

На правах рукописи



ИВАНОВ Александр Сергеевич

**СПЕКТРЫ МАГНИТНЫХ И РЕШЕТОЧНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ**

01.04.04 - физическая электроника
01.04.07 – физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург 2017

Работа выполнена на Кафедре физической электроники Института физики нанотехнологий и телекоммуникаций Федерального Государственного Автономного Образовательного Учреждения Высшего Образования «Санкт-Петербургский Политехнический Университет Петра Великого» (ФГАОУ ВО «СПбПУ»), г. Санкт-Петербург, Россия

Научные консультанты:

Филимонов Алексей Владимирович, доктор физико-математических наук, доцент, заведующий кафедрой «Физическая электроника» Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Санкт-Петербургский Политехнический Университет Петра Великого»;

Вахрушев Сергей Борисович, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, и.о. главного научного сотрудника заведующий лабораторией Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе» Российской академии наук.

Официальные оппоненты:

Сигов Александр Сергеевич, доктор физико-математических наук, профессор, академик Российской академии наук, Президент Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Московский технологический университет», г. Москва.

Голосовский Игорь Викторович, доктор физико-математических наук, доцент, ведущий научный сотрудник Федерального государственного бюджетного учреждения «Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова», г. Санкт-Петербург.

Мирмельштейн Алексей Владиславович, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник Федерального государственного унитарного предприятия «Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики имени академика Е.И. Забабахина», г. Снежинск Челябинской области.

Ведущая организация: **Лаборатория нейтронной физики имени И.М. Франка** Объединенного института ядерных исследований, г.Дубна Московской области.

Защита состоится «12» апреля 2018 г. в 14:00 на заседании диссертационного совета Д212.229.01 при Санкт-Петербургском политехническом университете Петра Великого по адресу: 195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул. д.29, IV учебный корпус, ауд. 305.

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке ФГАОУ ВО СПбПУ и на сайте http://www.spbstu.ru/defences_files/06f5-thesis.pdf

Автореферат разослан « ___ » _____ 2018 г.

Ученый секретарь диссертационного совета Д212.229.01
доктор технических наук, профессор



А.С.Коротков

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

После открытия явления сверхпроводимости в семействе так называемых керамических материалов на основе меди или купратных сверхпроводников [1] со сравнительно высокими температурами перехода остро встал вопрос о механизме этого физического явления. Действительно, эти новые вещества совсем не походили на те, в которых сверхпроводимость наблюдалась ранее и которые были сравнительно хорошими металлами выше температуры перехода. Новые же материалы оказались сложными оксидами, а в оксидах ранее сверхпроводимость если и наблюдалась, то практически только при самых низких температурах порядка одного градуса Кельвина. Более того, новые сверхпроводники в нормальном состоянии были преимущественно плохими проводниками с небольшим количеством заряженных частиц, участвующих в переносе электрического тока.

Наиболее впечатляющим проявлением новых свойств стали существенно более высокие температуры сверхпроводящего перехода T_c у новых материалов по сравнению с «обычными» сверхпроводниками, которыми были в основном различные элементные металлы или сплавы. Бывший «рекорд» $T_c = 23.2$ К в соединении Nb_3Ge был превышен уже в первой, по времени появления, из новых «керамических» систем $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ с $T_c \sim 30$ К. В течение первого года новый рекорд превысил 90 К в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-d}$, что ознаменовало переход от «гелиевых» к более доступным «азотным» температурам. Массированные усилия по синтезу новых материалов привели к появлению, в 1994 году, $T_c = 138$ К в одном из вариантов соединения $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8-d}$ и более 150 К под давлением. Этот прогресс породил надежды и на «комнатную» сверхпроводимость, которые, однако, пока себя так и не оправдали.

Очень скоро выяснилось, что новые сверхпроводящие материалы обладают и другими необычными свойствами по сравнению с «привычными» металлическими соединениями: сверхпроводящее состояние в них реализовывалось в неупорядоченных фазах, при легировании «материнских» фаз-изоляторов, тогда как «классические» сверхпроводники обладали, в основном, стехиометрическими составами. Кристаллические структуры новых сверхпроводников оказались анизотропными, квазидвумерными, с ярко выраженными ионными слоями, среди которых наиболее значимыми являются медь-кислородные слои состава CuO_2 , присутствующие во всех сверхпроводящих купратах, причем на ионах меди обнаружались магнитные моменты, которые сравнительно сильно взаимодействуют между собой. Собственно химическое легирование сводится к «инжектированию» носителей заряда в эти самые медь-кислородные слои из других структурных слоев, при этом заряды эти могут быть отрицательными или положительными, также как и электроны или «дырки» в полупроводниках. Это означает, что возникновение сверхпроводимости контролируется в значительной степени электронной подсистемой соединений. Характерной чертой зависимостей свойств от степени легирования или электронных фазовых диаграмм

является максимум температуры сверхпроводящего перехода при некотором оптимальном легировании, то есть то обстоятельство, что сверхпроводящее состояние подавляется при дальнейшем увеличении количества носителей заряда или степени металличности. В этой связи при анализе свойств необычных проводников в зависимости от электронной концентрации различают несколько режимов – недопированные (стехиометрические) или слабо допированные составы со статическим магнитным упорядочением при понижении температуры, оптимально-допированные составы вблизи максимума T_c , недо- и пере-допированные составы по обе стороны от оптимального.

Конечно, именно поведение подвижных зарядов или «электронов проводимости» определяет свойства проводников электрического тока и служит ключом для объяснения явления сверхпроводимости. Для обычных, «классических» сверхпроводников, известных до начала второй половины 80-х годов, основой понимания их физических свойств является теоретическая модель Бардина-Купера-Шриффера (БКШ). В этой теории построено новое основное состояние системы электронов с более низкой энергией, чем эти же электроны имели бы в нормальном металле. Понижение энергии происходит за счет слияния отдельных электронов в Куперовские пары, а связывающее эти пары взаимодействие *притяжения* электронов осуществляется через колебания ионной решетки или фононы – так называемое электрон-фононное взаимодействие. Именно это взаимодействие, которое можно описать как обмен электронов виртуальным фононом, превышает сильное кулоновское отталкивание в узкой области энергий электронов, находящихся вблизи поверхности Ферми. Спаренные таким образом заряды собираются в особое состояние, сверхпроводящий конденсат, который может переносить электрический ток без сопротивления в определенных пределах температур и магнитных полей (критических токов).

Сейчас установлено, что аналогичное спаривание носителей заряда имеет место также и в новых сверхпроводниках, однако электрон-фононный механизм этого спаривания, по основным представлениям текущего момента, не позволяет объяснить высокие температуры сверхпроводящего перехода. Кроме того, симметрия пространственного распределения электронной плотности в парах оказалась другой, чем предполагает модель БКШ. В случае купратов говорят о так называемой *d-волновой* симметрии спаривания, в которой пространственная часть волновой функции пар меняет знак в зависимости от направления в идеально квадратной (или незначительной искаженной) ионной решетке слоев CuO_2 , тогда как в теории БКШ пары обладали максимальной, *s-волновой*, симметрией без изменения знака волновой функции пары. Такая «симметрия спаривания» отражается непосредственным образом в импульсной зависимости функции сверхпроводящей щели, которая отделяет сверхпроводящее состояние от «нормального».

Возможности для «необычного» спаривания за счет иных взаимодействий на основе электрон-электронных корреляций начали обсуждаться практически сразу после

появления теории БКШ и продолжались вплоть до появления первых купратов с рекордными температурами перехода, после чего внимание к «необычным» сверхпроводникам, мягко говоря, многократно усилилось. Одним из основных побуждений было, и остается до сих пор, конечно, то, что новые соединения проявляли четко выраженные взаимодействия магнитной природы, которые надо было учитывать при описании их свойств, в частности, наблюдаемого анти-ферромагнитного (AFM) упорядочения локальных магнитных моментов на ионах меди при понижении температуры в «материнских» стехиометрических соединениях. В сверхпроводящем состоянии магнитное упорядочение подавляется, но магнитные флуктуации неупорядоченных моментов остаются значительными. Очень вероятно, что именно магнитные возбуждения могут быть ответственны за электронное спаривание и возникновение сверхпроводимости в необычных сверхпроводниках. Этот новый механизм на основе магнитных взаимодействий фактически означает ведущую роль *электрон-электронных* корреляций в противовес *электрон-фононным* в существующих теориях. Однако, в настоящее время эта роль в полной мере не выяснена, и вопрос о механизме сверхпроводящего перехода пока остается открытым. В то же время, сейчас уже накоплено большое количество экспериментальной информации, по крайней мере косвенно указывающей на тесную связь магнетизма и сверхпроводимости в подобных соединениях.

Одним из ярких примеров стало обнаружение в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов так называемого «спинового резонанса» [2] или резонансного возбуждения магнитной природы с энергией, пропорциональной температуре сверхпроводящего перехода, которое появляется только в сверхпроводящем состоянии при специфической деформации всего спектра магнитных возбуждений (возникновение «спиновой щели»). Само наличие этого резонанса, который не наблюдался в обычных сверхпроводниках, рассматривается как проявление *d*-волновой симметрии спаривания в случае купратных сверхпроводников [3,4]. Изучение этого резонанса в различных системах, включая вновь синтезируемые, попытки объяснения его происхождения представляют собой существенную часть продолжающихся исследований взаимосвязи магнитных и сверхпроводящих свойств новых «необычных» сверхпроводников.

Несмотря на ставшие уже почти «привычными» за первые 20 лет после открытия купратных сверхпроводников упоминания именно магнитных взаимодействий при описании свойств «необычных» сверхпроводников, открытие в 2008 году сверхпроводимости в нескольких семействах соединений на основе железа стало новым вызовом для исследователей. Действительно, железо ассоциируется прежде всего с сильным ферромагнетизмом, который был плохо совместим со сверхпроводимостью. Тем не менее после первых упоминаний о сверхпроводимости с невысокой температуры перехода $T_c = 4$ К в соединении LaOFeP также быстро, как и в случае купратов, были доведены до своего максимума ~ 54 - 56 К в соединениях типа RO-FeAs с вариантами замещений на месте редкоземельных металлов R = Sm, Gd и/или кислорода O. Несмотря

на меньшие температуры сверхпроводящего перехода, чем в ранее открытых сложных оксидах на основе меди, новые соединения – пниктиды (соединения с элементами 5-й группы Периодической системы элементов N, P, As, Sb) и халькогениды (соединения с элементами 6-й группы S, Se, Te) на основе железа быстро стали объектом пристального внимания благодаря совокупности их свойств которые указывают на определенное подобие с купратами. С одной стороны, сверхпроводники на основе железа оказались близки к купратам по типу кристаллического строения (выраженные магнитно-активные слои, с составом типа FeAs или FeSe, в частности, в ферро-пниктидах и халькогенидах, с магнитными моментами на ионах железа, наличие фазовых переходов с понижением симметрии при понижении температуры), типам магнитного упорядочения, подобию фазовых диаграмм (появление сверхпроводимости при «дырочном» и «электронном» легировании с характерным максимумом в зависимости T_c от степени легирования).

Важным обстоятельством стало наличие, как и в купратах, магнитного резонансного возбуждения с явной привязкой его к переходу в сверхпроводящее состояние, как было обнаружено в экспериментах по рассеянию нейтронов [5,6].

