

ARPES-эксперимент в фермиологии квазидвумерных металлов (Обзор)

А.А. Кордюк

*Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины
бульв. Вернадского, 36, г. Киев, 03142, Украина
E-mail: kordyuk@gmail.com*

Статья поступила в редакцию 23 ноября 2013 г.

Фотоэмиссионная спектроскопия с угловым разрешением (ARPES) позволяет непосредственно наблюдать поверхность Ферми и нижележащую электронную структуру кристаллов — базовые концепции, необходимые для расчета всех электронных свойств твердых тел и для выявления природы ключевых электронных взаимодействий, определяющих эти свойства. Метод оказался наиболее эффективен для изучения квазидвумерных металлов, к которым принадлежат наиболее проблемные и, соответственно, интересные соединения, что и стимулировало его быстрое развитие в последние годы. Цель обзора — познакомить читателя с состоянием и возможностями современного ARPES-эксперимента на примере решения таких актуальных задач физики твердого тела, как выяснение механизмов высокотемпературной сверхпроводимости в купратах и сверхпроводниках на основе железа и электронного упорядочения в дихалькогенидах и манганатах.

Фотоемісійна спектроскопія з кутовим розділенням (ARPES) дозволяє безпосередньо спостерігати поверхню Фермі та електронну структуру кристалів, що лежить нижче, — базові концепції, які необхідні для розрахунку усіх електронних властивостей твердих тіл та виявлення природи ключових електронних взаємодій, що визначають ці властивості. Метод виявився ефективним для вивчення квазидвовимірних металів, до яких належать найбільш проблемні і, відповідно, цікаві сполуки, що і стимулювало його швидкий розвиток останніми роками. Мета огляду — познайомити читача із станом та можливостями сучасного ARPES-експерименту на прикладі розв'язання таких актуальних задач фізики твердого тіла, як з'ясування механізмів високотемпературної надпровідності у купратах та надпровідниках на основі заліза, а також електронного впорядкування в дихалькогенідах та манганатах.

PACS: 74.25.Jb Электронная структура (фотоэмиссия, т.д.);
74.72.-h Купратные сверхпроводники;
79.60.-i Фотоэмиссия и фотоэлектронные спектры.

Ключевые слова: фотоэмиссионная спектроскопия с угловым разрешением, квазидвумерные металлы, высокотемпературная сверхпроводимость.

Содержание

1. Введение	376
2. Современный ARPES-эксперимент	376
2.1. ARPES-спектр	376
2.3. Матричные элементы	378
2.4. Поверхность или объем?	379
3. ARPES на купратах — история «прозрения»	381
3.1. Поверхность Ферми	381
3.2. Спектральная функция	382
4. Псевдощель и электронное упорядочение	383
5. Топологический переход Лифшица	384
6. Выводы.....	385
Литература	385

1. Введение

Если в прошлом столетии электронная зонная структура и, в частности поверхность Ферми, были чрезвычайно полезными, однако чисто теоретическими концепциями, введенными с целью объяснения множества физических свойств твердых тел, таких как электропроводность, магнитосопротивление или осцилляции намагниченности при изменении поля [1], то сегодня в связи с развитием соответствующих экспериментальных методов эти концепции нашли свое подтверждение благодаря реально наблюдаемым проявлениям квантовой природы электронов в кристаллах. Особое место среди этих новых методов занимает фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением (Angle-Resolved Photoemission Spectroscopy — ARPES) [2,3], позволяющая непосредственно наблюдать как поверхность Ферми, так и нижележащую электронную структуру исследуемых образцов (см., например, рис. 1–3).

Безусловно, «увидеть» не означает «понять», а кажущаяся простота интерпретации не гарантирует правильности сделанных выводов. Однако можно утверждать, что современный ARPES-эксперимент в силу своей наглядности и огромного объема экспериментальных данных дает тот обыденный опыт, которого так не хватало основателям квантовой механики. Цель

настоящего обзора — показать, как новая возможность «видеть» в пространстве электронные состояния, предоставляемая этим методом, помогает решать самые актуальные проблемы физики твердого тела.

2. Современный ARPES-эксперимент

2.1. ARPES-спектр

Можно сказать, что ARPES позволяет «видеть» реальное распределение электронов в импульсно-энергетическом пространстве кристалла, которое определяется как электронной зонной структурой (взаимодействием электронов с периодическим кристаллическим потенциалом), так и взаимодействием этих электронов с неоднородностями кристаллической решетки (дефекты, примеси, тепловые колебания) и между собой. То есть, помимо зонной структуры, которая является следствием одночастичного приближения, непосредственно наблюдаемыми стали и следствия методов теории поля в задаче многих тел: квазичастичная спектральная функция и собственная энергия [7–9].

В основе фотоэлектронной спектроскопии лежит явление фотоэффекта, известного еще с позапрошлого века [10], за объяснение которого [11] Эйнштейн получил Нобелевскую премию. Если поверхность кристалла освещать монохроматическим светом с определен-

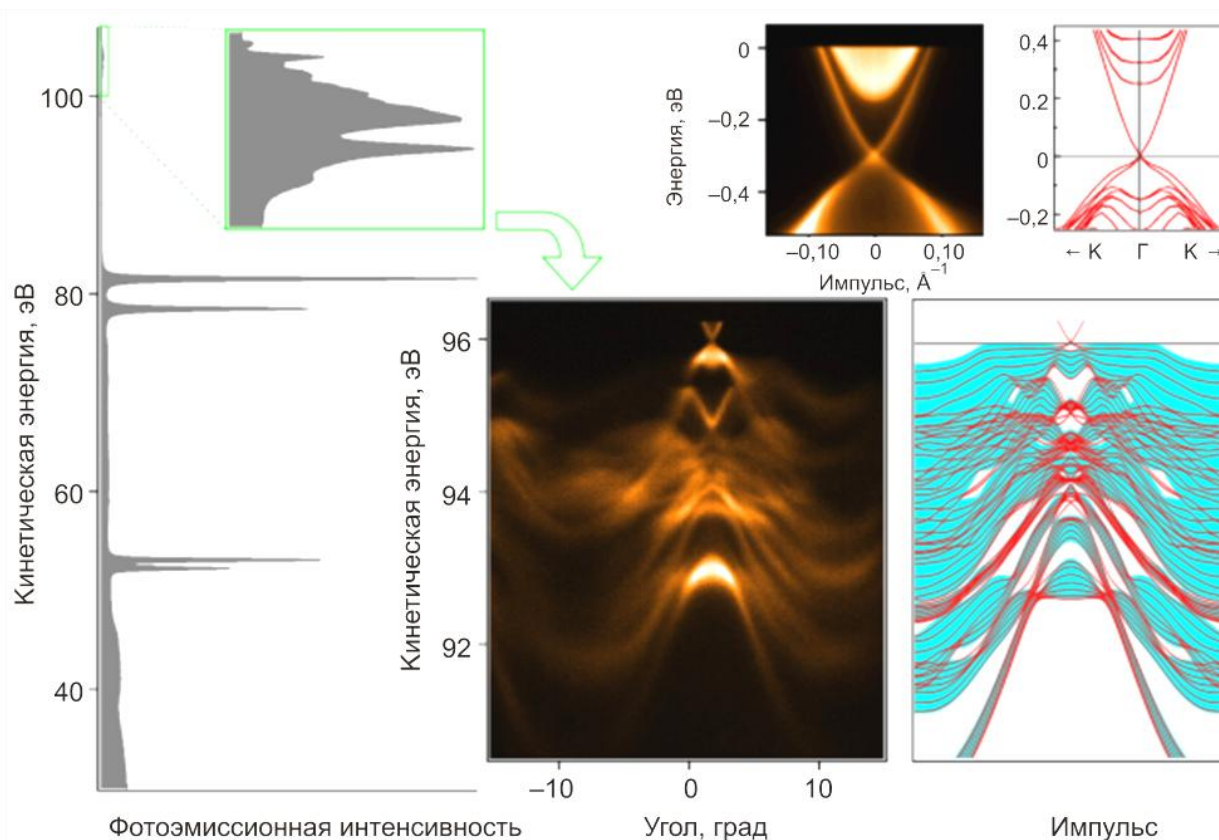


Рис. 1. (Онлайн в цвете) ARPES-спектры и электронная зонная структура топологического изолятора Bi_2Se_3 [4]: интегральный спектр (слева) снят при $h\nu = 110$ эВ, валентная зона с угловым разрешением (снизу, по центру) — при $h\nu = 100$ эВ, а поверхностные состояния в форме «дираковского конуса» [5] — при $h\nu = 20$ эВ. Зонные расчеты выполнены Е.Е. Красовским [6].

ной энергией, то из него в разных направлениях и с разной кинетической энергией будут лететь электроны. Поток электронов как функцию энергии называют *фотоэмиссионным спектром* [12], а при дополнительной развертке по углу вылета — *ARPES-спектром*.

На рис. 1 (слева) показан фотоэмиссионный спектр Bi_2Se_3 , известного сегодня как «топологический изолятор». Наблюдаемые здесь пики соответствуют локализованным электронным уровням, однако для выявления связи электронной структуры с электронными свойствами кристаллов интересны состояния в непосредственной близости к наивысшему заселенному уровню — уровню Ферми. Эта область называется валентной зоной (укрупнена на вставке вверху) и при развертке спектра по углу вылета электронов проявляет сложную структуру, которая, как видно из сравнения с зонными расчетами [4], отражает структуру диспергирующих зон.

Забегая вперед, стоит сказать что ARPES-спектр — это не просто набор одноэлектронных зон, а, по сути, одночастичная спектральная функция, которая является мнимой частью функции Грина одноэлектронных возбуждений (*квазичастицы*): $A(\omega, \mathbf{k}) = -\pi^{-1} \text{Im } G(\omega, \mathbf{k})$ [7,8]. В отсутствие взаимодействия между электронами одночастичные состояния «хорошо определены», $G_0 = 1/(\omega - \varepsilon - i0)$ и $A(\omega, \mathbf{k}) = \delta[\omega - \varepsilon(\mathbf{k})]$, где $\varepsilon(\mathbf{k})$ — это дисперсия «голых» (т.е. невзаимодействующих) электронов. С учетом взаимодействия в нормальном (бесщелевом) состоянии функция Грина также имеет простой вид $G = 1/(\omega - \varepsilon - \Sigma)$, а

$$A(\omega, \mathbf{k}) = -\frac{1}{\pi} \frac{\Sigma''(\omega)}{(\omega - \varepsilon(\mathbf{k}) - \Sigma'(\omega))^2 + \Sigma''(\omega)^2}, \quad (1)$$

где $\Sigma = \Sigma' + i\Sigma''$ — квазичастичная собственная энергия, в которой отражены все взаимодействия электронов в кристалле. Таким образом, в ARPES-спектре ожидается найти не только структуру одноэлектронных зон, но и структуру основных взаимодействий в электронной системе.

