

PACS numbers: 74.25.F-, 74.25.Kc, 74.45.+c, 74.62.Dh, 74.62.Fj, 74.70.Ad

## Реакция критической температуры сверхпроводящего перехода и энергетических щелей $MgB_2$ на гидростатическое сжатие

А. И. Дьяченко, В. Ю. Таренков\*, В. В. Кононенко\*

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,  
бульв. Акад. Вернадского, 36,  
03142 Киев, Украина*

*\*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,  
просп. Науки, 46,  
03028 Киев, Украина*

Проведено исследование влияния высоких гидростатических давлений (до 15 кбар) на спектр андреевского отражения в контактах  $MgB_2/Ag$ . Показано, что давление приводит к уменьшению сверхпроводящей энергетической щели для  $\sigma$ -зоны и к существенному росту энергетической щели  $\pi$ -зоны. При этом наблюдается значительное возрастание избыточного тока вольт-амперной характеристики контакта. Возможная причина такой реакции спектроскопических характеристик диборида магния на гидростатическое сжатие — индуцированное давлением интенсивное рассеяние электронов на подвижных краевых дислокациях в кристаллах  $MgB_2$ .

**Ключевые слова:** диборид магния, энергетические щели в  $\pi$ - и  $\sigma$ -зонах, высокое гидростатическое давление.

Проведено дослідження впливу високих гідростатичних тисків (до 15 кбар) на спектр андреевського відбивання у контактах  $MgB_2/Ag$ . Показано, що тиск приводить до зменшення надпровідної енергетичної щілини

---

Corresponding author: Viktoriya Vadymivna Kononenko  
E-mail: vkkononenko@gmail.com

*G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,  
36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03142 Kyiv, Ukraine*

*\*Donetsk Institute for Physics and Engineering Named after O. O. Galkin, N.A.S. of Ukraine,  
46 Nauky Ave., UA-03028 Kyiv, Ukraine*

Please cite this article as: O. I. D'yachenko, V. Yu. Tarenkov, and V. V. Kononenko, Response of Critical Temperature of the Superconducting Transition and Energy Gaps of  $MgB_2$  to the Hydrostatic Compression, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **39**, No. 6: 719–731 (2017) (in Russian), DOI: 10.15407/mfint.39.06.0719.

для  $\sigma$ -зони та до істотного зростання енергетичної щільності  $\pi$ -зони. При цьому спостерігається значне зростання надлишкового струму вольт-амперної характеристики контакту. Можлива причина такої реакції спектроскопічних характеристик диборида магнію на гідростатичне стиснення — це індуковане тиском інтенсивне розсіяння електронів на рухомих крайових дислокаціях у кристалах  $\text{MgB}_2$ .

**Ключові слова:** диборид магнію, енергетичні щільності в  $\pi$ - і  $\sigma$ -зонах, високий гідростатичний тиск.

Effect of high hydrostatic pressures (up to 15 kbar) on the spectrum of Andreev reflection within the  $\text{MgB}_2/\text{Ag}$  contacts is carried out. As shown, the pressure leads to a decrease in the superconducting energy gap for the  $\sigma$ -band and to a substantial increase in the energy gap for the  $\pi$ -band. In this case, a significant increase in the excess current of the current-voltage characteristic of the contact is observed. A possible reason for such a response of the spectroscopic characteristics of magnesium diboride to hydrostatic compression is the pressure-induced intensive scattering of electrons by mobile edge dislocations in  $\text{MgB}_2$  crystals.

**Key words:** magnesium diboride, energy gaps in  $\pi$ - and  $\sigma$ -bands, high hydrostatic pressure.

(Получено 25 мая 2017 г.)

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение в 2001 году сверхпроводящего состояния в дибориде магния ( $\text{MgB}_2$ ) с высокой критической температурой  $T_c = 39 \text{ K}$  [1] привело к экспериментальному доказательству существования нового явления — двухзонной сверхпроводимости [2–5]. Расчёты из первых принципов электронной структуры  $\text{MgB}_2$  [6] показали сложную топологию его поверхности Ферми. Она состоит из двух подгрупп: двухмерных  $\sigma$ -зон, возникающих из  $p_x$ -,  $p_y$ -орбиталей атомов бора, и трёхмерных  $\pi$ -зон, рождающихся от  $p_z$ -орбиталей атомов бора [6]. Сверхпроводящее состояние, реализуемое в такой зонной структуре, приводит к появлению двух энергетических щелей  $\Delta_\pi = 1,5\text{--}2,5 \text{ мэВ}$  и  $\Delta_\sigma = 6,5\text{--}7,5 \text{ мэВ}$  ( $T = 0 \text{ K}$ ) [3–5, 7, 8], принадлежащих к  $\pi$ - и  $\sigma$ -зонам соответственно. Теория многозонной сверхпроводимости [9] предсказывает, что рассеяние на примесях должно смешивать «слабые» и «сильные» куперовские пары в  $\pi$ - и  $\sigma$ -зонах, усредняя параметр порядка и уменьшая  $T_c$  [10, 11]. Уникальной особенностью  $\text{MgB}_2$  является аномально слабое перекрытие между  $\sigma$ - и  $\pi$ -зонами [6, 10, 12, 13], в результате чего иновалентные примеси существенно влияют на зонную структуру. При этом вносимое межзонное рассеяние электронов слабое и двухзонный характер  $\text{MgB}_2$  сохраняется даже при большой концентрации