С другой стороны имеются и существенные различия, связанные со свойствами нелегированных материнских фаз (металлы в случае Fe в отличие от изоляторов в случае Cu), возможность изовалентного легирования и эффективного «легирования» под давлением, а также относительная стабильность сверхпроводимости при замещении железа в отличие от меди, существенный разброс величин магнитных моментов Fe при практически мало отличающихся магнитных моментах в различных купратах. В целом сверхпроводники на основе железа показывают большее разнообразие свойств, чем купраты, в основном из-за того, что в их электронной структуре оказываются более существенными много-зонные, с участием нескольких участков поверхности Ферми, и много-орбитальные эффекты. Сверхпроводящая щель может принимать различные значения на разных участках поверхности Ферми, в частности отличающиеся знаком (фазой) функции щели, оставаясь примерно постоянной на каждом таком участке. Этим определяется иной тип симметрии электронного спаривания, в отличие от d -волнового в купратах, по типу так называемой симметрии S^\pm , т.е. в котором электронные переходы осуществляются между различными участками поверхности Ферми в импульсном пространстве с разными знаками волновой функции пар, который в том числе позволяет объяснить наличие и особенности поведения магнитного резонанса в сверхпроводниках на основе железа [7].

В настоящей работе основное внимание будет уделено именно этим двум классам соединений, которые, с одной стороны, обладают наиболее высокими температурами сверхпроводящего перехода при нормальном давлении и, с другой стороны, по имеющимся представлениям именно в них магнитные взаимодействия могут играть решающую роль в формировании сверхпроводящего состояния. Это вероятное отличие механизма высокотемпературной сверхпроводимости от известного и понятного сейчас механизма БКШ является основным центром притяжения для многочисленных

исследований совокупности свойств этих двух классов «необычных» сверхпроводников с целью как раз попытаться подтвердить предполагаемый новый, «магнитный», то есть основанный на электрон-электронных взаимодействиях, механизм этого уникального макроскопического явления квантовой природы.

Специфическое поведение этих соединений в настоящее время связывается, так или иначе, с наличием в них значительных электрон-электронных корреляций и соответствующих особенностей их электронной структуры. В первую очередь надо учитывать то обстоятельство, что «материнские» (стехиометрические) фазы купратов являются так называемыми Моттовскими изоляторами. Магнитные взаимодействия в такой системе могут быть введены с помощью (сверх-) обменных (superexchange) меж-электронных взаимодействий через ионные орбитали, например, при наличии ненулевой вероятности виртуальных «перескоков» неспаренных электронов между соседними узлами решетки.

Для материнских купратов, как и для сверхпроводников на основе железа, основное (AFM-упорядоченное) состояние в целом может быть хорошо описано в сравнительно простой модели локализованных магнитных моментов на ионах меди или железа. При этом экспериментально измеренная величина взаимодействия магнитных моментов, или ионных спинов, на соседних узлах решетки, например, для многих купратов оказывается сравнительно высокой – около 1500 К в температурных единицах или ~100-160 мэВ в энергетических. Как раз именно это обстоятельство - «сильный» и устойчивый магнетизм с вероятно сильными спиновыми корреляциями, которые могут «заменить» электрон-фононное взаимодействие БКШ - породило уже в начале «эпохи» необычных сверхпроводников надежду на то, что «новым» источником спаривания могут быть именно магнитные, или спиновые, возбуждения (флуктуации) [8].

Однако даже в этом случае, при допущении существенной роли именно магнитных взаимодействий, до сих пор нет ясности, какие именно физические явления приводят к электронному спариванию и сверхпроводимости. Здесь следует отметить, что наряду с наиболее распространенным подходом, опирающимся на «классические» магнитные возбуждения [9], которые с определенным смыслом могут играть роль фононов в модели БКШ, имеют место и другие точки зрения на роль электронно-зависимых механизмов. Например, к ним относятся модели, в которых сверхпроводимость возникает при Бозе-Эйнштейновской конденсации (S.N.Bose - A.Einstein condensation, BEC, 1925) уже существующих в нормальном состоянии носителей заряда, как было уже предложено сравнительно давно [10], или некоторых более сложных квазичастиц, тогда как в теории БКШ спаривание электронов и возникновение конденсата происходит практически одновременно при образовании сверхпроводящего состояния. Наиболее известными вариантами являются так называемое состояние с «резонирующей валентной связью» (Resonating Valence Bond state или RVB) [11], или предложенная ранее (би-)поляронная сверхпроводимость [12].

Сверхпроводящие и родственные им соединения на основе меди и железа

характеризуются наличием самых разнообразных упорядочений, как правило приводящих к понижению пространственной симметрии исходной кристаллической решетки. К ним относятся, например, специфические статические или динамические корреляции в пространственном расположении носителей заряда (электроны или «дырки») и магнитных моментов (спинов), получившие название «полос» или «страйпов» (stripes), которые могут быть описаны как проявления волн зарядовой и/или спиновой плотности (CDW, charge density wave; SDW, spin density wave) [13]. Другой тип неустойчивости связан с формированием «нематических» (nematic) корреляций электронной жидкости [14] (упорядочение ориентации вытянутых структур без привязки к пространственным положениям, названные по аналогии с классическими жидкими кристаллами-нематиками), которые предполагаются существенными для сверхпроводимости [15]. Подобные состояния с нарушенной пространственной симметрией (broken symmetry), вероятно, являются ключом и для понимания во многом еще загадочной «псевдо-щелевой» (PG) фазы [16,17], из которой и формируется сверхпроводящее состояние в области составов с относительно небольшим количеством подвижных зарядов, а именно, в области оптимально- и недо-допированных составов.

Различные типы этих упорядочений, включая обнаруженное методом рассеяния нейтронов специфическое состояние орбитальных токов [18], AFM-порядок материнских фаз и собственно само сверхпроводящее состояние, располагаются рядом на фазовых диаграммах и, соответственно, предлагают близкие выигрыши в энергии за счет того или иного упорядочения, что приводит к сложной картине взаимодействующих и конкурирующих, взаимосвязанных упорядочений (intertwined competing orders) [19]. Следует отметить, что и в случае «обычных» сверхпроводников изучение взаимосвязи сверхпроводящего и структурного, с понижением симметрии кристаллической решетки, переходов, например, в фазах со структурой A-15 привлекало особое внимание исследователей, однако ситуация с «необычными» высокотемпературными сверхпроводниками представляется существенно более сложной.

Очевидно, что наличие различных и многочисленных подходов и теоретических построений объективно отражает тот факт, что в настоящее время нет согласованного и общепринятого взгляда на происхождение особых свойств необычных, высокотемпературных сверхпроводников [17,20,21]. В связи с этим особое значение сохраняется за накоплением качественной экспериментальной информации, которая позволяет критически оценивать, проверять существующие и побуждать к развитию новые представления об этих сложных материалах, приближающие решение труднейшей задачи современной фундаментальной физики твердого тела.

Для поиска и утверждения возможного нового механизма сверхпроводимости на основе электрон-электронных взаимодействий представляется необходимым сочетание двух составляющих - с одной стороны, понимание того, как устроена фононная подсистема, для оценки силы электрон-фононных взаимодействий, с другой стороны,

выявление связи между магнитными возбуждениями и появлением сверхпроводимости.

Настоящая работа представляет собой обобщение экспериментальных исследований спектров элементарных возбуждений «необычных» сверхпроводников на основе меди и железа, проведенных автором в сотрудничестве с коллегами в период с 1987 по 2017 годы с использованием метода рассеяния нейтронов [22]. Этот метод, получивший развитие в течение нескольких десятилетий после создания ядерных реакторов, позволяющих извлекать сравнительно интенсивные пучки тепловых нейтронов, особенно хорошо подходит для исследования атомной и магнитной структуры и динамики конденсированных сред [23]. Значительное преимущество этого метода в применении к новым сверхпроводящим материалам состоит, в частности, в том, что характерные для них энергетические масштабы взаимодействий, и соответственно, спектральной протяженности важнейших элементарных возбуждений, составляют от нескольких градусов до тысяч градусов, или, в энергетических единицах, от долей милли-электрон-Вольт (мэВ) до сотен мэВ. Этот интервал как раз наиболее доступен для развитых методов нейтронной спектроскопии.

Актуальность темы исследования и научная новизна полученных результатов определяются именно наличием нерешенной задачи фундаментальной физики конденсированного состояния вещества о природе взаимодействий, приводящих к возникновению нового явления «необычной», высокотемпературной сверхпроводимости в соединениях на основе меди и железа. На протяжении уже более трех десятилетий, при всех усилиях всего мирового сообщества ученых, пытающихся найти ответ с помощью самых тонких и чувствительных экспериментальных методов и изощренных теоретических построений, решение пока ускользает от всех. При этом полученные в наших работах данные о спектрах элементарных возбуждений - колебаний кристаллической решетки и динамики магнитных моментов - составили существенный базис для анализа роли различных коллективных движений (например, фононов и магнонов) в явлении высокотемпературной проводимости и подтверждения ожидаемой особой роли именно магнитной компоненты в противовес «классическому» электрон-фононному механизму известной модели БКШ. В этом смысле проведенное детальное изучение магнитного (спинового) резонанса и его последовательное описание в рамках зонных моделей электронного спектра представляется наиболее значительным достижением описываемых исследований.

Целью работы стало определение совокупности сил и взаимодействий, действующих между ионами и электронами в составе необычных сверхпроводников и их изменения в зависимости от фазового состояния, то есть, в первую очередь, накопление и анализ экспериментальных данных о спектрах магнитных возбуждений различных семейств сверхпроводников в зависимости от состава (степени легирования, замещения

магнитоактивных ионов) и внешних параметров (температура, магнитное поле, одноосное давление). Центральное место всей работы занимает изучение особого возбуждения магнитной природы – магнитного (спинового) резонанса, который отражает симметрию электронного спаривания и тесно связан с возникающим сверхпроводящим состоянием. Важной составляющей работы явилось получение детальной информации о фононной компоненте спектра элементарных возбуждений в основных семействах высокотемпературных сверхпроводников, необходимой для оценки силы электрон-фононного взаимодействия, а также наблюдение эффектов зарядового допирования и сверхпроводящего перехода на частоты отдельных фононов.

Работы по определению фононных спектров проводились на образцах соединений первых известных семейств новых сверхпроводников $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, причем выбирались образцы с различной электронной концентрацией, контролирующей сверхпроводимость. Следует отметить, что новые сверхпроводники оказались соединениями с многоатомными кристаллическими решетками, что создавало серьезные трудности. Действительно, изученные ранее сверхпроводники в подавляющем большинстве не содержали более 3-4 атомов в ячейке, тогда как в новых сверхпроводниках это число начинается с 7 в R_2CuO_4 ($\text{R} = \text{La}, \text{Nd}, \text{Pr}$) и доходит до 13 в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, что требует индивидуального определения 21 или 39(!) перекрывающихся и взаимодействующих между собой ветвей фононного спектра.

Исследование магнитных спектров возбуждений в материнских соединениях сверхпроводников с электронной проводимостью проведено на монокристаллах Nd_2CuO_4 , Pr_2CuO_4 , которые являются ведущими представителями этого семейства, неизученными в то время.

Детальные исследования магнитного резонанса в купратах осуществлялись на монокристаллах с широким диапазоном дырочного допирования за счет содержания кислорода – от недо- до пере-допированных составов в семействах двухслойных сверхпроводников на основе Y-123 и Bi-2212, а также при легировании медной подрешетки. При этом практически все образцы были собраны из многих отдельных маленьких кристаллов количеством от нескольких штук до нескольких сотен (!) с целью увеличения объема образца в нейтронном пучке и, следовательно, интенсивности нейтронного рассеяния. Несколько таких образцов было приготовлено из специально обработанных однодоменных монокристаллах для изучения анизотропных (нематических) эффектов в магнитных спектрах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$.