Сравнение эксперимента с расчетом является ключевой идеей настоящей статьи. Поскольку строгого обоснования фотоэмиссии все равно нет (используемые обычно «трехступенчатая» и «одноступенчатая» модели [12] являются, соответственно, более и менее грубыми приближениями [9]), путь от эксперимента к модели представляется наиболее последовательным. Перефразируя английскую поговорку про утку, если ARPES-спектр выглядит как спектральная функция и ведет себя как спектральная функция, то это и есть спектральная функция. При этом громадный объем экспериментальных данных делает такой эмпирический подход исключительно убедительным, но чтобы связать экспериментальное пространство углов и кинетической энергии с импульсно-энергетическим пространством кристалла, объяснить «на пальцах», почему речь идет о спектральной функции и назвать другие составляющие спектра, рассмотрим процесс фотоэмиссии более детально, используя некоторые идеи вышеупомянутой трехступенчатой модели.

Типичный фотоэлектронный ARPES-спектрометр состоит из электронной линзы, полусферического анализатора и многоканального детектора (рис. 2, слева). В углово-разрешенной моде световое пятно на поверхности образца (как правило, порядка сотен микрометров в диаметре), в которое сфокусировано возбуждающее ультрафиолетовое излучение, находится в фокусе электронной линзы, проецирующей фотоэлектроны на входную щель анализатора. Таким образом, линза переводит угловое пространство фотоэлектронов в координатное, формируя вдоль щели угловую развертку электронов, летящих в плоскости, образованной щелью и осью линзы. При дальнейшем пролете анализатора электронный пучок разворачивается по энергии в плоскости, перпендикулярной щели, и на 2D детекторе (например, микроканальной пластине) формируется двумерный спектр: интенсивность фотоэлектронов как функция их энергии и угла вылета.

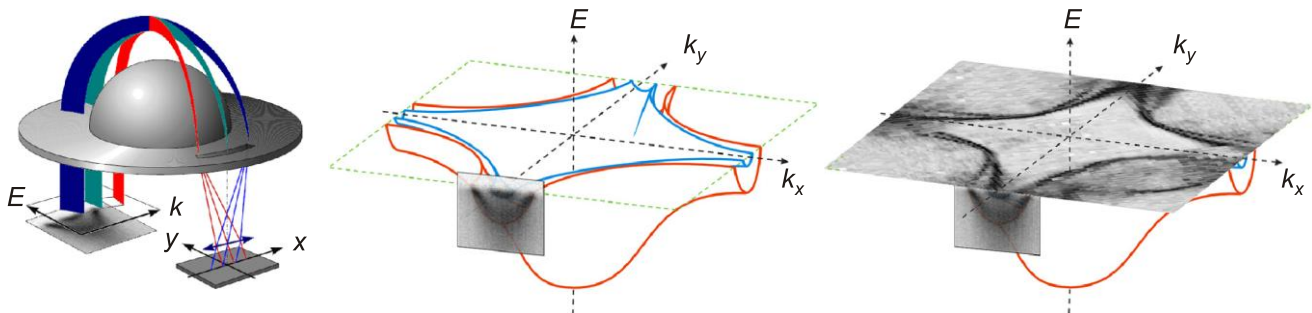


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Детектор современного фотоэлектронного анализатора (слева) как окно в 3D импульсно-энергетическое пространство 2D металла (по центру). Перемещая это «окно» в $(\omega, \mathbf{k})$ -пространстве, получают полное распределение электронов и его сечение уровнем Ферми — поверхность Ферми (справа). Представленная электронная структура и спектры соответствуют высокотемпературному сверхпроводнику Bi-2212 .

Чтобы связать этот спектр с зонной картинкой, предполагают, что электрон при вылете из кристалла сохраняет свой импульс и энергию. Более строго: при выходе из кристалла квазиимпульс электрона $\hbar\mathbf{k}$ переходит в реальный импульс в свободном пространстве $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k} + \hbar\mathbf{G}$, где $\mathbf{G}$ — любой вектор обратной решетки кристалла. Закон сохранения энергии выглядит так: $\hbar\nu = E_k + E_b + \phi$, т.е. энергия падающего фотона $\hbar\nu$ тратится на преодоление энергии связи электрона в кристалле E_b и работу выхода при переходе из образца в анализатор ϕ , а ее остаток переходит в кинетическую энергию фотоэлектрона $E_k = p^2/2m$.

К ARPES-эксперименту эти законы сохранения применяют со следующими оговорками: 1) закон сохранения импульса (преобразования квазиимпульса) относится к компоненте импульса, параллельной поверхности кристалла $\mathbf{k}_{\parallel}$, вдоль которой имеет место трансляционная симметрия; 2) компонентой импульса фотона вдоль поверхности, как правило, пренебрегают; 3) считают, что образец (с металлической проводимостью) имеет тот же потенциал, что и анализатор, и, следовательно, ϕ не зависит от образца, а является работой выхода анализатора. При этом импульс, который электрон имел в кристалле, определяется как $\hbar\mathbf{k}_{\parallel} + \hbar\mathbf{G} = \sqrt{2mE_k} \sin\theta$, где θ — угол вылета электрона к нормали к поверхности, а энергия $\omega = -E_b = E_k + \phi - \hbar\nu$.

Исходя из этого можно считать, что ARPES-спектр отражает вероятность возможности найти в кристалле электрон с определенными энергией ω и импульсом $\mathbf{k}_{\parallel}$ (далее $\mathbf{k}$) и перевести его в возбужденное состояние. Первый процесс определяется плотностью занятых состояний, или спектральной функцией, умноженной

на распределение Ферми: $A(\omega, \mathbf{k})f(\omega)$. Второй — вероятностью поглощения фотона, или прямого перехода на свободный уровень (в 3-ступенчатой модели фотоэмиссии, которую в обиходе называют «матричными элементами» $M(\hbar\nu, n, \mathbf{k})$). Таким образом, структура ARPES-спектра, составленного из n зон, в координатах $(\omega, \mathbf{k})$ выглядит так

$$\text{ARPES}(\omega, \mathbf{k}) \propto \sum_n M(\hbar\nu, n, \mathbf{k}) A(\omega, \mathbf{k}) f(\omega). \quad (2)$$

Эта формула написана для двухмерного случая, когда «голые» зоны могут быть представлены как поверхности в 3D $(\omega, \mathbf{k})$ -пространстве, а поверхность Ферми — как контуры на уровне Ферми, плоскости $(0, \mathbf{k})$ (см. рис. 2, 3, 5). Здесь также упущены экспериментальные факторы, такие как разрешение [13] и эффективность каналов детектора [5]. Это сделано для упрощения изложения, а также потому, что в термин «современный ARPES» мы включаем и набор процедур для учета этих факторов [5, 13]. Хотя стоит помнить, что недооценка экспериментальных факторов часто приводила к неверным выводам, как будет показано в разд. 3 на примере купратов.

2.3. Матричные элементы

Отдельно следует остановиться на «матричных элементах». В настоящем определении $M(\hbar\nu, n, \mathbf{k})$ больше соответствует вероятности одноступенчатого перехода электрона из начального состояния в кристалле в конечное на пути в спектрометр [16, 17]. Для большей наглядности ее разделяют на вероятность «фотоионизации» электрона в кристалле [12] (классические фотоэмиссионные матричные элементы, первая

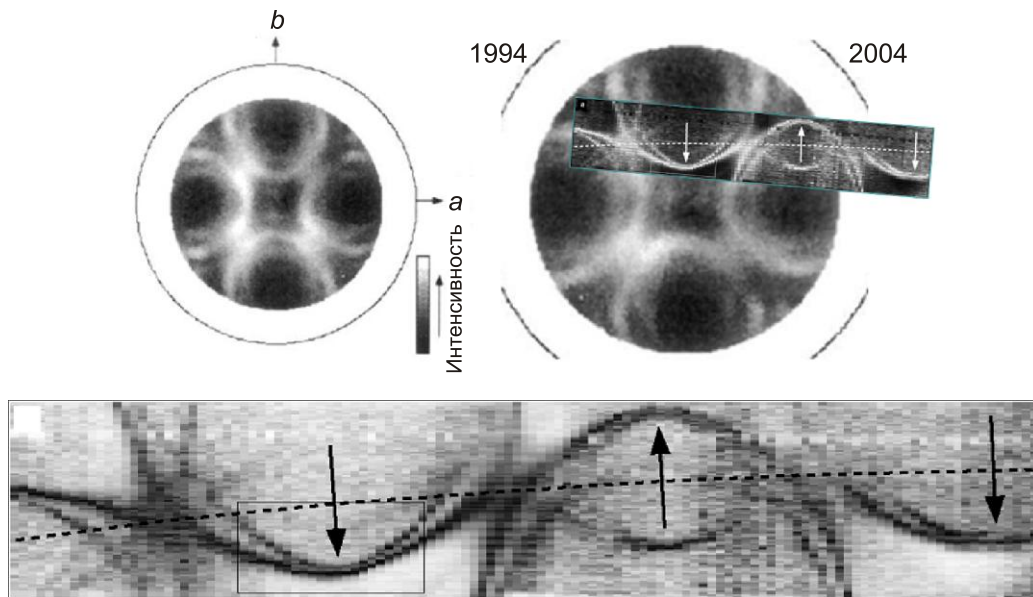


Рис. 3. Пример поверхности Ферми Bi-2212, полученной в пионерской работе Ф. Аэби [14] в 1994 г. (сверху слева) с помощью одноканального анализатора, и нами [15] спустя 10 лет (внизу), с помощью анализатора SES 100 с многоканальным детектором. Сверху справа: оба набора данных показаны для сравнения в одной импульсной шкале.