примесей [10, 13, 14]. Это вывод получен из предположения, что внедрение примесей не приводит к существенному искажению кристаллической решётки [10, 13, 14]. Экспериментальные результаты по влиянию примесей на двухзонный характер  $\text{MgB}_2$  разделяются на две группы. В первой группе экспериментальных результатов не наблюдалось значительное сближение энергетических щелей  $\Delta_\pi$  и  $\Delta_\sigma$  с ростом концентрации  $x$  примесей (обычно это Al, C), параметр  $\Delta_\sigma(x)$  монотонно убывал, а зависимость  $\Delta_\pi(x)$  иногда демонстрировала плато при  $x \leq 0,1$  [15, 16, 7, 8]. Во второй группе убывание параметра  $\Delta_\sigma(x)$  с ростом концентрации  $x$  сопровождалось возрастанием параметра  $\Delta_\pi(x)$  [7, 8, 17, 18], что соответствует предсказанию двухзонной модели [9–11]. В некоторых случаях продемонстрирован «эффект слияния» энергетических щелей, когда  $\Delta_\pi \approx \Delta_\sigma \cong 4$  мэВ [7, 8, 18, 19, 20, 21]. Расхождение между отмеченными двумя группами исследований [15, 16, 7, 8, 18–22] обусловлено тем, что, как показывают расчёты, в  $\text{MgB}_2$  только рассеяние на примесях не может обеспечить сближение энергетических щелей  $\sigma$ - и  $\pi$ -зон [10–12, 14]. Для этого необходим дополнительный мощный рассеивающий фактор, который, в отличие от иновалентных примесей [10, 11, 14], не возмущал бы зонную структуру  $\text{MgB}_2$  [8, 11, 23].

В настоящей работе обнаружено, что при высоких ( $\cong 1,5$  ГПа) давлениях сближение энергетических щелей  $\Delta_\sigma$  и  $\Delta_\pi$  наблюдается даже в стехиометрических образцах  $\text{MgB}_2$ . Необходимое для этого интенсивное рассеяние между  $\sigma$ - и  $\pi$ -зонами могут вызывать краевые дислокации с вектором Бюргерса в плоскости бора [24–26]. Такие дислокации могли также присутствовать в допированных образцах [18–21], что приводило к парадоксальному с позиции микроскопических теорий [10, 12, 14] эффекту сближения энергетических щелей  $\Delta_\sigma$  и  $\Delta_\pi$  в двухзонном сверхпроводнике  $\text{MgB}_2$ .

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

В наших экспериментах исследовалось влияние гидростатического сжатия до  $P = 1,5$  ГПа на критическую температуру и энергетические щели сверхпроводника  $\text{MgB}_2$ , приготовленного по стандартной технологии твердофазного синтеза [27]. Порошки металлического магния и бора смешивались в необходимой пропорции и засыпались в железный цилиндр. По мере заполнения цилиндра порошок уплотнялся поршнем с усилием  $0,5\text{--}0,6$  ГПа/см<sup>2</sup>. На конечном этапе цилиндр с порошком смеси магния и бора забивался железной пробкой с малым конусом, что позволяло получить хорошее уплотнение цилиндра. Синтез диборида магния проводился нагреванием цилиндра с порошком в вакуумной печи при разряжении  $P = 2 \cdot 10^{-4}$  торр и температуре  $T = 1100$  К в течение трёх часов. Синтезированный  $\text{MgB}_2$  представлял собой порошок с размерами зёрен  $3\text{--}5$  мкм,

из которого под одноосным давлением  $P = 6$  ГПа прессовались пластинки размерами  $S = 0,1 \times 1 \times 10$  мм<sup>3</sup> с электрическими контактами из коллоидного серебра, впрессованного в поверхность пластины. Переходное сопротивление контактов составляло  $R \approx 10^{-8}$  Ом·см<sup>2</sup>. Эксперименты с давлением проводились с использованием контейнера, в котором давление генерировалось путём сжатия керосин-масляной смеси подвижным поршнем и его фиксации гайкой при достижении необходимого давления [28]. В контейнер помещались исследуемые образцы, датчик давления из манганиновой проволоки, а также платиновый датчик температур. Двадцать четыре электрических ввода в камеру высокого давления позволяли измерить одновременно транспортные и спектроскопические характеристики нескольких образцов. На рисунке 1 представлены кривые резистивного сверхпроводящего перехода пластинки диборида магния при нулевом давлении и давлении в 12 кбар. Величина  $T_c$  определялась по середине перехода на зависимости  $R(T)$ . Значение  $dT_c/dP = -1,1 \pm 0,1$  К/ГПа, полученное из этих измерений, соответствует литературным данным по влиянию давления на критическую температуру сверхпроводящего перехода  $MgB_2$  [29].