Также отбирались для исследований качественные образцы ферро-пниктидов в семействе “122” $\text{BaFe}_{2-x}\text{M}_x\text{As}_2$ с легирующими элементами $\text{M} = \text{Ni}, \text{Co}, \text{Mn}$, и “111” $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$, а также селенидов в семействе “245” $\text{A}_2\text{Fe}_4\text{Se}_5$ ($\text{A} = \text{K}, \text{Rb}$), в том числе с частичным замещением Se на S. Монокристаллы семейств “111” и “122” исследовались в условиях одноосного механического напряжения в специально сконструированных устройствах.

Для достижения поставленных целей использовался экспериментальный метод нейтронной спектроскопии, на основе оптимизации отечественных и зарубежных нейтронных спектрометров для умножения их светосилы за счет применения фокусировки нейтронных пучков, с помощью которого решались следующие задачи:

- измерение кривых дисперсии фононов на монокристаллах следующих семейств сверхпроводников и их «материнских», нелегированных фаз: $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, Nd_2CuO_4 , Pr_2CuO_4 , $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$; проведение модельного анализа полученных сложных спектров, определение участков спектров, чувствительных к упорядочениям различного рода - структурным, сверхпроводящим;

- определение зависимостей энергии и интенсивности магнитного (спинового) резонанса в различных сверхпроводниках в зависимости от режима допирования в соединениях $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, $\text{Y}_{1-y}\text{Ca}_y\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$, а также в зависимости от замещения магнитоактивных ионов меди со спином $s=1/2$ на ионы Zn ($s=0$) и Ni ($s=1$) в купратах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$;

- моделирование наблюдаемых распределений интенсивности магнитного нейтронного рассеяния в рамках зонной модели подвижных электронов (itinerant electron model);

- характеристика состояния с нематической (ориентированной) фазой электронной жидкости в специально приготовленных однодоменных монокристаллах купрата $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ в области составов, соответствующих режиму псевдо-щелевой фазы, и наблюдение эволюции этого состояния в магнитном поле;

- объяснение совокупности наблюдаемых магнитных структур в «материнских» фазах «электронно-легированных» купратов Nd_2CuO_4 и Pr_2CuO_4 за счет псевдо-дипольных спин-спиновых взаимодействий; построение модели взаимодействий, описывающей полученные нами данные измерений магнитной динамики этого семейства сверхпроводников;

- установление определяющей роли взаимного расположения именно атомов железа, а не глобальной кристаллической структуры для формирования магнитного резонанса на примере сверхпроводящих пниктидов $\text{BaFe}_{1.91}\text{Ni}_{0.09}\text{As}_2$ и $\text{BaFe}_{1.85}\text{Co}_{0.15}\text{As}_2$.

- поиск и определение необычного импульсного распределения резонансной интенсивности в монокристаллах селенида железа $\text{Rb}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$; поиск и обнаружение в том же семействе $\text{K}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$, в условиях замещения части селена (Se) на серу (S), изменения симметрии электронного спаривания.

- поиск анизотропии импульсного распределения резонансной интенсивности на монокристалле сверхпроводящего ферро-пниктида $\text{NaFe}_{0.985}\text{Co}_{0.015}\text{As}$ в условиях одноосного механического напряжения, изменяющего заселенность упругих доменов.

Практическая значимость проведенных исследований состоит, в первую очередь, в том, что полученные результаты уже были использованы, и, очевидно, еще могут быть использованы для критической проверки теоретических моделей, претендующих на

достоверное описание феномена «необычной» высокотемпературной сверхпроводимости. Измеренные спектры элементарных возбуждений в ряде семейств этих соединений, как магнитной природы, так и кривые дисперсии коллективных колебаний кристаллической решетки, в большинстве случаев полученные с максимально возможными подробностью и точностью, достижимыми современными методами рассеяния нейтронов, а также построенные модели для их описания, составляют надежный и проверенный набор информации для сопоставления с результатами других спектроскопических методов, а также основу для более прецизионных измерений, если таковые потребуются. При этом в результате проведенных работ получили дополнительное развитие методы нейтронной спектроскопии применительно к определению спектров возбуждений образцов малого размера, характерных для новых материалов, которыми являются «необычные» сверхпроводники.

На защиту выносятся следующие положения:

- преимущественно ионный характер межатомных связей в соединениях $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, Nd_2CuO_4 , Pr_2CuO_4 с экранированием ионных движений подвижными зарядами в случае их присутствия в легированных составах и описание измеренных спектров колебаний кристаллических решеток в рамках единой модели силовых взаимодействий;
- утверждение о том, что обнаруженные аномалии спектров колебаний, связанные с электрон-фононным взаимодействием, при сопоставлении с аналогичными данными для «обычных» сверхпроводников не дают оснований для вывода об определяющей роли электрон-фононного механизма связи в формировании сверхпроводимости в соединениях на основе меди;
- модель магнитной динамики слоистых купратных сверхпроводников с тетрагональными кристаллическими структурами, построенная с учетом обменных взаимодействий псевдо-дипольного типа;
- объяснение установленного экспериментально различия спектров низкоэнергетических магнитных возбуждений Nd_2CuO_4 и Pr_2CuO_4 , а также магнитных фазовых переходов в Nd_2CuO_4 в рамках предложенной модели псевдо-дипольных взаимодействий за счет особенностей магнитного поведения ионов редкоземельных элементов;
- универсальный характер специфического магнитного возбуждения – спинового резонанса и дисперсии ниспадающей ветви резонансной интенсивности в структурно различных семействах двухслойных высокотемпературных сверхпроводников $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$;
- новый тип резонанса в «оптическом» канале в дополнение к ранее известному «акустическому» резонансу в семействах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$;

- экспериментальное обоснование выбора модели для количественного описания импульсной зависимости резонансной интенсивности в акустическом канале за счет электрон-электронных взаимодействий в системе свободных зарядов ниже удвоенной d -волновой сверхпроводящей щели в электронном спектре, определяющей импульсно-зависящую границу электронно-дырочного континуума;
- симметрия импульсного распределения резонансной интенсивности в сверхпроводящих фазах $\text{BaFe}_{2-x}\text{T}_x\text{As}_2$ ($\text{T} = \text{Ni}, \text{Co}$) семейства “122” ферро-пниктидов в соответствии с пространственным расположением только магнитно-активных ионов железа;
- магнитный резонанс в новом селенидном сверхпроводнике $\text{Rb}_{0.8}\text{Fe}_{1.6}\text{Se}_2$ (семейство “245” ферро-халькогенидов) на необычном для других семейств волновом векторе и описание импульсной зависимости резонансной интенсивности в рамках той же общей модели, которая успешно применялась к купратным сверхпроводникам;
- вклад орбитальных эффектов в формирование магнитного спектрального отклика при интерпретации полученных данных об изменении положения и формы магнитного резонанса в сверхпроводнике семейства “245” $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.6}\text{Se}_2$ при замещении селена на изовалентную серу, а также анизотропии импульсного распределения резонансной интенсивности в однодоменном образце $\text{NaFe}_{0.985}\text{Co}_{0.015}\text{As}$ семейства “111”.

Степень достоверности результатов работы определяется, с одной стороны, точностью использованного метода рассеяния нейтронов, подтвержденной хорошо отработанными, апробированными процедурами калибровки экспериментальных установок, которые были использованы также и для исследования других материалов, при участии высококвалифицированных специалистов из ведущих мировых научных центров. С другой стороны, большинство наших результатов было сопоставлено, где это только было возможно, с результатами других групп, часто конкурирующих между собой, работающих в тех же направлениях с подобными системами как методом рассеяния нейтронов, так и другими экспериментальными спектроскопическими методами, для получения объективной, перекрестно проверенной, надежной информации.

Апробация работы.

Всего по теме диссертации автором в соавторстве с другими коллегами опубликовано 77 печатных работ, пронумерованных от [А-1] до [А-77] и приведенных в хронологическом порядке перед списком использованной литературы.

Все работы были представлены и обсуждены на различных научных конференциях и рабочих встречах, как Всесоюзных и Всероссийских, так и международных, где в целом было сделано более сотни докладов о полученных результатах, анализе и интерпретации накопленных экспериментальных данных.

Частичный список конференций включает в себя:

Ежегодные научные конференции Отдела физики твердого тела (позднее Института сверхпроводимости и физики твердого тела) ИАЭ им. И.В.Курчатова 1988-1997 гг.

Двухгодичные Всесоюзные и Всероссийские совещания по Использованию рассеяния нейтронов в физике твердого тела 1989-1997 гг.

Международные семинары по высокотемпературной сверхпроводимости (International Seminar on High-Temperature Superconductivity) Дубна, СССР: 1989, 1990 гг.

Международный семинар «Эффекты сильного разупорядочения в высокотемпературных сверхпроводниках» (International Workshop «Effects of Strong Disorder in HTSC») Заречный, СССР, 1990 г.

26-е Всесоюзное совещание по физике низких температур, Донецк, СССР, 1990 г.

Международные конференции по материалам и механизмам сверхпроводимости (International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity - High Temperature Superconductors, M2S-HTSC): 1991 (M2S-HTSC III, Kanazawa, Japan), 1994 (M2S-HTSC IV, Grenoble, France).

Международные конференции по рассеянию нейтронов (ICNS, International Conference on Neutron Scattering): 1988 (Grenoble, France), 1991 (Bombay, India), 1994 (Sendai, Japan), 1997 (Toronto, Canada), 2001 (Munich, Germany), 2005 (Sydney, Australia), 2009 (Knoxville TN, USA), 2013 (Edinburgh, Scotland), 2017 (Daejeon, Korea).

Европейские конференции по рассеянию нейтронов (ECNS, European Conference on Neutron Scattering): 1996 (Interlaken, Switzerland), 1999 (Budapest, Hungary), 2003 (Montpellier, France), 2007 (Lund, Sweden), 2011 (Prague, Czech Republic), 2015 (Zaragoza, Spain).

Международные симпозиумы по динамике твердых тел (DYPROSO, Dynamical Properties of Solids): 1993 (Lunteren, The Netherlands), 1997 (Davos, Switzerland), 2005 (Cesky Krumlov, Czech Republic), 2007 (Porto, Portugal), 2013 (Vienna, Austria), 2015 (Freising, Germany).

Международные конференции по магнетизму (ICM, International Conference on Magnetism): 2000 (Recife, Brasil), 2003 (Rome, Italy), 2006 (Kyoto, Japan).

15-е Европейское совещание по кристаллографии (15th European Crystallographic Meeting, Dresden, Germany) 1994 г.

19-я Конференция Европейского физического общества (19th Condensed Matter Division Conference of the European Physical Society and Annual Condensed Matter and Materials Physics Division Conference of the Institute of Physics, CMD19CMMP, Brighton, England) 2002 г.

Международная конференция по квази-упругому рассеянию нейтронов (International Conference on Quasi-Elastic Neutron Scattering, QENS-2004, Arcachon, France) 2004 г.

Конференция по физике конденсированного состояния, сверхпроводимости и материаловедению (Conference on Physics of Condensed Matter, Superconductivity and Material Science) Москва, Россия, 2007 г.

Международный Уральский Семинар по Радиационной Физике Металлов и Сплавов (International Ural Seminar on Radiation Damage in Metals and Alloys) Кыштым - Снежинск, Россия: 2009, 2011, 2013, 2017 гг.