ступень трехступенчатой модели) и вероятность последующего взаимодействия фотоэлектрона с кристаллом и его поверхностью (остальные две ступени). При этом в большинстве работ все равно рассматривается только вероятность фотоионизации, поскольку легче позволяет понять, от каких параметров она зависит и оценить характер этой зависимости [18]. В процессе фотоионизации электрон из начального состояния, которое определяется импульсом $\mathbf{k}$ и номером зоны n , в результате взаимодействия с электромагнитной волной переходит в конечное состояние, отстоящее от начального на энергию $h\nu$. Соответственно, ожидается, что вероятность фотоионизации зависит от перечисленных параметров и геометрии эксперимента: поляризации и ориентации световой волны по отношению к кристаллическим плоскостям исследуемого образца. При этом характерный масштаб изменения M по $h\nu$ и $\mathbf{k}$ определяется уширением конечного состояния и дисперсией соответствующих зон. В трехступенчатой модели это уширение можно выводить из времени жизни конечного состояния, а в одноступенчатой — из глубины затухания в кристалле волновой функции конечного состояния [16]. Оба подхода приводят к одинаковой оценке характерного масштаба изменения $M(h\nu, \mathbf{k})$ (минимальной ширины пиков): это 2–5 эВ по энергии и долей зоны Бриллюэна по импульсу [19,20], что хорошо согласуется с экспериментом [21,22].

Поэтому в случае одной или отдельно стоящей зоны влиянием матричных элементов можно, как правило, либо пренебречь, либо компенсировать их определенной ренормализацией. К примеру, это удавалось сделать при определении поверхности Ферми [23,24], при исследовании формы ARPES-спектров [13], при определении собственной энергии [25] и оценке соответствующих взаимодействий [26]. Однако нередко также

случаи, когда вариацию матричных элементов по импульсу принимают за необычное поведение $A(\omega, \mathbf{k})$ [27–30]. С другой стороны, только зависимость M от номера зоны дает возможность разделять вклады от близлежащих зон [15,21,31] и распутывать сложные электронные структуры [32–37], меняя энергию и/или поляризацию света. Последнее делает необходимым использование синхротронного излучения с переменными энергией и поляризацией [38].

2.4. Поверхность или объем?

Часто обсуждаемым вопросом является поверхностная чувствительность ARPES: с какой глубины вылетают электроны? Длина свободного пробега электрона в кристалле в зависимости от его энергии описывается «универсальной кривой», имеющей минимум при 50–100 эВ порядка 2–5 Å [12]. В действительности эта зависимость не является ни универсальной, ни гладкой, т.е. глубина выхода сильно зависит от материала и меняется быстро и немонотонно при малых изменениях энергии [39]. При этом более важным является не глубина выхода, а насколько ARPES-спектр отражает электронную структуру объема исследуемого кристалла. В большинстве случаев ответы на оба вопроса можно получить из эксперимента. Рассмотрим примеры конкретных соединений.

Среди ВТСП купратов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (BSCCO или Bi-2212) является безусловным лидером по количеству посвященных ему ARPES-исследований [2,3]. На рис. 2–4 показаны спектры именно этого соединения. Такая популярность обусловлена наличием в его структуре BiO плоскостей со слабыми ван-дер-ваальсовскими связями. При раскалывании кристалла Bi-2212 в сверхвысоком вакууме верхней плоскостью оказывается BiO , за ней идет SrO и только потом первый

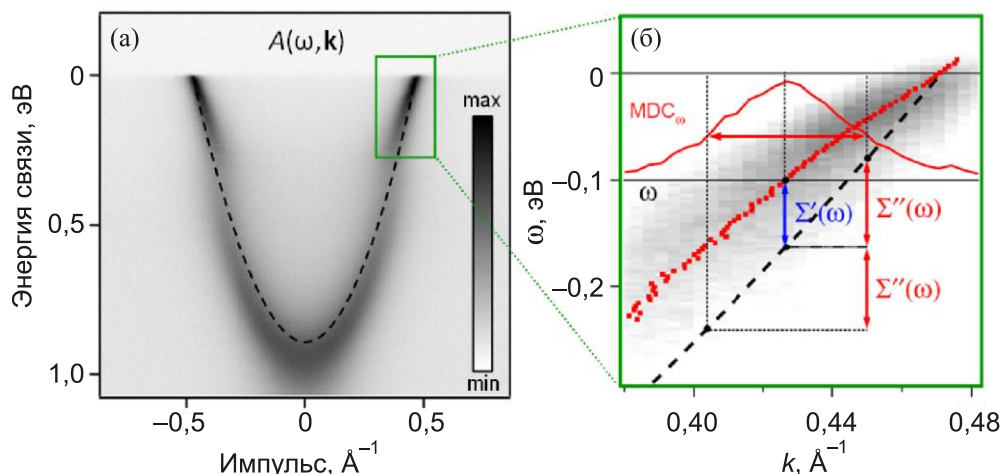


Рис. 4. (Онлайн в цвете) ARPES-спектр — картинка с двумерного детектора фотоэлектронного анализатора, представляющая собой, по сути, одноэлектронную спектральную функцию $A(\omega, \mathbf{k})$ (а). Связь экспериментального распределения электронов с «голой» дисперсией невзаимодействующих электронов $\epsilon(k)$ и собственной энергией квазичастиц (одноэлектронных возбуждений) $\Sigma = \Sigma' + i\Sigma''$ (б).

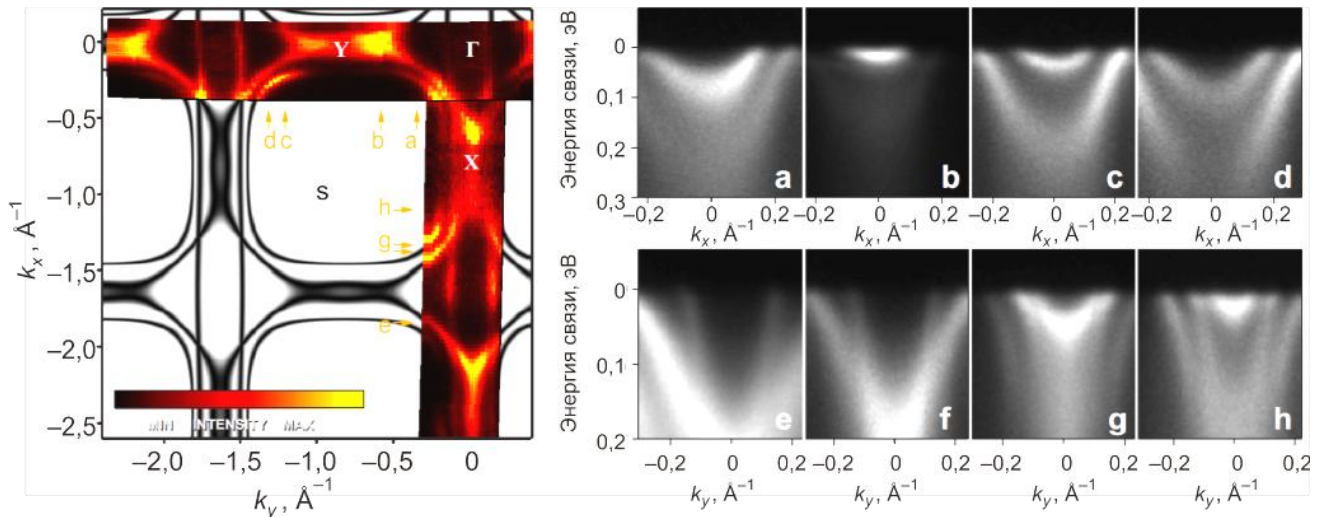


Рис. 5. (Онлайн в цвете) Экспериментальная электронная структура раздвойникового YBCO ($T_c = 90$ K) [42]. Поверхность Ферми (слева) представлена двумя сканами (картами) вдоль перпендикулярных кристаллографических направлений поверх модели сильной связи. Стрелками показаны положения сечений (a–h) нижежащей электронной структуры, ARPES-спектры приведены справа; $h\nu = 50$ (a–d) и 55 (e–h) эВ, $T = 18$ K.

двойной проводящий слой CuO_2 , в котором и появляется сверхпроводимость [40]. Видимо, эта двойная защита и приводит к тому, что наблюдаемая электронная структура полностью соответствует объемной, о чем лучше всего можно судить по величине и температурной зависимости сверхпроводящей щели [2,41].

О глубине же выхода фотоэлектронов в купратах позволяет судить другое соединение — $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) [42]. Отменное качество поверхности сколото-го кристалла обуславливает высокое качество ARPES-спектров (рис. 5). Однако сверхпроводящая щель на этих спектрах не наблюдается. Кристаллы YBCO раскалываются между BaO- и цепочечными CuO-плоскостями, изменяя число носителей как в последних, так и в ближайшем двойном CuO_2 слое, который оказывается сильно передопированным и уже несверхпроводящим, о чем можно судить по площади ферми-поверхностей [18,42]. Оказалось, что сверхпроводящую компоненту, относящуюся ко второму би-слою CuO_2 , можно увидеть на некоторых спектрах [42] и даже выделить, используя свет круговой поляризации [18]. Это позволяет утверждать, что фотоэмиссия в купратах происходит с глубины порядка двух постоянных элементарной ячейки, т.е. ~ 15 Å.

Несмотря на указанные сложности наблюдения объемной электронной структуры в YBCO, можно ожидать, что за исключением большего двухслойного расщепления и цепочечных состояний [42] ферми-поверхности BSCCO и YBCO весьма похожи. Поэтому обнаружение в 2007 г. квантовых осцилляций [43] с частотой, соответствующей маленькой поверхности Ферми, стало восприниматься как противоречие между «поверхностной» фотоэмиссией и «объемными» осцилляционными методами. Однако вскоре выяснилось,

что речь идет об электронном карманчике поверхности Ферми, центрированном вокруг $(0,\pi)$ [44], что может быть простым следствием либо магнитной [45], либо кристаллической (как в BSCCO) 2×2 сверхструктуры [14,23]. На данный момент с учетом как множества новых обнаруженных частот [46], так и возможных сверхструктур [47] ситуация с осцилляциями в YBCO кажется слишком сложной, чтобы говорить об их противоречии с ARPES-данными для BSCCO.