Изучение влияния гидростатического сжатия на величину энергетических щелей  $MgB_2$  проводилось на контактах  $MgB_2$ -Ag с металлическим характером протекания тока. Контакты для спектроскопических исследований имели сопротивление  $R_N \approx 10$  Ом и создавались по методике «втирания» инжектора (Ag) в поверхность микрокристаллов  $MgB_2$  (аналогичная методика приведена в обзоре [8]). Кроме того, точечные контакты образовывались путём прижатия серебряной иглы к поверхности диборида магния с помощью пружины

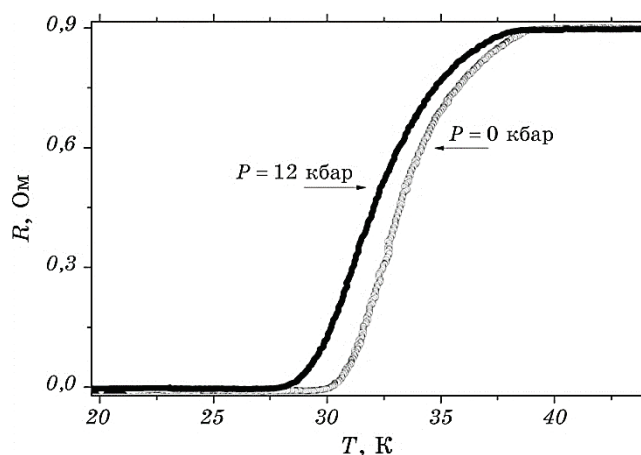


Рис. 1. Влияние давления на зависимость  $R(T)$  образца  $MgB_2$ .

Fig. 1. Effect of pressure on the  $R(T)$  dependence of the  $MgB_2$  sample.

из бериллиевой бронзы. Область контакта  $\text{MgB}_2$ -Ag заливалась кремнийорганическим лаком, что значительно повышало устойчивость характеристик контакта при термоциклировании, а также при наборе и сбросе давления в камере. Специфика формирования исследуемых андреевских контактов с  $\text{MgB}_2$  связана с кристаллической структурой, образованной зёрнами диборида магния (размерами 3–5 мкм). Эффективный размер андреевского контакта по оценкам, проведённым при обработке вольт-амперных характеристик, составил  $d \cong 10$  нм. Предполагается, что в результате измерений характеристик контактов получаемая информация относится к свойствам почти идеального микрокристалла  $\text{MgB}_2$ . Такие способы создания контактов на поликристаллах широко используются в исследованиях по андреевской спектроскопии сверхпроводников [7, 8].

В зависимостях проводимости  $dI/dV$  от напряжения смещения  $V$  для андреевских контактов  $\text{MgB}_2$ -Ag регистрировались особенности, связанные с проявлением малой  $\Delta_\pi$  и большой  $\Delta_\sigma$  сверхпроводящих энергетических щелей. Наблюдавшиеся в экспериментах значения энергетических щелей соответствуют данным, полученным в других исследованиях [7, 8].

Наиболее часто кривые проводимости андреевских спектров контактов  $\text{MgB}_2$ -Ag демонстрировали проявление одной из энергетических щелей  $\Delta_\pi \cong 2$ –3 мВ, либо  $\Delta_\sigma \cong 7$ –7,8 мВ. В некоторых случаях в спектре отражались энергетические щели для обеих  $\sigma$ - и  $\pi$ -зон. На рисунке 2 представлены зависимости проводимости  $dI/dV(V)$  контактов  $\text{MgB}_2$ -Ag с андреевским характером протекания тока. Динамическая проводимость контакта отражает присутствие в спектре малой энергетической щели  $\Delta_\pi(P=0) = 3,02$  мВ. Под действием давления наблюдалось изменение щели  $\Delta_\pi$ , которая при давлении  $P = 1,5$  ГПа выросла до значения  $\Delta_\pi(P) = 3,75$  мВ. На рисунке 3 представлены характеристики контакта, отражающие проявление в спектре щелевых особенностей как в  $\sigma$ -, так и в  $\pi$ -зонах. Реакция на давление малой энергетической щели  $\Delta_\pi$  совпадает по характеру её изменения под давлением с данными рис. 2. Рост под давлением щели  $\Delta_\pi$  в обоих случаях составил порядка  $d\Delta_\pi/dP = 0,048$  кбар<sup>-1</sup>. Значения большой энергетической щели  $\Delta_\sigma(P=0)$  по данным рис. 3 составили  $\Delta_\sigma = 7,84$  мВ. Под действием давления  $P = 1,5$  ГПа наблюдалось её уменьшение  $\Delta_\sigma(P) = 7,55$  мВ, что соответствует  $d\Delta_\sigma/dP = -0,012$  кбар<sup>-1</sup>. Этот результат согласуется с расчётами [30] и близок к изменениям энергетической щели под воздействием давления для сильносвязанных металлических сверхпроводников, например, для свинца [31]. Кроме наблюдения в спектрах  $dI/dV(V)$  андреевских контактов роста под действием давления энергетической щели  $\Delta_\pi$ , эффект межзонного взаимодействия отражается и на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) контакта. Отличительной чертой ВАХ контактов с андреевским характером протекания тока

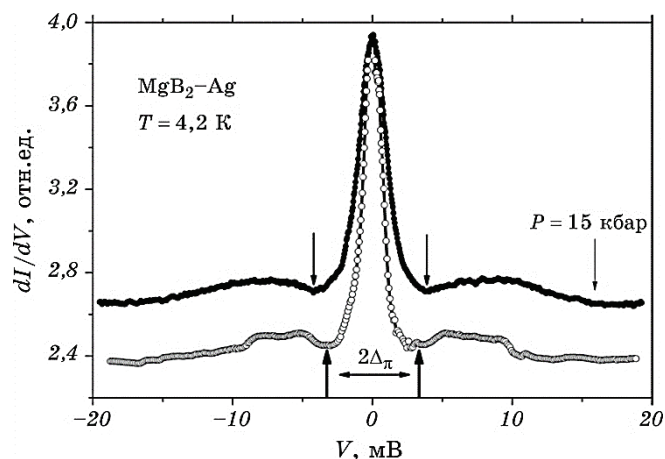


Рис. 2. Влияние давления на величину энергетической щели  $\Delta_{\pi}$ .