Сверхпроводимость: исследования методом рассеяния нейтронов (Superconductivity Explored by Neutron Scattering Experiments, SENSE-2010, Grenoble, France) 2010 г.

Международное совещание по неупругому рассеянию нейтронов «Спектрина» (International Workshop on Inelastic Neutron Scattering “Spectrina”) Гатчина - Санкт-Петербург, Россия: 2014, 2015 гг.

Международная конференция по спектроскопическим исследованиям в новых сверхпроводниках (International Conference on Spectroscopies in Novel Superconductors, SNS-2016, Stuttgart, Germany) 2016 г.

6-й Евро-Азиатский симпозиум «тенденции в магнетизме» (6th Euro-Asian Symposium “Trends in Magnetism”, EASTMAG-2016) Красноярск, Россия, 2016 г.

7-я Байкальская международная конференция «Магнитные Материалы. Новые технологии» (7th Baikal International Conference “Magnetic Materials. New Technologies”, VICMM-2016) Листвянка-Иркутск, Россия, 2016 г.

Структура диссертации: рукопись состоит из ВВЕДЕНИЯ, пяти ГЛАВ (Глава 1: Общие сведения о сверхпроводниках и методе рассеяния нейтронов; Глава 2: Кристаллическая структура и спектры решеточных возбуждений в однослойных и двухслойных купратах; Глава 3: Магнитная структура и магнитная динамика материнских фаз однослойных купратов с электронным типом проводимости Nd_2CuO_4 , Pr_2CuO_4 ; Глава 4: Магнитный резонанс в спектрах спиновых флуктуаций сверхпроводников на основе меди; Глава 5: Магнитный резонанс и магнитные флуктуации в сверхпроводниках на основе железа) и ЗАКЛЮЧЕНИЯ, с объемом основного текста 208 страниц, который также включает 82 рисунка (иллюстрации). За основным текстом следует список сокращений и условных обозначений, список основных публикаций автора по теме диссертации из 77 наименований [A1-A77] в хронологическом порядке, список использованной литературы из 482 наименований. Полный объем рукописи составляет 239 страниц.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** характеризуется современное состояние исследований, обосновывается актуальность темы диссертационной работы, формулируются ее цели и задачи, новизна и практическая значимость результатов, а также основные научные положения, выносимые на защиту, объясняется выбор образцов для исследований, оценивается степень достоверности полученных результатов, приводится список совещаний и конференций, где апробировались результаты работы.

В **Главе 1: Общие сведения о сверхпроводниках и методе рассеяния нейтронов** приводятся основные сведения о существующей модели описания сверхпроводников – теории Бардина-Купера-Шриффера (БКШ), вводится понятие о функции сверхпроводящей щели $\Delta(\mathbf{k})$ и о симметрии сверхпроводящего спаривания электронов, описываются некоторые классы сверхпроводящих соединений из числа тех, которые описываются и не описываются моделью БКШ. Далее приводятся сведения о физических свойствах сверхпроводников на основе меди и железа: их химические составы и кристаллические структуры, электронные фазовые диаграммы, электронные структуры, сверхпроводящие свойства, магнитная структура и динамика, некоторые другие физические свойства, рассматривается наиболее общий вид билинейных спин-спиновых взаимодействий и формулируется базисное описание спектров магнитных возбуждений в использованной модели подвижных зарядов. Наконец, описываются основополагающие принципы примененного метода рассеяния нейтронов и некоторые детали экспериментальных установок (трехосных спектрометров), особенности конкретных измерений. Также приводятся сведения об использованных образцах, их приготовлении и контроле качества.

В отличие от механизма спаривания, симметрия спаривания или симметрия импульсной зависимости функции щели поддается непосредственному измерению [3,24]. При этом важным обстоятельством является тот факт, что для новых сверхпроводников и на основе меди, и на основе железа измерения сдвига Найта в ядерном магнитном резонансе, ЯМР, (Knight shift in nuclear magnetic resonance, NMR) в экспериментах по ядерному магнитному резонансу свидетельствуют о синглетном ($S=0$) состоянии пар в обоих классах рассматриваемых сверхпроводников, а само образование пар подтверждается экспериментами по квантизации магнитного потока.

В электрон-фононном механизме электронного спаривания в теории БКШ решающим обстоятельством является тот факт, что фононные движения гораздо медленнее электронных. Иначе говоря, один быстрый электрон, притянув тяжелые ионы, освобождает место другому электрону, который взаимодействует уже с локально повышенной плотностью положительных зарядов. За счет такого «эффекта запаздывания» и достигается уменьшение кулоновской энергии отталкивания – электроны не встречаются в одной точке пространства, в которую попадают в разные моменты времени.

Для новых «необычных» сверхпроводников отличие от теории БКШ предполагается в определяющей роли магнитных взаимодействий, которые являются по происхождению «быстрыми» взаимодействиями *электрон-электронной* природы. Это значит, что «запаздывание» во временной зависимости спаривания больше не имеет места, а его роль для уменьшения кулоновского отталкивания переносится на пространственные корреляции электронных распределений, которые и обеспечивают требуемый характер импульсной зависимости спаривания в предлагаемых теориях сверхпроводимости на основе магнитных флуктуаций [9,25].

В купратных сверхпроводниках установлена d -волновая симметрия спаривания [3], которая связана с изменением знака функции щели при пересечении диагоналей зоны Бриллюэна в пределах *одного листа* поверхности Ферми, тогда как основная симметрия спаривания в сверхпроводниках на основе железа отвечает изменению знака щели на имеющих в наличии *разных участках* поверхности Ферми, причем на каждом из этих участков модуль функции щели существенно не зависит от волнового вектора – так называемая S^\pm -симметрия спаривания [7,25].

Для анализа связи магнитных возбуждений и сверхпроводимости в «необычных» сверхпроводниках ключевым явлением является магнитный (спиновый) резонанс, обнаруженный как в купратах, так и в ферро-пниктидах и халькогенидах. Его тесная связь со сверхпроводящим состоянием и симметрией спаривания является одним из веских аргументов в пользу новых, «чисто» электронных механизмов возникновения сверхпроводимости.

В связи с появлением масштабной и к настоящему времени нерешенной задачи о выявлении возможного механизма спаривания в высокотемпературных сверхпроводниках на основе меди и железа нами были выполнены работы по экспериментальному определению и анализу спектров элементарных возбуждений, фононной и магнитной природы, в нескольких семействах обоих классов соединений.

В Главе 2: Кристаллическая структура и спектры решеточных возбуждений в однослойных и двухслойных купратах представлены основные результаты работ, изложенные в 25 публикациях A1-A14, A16-A21, A23-A26, A41.

В частности, представлены эксперименты по определению параметров кристаллической структуры при высокотемпературных фазовых переходах из тетрагональной в ромбическую фазы в соединениях $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ методами порошковой нейтронографии [A1,A2], а также доменной структуры монокристаллов материнских фаз при понижении симметрии от тетрагональной до ромбической [A3]. Наличие упругих доменов является существенным фактором, ограничивающим возможность определения анизотропии плоскостного распределения спектральной интенсивности магнитных возбуждений. Создание необходимых для этого однодоменных образцов осуществлялось при переходе через температуру фазового превращения в условиях одноосного давления, Главы 4 и 5.

Отдельным направлением стало определение концентрации свободных носителей заряда при легировании различных семейств купратных сверхпроводников по исключительно структурным данным, в частности, о расщеплении ионных слоев Me-O (Me = Ba, Sr, La, Bi, Tl) [A17,A21,A24]. В предположении о существенно Кулоновском характере сил, действующих между заряженными слоями, нами были получены, например, прямые оценки концентрации носителей p в слоях CuO_2 в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ в зависимости от степени легирования x . Тот факт, что в наших оценках мы получили такую же форму кривой $p(x)$, как и в общепринятой в настоящее время зависимости [26], хотя и с переоценкой значений $p(x)$ примерно на 50%, на наш взгляд является подтверждением распространенной гипотезы о том, что при допировании происходит физический перенос заряда из одних слоев (резервуаров заряда) в слои CuO_2 , участвующие в проводимости.

Фононные спектры этих же двух основных семейств дырочно-допированных сверхпроводников изучались с целью поиска любых аномалий или каких либо особенностей, которые, также как и в обычных сверхпроводниках БКШ, могли бы свидетельствовать о существенной величине в них электрон-фононного взаимодействия [A5-A7,A9-A11,A13,A16,A19], в частности, смягчение ветви, связанной с вращением кислородных октаэдров при переходе в ромбическую фазу [A4]. Другое направление исследований связано с оценкой влияния электронов проводимости при введении Sr в La_2CuO_4 или изменения кислородной концентрации в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ [A6,A7,A11,A13].

Фононные спектры этих и других купратов занимают значительный энергетический интервал до ~ 80 мэВ, причем наиболее высокоэнергетические колебания связаны с деформацией связей Cu-O в плоскости. Из-за сложности кристаллических структур, содержащих 7 и более атомов в примитивной ячейке даже наиболее «простой» тетрагональной фазы R_2CuO_4 , идентификация фононных пиков далеко не всегда могла быть однозначной только из соображений симметрии. Поэтому на первом этапе строилась упрощенная модель динамики решетки, предсказания которой сравнивались с экспериментом, модель уточнялась, проводились измерения в других направлениях и зонах Бриллюэна и так далее до построения согласованной картины для всего спектра. Заметим, что при измерениях встретились определенные трудности из-за многодоменности использованных образцов – для некоторых направлений и ветвей спектра систематически возникали сдвоенные максимумы благодаря смешиванию ориентаций ромбических осей, которые иногда можно было идентифицировать при перегреве через точку структурного перехода [A11,A13]. Другим осложняющим обстоятельством явились эффекты ангармоничности колебаний кристаллических решеток и повышенный фон от многофононного рассеяния при высоких температурах.

Некоторые полученные данные для материнских фаз-изоляторов La_2CuO_4 и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ представлены на Рисунке 1. Для колебаний фононов принято использовать и частотную единицу – Герц, Гц (Hertz, Hz), которая связана с энергетическими единицами соотношением: $1 \text{ ТГц} = 10^{12} \text{ Гц} = 4.1357 \text{ мэВ}$.

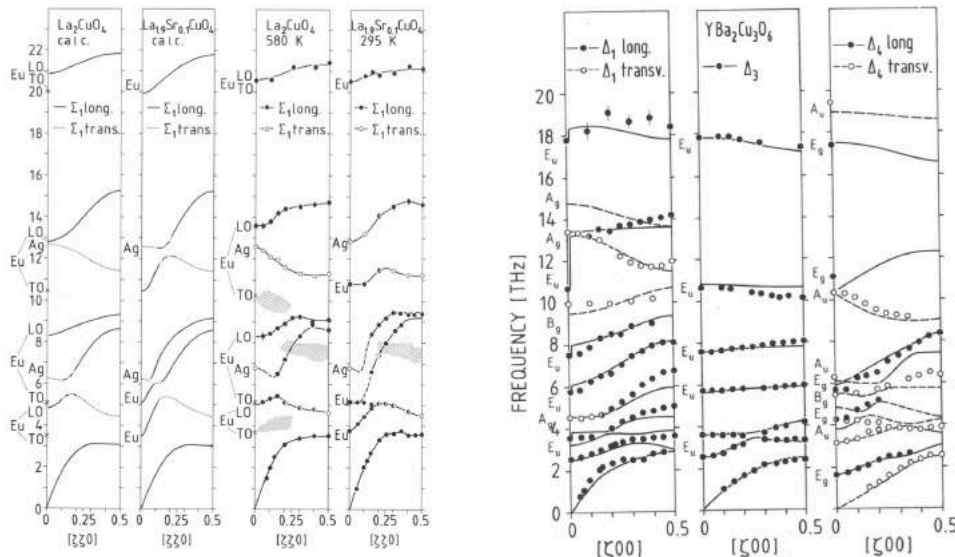


Рисунок 1. Отдельные кривые дисперсии фононов в La_2CuO_4 и $\text{La}_{1.9}\text{Sr}_{0.1}\text{CuO}_4$ (слева) и в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ (справа) в некоторых направлениях высокой симметрии кристаллических решеток. Точки – экспериментальные данные, линии – модельный расчет.