Другим примером соединения, в котором в спектрах видны и поверхность, и объем, является Sr_2RuO_4 . На рис. 6 показана карта поверхности Ферми [48], на которой хорошо видно раздвоение определенных листов

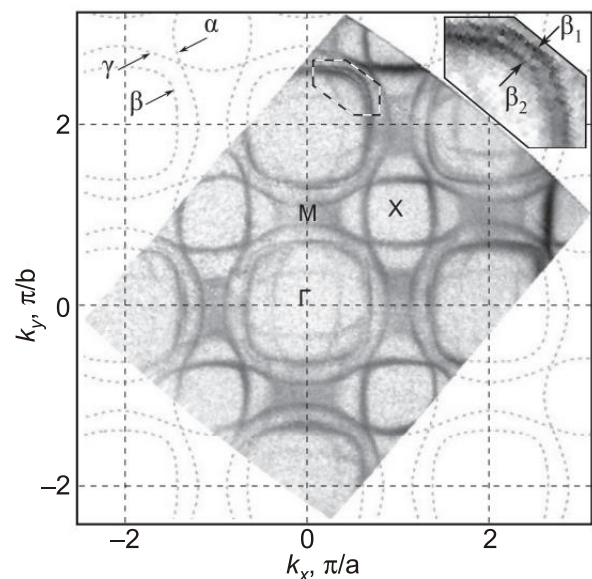


Рис. 6. Экспериментальная поверхность Ферми Sr_2RuO_4 , состоящая из поверхностной и объемной составляющих [48].

(см. вставку). Интересно, что для этого соединения наблюдаемая поверхность Ферми находится в отличном согласии как с зонными расчетами [49], так и с измерениями эффекта де Гааза–ван Альфена [50].

В ферропниктидах трехмерность (k_z -дисперсия) значительно больше, чем в купратах, что можно заключить из наблюдаемой зависимости электронной зонной структуры (размера поверхности Ферми) от энергии фотонов [33,51]. Трехмерность существенно усложняет анализ формы спектров, однако то, что k_z -дисперсию можно наблюдать и даже оценить из ARPES-эксперимента говорит о том, что глубина выхода здесь уже заметно больше, чем две элементарных ячейки. При этом для большинства соединений (к которым относятся и наиболее исследованные семейства 122 и 111 [34]) так же, как и для BSCCO определяемые в ARPES щели прекрасно согласуются с объемными методами [52].

Таким образом, однозначного ответа на вопрос «поверхность или объем» нет. Есть соединения, где ARPES «видит объем», а есть, где этому препятствуют поверхностный слой («полярная поверхность») и предельно малая глубина выхода. Однако чаще всего можно уверенно сказать, к какому типу относится данное соединение, особенно если речь идет о сверхпроводниках со щелью в одноэлектронном спектре.

Суммируя описанное в настоящем разделе, можно сказать, что ARPES-спектр — это, по сути, одноэлектронная спектральная функция, промодулированная матричными элементами. А основным доказательством этого утверждения является многочисленный опыт сравнения ARPES-спектров с расчетами электронной структуры путем самосогласованного определения собственной энергии [25] или сравнением с результатами других методов, которые могут быть также выведены из электронного спектра [52,53]. Далее рассмотрим некоторые примеры этого опыта.

3. ARPES на купратах — история «прозрения»

В 1987 г. вскоре после открытия ВТСП Р.В. Anderson опубликовал эпохальную статью в *Science* [54], в которой определил, что основными чертами новых сверхпроводников являются квазидвумерность и то, что сверхпроводимость в них образуется допированием моттовского изолятора [55], предсказав, что комбинация этих особенностей обязана привести к фундаментально новой физике, выходящей за рамки существующей теории металлов [56]. Это предсказание было с энтузиазмом воспринято множеством исследователей, и долгое время считалось неприличным говорить о таких концепциях теории твердого тела как одночастичная электронная структура [1] или ферми-жидкость [7] в применении к ВТСП [57].

3.1. Поверхность Ферми

Однако уже первые ARPES-эксперименты на YBCO [58], BSCCO [59] и $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ [60] выявили дисперсию и поверхность Ферми очень похожие на одночастичный расчет (рис. 7). И хотя экспериментальное разрешение того времени и другие проблемы [24] не позволяли однозначно разрешить раздвоение поверхности Ферми [61] или даже судить о ее топологии [59], полученные данные позволили говорить об электронной структуре купратов как перенормированной (в два раза) одноэлектронной зоне проводимости, образованной преимущественно $\text{Cu } 3d(x^2-y^2)$ - и $\text{O } 2p(x,y)$ -орбиталями [62].

Дальнейшие исследования, благодаря быстрому развитию метода (переходу на 2D детекторы и улучшению энергетического и углового разрешения) и повышению качества монокристаллов, позволили значительно продвинуться в визуализации поверхности Ферми, оставив мало места для «фундаментально новой физики». В частности, с определенного момента

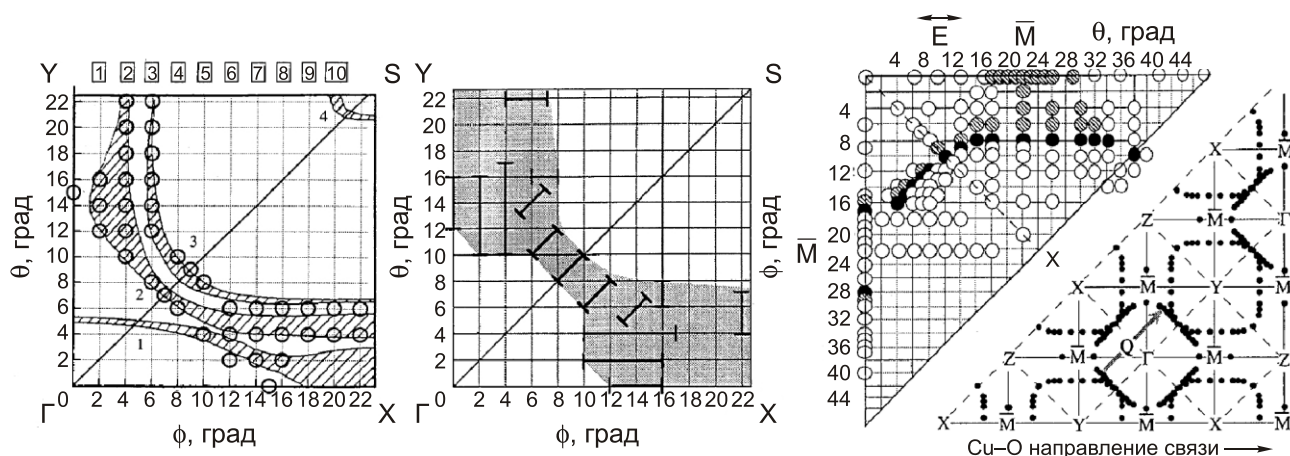


Рис. 7. Поверхности Ферми, определенные в ранних (начала 90-х) ARPES-экспериментах на YBCO [58] (слева) и BSCCO [59] (справа) по спектрам, измеренным в указанных точках зоны Бриллюэна. В центре показана альтернативная [61] интерпретация данных [58].

[63,64] большинство ARPES-групп стали наблюдать расщепление зоны проводимости в двухслойных купратах на листы, соответствующие связующей (bonding) и разрыхляющей (anti-bonding) волновым функциям, что противоречит идее пространственной изоляции электронов в отдельных слоях (electronic confinement) [54,65]. Позже двухслойное расщепление было обнаружено даже вдоль нодального направления в BSCCO (см. рис. 3) [15], где оно минимально.

Было также показано [24], что ферми-поверхность удовлетворяет теореме Латтинжера, т.е. ее объем соответствует количеству электронов проводимости на элементарную ячейку и пропорционален $(1-x)$, где x — концентрация дырок. При этом из геометрии ферми-поверхности были определены относительные интегралы перескоков [66], что задает геометрию зоны проводимости и позволяет утверждать, что начало сверхпроводящей области на фазовой диаграмме в направлении уменьшения концентрации дырок начинается сразу после топологического перехода Лифшица ферми-поверхности, описываемой разрыхляющей волновой функцией [3].

Определение поверхности Ферми в широкой области импульсов позволило разобраться в природе «тене-вой» зоны (shadow band) [14,55,67,68]. Оказалось, что эта зона имеет структурное происхождение [67], будучи следствием орторомбических искажений тетрагональной симметрии в BiO -плоскостях, в объеме и на поверхности BSCCO [68]. Кроме того, было показано, что другая « 5×1 » модуляция BiO слоя [69] может легко приводить к ошибочным заключениям [70]. Например, при анализе температурной эволюции ARPES-спектров без детального картографирования поверхности Ферми был сделан вывод о наличии циркулярного дихроизма [71], в то время как при использовании BSCCO, допированных Pb, в которых эта модуляция эффективно подавлена, такого эффекта не наблюдалось [22,72].

3.2. Спектральная функция

При наличии нескольких близлежащих зон, как отмечалось в разд. 2.3, для анализа структуры ARPES-спектров или определения составляющих спектральной функции наиболее простым и эффективным инструментом является вариация матричных элементов путем изменения энергии и поляризации света [3,73]. Хорошей иллюстрацией этому стало объяснение происхождения формы спектральной кривой (EDC — energy distribution curve) из «антинодальной» области вокруг $(0, \pi)$, известной как «peak-dip-hump» [22].

Вследствие авторитета теории [54] и ранних ARPES-экспериментов [65] считалось, что двухслойное расщепление в купратах отсутствует, а соответствующий двухгорбый профиль EDC связан исключительно с сильным взаимодействием электронов с некой «мо-

дой». Однако обнаруженная сильная зависимость этого профиля от энергии фотонов [21] говорила о том, что основной причиной является именно двухслойное расщепление. Вскоре эти две зоны удалось напрямую увидеть на ARPES-спектрах [74]. Оказалось, что взаимодействие с «модой» действительно есть, но оно значительно слабее [74], и его сила зависит от уровня допирования, увеличиваясь при уменьшении концентрации дырок и исчезая при передопировании [75]. В роли «моды» изначально рассматривался так называемый магнитный резонанс [76], представляющий собой расходимость в спектре спиновых флуктуаций [77]. Однако такой же эффект ожидался и от фононных оптических мод [78]. В связи с этим важным следствием выяснения роли двухслойного расщепления явилась указанная сильная зависимость взаимодействия с модой от уровня допирования, что позволило аргументировать спин-флуктуационный механизм в терминах близости к антиферромагнетизму недопированного соединения [3,79]. Однако применение понятий квазичастиц, спектральной функции и собственной энергии к купратам часто оспаривалось и требует поэтому экспериментального обоснования.