Fig. 2. Effect of pressure on the energy gap  $\Delta_{\pi}$ .

является избыточный ток  $I_{\text{exc}}$ , который превышает фоновую, омическую составляющую тока контакта. Природа избыточного тока связана с прохождением куперовских пар под щель сверхпроводника в результате андреевской конверсии. Между избыточным током и энергетической щелью существует известное соотношение  $I_{\text{exc}} = q\Delta/eR_N$  ( $q \approx 4/3$ ) [32], где  $R_N$  — сопротивление контакта при температурах выше  $T_c$  сверхпроводника.

На рисунке 4 представлены вольт-амперные характеристики контакта  $\text{MgB}_2\text{-Ag}$  (проводимость контакта представлена на рис. 2) при нулевом и конечном ( $P = 1,5$  ГПа) давлениях. При нулевом давлении (кривая 1, рис. 4) величина энергетической щели, установленная по величинам избыточного тока и нормального сопротивления контакта, практически совпадает с данными измерения андреевского спектра. Под воздействием давления избыточный ток значительно возрос (кривая 2, рис. 4) и оценка энергетической щели даёт значение  $\Delta = 7,2$  мВ, что соответствует величине энергетической щели для  $\sigma$ -зоны.

Таким образом, наблюдается переход от избыточного тока, определяемого параметром  $\Delta_{\pi}$ , к избыточному току, определяемому  $\Delta_{\sigma}$ . Величина избыточного тока под действием давления увеличилась примерно в 3,5 раза, что соответствует отношению  $\Delta_{\sigma}/\Delta_{\pi}$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В обычных металлах с электрон-фононным взаимодействием (ЭФВ) как механизмом сверхпроводимости давление уменьшает величину

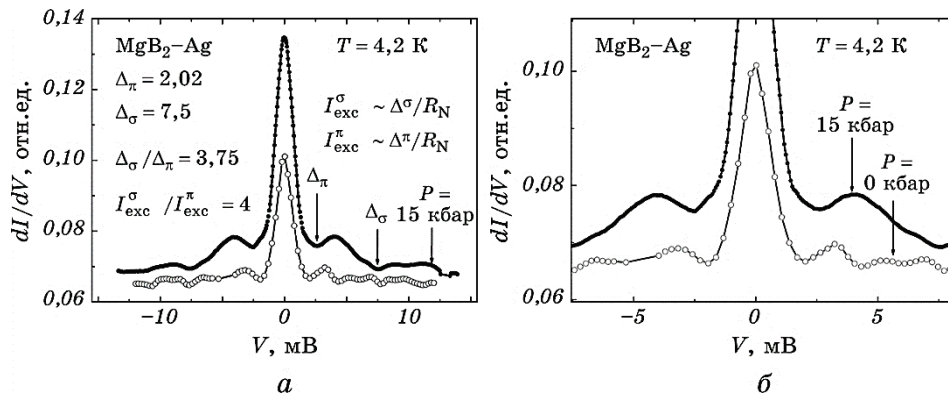


Рис. 3. Реакция на давление энергетических щелей  $\Delta_\pi$  и  $\Delta_\sigma$  диборида магния.

Fig. 3. Response of energy gaps  $\Delta_\pi$  and  $\Delta_\sigma$  of magnesium diboride to pressure.

энергетической щели  $\Delta$ , потому что реализуется смещение фононного спектра металла в сторону более высоких энергий [31]. В MgB<sub>2</sub> фононные частоты увеличиваются под давлением [30, 33], что объясняет уменьшение с давлением «лидирующей» энергетической щели  $\Delta_\sigma$ , но не наблюдаемым возрастанием параметра  $\Delta_\pi$  (рис. 2, 3). Возрастание энергетической щели  $\Delta$  под давлением, наблюдаемое в купратах [34], обусловлено необычным механизмом куперовского спаривания в этих материалах [35], тогда как общепризнано, что в MgB<sub>2</sub> сверхпроводимость обеспечивается фононами (преимущественно колебаниями в плоскости бора) [6, 14, 30]. Таким образом, объяснить наблюдаемое (рис. 2, 3) значительное ( $\cong 20\%$ ) увеличение параметра  $\Delta_\pi$  вариацией фононного спектра (изменением константы  $\lambda$  в уравнениях Элиашберга) не удаётся. Однако в эти уравнения ещё входит кулоновский псевдопотенциал  $\mu^*$ , величина которого зависит от электронной структуры материала.