Основные черты измеренных спектров хорошо воспроизводятся в модели ионных связей. Добавление электронов проводимости в металлических фазах $\text{La}_{1.9}\text{Sr}_{0.1}\text{CuO}_4$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ в целом не оказывает существенного влияния на большинство измеренных кривых дисперсии фононов, а наблюдаемые изменения, в основном в области малых волновых векторов, можно объяснить в модели изотропной или анизотропной экранировки ионных движений при учете вклада подвижных зарядов, Рисунок 1.

Наиболее заметные изменения связаны с экранированием расщеплений Лиддейна-Закса-Теллера (R.N.Lyddane, R.G.Sachs, E.Teller, LST, 1941) полярных фононных мод в ионном кристалле, как это видно из Рисунка 2, причем основная перестройка приходится на отдельно взятые средне- и высокочастотные колебания.

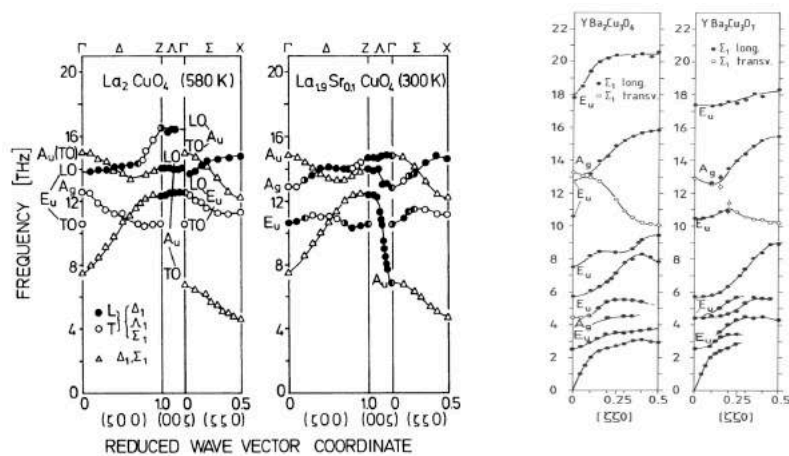


Рисунок 2. Отдельные кривые дисперсии фононов в La_2CuO_4 и $\text{La}_{1.9}\text{Sr}_{0.1}\text{CuO}_4$ (слева) и для одного из направлений высокой симметрии решетки в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ и (справа) для оценки эффекта от введения свободных зарядов. Линии соединяют экспериментальные точки, соответствующие одной и той же ветви спектра. Отмечены расщепления LST между частотами поперечных (TO) и продольных (LO) оптических колебаний в центре зоны Бриллюэна.

Особое внимание было нами обращено на поиск специфического эффекта, а именно аномалий Кона (W.Kohn, 1959), на кривых дисперсии в $\text{La}_{1.9}\text{Sr}_{0.1}\text{CuO}_4$ [A7,A9,A10]. Их обнаружение могло бы помочь оценить силу электрон-ионного взаимодействия и подтвердить данные о наличии и форме поверхности Ферми. В наших экспериментах мы не смогли установить несомненное присутствие таких аномалий.

Наиболее выраженные фоновые аномалии, связанные с электрон-фононным взаимодействием, были обнаружены для продольной ветви спектра, соответствующей изменению длины связи Cu-O в плоскости (bond-stretching vibrations) [A11,A13,A16]. Эта ветвь, которая обозначается как Δ_1 , модифицируется наиболее значительным образом при введении свободных зарядов в La_2CuO_4 , Рисунок 3. Именно для этой ветви, с наибольшим эффектом для фононов с волновым вектором $(0.5\ 0\ 0)$, влияние электрон-фононного взаимодействия оказалось самым значительным в расчетах [27].

С другой стороны, ее форма в $\text{La}_{1.9}\text{Sr}_{0.1}\text{CuO}_4$ практически не отличается от формы этой же ветви в несверхпроводящем La_2NiO_4 [A6,A7], а в YBCO возможное влияние электрон-фононного взаимодействия и ангармонизма колебаний кристаллической решетки представляется еще слабее, чем в LaSCO [A16]. При этом поиск возможной реакции фоновых частот на переход в сверхпроводящее состояние действительно выявил некоторый эффект для колебаний, поляризованных перпендикулярно плоскостям, однако его величина оказалась очень маленькой – порядка 1%, Рисунок 3, а наиболее ожидаемые эффекты для фононов, поляризованных в плоскости, оказались неизмеримыми в пределах экспериментальной погрешности [A16].

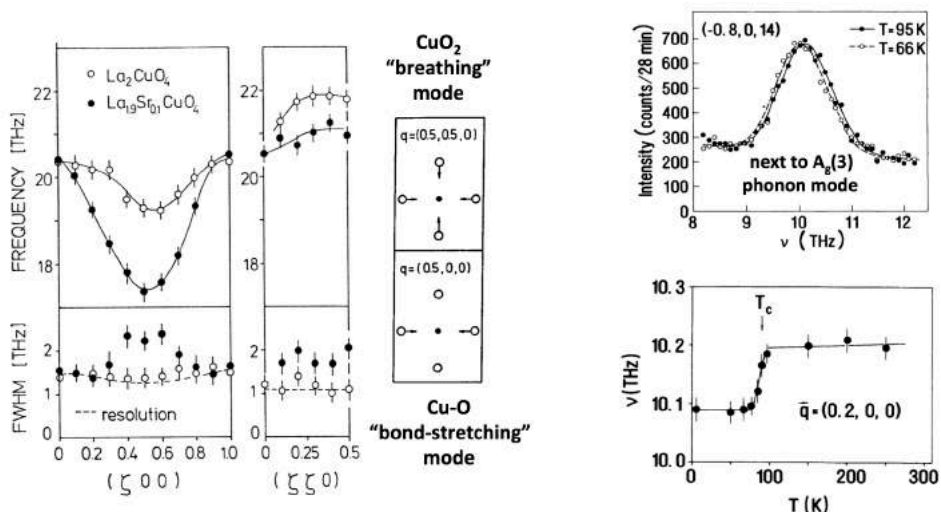


Рисунок 3. Высокочастотные кривые дисперсии фононов в La_2CuO_4 и $\text{La}_{1.9}\text{Sr}_{0.1}\text{CuO}_4$ с наиболее заметным эффектом от электрон-фононного взаимодействия (слева) и температурное изменение одного из оптических фононов в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ и (справа) при переходе в сверхпроводящее состояние. Линии соединяют экспериментальные точки.

Для сравнения эффектов электрон-фононного взаимодействия мы исследовали другой оксидный, немагнитный, сверхпроводник с октаэдрической кислородной координацией $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ (структура перовскита) со сравнительно высокой $T_c \sim 26\text{ K}$ [A18,A23,A26], но который по ряду признаков относится к сверхпроводникам типа БКШ

с электрон-фононным механизмом. В этом соединении были обнаружены хорошо выраженные аномалии высокочастотных колебаний с изменением длин связей Bi-O, причем самое сильное смягчение по отношению к несверхпроводящему аналогу с малым содержанием калия наблюдалось также, как и в случае La_2CuO_4 , для волнового вектора $(0.5 \ 0 \ 0)$. Однако как величина эффекта, так и его глобальное распространение на другие области обратного пространства, вместе с серьезными трудностями описания измеренных кривых дисперсии фононов в рамках аналогичной ионной модели динамики решетки, указывает на существенно более сильные эффекты электрон-фононного взаимодействия в случае $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ по сравнению с купратами.

По результатам этой серии работ можно сделать вывод, что несмотря на ряд обнаруженных изменений кривых дисперсии фононов и некоторых аномалий, связанных с введением электронов проводимости в материнские фазы $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, не имеется экспериментально обоснованных оснований считать, что определяющую роль в формировании сверхпроводимости играет спектр фононных возбуждений решетки, хотя полностью исключить их вклад и участие нельзя.

Определение полного спектра колебаний кристаллической решетки материнских фаз электронно-допированных сверхпроводников Nd_2CuO_4 и Pr_2CuO_4 [A8,A11,A12,A13,A14, A16,A25] было осложнено магнитным вкладом от рассеяния на уровнях кристаллического поля редкоземельных ионов. Тем не менее все 21 кривые дисперсии с направлениях высокой симметрии тетрагональных решеток были измерены для обоих соединений, Рисунок 4. Они оказались в высокой степени подобными, как это и ожидалось из-за близких кристаллических структур и ионных масс.

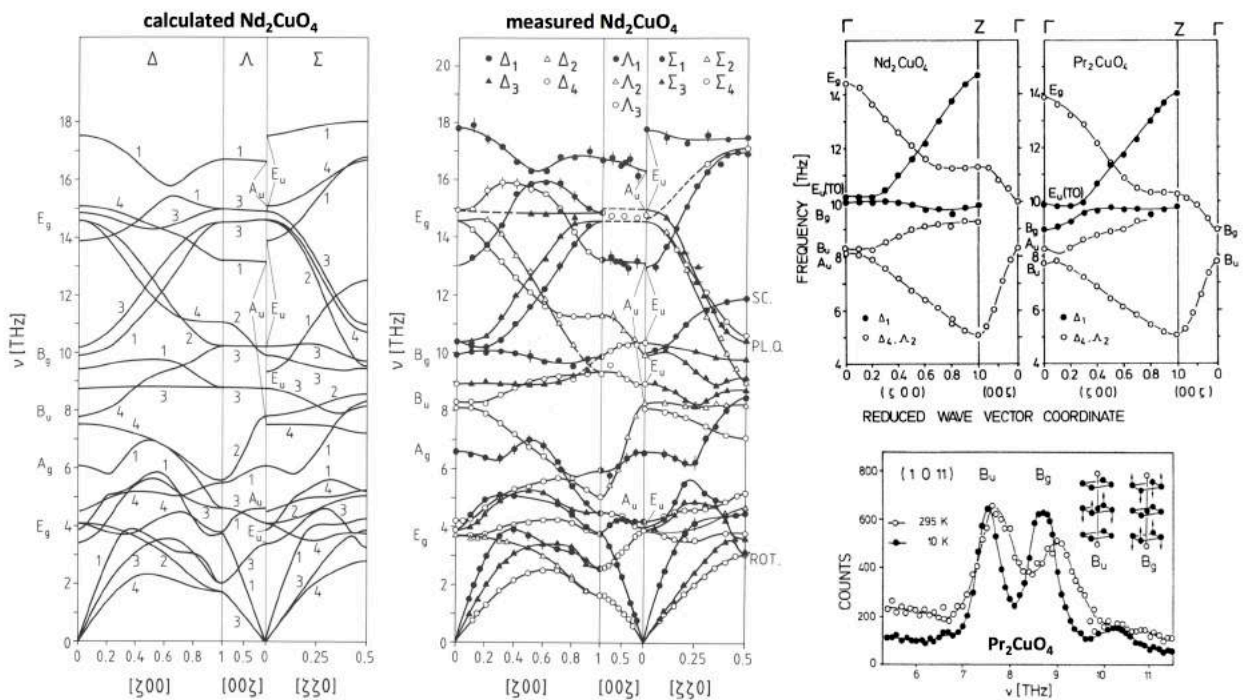


Рисунок 4. Все расчетные и измеренные кривые дисперсии фононов в Nd_2CuO_4 (слева) и сопоставление участков спектров Nd_2CuO_4 и Pr_2CuO_4 (справа) с наиболее заметной разницей. Внизу справа: аномальное температурное изменения интенсивности рассеяния для фононов симметрии B_u и B_g в Pr_2CuO_4 . Линии соединяют экспериментальные точки.