Идеальным объектом для исследования применимости формализма функции Грина к ВТСП купратам является нодальное направление в BSCCO. Причина — отсутствие сверхпроводящей щели и псевдощели, т.е. возможность ограничиться нормальной составляющей спектральной функции, и простая, близкая к параболической одноэлектронная дисперсия, практически вырожденная в случае многослойного расщепления [15]. При этом здесь имеет место умеренная ренормализация $(1 + \lambda \approx 2)$ [80], приводящая к «70 мэВ кинку» [81–84], происхождение которого также вызывало горячие споры, большинство из которых также можно отнести к дилемме «фононы или спиновые флуктуации».

На рис. 4 [25], иллюстрирующем структуру спектральной функции (1), видно, что действительная и мнимая части собственной энергии на определенной частоте ω связаны с параметрами (шириной на полувысоте) кривой распределения по импульсу (momentum distribution curve, MDC [81]) через одноэлектронную дисперсию. Таким образом, для того чтобы определить $\Sigma'(\omega)$ и $\Sigma''(\omega)$ независимо из MDC анализа, нужно знать $\varepsilon(k)$. Поскольку $\Sigma(\omega)$ является аналитической функцией, все три функции $\Sigma'(\omega)$, $\Sigma''(\omega)$ и $\varepsilon(k)$ могут быть определены из эксперимента. Алгоритм состоит в подборе параметров $\varepsilon(k)$, при которых $\Sigma'(\omega)$ и $\Sigma''(\omega)$ выражаются друг через друга преобразованием Крамерса–Кронига [25]. Оказалось [25,80], что такая процедура работает далеко не всегда, а только когда ARPES-спектр происходит от одной зоны и является чистым от экспериментальных артефактов, т.е. действительно хорошо описывается спектральной функцией (1). Это можно рассматривать как эмпирическое

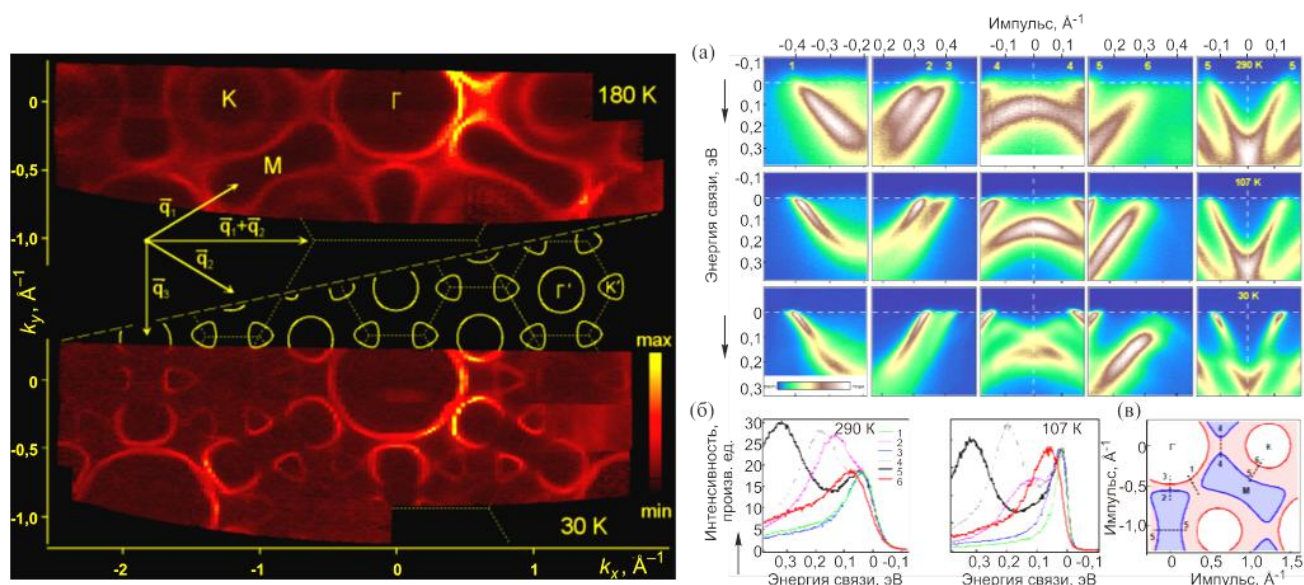


Рис. 8. (Онлайн в цвете) (слева) Поверхность Ферми $2H\text{-TaSe}_2$. (справа) Фрагменты электронной структуры в нормальном состоянии (верхний ряд), несоизмеримом (средний) и соизмеримом (нижний) состояниях (а); единичные EDC (б); схема поверхности Ферми с указанием соответствующих сечений [90] (в).

доказательство применимости концепции квазичастиц и метода функции Грина к сверхпроводящим купратам [79].

В результате такого самосогласованного анализа оказалось [25,80], что и для nodalного направления сила ключевого взаимодействия также коррелирует с близостью к антиферромагнетику. Это позволило предположить, что спиновые флуктуации вносят основной вклад в квазичастичную собственную энергию во всей зоне Бриллюэна [79]. А непосредственное сопоставление одночастичного ARPES-спектра с двухчастичным спектром спиновых флуктуаций, полученным методом неупругого рассеяния нейтронов для одних и тех же кристаллов YBCO, полностью подтвердило эту гипотезу [85].

Таким образом, ВТСП купраты с концентрацией носителей в сверхпроводящей области фазовой диаграммы являются квазидвумерными металлами, хорошо описываемыми на основе одноэлектронной зонной структуры в рамках квазичастичного подхода, однако с сильным межэлектронным взаимодействием, основным медиатором которого выступают, по-видимому, спиновые флуктуации. С точки зрения ARPES — это система, позволившая наиболее полно раскрыть потенциал метода и способствовавшая его чрезвычайно быстрой разработке.

4. Псевдощель и электронное упорядочение

В предыдущем разделе заведомо не поднимался вопрос псевдощели. В применении к купратам этот феномен рассмотрен в многочисленных обзорах [86,87], но, несмотря на существование достаточно конструктивного двухщелевого сценария [88,89], он не лишился

ореола загадочности [86,87]. Поэтому рассмотрим проявления псевдощели на других соединениях, дихалькогенидах переходных металлов, кратко упомянув о возможной аналогии с купратами.

На рис. 8 изображена поверхность Ферми $2H\text{-TaSe}_2$ [90] соединения, в котором существуют два фазовых перехода в состояния с несоизмеримой (122 K) и соизмеримой 3×3 (90 K) волной зарядовой плотности. При этом именно при первом переходе наблюдается скачок теплоемкости и излом сопротивления, а второй на эти свойства практически не влияет [91]. С точки зрения ARPES ситуация противоположная. Ферми поверхность, изображенная сверху, практически не меняется до 90 K и только ниже соизмеримого перехода проявляет новый порядок.

Разгадка этого «парадокса» состоит в поведении спектрального веса вблизи уровня Ферми на поверхности, центрированной вокруг K (рис. 8(в)), — он резко начинает убывать ниже 122 K, т.е. открывается псевдощель (см. сечение 5–6 на рис. 8(а) и рис. 9). При переходе через 90 K псевдощель превращается в зонную щель в новой зоне Бриллюэна, однако выигрышем в кинетической энергии этот переход не сопровождается.

Приведенные данные: 1) эмпирически доказывают, что образование несоизмеримой волны зарядовой плотности приводит к перераспределению спектрального веса от уровня Ферми и ниже, в то время как переход от несоизмеримого к соизмеримому порядку приводит, скорее, к перераспределению спектрального веса по импульсу; 2) показывают, что фотоэмиссионная интенсивность зависит не только от фотоэмиссионных матричных элементов, а также от типа и величины нового параметра порядка [92].

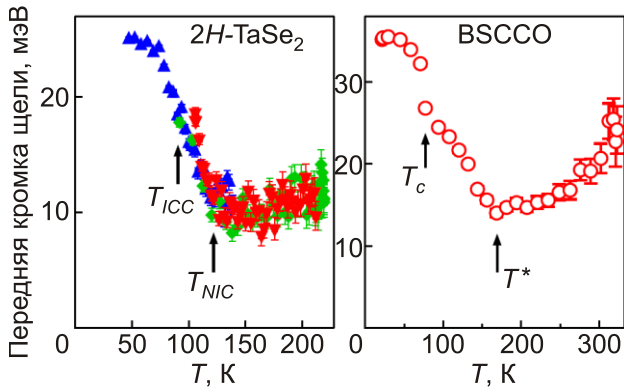


Рис. 9. (Онлайн в цвете) Температурные зависимости соизмеримой зонной щели/несоизмеримой псевдощели $2H\text{-TaSe}_2$ (слева) и сверхпроводящей щели/псевдощели в BSCCO (справа) [94].

Интересно отметить, что несоизмеримая щель в ди-халькогенидах [90,93] полностью аналогична псевдощели в купратах как по своим спектроскопическим проявлениям (величина и анизотропия), так и по температурной зависимости [94] (рис. 9). Поэтому для купратов можно предположить аналогичный сценарий, когда псевдощель в антинодальной области возникает за счет формирования несоизмеримого спинового порядка (тот же аргумент близости к антиферромагнетику), который, в свою очередь, задается нестингом прямолинейных участков поверхности Ферми [94].

5. Топологический переход Лифшица

Сверхпроводники на основе железа (Fe-СП) — это новый многочисленный класс сверхпроводников, которые предлагают интересную физику и выглядят перспективно с точки зрения возможных приложений. Ожидается, в основном за счет их многообразия и похожести на купраты, что эти соединения так или иначе помогут раскрыть загадку высокотемпературной сверхпроводимости. Но пока механизм спаривания и даже симметрия параметра порядка остаются предметом активных дебатов [34], понятно, что именно сложность электронной структуры (пять зон проводимости вместо одной в купратах) может стать ключом к пониманию механизма сверхпроводимости в этом классе веществ и к повышению температуры перехода [35].