Расчёты из первых принципов электронной структуры MgB<sub>2</sub> [6, 36, 37] показывают хорошее согласие с эффектом де Гааза–ван Альфена [38]. Аналогичные вычисления, дополненные расчётом фононной структуры, показали, что в кристаллах MgB<sub>2</sub> давление должно уменьшать как параметр  $\Delta_\sigma$ , так и  $\Delta_\pi$  [30]. Расчётные плотности электронных состояний на уровне Ферми  $N_\sigma$  и  $N_\pi$  уменьшались с давлением  $P$  как  $d\ln(N_\sigma)/dP \approx d\ln(N_\pi)/dP \cong 3,3 \cdot 10^{-3} \text{ ГПа}^{-1}$ , поэтому в работе [30] в уравнениях Элиашберга кулоновский псевдопотенциал  $\mu^*(P)$  заменялся константой  $\mu^* = 0,12$ . Полученное слабое изменение плотности состояний  $N_\sigma$ ,  $N_\pi$  с давлением [30] не позволяет также объяснить наблюдаемое  $\cong 20\%$  возрастание энергетической щели  $\Delta_\pi$  при  $P = 1,5 \text{ ГПа}$  (рис. 2, 3), даже если учитывать матричный характер кулоновского псевдопотенциала  $\mu_{i,j}^*$ ,  $i = \sigma, \pi$ ,  $j = \sigma, \pi$  в двухзонном сверхпроводнике [39]. Точное значение кулоновско-

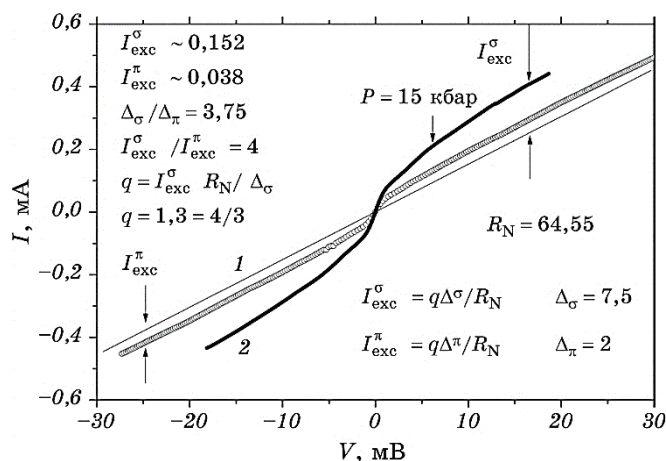


Рис. 4. Влияние давления на избыточный ток ВАХ контакта  $\text{MgB}_2/\text{Ag}$ .

Fig. 4. Influence of the pressure on the excess current of the current-voltage characteristics of the  $\text{MgB}_2/\text{Ag}$  contact.

го псевдопотенциала в  $\text{MgB}_2$  неизвестно, но формально  $\mu_{i,j}^*(x)$  можно рассматривать как подгоночный параметр и получить наблюдаемое увеличение параметра  $\Delta_\pi(x)$  от концентрации  $x$  примесей [40, 41]. Однако возникающие при этом значительные вариации матричных элементов  $\mu_{i,j}^*(x)$  [40] не объясняются соответствующими изменениями в плотности электронных состояний [30, 41], причём структурные фазовые переходы в  $\text{MgB}_2$  до давлений 57 ГПа не наблюдаются [42]. Поэтому для объяснения влияния примесей на параметр  $\Delta_\pi$  в работах [8, 18, 41, 43] отмечается необходимость принимать во внимание искажения решётки, которые прямо или косвенно связаны с концентрацией примесей. В работе [10] анализируются только искажения решётки, вносимые самими примесями, причём решающим фактором оказался размер ионов примесей. Но для объяснения эксперимента по влиянию примесей на параметры  $\Delta_\sigma$  и  $\Delta_\pi$  [8, 18, 41] необходимо установить механизм возникновения таких искажений решётки, которые могут присутствовать даже в монокристаллах  $\text{MgB}_2$  стехиометрического состава.

Известно, что обычные замещающие примеси приводят к незначительному межзонному рассеянию в первую очередь потому, что  $\sigma$ - и  $\pi$ -зоны образуются из различных локальных орбиталей и, следовательно, ортогональны на атомном уровне [10, 12]. Межзонное рассеяние на примесях более эффективное, если они вносят заметные искажения в решётку, например, примеси алюминия [10]. Речь идёт об искажениях решётки вдоль оси  $z$ , нормальной к плоскости бора, в которой и реализуется куперовское спаривание с параметром  $\Delta_\sigma$  [6]. Примеси углерода вносят искажения в самой плоскости бора, что,



согласно [10], не приводит к существенному увеличению межзонного рассеяния. Однако именно кристаллы  $\text{MgB}_2$  с примесями углерода, а не алюминия, демонстрируют сближение параметров  $\Delta_\sigma$  и  $\Delta_\pi$  [18, 19], что однозначно свидетельствует о сильном межзонном рассеянии [9, 11]. А так как сами примеси углерода такой способностью не обладают [10], то остаётся предположить, что технология внедрения примесей углерода в решётку  $\text{MgB}_2$  способствует образованию краевых (или винтовых) дислокаций [24–26], которые способны сильно деформировать решётку [44], вызывая интенсивное межзонное рассеяние. Примеси углерода в таком случае играют роль стопоров для дислокаций, пиннинг на которых объясняет наблюдаемое существенное увеличение критического тока проводов  $\text{MgB}_2$  в больших магнитных полях [24–26]. Бесприменные образцы  $\text{MgB}_2$  также демонстрируют сильный точечный пиннинг [26], за который в анизотропной слоистой структуре  $\text{MgB}_2$  могут отвечать линейные дефекты структуры — дислокации [26, 45].