Измеренные спектры колебаний Nd_2CuO_4 и Pr_2CuO_4 , также, как и в случае La_2CuO_4 и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$, хорошо описываются комбинированной оболочечной моделью динамики решетки с ионными связями, причем описание здесь достигается даже с меньшим числом параметров, соответствующих только ближайшим связям металл-кислород и кислород-кислород плюс Cu–РЗМ. Кристаллические структуры Nd_2CuO_4 и Pr_2CuO_4 остаются тетрагональными во всем интервале температур, в отличие от La_2CuO_4 , однако аномальное поведение обнаружено для одной из ветвей спектра, помеченной символом ROT на Рисунке 4. Эта ветвь соответствует векторам смещений, характерным для согласованных вращательных движений (ротаций) кислородных квадратов вокруг ионов меди, которые аномально велики в этой кристаллической структуре, причем тенденция к неустойчивости увеличивается с уменьшением ионного радиуса РЗМ, в соответствии со структурными данными [A20]. Эта ветвь спектра колебаний отличается аномальным «падением» на границе зоны: согласно векторам поляризации фононов она начинается при ~ 9 THz в центре зоны ($q=0$) и уменьшается до < 3 THz на границе зоны, где она демонстрирует также аномальную температурную зависимость [A14].

Наибольшие отличия спектра Pr_2CuO_4 концентрируются вокруг фононных мод B_u и B_g (Рисунок 4), которые также имеют и аномальную температурную зависимость. Эти колебания соответствуют так называемому динамическому «короблению» плоскостей CuO_2 [A16,A25], которое, по-видимому, характерно только для Pr_2CuO_4 из-за особо короткой связи Pr–O [A25]. Результаты расчетов динамики решетки Pr_2CuO_4 были использованы для выделения парциального спектра колебаний только ионов меди, который хорошо согласуется [28] со спектром, который был определен нами экспериментально в работе [A41] за счет использования изотопного контраста или разной рассеивающей способности нейтронного излучения различными изотопами меди.

В результате проведенных работ были измерены фононные спектры группы новых сверхпроводящих соединений со сложными кристаллическими решетками: $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, Nd_2CuO_4 , Pr_2CuO_4 , $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$. Совокупность данных и сравнение с другими сверхпроводящими или аналогичными несверхпроводящими материалами указывают на то, что наблюдаемые эффекты не дают оснований для вывода об определяющей роли электрон-фононного механизма связи в формировании явления сверхпроводимости в соединениях на основе меди. Ценность проведенных работ заключается также в том, что был понят характер основных межатомных взаимодействий (преимущественно ионные связи с экранированием свободными электронами для легированных составов), а также появилось представление о том, что можно считать нормальным или аномальным поведением динамики кристаллической решетки этих сложных в структурном отношении материалов. В частности, была построена оболочечная модель «переносимого потенциала взаимодействий» (transferable interatomic potential model) [29], которая впоследствии успешно применялась для анализа фононных спектров не только купратов, но и многих сложных оксидов, включая манганиты, мульти-ферроики и другие.

В Главе 3: **Магнитная структура и магнитная динамика материнских фаз однослойных купратов с электронным типом проводимости Nd_2CuO_4 и Pr_2CuO_4** представлены основные результаты работ, изложенные в 18 публикациях A15, A22, A27-A37, A44, A48, A52, A54, A58.

Интенсивность неупругого магнитного рассеяния нейтронов определяется мнимой (диссипативной) частью магнитной восприимчивости $\chi''(\mathbf{Q}, \omega)$, зависящей от волнового вектора \mathbf{Q} и энергии $\hbar\omega$ магнитных возбуждений, которые контролируются в нейтрон-спектроскопическом эксперименте. Эту функцию часто называют спектральной плотностью магнитных возбуждений, различные интегралы от этой функции можно связать с некоторыми (макроскопическими) характеристиками, получаемыми другими экспериментальными методами.

Магнитные структуры купратных сверхпроводников характеризуются сильным обменным взаимодействием антиферромагнитного (AFM) типа между ионами меди в плоскостях CuO_2 , которые превышают 100 мэВ или 1000 К во всех исследованных нами соединениях [A31]. При этом другие типы взаимодействий оказываются сравнительно слабыми даже между относительно близко расположенными сдвоенными слоями в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. Взаимодействия между гораздо более удаленными слоями в однослойных купратах еще слабее. Тем не менее именно они, наряду с возможными анизотропными взаимодействиями, определяют наблюдаемый трехмерный магнитный порядок, т.е. согласованную ориентацию магнитных моментов (спинов) по отношению к кристаллической решетке не только внутри одного слоя, но и в соседних слоях CuO_2 .

Межплоскостной порядок спинов ионов меди может отличаться в разных структурах, например, хорошо известны два типа ориентаций моментов, характерных для магнитных структур La_2CuO_4 и La_2NiO_4 . В Nd_2CuO_4 и Pr_2CuO_4 реализуются обе эти структуры, причем если в Pr_2CuO_4 ниже $T_N = 247$ К до самых низких температур стабильна только структура типа La_2NiO_4 , то в Nd_2CuO_4 и имеют место два спин-реориентационных перехода, так что ниже $T_N = 243$ К реализуется также структура типа La_2NiO_4 , которая при $T_1 = 76$ К переходит в структуру типа La_2CuO_4 , которая в свою очередь возвращается опять в структуру типа La_2NiO_4 при $T_2 = 30$ К. В обоих случаях моменты меди направлены в плоскости, в направлении кратчайшей связи Cu-O, отличие состоит во взаимной ориентации спинов соседних слоев.

Флуктуации медных спинов вокруг температуры упорядочения [A29, A32], характерные для переходов второго рода, проявляются в Pr_2CuO_4 точно таким же образом, как и в La_2CuO_4 . В случае Nd_2CuO_4 имеет место более сложная картина с добавочным рассеянием двух типов, которое происходит из-за наличия магнитных моментов на ионах Nd: дополнительные статические флуктуации квази-двумерного типа, как и в медной подрешетке, наблюдаются на «магнитном стержне» ($0.5 \ 0.5 \ Q_L$), где энергия спиновых волн минимальна, а также «трехмерные» низкоэнергетические флуктуации, коррелированные вдоль тетрагональной оси решетки с периодом, соответствующим расстоянию между ближайшими слоями Nd.

Более сложное поведение AFM-упорядоченных фаз и его различие для Nd_2CuO_4 и

Pr_2CuO_4 может быть объяснено специфическими магнитными свойствами редкоземельных ионов Nd и Pr. Существенная разница между ними заключается в природе основного состояния трехвалентного иона в кристаллическом электрическом поле: Nd^{3+} имеет полуцелый общий момент $J=9/2$ (так называемый «Крамерсовский» ион, уровни которого будут по крайней мере двукратно вырожденными в нулевом магнитном поле), а Pr^{3+} имеет целый момент $J=4$, основное состояние которого в кристаллическом поле Pr_2CuO_4 является немагнитным синглетом (небольшой магнитный момент на ионе Pr может появиться из-за примеси высших мультиплетов). Уровни кристаллического поля в этих соединениях дают существенное рассеяние нейтронов при энергиях около 20 мэВ и выше [A28], что существенно затрудняет измерения магнитной динамики, связанной с упорядоченными моментами. С другой стороны, магнитные анизотропии и другие слабые взаимодействия проявляются при более низких энергиях, что позволяет их определение в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов. Этому же способствует то обстоятельство, что магнитные возбуждения оказываются плохо определены в области самых высоких энергий [A48], тогда как в информативной низкоэнергетической части спектра спиновые возбуждения как медной, так и редкоземельной подсистем определены достаточно хорошо.

При переходе в AFM-упорядоченную фазу ниже T_N магнитные моменты меди создают магнитное поле на ионах РЗМ, которое становится практически не зависящим от температуры при $T < \sim 100$ К, когда магнитные моменты меди достигают максимального насыщения $\mu_{\text{Cu}} \sim 0.4 \mu_B$. Это поле приводит к расщеплению нижнего Крамерсова дублета иона Nd^{3+} на ~ 0.3 мэВ или ~ 3 К, и, соответственно, появлению на нем магнитного момента, который выше этой температуры следует зависимости $\mu_{\text{Nd}} \sim 1/T$ из-за соответствующего изменения заселенности подуровней дублета. Величина момента насыщения $\mu_{\text{Nd}} \sim 1.3 \mu_B$ заметно выше, чем максимальный момент на ионах Pr^{3+} $\mu_{\text{Pr}} \sim 0.08 \mu_B$, который к тому же практически не зависит от температуры при $T < 100$ К. Эти моменты на ионах Nd коррелированы в плоскости также, как и моменты ионов меди, то есть соответствующая интенсивность рассеяния концентрируется на «магнитном стержне» $\mathbf{Q} = (0.5 \ 0.5 \ Q_L)$.

При понижении температуры ниже примерно 40 К взаимодействие между соседними плоскостями ионов Nd приводит к появлению корреляций перпендикулярно плоскостям и квази-двумерная компонента подавляется, что приводит к наблюдаемому уменьшению интенсивности флуктуаций на «магнитном стержне», что подтверждается также экспериментами по магнитному рассеянию рентгеновских лучей [30]. Иначе говоря, большая величина момента на ионе Nd и его более резкая температурная зависимость составляют существенное отличие от подобных магнитных свойств ионов Pr и определяют особенности магнитных структур и динамики этих соединений.

Упорядоченные моменты ионов Nd при низких температурах формируют совокупность из 8 специфических ветвей магнитного спектра [31,32] в области низких энергий, до 1 мэВ, которые были измерены нами в условиях предельно высокого энергетического разрешения для экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов

[A27,A30,A35,A44]. Из наших данных следует, что модели, учитывающие только взаимодействия Гейзенберговского типа не могут правильно описать магнитную динамику моментов РЗМ, поскольку они предсказывают 4-х кратное вырождение ветвей спектра вдоль одного из направлений в обратном пространстве, тогда как экспериментально наблюдаются шесть и более различных ветвей. Наши расчеты показывают, что снять вырождение поможет учет псевдо-дипольных взаимодействий между ионами неодима в соседних плоскостях.

Низкоэнергетическая динамика подрешетки спинов меди была изучена нами в широком интервале температур для обоих соединений [A15,A22,A33,A34,A36,A37]. Были обнаружены энергетические щели (анизотропия) для поляризации спиновых флуктуаций «вне плоскости» (out-of-plane) и «в плоскости» (in-plane), Рисунок 5, идентифицированных по импульсной зависимости интенсивности рассеяния нейтронов.