Электронная структура Fe-СП является хотя и сложной, однако общей для всех этих соединений. Отличия состоят в небольших (порядка долей эВ, но критичных для геометрии поверхности Ферми [35]) относительных сдвигах отдельных зон и в изменении химического потенциала при допировании. Таким образом, есть уникальная возможность установления корреляций между особенностями электронной структуры и различными свойствами (в первую очередь, с температурой перехода). Например, на рис. 10 слева представлены экспериментальные поверхности Ферми $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ (BKFA) [95,96] (верхний ряд) и LiFeAs [96] (нижний ряд), а справа — поверхности

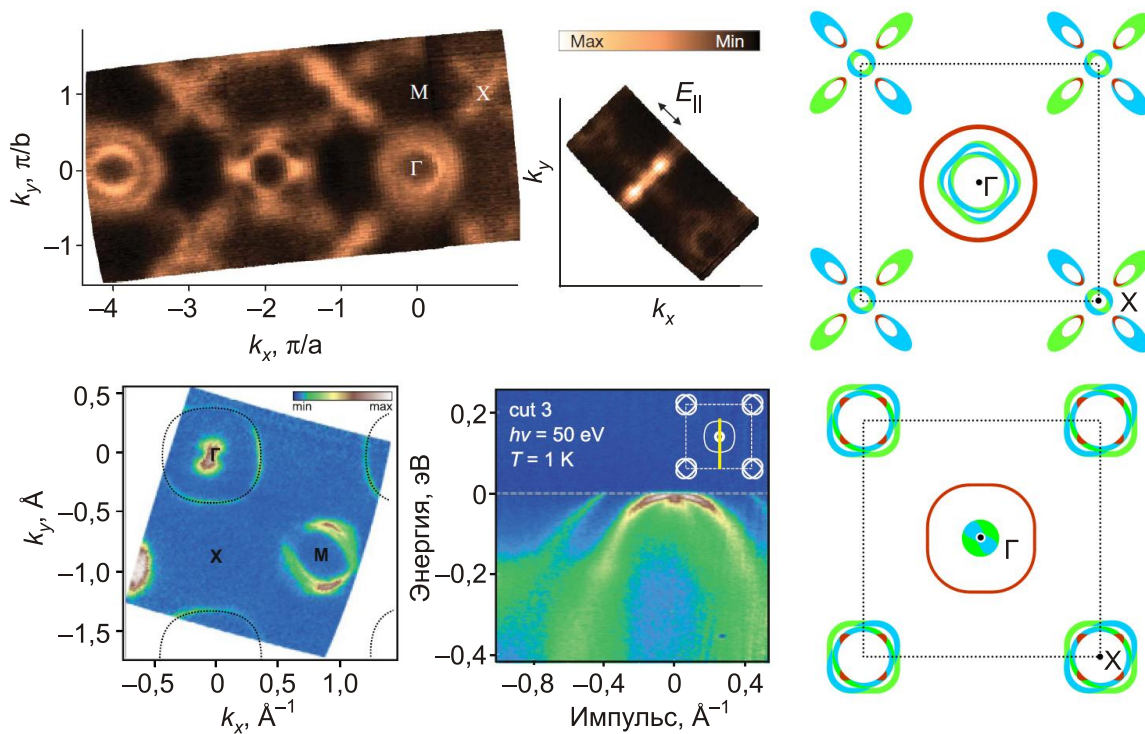


Рис. 10. (Онлайн в цвете) Экспериментальные поверхности Ферми $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ (BKFA) [95] (верхний ряд) и LiFeAs [97] (нижний ряд). Справа: поверхности Ферми, построенные по экспериментальным данным [35], маркированы в соответствии с основным орбитальным характером (см. рис. 11).

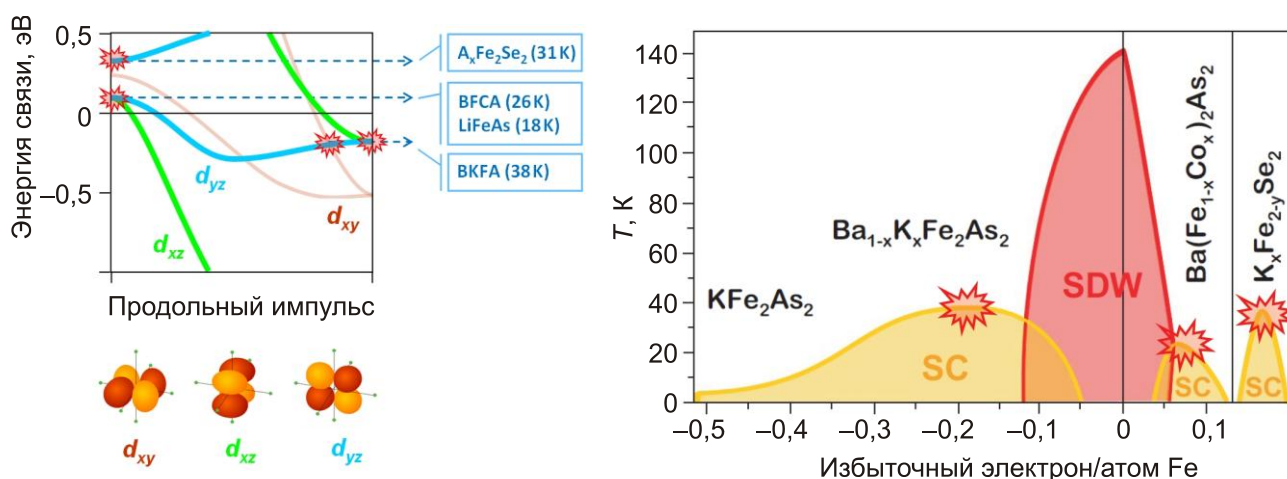


Рис. 11. (Онлайн в цвете) Обобщенная электронная зонная структура (слева) и фазовая диаграмма сверхпроводников на основе железа (справа). Максимум T_C наблюдается в непосредственной близости к переходу Лифшица, когда верх или низ одной из зон с симметрией d_{xz} или d_{yz} выходит на уровень Ферми [35].

Ферми, построенные по экспериментальным данным и маркированные в соответствии с их основным орбитальным характером (см. рис. 11). Оказалось, что для всех исследованных методом ARPES соединений максимум T_C наблюдается в непосредственной близости к переходу Лифшица, когда верх или низ одной из зон с симметрией d_{xz} или d_{yz} выходит на уровень Ферми [34,35] (см. рис. 11).

Обнаруженная корреляция показывает, что для объяснения механизма спаривания в Fe–СП традиционной модели БКШ явно недостаточно, поскольку температура сверхпроводящего перехода коррелирует, в первую очередь, с геометрией ферми-поверхности [34,35], а не с плотностью состояний на уровне Ферми. Поскольку плотность состояний, безусловно, важна для сверхпроводимости, обнаруженная корреляция указывает путь повышения T_C — передопирование KFe_2As_2 и $LiFeAs$ дырками.

6. Выводы

Современный ARPES-эксперимент позволяет непосредственно наблюдать электронную структуру (структуру одночастичных возбуждений) квазидвумерных кристаллов, что перемещает фермиологию в область обыденного опыта исследователя и способствует эмпирическому (в положительном смысле) пониманию механизмов, определяющих электронные свойства твердых тел. В настоящей статье это проиллюстрировано на примере ВТСП купратов, где изучение структуры ARPES-спектров и их связи со спектром спиновых флуктуаций позволило выделить последние как основной механизм рассеивания и сверхпроводящего спаривания; диалектогенидов переходных металлов, где наиболее понятной становится связь между геометрией поверхности Ферми и проявлением неустой-

чивости электронной системы к образованию волн зарядовой плотности; и сверхпроводников на основе железа, сложность электронной структуры которых позволила установить эмпирическую корреляцию между этой структурой и сверхпроводимостью.

1. Н. Ашкрофт, Н. Мермин, *Физика твердого тела*, т. 1, Мир, Москва (1979).
2. A. Damascelli, Z. Hussain, and Z.-X. Shen, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 473 (2003).
3. A.A. Kordyuk and S.V. Borisenko, *Fiz. Nizk. Temp.* **32**, 401 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 298 (2006)].
4. A.A. Kordyuk, T.K. Kim, V.B. Zabolotnyy, D.V. Evtushinsky, M. Bauch, C. Hess, B. Büchner, H. Berger, and S.V. Borisenko, *Phys. Rev. B* **83**, 081303 (2011).
5. A.A. Kordyuk, V.B. Zabolotnyy, D.V. Evtushinsky, T.K. Kim, B. Büchner, I.V. Plyushchay, H. Berger, and S.V. Borisenko, *Phys. Rev. B* **85**, 075414 (2012).
6. S. Kim, M. Ye, K. Kuroda, Y. Yamada, E.E. Krasovskii, E.V. Chulkov, K. Miyamoto, M. Nakatake, T. Okuda, Y. Ueda, K. Shimada, H. Namatame, M. Taniguchi, and A. Kimura, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 056803 (2011).
7. А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Физматгиз, Москва (1962) [A.A. Abrikosov, L.P. Gor'kov, and I.E. Dzyaloshinski, *Methods of Quantum Field Theory in Statistical Physics*, Englewood Cliffs: Prentice Hall (1963)].
8. Р. Маттук, *Фейнмановские диаграммы в проблеме многих тел*, Мир, Москва (1969) [R.D. Mattuck, *A Guide to Feynman Diagrams in the Many-Body Problem*, Dover Publications (1992)].
9. L. Hedin, *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, R489 (1999).
10. H. Hertz, *Ann. Phys. Chem.* **267**, 983 (1887).
11. A. Einstein, *Ann. Phys.* **17**, 132 (1905).