Наши образцы также имели стехиометрический состав, однако процедура их приготовления, при которой использовалось, в частности, высокое одноосное давление, может способствовать образованию дислокаций в гранулах  $\text{MgB}_2$  [26]. Кроме того, как известно, краевые дислокации формируют малоугловые границы между гранулами (и в самих гранулах) [24, 25, 46]. Искажения решётки, вносимые дислокациями, максимальны на линии дислокации и медленно (примерно как  $a_0/\rho$ ) убывают с расстоянием  $\rho$  от линии дислокации [44] ( $a_0$  — постоянная решётки кристалла). Если сближение энергетических щелей  $\Delta_\sigma$  и  $\Delta_\pi$ , наблюдаемое в «грязных образцах» [18–21], преимущественно обусловлено межзонным рассеянием на дислокациях, то в окрестности линии дислокации ( $\rho \leq \xi_{\text{dis}}$ ) величина параметра межзонного рассеяния  $\gamma$  должна превышать значение  $\gamma_{\text{max}} \cong 25$  мэВ, при котором, согласно расчётам [11], в  $\text{MgB}_2$  реализуется слияние энергетических щелей ( $\Delta_\sigma \approx \Delta_\pi \cong 4$  мэВ). Здесь параметр  $\xi_{\text{dis}} > a_0$  и, скорее всего, существенно превышает  $a_0$  (верхняя оценка — радиус микроконтактов в работах [18–21]). Поэтому уже при умеренной плотности дислокаций (среднее расстояние между ними  $\rho_c \sim 10\xi_{\text{dis}}$ ) параметр  $\gamma \sim \gamma_{\text{max}}\xi_{\text{dis}}/\rho_c > 2,5$  мэВ. Для сравнения, согласно [10], при 2% примесей алюминия величина межзонного рассеяния  $\gamma = \gamma_{\text{imp}} \cong 1,1$  мэВ.

Приведённая оценка величины межзёренного рассеяния  $\gamma$  сделана для однородного распределения дислокаций. При неоднородном распределении ситуация несколько иная. Например, для «дислокационной стенки» [45] из одинаковых прямолинейных краевых дислокаций, расположенных в одной плоскости, перпендикулярной их векторам Бюргерса, на одинаковых расстояниях  $h$  друг от друга, искажения решётки убывают экспоненциально быстро, приблизительно как  $\exp(-2\pi x/h)$  [44]. Здесь считается, что дислокации

расположены в плоскости  $y, z$ , а  $x$  — расстояние от дислокационной стенки. Поэтому при образовании дислокационных стенок всегда есть участки образца, где параметр межзонного рассеяния меньше, соответственно, меньше и параметр  $\Delta_{\pi}$ .

Таким образом, образование краевых и винтовых дислокаций способно вызвать интенсивные процессы межзонного рассеяния. С другой стороны, при низких температурах обычные передающие давление среды не обеспечивают полную гидростатику в камере высокого давления [47, 48] (исключение, жидкий гелий). Поэтому в стандартной камере [28] на образце всегда сохраняется влияние касательных (сдвиговых) напряжений, составляющих  $\cong 5\%$  от приложенного давления 10–15 кбар. Этого достаточно для срыва дислокаций с мест их закрепления [46], в частности, с малоугловых границ между гранулами [26], а также для перестройки неоднородного распределения дислокаций в кристалле [49, 50]. Освобождённые таким образом дислокации отталкиваются друг от друга [44] и поэтому стремятся более однородно заполнить объём микрокристаллов (пока сохраняется приложенное внешнее давление). В результате при более однородном распределении дислокаций межзонное рассеяние электронов  $\gamma$  в области контакта усиливается, увеличивая параметр  $\Delta_{\pi}$ . Отметим, что наблюдаемое (рис. 1) смещение  $T_c$  под давлением соответствовало литературным данным для монокристаллов [47]. Однако при этом ширина резистивного перехода ( $T_c - T_c^{\text{off}}$ ) под давлением увеличивалась ( $T_c^{\text{off}}$  — конец резистивного перехода,  $T_c^{\text{off}}(P = 0) = 30,2 \text{ К}$ ,  $T_c^{\text{off}}(P = 15) = 28 \text{ К}$ ). Это уширение согласуется с усилением межзонного рассеяния на дислокациях, при котором увеличение параметра  $\Delta_{\pi}$  достигается за счёт уменьшения параметра  $\Delta_{\sigma}$ . В результате в окрестности линий дислокаций участки кристалла имеют меньшую температуру сверхпроводящего перехода и при температуре  $T_c^{\text{off}} < T < T_c$  в кристалле возникает состояние с пространственно неоднородным параметром порядка, что уширяет резистивный переход [51]. Наконец, усиление рассеяния электронов на искажениях, вносимых дислокациями, увеличивает число доступных для андреевского отражения участков кристалла. В нашем случае инжекция электронов преимущественно реализуется в направлении оси  $c$  (нормально к плоскости бора), поэтому усиление рассеяния электронов в плоскости бора способствует увеличению андреевского отражения от  $\sigma$ -зон, что согласуется с наблюдаемой тенденцией к увеличению избыточного тока (рис. 4).

