **10**, 889 (1975).
6. A. J. Arko, G. Grabtree, J. B. Ketterson, F. M. Mueller, P. F. Walch, M. R. Windmiller, Z. Fisk, R. F. Hoyt, A. C. Mota, R. Viswanathan, D. E. Ellis, A. J. Freeman, and J. Rath, Int. J. Quant. Chem. Symp. **9**, 569 (1975).
7. I. Bat'ko, M. Bat'kova, K. Flachbart, V. B. Filippov, Yu. B. Paderno, N. Yu. Shitsevalova, and Th. Wagner, J. Alloys Compd. **217**, L1 (1995).
8. J. Etourneau, J. P. Mercurio, R. Naslain, and P. Hagenmuller, J. Solid State Chem. **2**, 332 (1970).
9. S. Gabani, K. Flachbart, K. Siemensmeyer, and T. Mori, J. Alloys Compd. **821**, 153201 (2020).
10. I. A. Troyan, D. V. Semenov, A. G. Ivanova, A. G. Kvashnin, D. Zhou, A. V. Sadakov, O. A. Sobolevskiy, V. M. Pudalov, I. S. Lyubutin, and A. R. Oganov, Uspekhi Fizicheskikh Nauk **192**, 799 (2022).
11. I. A. Troyan, D. V. Semenov, A. G. Kvashnin, A. V. Sadakov, O. A. Sobolevskiy, V. M. Pudalov, A. G. Ivanova, V. B. Prakapenka, E. Greenberg, A. G. Gavriliuk, I. S. Lyubutin, V. V. Struzhkin, A. Bergara, I. Errea, R. Bianco, M. Calandra, F. Mauri, L. Monacelli, R. Akashi, and A. R. Oganov, Adv. Mater. **33**, 2006832 (2021).
12. D. Sun, V. S. Minkov, S. Mozaffari, Y. Sun, Y. Ma, S. Chariton, V. B. Prakapenka, M. I. Eremets, L. Balicas, and F. F. Balakirev, Nat. Commun. **12**, 6863 (2021).
13. O. N. Khrykina, N. B. Bolotina, V. M. Gridchina, A. N. Azarevich, A. V. Bogach, S. V. Demishev, K. M. Krasikov, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, and N. E. Sluchanko, J. Alloys Compd. **970**, 172527 (2024).
14. N. R. Werthamer, E. Helfand, and P. C. Hohenberg, Phys. Rev. **147**, 295 (1966).
15. N. Sluchanko, V. Glushkov, S. Demishev, A. Azarevich, M. Anisimov, A. Bogach, V. Voronov, S. Gavrilkin, K. Mitsen, A. Kuznetsov, I. Sannikov, N. Shitsevalova, V. Filipov, M. Kondrin, S. Gabani, and K. Flachbart, Phys. Rev. B **96**, 144501 (2017).
16. H. Harima, O. Sakai, T. Kasuya, and Y. Yanase, Solid State Commun. **66**, 603 (1988).
17. K. Flachbart, M. Reiffers, S. Molokac, A. Belling, J. Bischof, E. Konovalova, and Y. Paderno, Physica B **263–264**, 749 (1999).
18. E. S. Zhukova, B. P. Gorshunov, M. Dressel, G. A. Komandin, M. A. Belyanchikov, Z. V. Bedran, A. V. Muratov, Y. A. Aleshchenko, M. A. Anisimov, N. Yu. Shitsevalova, A. V. Dukhnenko, V. B. Filipov, V. V. Voronov, and N. E. Sluchanko, JETP Lett. **110**, 79 (2019).
19. H. Werheit, V. Filipov, and N. Shitsevalova, Z. Anorg. Allg. Chem. **641**(10), 1835 (2015).
20. B. T. Matthias, T. H. Geballe, and V. B. Compton, Rev. Mod. Phys. **35**, 1 (1963).
21. И. Н. Хлюстикова, А. И. Буздин, УФН **155**, 47 (1988).
22. P. Allen and R. Dynes, Phys. Rev. B **12**, 905 (1975).
23. N. Harrison, R. G. Goodrich, J. J. Vuillemin, Z. Fisk, and D. G. Rickel, Phys. Rev. Lett. **80**, 4498 (1998).
24. G. Schell, H. Winter, H. Rietschel, and F. Gompf, Phys. Rev. B **25**, 1589 (1982).
25. Y. Ishizawa, H. Nozaki, T. Tanaka, and T. Nakajima, Phys. Soc. Jpn. **48**, 1439 (1980).
26. Y. J. Uemura, Physica C **282–287**, 194 (1997).
27. Y. J. Uemura, Phys. Rev. Mater. **3**, 104801(2019).
28. E. F. Talantsev, J. Phys.: Condens. Matter **33**, 285601 (2021).
29. V. R. R. Medicherla, Appl. Phys. Lett. **90**, 062507 (2007).
30. D. Mandrus, J. L. Sarao, A. Lacerda, A. Migliori, J. D. Thompson, and Z. Fisk, Phys. Rev. B **49**, 16809 (1994).
31. В. Л. Гинзбург, УФН **167**, 429 (1997).