12. S. Hüfner, *Photoelectron Spectroscopy: Principles and Applications*, Springer, Berlin-Heidelberg (2003).
13. D.V. Evtushinsky, A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, V.B. Zabolotnyy, M. Knupfer, J. Fink, B. Büchner, A.V. Pan, A. Erb, C.T. Lin, and H. Berger, *Phys. Rev. B* **74**, 172509 (2006).
14. P. Aebi, J. Osterwalder, P. Schwaller, L. Schlapbach, M. Shimoda, T. Mochiku, and K. Kadowaki, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2757 (1994).
15. A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, A.N. Yaresko, S.-L. Drechsler, H. Rosner, T.K. Kim, A. Koitzsch, K.A. Nenkov, M. Knupfer, J. Fink, R. Follath, H. Berger, B. Keimer, S. Ono, and Y. Ando, *Phys. Rev. B* **70**, 214525 (2004).
16. E.E. Krasovskii, W. Schattke, P. Jiříček, M. Vondráček, O.V. Krasovska, V.N. Antonov, A.P. Shpak, and I. Bartoš, *Phys. Rev. B* **78**, 165406 (2008).
17. E.E. Krasovskii, K. Rossnagel, A. Fedorov, W. Schattke, and L. Kipp, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 217604 (2007).
18. V.B. Zabolotnyy, S.V. Borisenko, A.A. Kordyuk, D.S. Inosov, A. Koitzsch, J. Geck, J. Fink, M. Knupfer, B. Büchner, S.-L. Drechsler, V. Hinkov, B. Keimer, and L. Patthey, *Phys. Rev. B* **76**, 024502 (2007).
19. M. Lindroos, S. Sahrakorpi, and A. Bansil, *Phys. Rev. B* **65**, 054514 (2002).
20. V. Arpiainen, V. Zabolotnyy, A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, and M. Lindroos, *Phys. Rev. B* **77**, 024520 (2008).
21. A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, T.K. Kim, K.A. Nenkov, M. Knupfer, J. Fink, M.S. Golden, H. Berger, and R. Follath, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 077003 (2002).
22. S.V. Borisenko, A.A. Kordyuk, S. Legner, T.K. Kim, M. Knupfer, C.M. Schneider, J. Fink, M.S. Golden, M. Sing, R. Claessen, A. Yaresko, H. Berger, C. Grazioli, and S. Turchini, *Phys. Rev. B* **69**, 224509 (2004).
23. S.V. Borisenko, A.A. Kordyuk, S. Legner, C. Durr, M. Knupfer, M.S. Golden, J. Fink, K. Nenkov, D. Eckert, G. Yang, S. Abell, H. Berger, L. Forro, B. Liang, A. Maljuk, C.T. Lin, and B. Keimer, *Phys. Rev. B* **64**, 094513 (2001).
24. A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, M.S. Golden, S. Legner, K.A. Nenkov, M. Knupfer, J. Fink, H. Berger, L. Forro, and R. Follath, *Phys. Rev. B* **66**, 014502 (2002).
25. A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, A. Koitzsch, J. Fink, M. Knupfer, and H. Berger, *Phys. Rev. B* **71**, 214513 (2005).
26. A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, A. Koitzsch, J. Fink, M. Knupfer, B. Büchner, H. Berger, G. Margaritondo, C.T. Lin, B. Keimer, S. Ono, and Y. Ando, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 257006 (2004).
27. T. Valla, T.E. Kidd, W.G. Yin, G.D. Gu, P.D. Johnson, Z.H. Pan, and A.V. Fedorov, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 167003 (2007).
28. J. Graf, G.-H. Gweon, K. McElroy, S.Y. Zhou, C. Jozwiak, E. Rotenberg, A. Bill, T. Sasagawa, H. Eisaki, S. Uchida, H. Takagi, D.-H. Lee, and A. Lanzara, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 067004 (2007).
29. D.S. Inosov, J. Fink, A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, V.B. Zabolotnyy, R. Schuster, M. Knupfer, B. Büchner, R. Follath, H.A. Dürr, W. Eberhardt, V. Hinkov, B. Keimer, and H. Berger, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 237002 (2007).
30. D.S. Inosov, R. Schuster, A.A. Kordyuk, J. Fink, S.V. Borisenko, V.B. Zabolotnyy, D.V. Evtushinsky, M. Knupfer, B. Büchner, R. Follath, and H. Berger, *Phys. Rev. B* **77**, 212504 (2008).
31. S.V. Borisenko, A.A. Kordyuk, A. Koitzsch, J. Fink, J. Geck, V. Zabolotnyy, M. Knupfer, B. Büchner, H. Berger, M. Falub, M. Shi, J. Krempasky, and L. Patthey, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067001 (2006).
32. D.V. Evtushinsky, D.S. Inosov, G. Urbanik, V.B. Zabolotnyy, R. Schuster, P. Sass, T. Hänke, C. Hess, B. Büchner, R. Follath, P. Reutler, A. Revcolevschi, A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 147201 (2010).
33. D.V. Evtushinsky, V.B. Zabolotnyy, T.K. Kim, A.A. Kordyuk, A.N. Yaresko, J. Maletz, S. Aswartham, S. Wurmehl, A.V. Boris, D.L. Sun, C.T. Lin, B. Shen, H.H. Wen, A. Varykhalov, R. Follath, B. Büchner, and S.V. Borisenko, *arXiv:1204.2432* (2012).
34. A.A. Kordyuk, *Fiz. Nizk. Temp.* **38**, 1119 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 888 (2012)].
35. A.A. Kordyuk, V.B. Zabolotnyy, D.V. Evtushinsky, A.N. Yaresko, B. Büchner, and S.V. Borisenko, *J. Supercond. Nov. Magn.* **26**, 2837 (2013).
36. S. Thirupathaiah, D.V. Evtushinsky, J. Maletz, V.B. Zabolotnyy, A.A. Kordyuk, T.K. Kim, S. Wurmehl, M. Roslova, I. Morozov, B. Büchner, and S.V. Borisenko, *Phys. Rev. B* **86**, 214508 (2012).
37. D.V. Evtushinsky, V.B. Zabolotnyy, L. Harnagea, A.N. Yaresko, S. Thirupathaiah, A.A. Kordyuk, J. Maletz, S. Aswartham, S. Wurmehl, E. Rienks, R. Follath, B. Büchner, and S.V. Borisenko, *Phys. Rev. B* **87**, 094501 (2013).
38. S.V. Borisenko, V.B. Zabolotnyy, A.A. Kordyuk, D.V. Evtushinsky, T.K. Kim, E. Carleschi, B.P. Doyle, R. Fittipaldi, M. Cuoco, A. Vecchione, and H. Berger, *J. Vis. Exp.* **68**, e50129 (2012).
39. M.P. Seah and W.A. Dench, *Surf. Interface Anal.* **1**, 2 (1979).
40. S.H. Pan, E.W. Hudson, J. Ma, and J.C. Davis, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 58 (1998).
41. A.V. Fedorov, T. Valla, P.D. Johnson, Q. Li, G.D. Gu, and N. Koshizuka, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2179 (1999).
42. V.B. Zabolotnyy, S.V. Borisenko, A.A. Kordyuk, J. Geck, D.S. Inosov, A. Koitzsch, J. Fink, M. Knupfer, B. Büchner, S.-L. Drechsler, H. Berger, A. Erb, M. Lambacher, L. Patthey, V. Hinkov, and B. Keimer, *Phys. Rev. B* **76**, 064519 (2007).
43. N. Doiron-Leyraud, C. Proust, D. LeBoeuf, J. Levallois, J.-B. Bonnemaison, R. Liang, D.A. Bonn, W.N. Hardy, and L. Taillefer, *Nature* **447**, 565 (2007).
44. D. LeBoeuf, N. Doiron-Leyraud, J. Levallois, R. Daou, J.-B. Bonnemaison, N.E. Hussey, L. Balicas, B.J. Ramshaw, R. Liang, D.A. Bonn, W.N. Hardy, S. Adachi, C. Proust, and L. Taillefer, *Nature* **450**, 533 (2007).
45. W.-Q. Chen, K.-Y. Yang, T.M. Rice, and F.C. Zhang, *Europhys. Lett.* **82**, 17004 (2008).
46. A. Audouard, C. Jaudet, D. Vignolles, R. Liang, D.A. Bonn, W.N. Hardy, L. Taillefer, and C. Proust, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 157003 (2009).