#### 4. ВЫВОДЫ

Наблюдаемое методом андреевской спектроскопии обратимое изменение параметра  $\Delta_{\pi}$  под давлением можно объяснить подвижками

дислокаций, которые вносят решёточные искажения, значительно превышающие искажения, вносимые обычными примесями замещения [10]. Закрепление дислокаций на примесях объясняет также парадоксальное явление сближения параметров  $\Delta_\pi$  и  $\Delta_\sigma$  [18], наблюдаемое в монокристаллах, но отсутствующее в поликристаллах [16, 43] (где дислокации могли локализоваться на межзёрнных границах [52]). Дислокации, закреплённые на примесях углерода, способствуют значительному увеличению критического тока проводов из  $\text{MgB}_2$  [23–25]. Это также можно объяснить интенсивным межзонным рассеянием  $\gamma$  электронов на искажениях решётки, вносимых дислокациями, при которых локально подавляется параметр  $\Delta_\sigma$  за счёт усиления параметра  $\Delta_\pi$  [10]. В обычных однозонных сверхпроводниках рассеяние электронов на дислокациях приводит к изотропизации энергетической щели, но существенно не влияет на величину  $T_c$  (следствие известной теоремы Андерсона [9, 10]). В многозонных сверхпроводниках ситуация иная. Даже в монокристаллах дислокации способствуют межзонному рассеянию и могут существенно повлиять на характеристики монокристаллов открытых в последнее время экзотических многозонных сверхпроводников [53].

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА—REFERENCES

1. J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, and J. Akimitsu, *Nature*, **410**: 63 (2001).
2. F. Bouquet, R. A. Fisher, N. E. Phillips, D. G. Hinks, and J. D. Jorgensen, *Phys. Rev. Lett.*, **87**: 047001 (2001).
3. P. Szaby, P. Samuely, J. Kačmarčík, T. Klein, J. Marcus, D. Fruchart, S. Miraglia, C. Marcenat, and A. G. M. Jansen, *Phys. Rev. Lett.*, **87**: 137005 (2001).
4. X. K. Chen, M. J. Konstantinovi, J. C. Irwin, D. D. Lawrie, and J. P. Franck, *Phys. Rev. Lett.*, **87**: 157002 (2001).
5. F. Giubileo, D. Roditchev, W. Sacks, R. Lamy, D. X. Thanh, J. Klein, S. Miraglia, D. Fruchart, J. Marcus, and Ph. Monod, *Phys. Rev. Lett.*, **87**: 177008 (2001).
6. J. Kortus, I. I. Mazin, K. D. Belashchenko, V. P. Antropov, and L. L. Boyer, *Phys. Rev. Lett.*, **86**: 4656 (2001).
7. I. K. Yanson and Yu. G. Naidyuk, *Low Temp. Phys.*, **30**: 261 (2004).
8. G. A. Daghero and R. S. Gonnelli, *Supercond. Sci. Technol.*, **23**, No. 4: 043001 (2010).
9. A. A. Golubov and I. I. Mazin, *Phys. Rev. B*, **55**: 15146 (1997).
10. S. C. Erwin and I. I. Mazin, *Phys. Rev. B*, **68**: 132505 (2003).
11. J. Kortus, O. V. Dolgov, R. H. Kremer, and A. A. Golubov, *Phys. Rev. Lett.*, **94**: 027002 (2005).
12. I. I. Mazin, O. K. Andersen, O. Jepsen, O. V. Dolgov, J. Kortus, A. A. Golubov, A. B. Kuz'menko, and D. van der Marel, *Phys. Rev. Lett.*, **89**: 107002 (2002).
13. I. I. Mazin and V. P. Antropov, *Physica C*, **385**: 49 (2003).