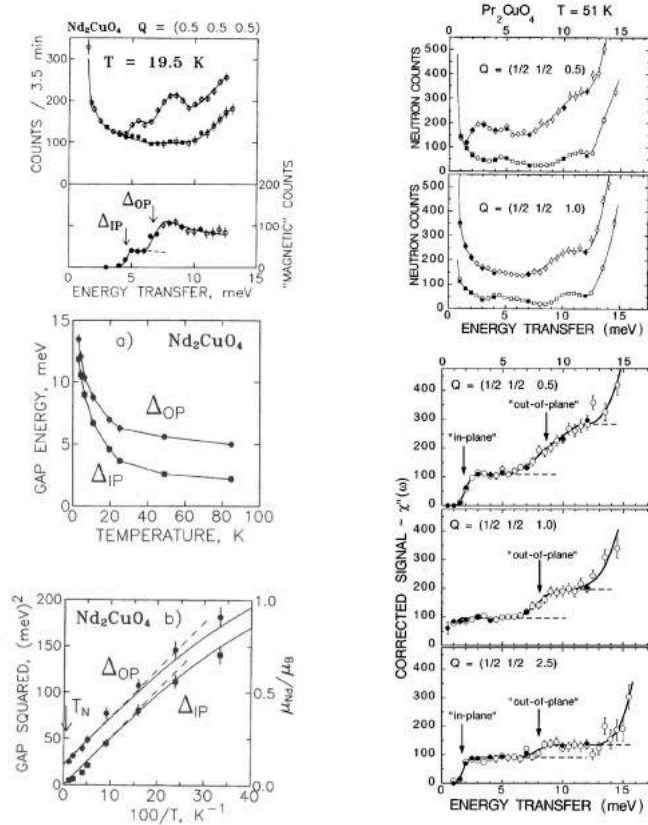


Рисунок 5. Интенсивность неупругого магнитного рассеяния на «магнитном стержне» $(\frac{1}{2} \frac{1}{2} L)$ в Nd_2CuO_4 (слева) и Pr_2CuO_4 (справа). Для Nd_2CuO_4 внизу показана измеренная температурная зависимость энергетических щелей с поляризацией флуктуаций магнитных моментов «в плоскости» (in-plane, IP) и «вне плоскости» (out-of-plane, OP). Эти же данные, представленные в виде зависимости квадратов щелей от обратной температуры $(1/T)$, позволяют наглядно представить пропорциональность магнитным моментам на ионах Nd.

Величины щелей оказались большими по величине и более значительно зависящими от температуры в Nd_2CuO_4 по сравнению с Pr_2CuO_4 . При этом температурная зависимость квадратов обеих щелей в Nd_2CuO_4 могла быть хорошо аппроксимирована $1/T$ -зависимостью магнитного момента ионов Nd, что позволят

сделать вывод о значительном эффективном магнитном поле, очевидно обменной природы, создаваемом наведенными моментами неодима на ионах меди.

В Pr_2CuO_4 была обнаружена дисперсия низкоэнергетической щели, соответствующей анизотропии «в плоскости», которая обязана своим проявлением незначительному вкладу магнитного момента на ионах Pr, и которая практически неизмерима в случае Nd_2CuO_4 . Более детальное изучение этой дисперсии и интенсивности рассеяния нейтронов с высоким экспериментальным разрешением позволило предложить согласующееся с нашими экспериментами описание динамики магнитных моментов меди на основе короткодействующего псевдо-дипольного взаимодействия [A34]. Теория позволяет описать наблюдаемые зависимости энергии «in-plane» щели Δ_{in} и интенсивности нейтронного рассеяния от волнового вектора вдоль «магнитного стержня» в Pr_2CuO_4 , а также наблюдаемые температурные зависимости энергетических щелей магнитного спектра обоих соединений.

В рамках модели псевдо-дипольных обменных сил находит свое объяснение наличие спин-реориентационных переходов в Nd_2CuO_4 за счет наличия двух сверх-обменных траекторий (super-exchange paths), проходящих через один и через два иона (магнитных момента) Nd, и дающих два вклада в магнитную энергию Q статической решетки, пропорциональные, соответственно, $1/T$ и $1/T^2$: $Q = Q_0 - Q_1/T + Q_2/T^2 = Q_0(1 - T_1/T)(1 - T_2/T)$ [A34]. Очевидно, что Q будет изменять знак при переходе через температуры T_1 и T_2 , что и наблюдается экспериментально в Nd_2CuO_4 при $T_1 = 76$ К и $T_2 = 30$ К. При этом параметры Q_1 и Q_2 малы в случае практически немагнитного иона Pr, так что спин-реориентационные переходы в Pr_2CuO_4 не реализуются.

На Рисунке 6 показана дисперсия двух низкоэнергетических ветвей спектра магнитных флуктуаций – оптической и акустической, возникающих в теории и определенных экспериментально. Важным для оценки качества теоретического описания является тот факт, что интенсивность рассеяния нейтронов уверенно воспроизводится в пределах экспериментальной погрешности, включая зануление магнитного спектрального веса акустической ветви для волнового вектора в плоскости $\mathbf{Q} = (0.5 \ 0.5 \ 0)$ или $Q_L = q_c = 0$.

Существенным достижением предложенного подхода стало объяснение зависимости упругого (Брэгговского) рассеяния нейтронов от магнитного поля H , в частности, переход от классической экспоненты $\beta=0.5$ в теории среднего поля к квантовой $\beta=0.25$ при приближении к критическому полю H_c : $I \sim (H_c - H)^{2\beta}$ [69], которое определяет переход в фазу с «перекинутыми» спинами (spin-flop transition) [A33,A34,A37]. Температурная зависимость щели хорошо согласуется с поведением критического магнитного поля [A36], что подтверждает найденное соответствие между величиной щели и критическим полем: $\Delta_{in} = g\mu_B H_c$ ($g = 2$ для свободных электронов).

Подобная связь энергии магнонов и магнитного поля предполагает наличие квантовой критической точки (quantum critical point, QCP), то есть фазового перехода при нулевой температуре за счет изменения внешнего магнитного поля. Этот переход был нами экспериментально обнаружен при $H_c = 3.1$ Т [A52], также, как и квантовые

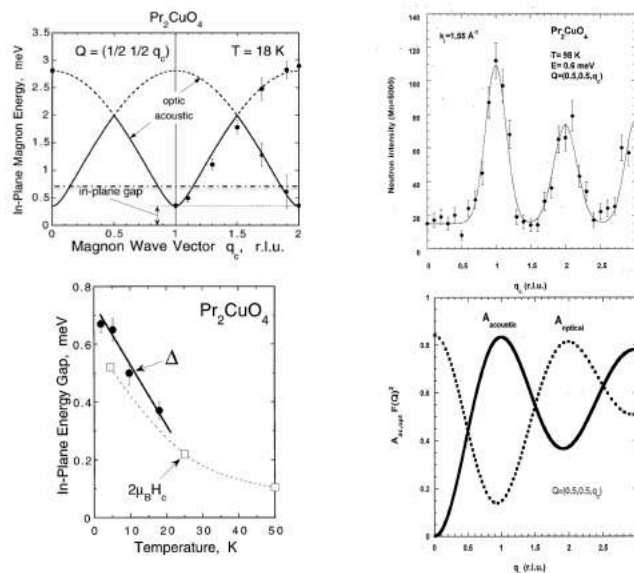


Рисунок 6. Слева: кривые дисперсии «акустических» и «оптических» магнонов в низкоэнергетической области спектра Pr_2CuO_4 и температурная зависимость энергетической щели флуктуаций «в плоскости» в сравнении с энергией спина $\frac{1}{2}$ в критическом магнитном поле. Справа: экспериментальная (вверху) и рассчитанная по нашей модели (внизу) зависимость магнитной интенсивности вдоль магнитного стержня на уровне энергии, соответствующей горизонтальной линии, пересекающей кривые дисперсии (слева вверху).

критические флуктуации одной из двух компонент параметра магнитного порядка, соответствующие изменению характера магнитной структуры с трехмерного при $H < H_c$ на двумерный при $H > H_c$. По результатам измерений низкоэнергетической магнитной динамики и критических флуктуаций в Pr_2CuO_4 при изменении магнитного поля в области квантовой критической точки было, в частности, установлено, что критический индекс, описывающий поведение корреляционной длины в направлении, перпендикулярном плоскости, вблизи QCP, составляет $\nu = 1.0 \pm 0.3$, что также, как и индекс $\beta = 0.22 \pm 0.05$ для интенсивности рассеяния, демонстрирует отличие от «классического набора» $\nu = 0.5$, $\beta = 0.5$ и подтверждает квантовый характер фазового перехода [A54]. Исследование температурной зависимости критического рассеяния [A58] выявило дополнительный энергетический масштаб ~ 4.5 K или 0.4 мэВ, который, предположительно, может быть связан с некоей медленно релаксирующей модой и воспроизводить поведение типа «центральный пик» при приближении к переходу, известное для структурных фазовых переходов [33].

В результате проведенных исследований были установлены основные закономерности формирования магнитных структур и спектров магнитных возбуждений материнских фаз купратных сверхпроводников с электронным типом проводимости Nd_2CuO_4 и Pr_2CuO_4 . Показано, что наличие фазовых переходов в Nd_2CuO_4 и различие спектров низкоэнергетических магнитных возбуждений в этих двух соединениях определяется особенностями магнитного поведения ионов РЗМ. Предложено описание магнитной динамики этого класса соединений на основе модели, учитывающей обменные взаимодействия псевдо-дипольного типа.

В Главе 4: **Магнитный резонанс в спектрах спиновых флуктуаций сверхпроводников на основе меди** представлены основные результаты работ, изложенные в 24 публикациях A38-A40, A42, A43, A45-A47, A49-A51, A53, A55-A57, A59-A67.

Обнаружение в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов так называемого «спинового резонанса» [2] или резонансного возбуждения магнитной природы в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, которого не было зарегистрировано ранее в обычных сверхпроводниках, рассматривается как одно из существенных доказательств d -волновой симметрии сверхпроводящего спаривания в купратах. Резонансное возбуждение имеет однозначную привязку к двумерному вектору антиферромагнитного упорядочения $\underline{Q}_{AF} = (0.5, 0.5)$ материнских непроводящих фаз, в оптимально-допированном сверхпроводнике оно сингулярно локализовано с точностью до экспериментального разрешения на одном волновом векторе и при одной энергии. Тот факт, что резонанс появляется сразу ниже температуры сверхпроводящего перехода T_c [34,35], сделало его наиболее вероятным кандидатом на роль возбуждения магнитной природы, приводящего к спариванию [8,9]. При допировании ниже оптимального, в псевдо-щелевой фазе, магнитный сигнал дополняется еще одной компонентой нерезонансного типа, которая существует также и выше T_c [A40, A61], причем при переходе в сверхпроводящее состояние часть магнитной интенсивности ниже энергии так называемой спиновой щели (spin gap) Δ_{sg} переносится в состояния выше щели, в частности, в резонанс [34,35]. Следует учитывать, что спиновая щель отличается от сверхпроводящей щели Δ_{sc} в зарядовом секторе, оставаясь меньше нее: $\Delta_{sg} < \Delta_{sc}$.

Исследование зависимости магнитной спектральной интенсивности от концентрации и типа примесей в медной подрешетке оптимально допированного $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [A38, A42, A46, A50, A65] указывает на высокую чувствительность спектров к малым ($\sim 1\%$) концентрациям, подобно тому, как на такие примеси реагирует и температура сверхпроводящего перехода. Действительно, в случае магнитной примеси Ni^{2+} , со спином $s = 1$, T_c уменьшается за счет вносимого беспорядка со скоростью около 4 градусов на 1% Ni, а в случае немагнитной примеси Zn^{2+} ($s=0$), которая нарушает обменные связи между ионами меди в узлах кристаллической решетки, скорость уменьшения T_c возрастает втрое, до 12 градусов на 1% Zn. Воздействие немагнитных примесей в нормальных сверхпроводниках значительно слабее.