47. M.R. Norman, *Physics* **3**, 86 (2010).
48. V.B. Zabolotnyy, E. Carleschi, T.K. Kim, A.A. Kordyuk, J. Trincak, J. Geck, D. Evtushinsky, B.P. Doyle, R. Fittipaldi, M. Cuoco, A. Vecchione, B. Büchner, and S.V. Borisenko, *New J. Phys.* **14**, 063039 (2012).
49. M.W. Haverkort, I.S. Elfimov, L.H. Tjeng, G.A. Sawatzky, and A. Damascelli, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 026406 (2008).
50. C. Bergemann, A.P. Mackenzie, S.R. Julian, D. Forsythe, and E. Ohmichi, *Adv. Phys.* **52**, 639 (2003).
51. S. Thirupathaiah, S. de Jong, R. Ovsyannikov, H.A. Dürr, A. Varykhalov, R. Follath, Y. Huang, R. Huisman, M.S. Golden, Yu-Zhong Zhang, H.O. Jeschke, R. Valenti, A. Erb, A. Gloskovskii, and J. Fink, *Phys. Rev. B* **81**, 104512 (2010).
52. D.V. Evtushinsky, D.S. Inosov, V.B. Zabolotnyy, M.S. Viazovska, R. Khasanov, A. Amato, H.-H. Klauss, H. Luetkens, Ch. Niedermayer, G.L. Sun, V. Hinkov, C.T. Lin, A. Varykhalov, A. Koitzsch, M. Knupfer, B. Büchner, A.A. Kordyuk, and S.V. Borisenko, *New J. Phys.* **11**, 055069 (2009).
53. D.V. Evtushinsky, A.A. Kordyuk, V.B. Zabolotnyy, D.S. Inosov, B. Büchner, H. Berger, L. Patthey, R. Follath, and S.V. Borisenko, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 236402 (2008).
54. P.W. Anderson, *Science* **235**, 1196 (1987).
55. M. Imada, A. Fujimori, and Y. Tokura, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1039 (1998).
56. J. Orenstein and A.J. Millis, *Science* **288**, 468 (2000).
57. E. Dagotto, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 763 (1994).
58. R. Liu, B.W. Veal, A.P. Paulikas, J.W. Downey, P.J. Kotic, S. Fleshler, U. Welp, C.G. Olson, X. Wu, A.J. Arko, and J.J. Joyce, *Phys. Rev. B* **46**, 11056 (1992).
59. D.S. Dessau, Z.-X. Shen, D.M. King, D.S. Marshall, L.W. Lombardo, P.H. Dickinson, J. DiCarlo, C.-H. Park, A.G. Loeser, A. Kapitulnik, and W.E. Spicer, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2781 (1993).
60. D.M. King, Z.-X. Shen, D.S. Dessau, B.O. Wells, W.E. Spicer, A.J. Arko, D.S. Marshall, J. DiCarlo, A.G. Loeser, C.H. Park, E.R. Ratner, J.L. Peng, Z.Y. Li, and R.L. Greene, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3159 (1993).
61. Z.-X. Shen and D.S. Dessau, *Phys. Rep.* **253**, 1 (1995).
62. O.K. Andersen, A.I. Liechtenstein, O. Jepsen, and F. Paulsen, *J. Phys. Chem. Solids* **56**, 1573 (1995).
63. D.L. Feng, N.P. Armitage, D.H. Lu, A. Damascelli, J.P. Hu, P. Bogdanov, A. Lanzara, F. Ronning, K.M. Shen, H. Eisaki, C. Kim, Z.-X. Shen, J.-I. Shimoyama, and K. Kishio, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5550 (2001).
64. Y.-D. Chuang, A.D. Gromko, A. Fedorov, Y. Aiura, K. Oka, Yoichi Ando, H. Eisaki, S.I. Uchida, and D.S. Dessau, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 117002 (2001).
65. H. Ding, A.F. Bellman, J.C. Campuzano, M. Randeria, M.R. Norman, T. Yokoya, T. Takahashi, H. Katayama-Yoshida, T. Mochiku, K. Kadowaki, G. Jennings, and G.P. Brivio, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1533 (1996).
66. A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, M. Knupfer, and J. Fink, *Phys. Rev. B* **67**, 064504 (2003).
67. A. Koitzsch, S.V. Borisenko, A.A. Kordyuk, T.K. Kim, M. Knupfer, J. Fink, M.S. Golden, W. Koops, H. Berger, B. Keimer, C.T. Lin, S. Ono, Y. Ando, and R. Follath, *Phys. Rev. B* **69**, 220505 (2004).
68. A. Mans, I. Santoso, Y. Huang, W.K. Siu, S. Tavaddod, V. Arpiainen, M. Lindroos, H. Berger, V.N. Strocov, M. Shi, L. Patthey, and M.S. Golden, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 107007 (2006).
69. S.V. Borisenko, M.S. Golden, S. Legner, T. Pichler, C. Durr, M. Knupfer, J. Fink, G. Yang, S. Abell, and H. Berger, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4453 (2000).
70. S.V. Borisenko, A.A. Kordyuk, A. Koitzsch, M. Knupfer, J. Fink, H. Berger, and C.T. Lin, *Nature* **431** (2004).
71. A. Kaminski, S. Rosenkranz, H.M. Fretwell, J.C. Campuzano, Z. Li, H. Raffy, W.G. Cullen, H. You, C.G. Olson, C.M. Varma, and H. Höchst, *Nature* **416**, 610 (2002).
72. S.V. Borisenko, A.A. Kordyuk, A. Koitzsch, T.K. Kim, K.A. Nenkov, M. Knupfer, J. Fink, C. Grazioli, S. Turchini, and H. Berger, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 207001 (2004).
73. A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, A. Koitzsch, J. Fink, M. Knupfer, B. Büchner, and H. Berger, *J. Phys. Chem. Solids* **67**, 201 (2006).
74. S.V. Borisenko, A.A. Kordyuk, T.K. Kim, A. Koitzsch, M. Knupfer, J. Fink, M.S. Golden, M. Eschrig, H. Berger, and R. Follath, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 207001 (2003).
75. T.K. Kim, A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, A. Koitzsch, M. Knupfer, H. Berger, and J. Fink, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 167002 (2003).
76. M. Eschrig and M.R. Norman, *Phys. Rev. B* **67**, 144503 (2003).
77. I. Eremin, D.K. Morr, A.V. Chubukov, K.H. Bennemann, and M.R. Norman, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 147001 (2005).
78. T. Cuk, F. Baumberger, D.H. Lu, N. Ingle, X.J. Zhou, H. Eisaki, N. Kaneko, Z. Hussain, T.P. Devereaux, N. Nagaosa, and Z.-X. Shen, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 117003 (2004).
79. A.A. Kordyuk, V.B. Zabolotnyy, D.V. Evtushinsky, D.S. Inosov, T.K. Kim, B. Büchner, and S.V. Borisenko, *Eur. Phys. J. Special Topics* **188**, 153 (2010).
80. A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, V.B. Zabolotnyy, J. Geck, M. Knupfer, J. Fink, B. Büchner, C.T. Lin, B. Keimer, H. Berger, A.V. Pan, Seiki Komiyama, and Y. Ando, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 017002 (2006).
81. T. Valla, A.V. Fedorov, P.D. Johnson, B.O. Wells, S.L. Hulbert, Q. Li, G.D. Gu, and N. Koshizuka, *Science* **285**, 2110 (1999).
82. A. Kaminski, M. Randeria, J.C. Campuzano, M.R. Norman, H. Fretwell, J. Mesot, T. Sato, T. Takahashi, and K. Kadowaki, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1070 (2001).
83. P.V. Bogdanov, A. Lanzara, S.A. Kellar, X.J. Zhou, E.D. Lu, W.J. Zheng, G. Gu, J.-I. Shimoyama, K. Kishio, H. Ikeda, R. Yoshizaki, Z. Hussain, and Z.-X. Shen, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2581 (2000).
84. A. Lanzara, P.V. Bogdanov, X.J. Zhou, S.A. Kellar, D.L. Feng, E.D. Lu, T. Yoshida, H. Eisaki, A. Fujimori, K. Kishio, J.-I. Shimoyama, T. Noda, S. Uchida, Z. Hussain, and Z.-X. Shen, *Nature* **412**, 510 (2001).
85. T. Dahm, V. Hinkov, S.V. Borisenko, A.A. Kordyuk, V.B. Zabolotnyy, J. Fink, B. Büchner, D.J. Scalapino, W. Hanke, and B. Keimer, *Nat. Phys.* **5**, 217 (2009).

86. M.R. Norman, D. Pines, and C. Kallin, *Adv. Phys.* **54**, 715 (2005).
87. G. Hufner, M.A. Hossain, A. Damascelli, and G.A. Sawatzky, *Rep. Prog. Phys.* **71**, 062501 (2008).
88. K. Tanaka, W.S. Lee, D.H. Lu, A. Fujimori, T. Fujii, Risdiana, I. Terasaki, D.J. Scalapino, T.P. Devereaux, Z. Husain, and Z.-X. Shen, *Science* **314**, 1910 (2006).
89. T. Kondo, R. Khasanov, T. Takeuchi, J. Schmalian, and A. Kaminski, *Nature* **457**, 296 (2009).
90. S.V. Borisenko, A.A. Kordyuk, A.N. Yaresko, V.B. Zabolotnyy, D.S. Inosov, R. Schuster, B. Büchner, R. Weber, R. Follath, L. Patthey, and H. Berger, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 196402 (2008).
91. J.A. Wilson, F.J. di Salvo, and S. Mahajan, *Adv. Phys.* **24**, 117 (1975).
92. V.B. Zabolotnyy, A.A. Kordyuk, D.S. Inosov, D.V. Evtushinsky, R. Schuster, B. Büchner, N. Wizen, G. Behr, S. Pyon, T. Takayama, H. Takagi, R. Follath, and S.V. Borisenko, *Europhys. Lett.* **86**, 47005 (2009).
93. S.V. Borisenko, A.A. Kordyuk, V.B. Zabolotnyy, D.S. Inosov, D. Evtushinsky, B. Büchner, A.N. Yaresko, A. Varykhalov, R. Follath, W. Eberhardt, L. Patthey, and H. Berger, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 166402 (2009).
94. A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, V.B. Zabolotnyy, R. Schuster, D.S. Inosov, D.V. Evtushinsky, A.I. Plyushchay, R. Follath, A. Varykhalov, L. Patthey, and H. Berger, *Phys. Rev. B* **79**, 020504 (2009).
95. V.B. Zabolotnyy, D.S. Inosov, D.V. Evtushinsky, A. Koitzsch, A.A. Kordyuk, G.L. Sun, J.T. Park, D. Haug, V. Hinkov, A.V. Boris, C.T. Lin, M. Knupfer, A.N. Yaresko, B. Büchner, A. Varykhalov, R. Follath, and S.V. Borisenko, *Nature* **457**, 569 (2009).
96. V.B. Zabolotnyy, D.V. Evtushinsky, A.A. Kordyuk, D.S. Inosov, A. Koitzsch, A.V. Boris, G.L. Sun, C.T. Lin, M. Knupfer, B. Büchner, A. Varykhalov, R. Follath, and S.V. Borisenko, *Physica C* **469**, 448 (2009).
97. A.A. Kordyuk, V.B. Zabolotnyy, D.V. Evtushinsky, T.K. Kim, I.V. Morozov, M.L. Kubic, R. Follath, G. Behr, B. Büchner, and S.V. Borisenko, *Phys. Rev. B* **83**, 134513 (2011).

ARPES experiment in fermiology of quasi-2D metals (Review Article)

A.A. Kordyuk

Angle-resolved photoemission spectroscopy (ARPES) enables direct observation of the Fermi surface and underlying electronic structure of crystals — the basic concepts to describe all the electronic properties of solids and to understand the key electronic interactions involved. The method is the most effective to study quasi-2D metals, to which the subjects of almost all hot problems in modern condensed matter physics have happened to belong. This has forced incredibly the development of the ARPES method which we face now. The aim of this paper is to introduce to the reader the state-of-the-art ARPES, reviewing the results of its application to such topical problems as high temperature superconductivity in cuprates and iron based superconductors, and electronic ordering in the transition metal dichalcogenides and manganites.

PACS: 74.25.Jb Electronic structure (photoemission, etc.);
74.72.-h Cuprate superconductors;
79.60.-i Photoemission and photoelectron spectra.

Keywords: angle-resolved photoemission spectroscopy, quasi-2D metals, high temperature superconductivity.