14. O. De la Pena-Seaman, R. de Coss, R. Heid, and K.-P. Bohnen, *Phys. Rev. B*, **82**: 224508 (2010).
15. A. Plecenik, Š. Beňačka, P. Kúš, and M. Grajcar, *Physica C*, **368**: 251(2002).
16. P. Szabo, P. Samuely, Z. Pribulovra, M. Angst, S. Bud'ko, P. C. Canfield, and J. Marcus, *Phys. Rev. B*, **75**: 144507 (2007).
17. R. A. Fisher, J. E. Gordon, F. Hardy, W. E. Mickelson, N. Oeschler, N. E. Phillips, and A. Zettl, *Physica C*, **485**: 168 (2013).
18. R. S. Gonnelli, D. Daghero, A. Calzolari, G. A. Ummarino, V. Dellarocca, V. A. Stepanov, S. M. Kazakov, N. Zhigadlo, and J. Karpinski, *Phys. Rev. B*, **71**: 060503 (2005).
19. R. S. Gonnelli, A. Calzolari, D. Daghero, G. A. Ummarino, V. A. Stepanov, P. Fino, G. Giunchi, S. Ceresara, and G. Ripamonti, *J. Phys. Chem. Solids*, **63**: 2319 (2002).
20. M. Putti, M. Affronte, C. Ferdeghini, P. Manfrinetti, C. Tarantini, and E. Lehmann, *Phys. Rev. Lett.*, **96**: 077003 (2006).
21. D. Daghero, A. Calzolari, G. A. Ummarino, M. Tortello, R. S. Gonnelli, V. A. Stepanov, C. Tarantini, P. Manfrinetti, and E. Lehmann, *Phys. Rev. B*, **74**: 174519 (2006).
22. P. Samuely, P. Szabo, P. C. Canfield, and S. L. Bud'ko, *Phys. Rev. Lett.*, **95**: 099701 (2005).
23. S. K. Chen, K. Y. Tan, A. S. Halim, X. Xu, S. De Silva, W. K. Yeoh, S. X. Dou, A. Kursumovic, and J. L. MacManus-Driscoll, *Supercond. Sci. Technol.*, **26**, No. 12: 125018 (2013).
24. Y. Zhu, L. Wu, V. Volkov, Q. Li, G. Gu, A. R. Moodenbaugh, M. Malac, M. Suenaga, and J. Tranquada, *Physica C*, **356**: 239 (2001).
25. J. H. Kim and S. Choi, *J. Analytical Sci. Technol.*, **6**: 11 (2015).
26. D. Gajda, A. Morawski, A. J. Zaleski, W. Häßler, K. Nenkov, M. Rindfleisch, T. Cetner, and M. Tomsic, *J. Material Sci. Eng.*, **5**, No. 3: 244 (2016).
27. S. L. Bud'ko and P. C. Canfield, *Physica C*, **514**: 142 (2015).
28. N. B. Brandt and N. I. Ginzburg, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, **85**, No. 3: 485 (1965) (in Russian).
29. S. Deemyad, T. Tomita, J. J. Hamlin, B. R. Beckett, and J. S. Schilling, *Physica C*, **385**: 105 (2003).
30. H. J. Choi, S. G. Louie, and M. L. Cohen, *Phys. Rev. B*, **79**: 094518 (2009).
31. V. M. Svistunov, M. A. Belogolovskiy, and O. I. Chernyak, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, **151**, No. 1: 31 (1987) (in Russian).
32. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B*, **25**, No. 7: 4515 (1982).
33. A. F. Goncharov and V. V. Struzhkin, *Physica C*, **385**: 117 (2003).
34. V. M. Svistunov, V. Yu. Tarenkov, A. I. D'yachenko, R. Aoki, X. Myrakami, and M. Shirai, *ZhETF*, **113**, No. 4: 1397 (1998) (in Russian).
35. A. I. D'yachenko, V. Yu. Tarenkov, V. V. Kononenko, and E. M. Rydenko, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **38**, No. 5: 565 (2016) (in Russian).
36. I. I. Mazin and J. Kortus, *Phys. Rev. B*, **65**: 180510 (2002).
37. H. Rosner, J. M. An, W. E. Pickett, and S.-L. Drechsler, *Phys. Rev. B*, **66**: 024521 (2002).
38. A. Carrington, P. J. Meeson, J. R. Cooper, L. Balicas, N. E. Hussey, E. A. Yelland, S. Lee, A. Yamamoto, S. Tajima, S. M. Kazakov, and J. Karpinski, *Phys. Rev. Lett.*, **91**: 037003 (2003).

39. I. I. Mazin, O. K. Andersen, O. Jepsen, A. A. Golubov, O. V. Dolgov, and J. Kortus, *Phys. Rev. B*, **96**: 056501 (2004).
40. G. A. Ummarino, R. S. Gonnelli, S. Massidda, and A. Bianconi, *Physica C*, **407**: 121 (2004).
41. G. A. Ummarino, D. Daghero, R. S. Gonnelli, and A. H. Moudden, *Phys. Rev. B*, **71**: 134511 (2005).
42. Y. Ma, Y. Wang, and A. R. Oganov, *Phys. Rev. B*, **79**: 054101 (2009).
43. J. Kortus, O. V. Dolgov, R. K. Kremer, and A. A. Golubov, arXiv:cond.-mat/0503365.
44. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Teoriya Uprugosti* [Theory of Elasticity] (Moscow: Nauka: 1965) (in Russian).
45. J. D. Livingston and H. W. Schadler, *Prog. Mater. Sci.*, **12**: 185 (1963–1965).
46. M. Kleman and J. Friedel, *Rev. Mod. Phys.*, **80**: 61 (2008).
47. S. Deemyad, T. Tomita, J. J. Hamlin, B. R. Beckett, J. S. Schilling, D. G. Hinks, J. D. Jorgensen, S. Lee, and S. Tajima, *Physica C*, **385**: 105 (2003).
48. R. S. Gonnelli, D. Daghero, M. Tortello, G. A. Ummarino, Z. Bukowski, J. Karpinski, P. G. Reuvekamp, R. K. Kremer, G. Profeta, K. Suzuki, and K. Kuroki, *Scientific Reports*, **6**: 26394 (2016).
49. R. J. Amodeo and N. M. Ghoniem, *Phys. Rev. B*, **41**, No. 10: 6968 (1990).
50. I. Groma, Z. Vandrúš, and P. D. Ispánovity, *Phys. Rev. Lett.*, **114**, No. 1: 015503 (2015).
51. A. I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov, *ZhETF*, **61**, No. 3: 1221 (1971) (in Russian).
52. M. Eisterer, M. Zehetmayer, and H. W. Weber, *Phys. Rev. Lett.*, **90**: 247002 (2003).
53. M. M. Korshunov, Yu. N. Togushova, and O. V. Dolgov, *Physics-Uspokhi*, **59**, No. 12: 1211 (2016).