В целом поведение магнитных возбуждений примесных составов может быть интерпретировано в рамках представлений о том, что на сравнительно большом расстоянии вокруг немагнитного иона Zn создается несверхпроводящая зона и плотность сверхпроводящего конденсата уменьшается, а пространственная зона модифицированного магнитного спектра, не связанного со сверхпроводимостью, увеличивается [37,38]. Влияние же магнитной примеси в существенной мере сводится к эффектам «обычного» беспорядка [36].

В течение длительного времени магнитный резонанс оставался свойством, присущим только системе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, что порождало сомнения в его универсальности

для высокотемпературных сверхпроводников, особенно с учетом того, что четкого резонансного усиления спектрального веса в однослойном $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ обнаружено не было [A51]. Нами были проведены пионерские исследования другого двухслойного сверхпроводника с другой кристаллической структурой $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$, в котором резонанс был также зарегистрирован [A39,A42], Рисунок 7. Впоследствии резонанс был обнаружен и в однослойных соединениях $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+d}$ ($T_c = 90\text{K}$) [39] и $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+d}$ ($T_c = 96\text{K}$) [40] с высокими температурами сверхпроводящего перехода, существенно превышающими $T_c \sim 40\text{K}$ в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Вопрос же о «нерезонансном» виде спектра магнитных возбуждений LaSCO увязывался с соотношением энергий резонанса и спиновой щели [41].

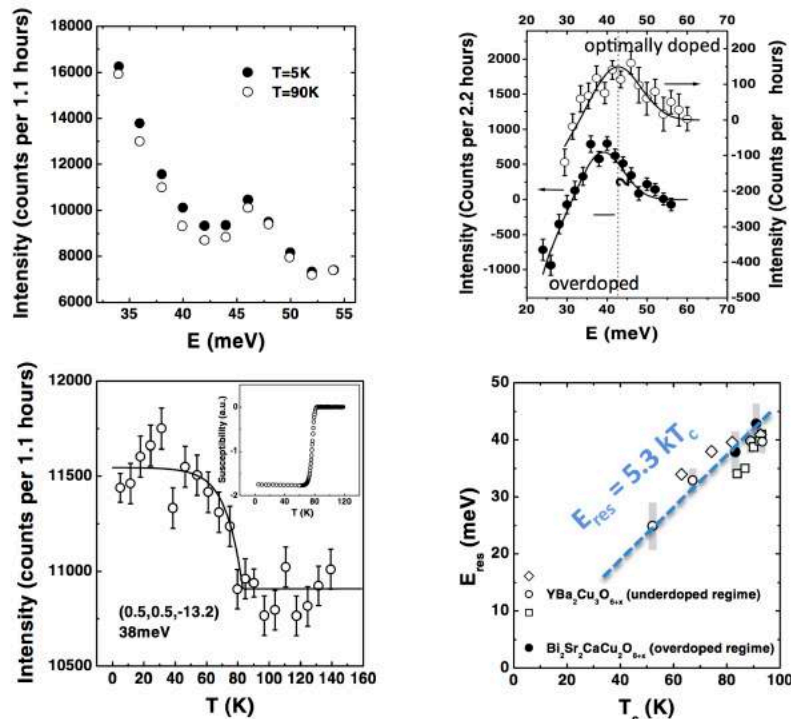


Рисунок 7. Вверху: пример слабой магнитной интенсивности по отношению к экспериментальному фону (в основном представляющим нейтронное рассеяние на фононах и от держателя образца), слева, и выделенная магнитная часть в области резонанса в оптимально-допированном и передопированном составах сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$ (Bi-2212), справа. Внизу: температурное изменение резонансной интенсивности с ее подавлением выше T_c в образце передопированного состава; справа – сравнение данных на образцах систем Y-123 и Bi-2212, показывающее примерную линейную пропорциональность энергии резонанса E_{res} и температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c .

Следующим этапом стало определение энергии резонанса в зависимости от степени легирования или концентрации носителей заряда. Это трудно было сделать в системе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, в которой практически невозможно достичь передопированного режима, т.к. оптимально-допированные составы соответствуют $x \sim 0.95$, а больше, чем $x=1$, получить не удастся из-за кристалло-химических ограничений. В то же время в системе $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$, передопированные составы получают при повышенной концентрации кислорода $d > 0$ сравнительно легко. В наших экспериментах было

установлено [A49], что при понижении T_c в области передопированных составов энергия резонанса E_r также понижается, при этом примерно соблюдается линейное соотношение $E_r = 5.3k_B T_c$ в широкой области легирования от недо- до передопированных составов, Рисунок 7. Позднее эта зависимость была подтверждена нами [A53,A57] для YBCO, легированного кальцием $Y_{1-y}Ca_yBa_2Cu_3O_{6+x}$, в котором также можно достичь передопированного состояния по мере изменения состава y .

Этот результат чрезвычайно важен для отбора теоретических моделей, предлагающихся для описания подобного резонансного возбуждения [A47]. Действительно, ряд теорий предполагает возникновение резонанса как экситонного связанного состояния, смещенного за счет электрон-электронных магнитных взаимодействий под электронно-дырочный континуум возбуждений, ограниченный снизу удвоенной сверхпроводящей (зарядовой) щелью [42,43,44,4]. Энергия такого резонанса должна следовать изменению сверхпроводящей щели, то есть T_c . С другой стороны, популярная в свое время теория [45] вводила резонансное рассеяние электронов из Куперовских пар в другое триплетное состояние пар с двойным зарядом, названное π -состоянием, с такой же d -волновой симметрией и «нужным» волновым вектором $(0.5 \ 0.5)$ или (π, π) , представляющим движение центра масс пары в π -состоянии. В этой теории энергия резонанса должна была бы расти с концентрацией носителей заряда. Наши эксперименты, особенно на передопированных составах, где представление о квази-частицах электронного и дырочного типа наиболее обоснованы, однозначно свидетельствуют в пользу первого, электронно-дырочного подхода с электрон-электронными взаимодействиями, создающими возбуждение в спиновом секторе с нулевым зарядом (чисто магнитное возбуждение). Этот подход, связанный с вычислением магнитной восприимчивости металлического состояния на основе известной функции Линдхарда (J.Lindhard, 1954), суммирующей вклады виртуальных электронных переходов между занятыми и заполненными состояниями, будет широко использован в наших работах для описания зависимости резонансной интенсивности от волнового вектора в плоскости.

Детальные исследования продемонстрировали сложный характер импульсной зависимости резонансной интенсивности [A43,A45] в недо-допированных составах, соответствующих псевдо-щелевому режиму. На Рисунке 8 показаны распределения спектрального веса магнитных возбуждений в $YBa_2Cu_3O_{6.85}$ [A45]. Выше температуры сверхпроводящего перехода интенсивность магнитного рассеяния нейтронов концентрируется на антиферромагнитном векторе $\mathbf{Q}_{AF} = (0.5 \ 0.5)$, а ниже T_c происходит расщепление низкоэнергетической части сигнала на несоразмерных позициях по обе стороны от \mathbf{Q}_{AF} , которые сближаются при приближении к собственно резонансной энергии. При более низких энергиях в сверхпроводящем состоянии интервал возможных измерений ограничивается открывающейся спиновой щелью.

Подобный вид спектра практически исключает сценарии, основанные на представлении о «страйпах» (stripes) или неоднородностях распределения зарядов и спинов одномерного характера, поскольку страйпы должны были бы давать 4 магнетонные

ветви, попарно выходящие из двух несоизмерных позиций [46]. Кроме того, наблюдаемый переход из несоизмерного низкоэнергетического спектра («X-shape») в соизмерный выше T_c («Y-shape») не имеет места в подходах на основе страйпов.

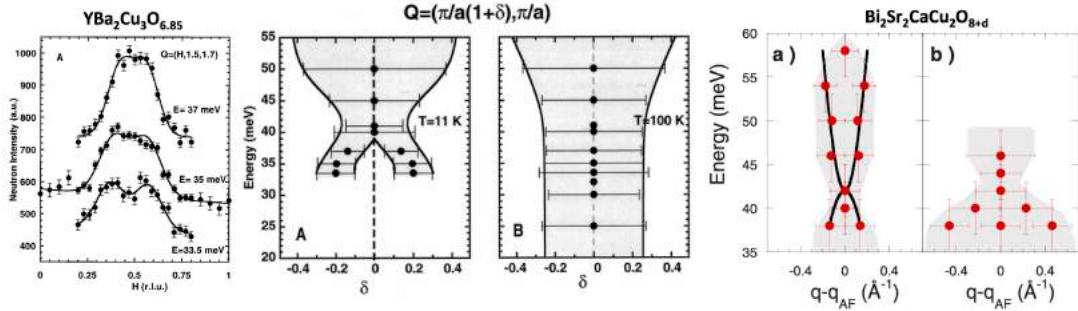


Рисунок 8. Слева: расщепление резонансной интенсивности на две составляющие по переданному импульсу в плоскости в недо-допированном составе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.85}$. Панели А и В: соответственно, распределение полученных данных по импульсу и энергии ниже и выше T_c . (изменение характерной формы типа «X» на «Y»). Справа: аналогичные экспериментальные данные для оптимально-допированного Bi-2212.

При энергиях выше резонансной также наблюдается конечная интенсивность рассеяния, ширина распределения которого увеличивается с энергией. Эта компонента спектрального веса практически не изменяется при сверхпроводящем переходе. Характерная форма спектрального распределения по энергии и импульсу, или дисперсия, в сверхпроводящем состоянии с сужением на некоторой энергии получила название формы типа «песочных часов» (hour-glass dispersion). Она также была обнаружена в наших экспериментах в оптимально-допированном Bi-2212 [A62]. Оказалось, что такая форма спектра наблюдается практически во всех исследованных сверхпроводниках [41,47], включая LaSCO и даже некоторые несверхпроводящие соединения, причем спектры хорошо налагаются друг на друга будучи нормированы на основное обменное AFM взаимодействие медных спинов в плоскости.

До сих пор мы фокусировались на так называемом «акустическом» резонансе или резонансе в акустическом канале рассеяния. Дело в том, что из-за наличия сдвоенных слоев в структуре YBCO появляется специфическая зависимость структурных факторов для рассеяния волнового излучения, в том числе нейтронного. Амплитуды рассеянных волн от двух слоев будут складываться или вычитаться, образуя нечетные (odd) или четные (even) состояния рассеянных волн, интенсивность которых будет модулирована факторами, зависящими от относительного расстояния $z = d/c = 0.28$ между слоями (например, для соединения $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ параметр решетки $c = 11.83 \text{ \AA}$, и «толщина» сдвоенного слоя $d = 3.31 \text{ \AA}$):

$$\chi^{magn}(Q, \omega) = \sin^2(\pi z L) \cdot \chi_{odd}^{magn}(Q, \omega) + \cos^2(\pi z L) \cdot \chi_{even}^{magn}(Q, \omega)$$

где L - компонента волнового вектора $\mathbf{Q} = (0.5 \ 0.5 \ L)$ обратной решетки в направлении, перпендикулярном базисной плоскости. Соответственно, весь спектр магнитных флуктуаций разбивается на две компоненты, спектральная наблюдаемость которых определяется этими множителями, называемыми форм-факторами сдвоенного слоя.

Эти форм-факторы играют существенное значение при выборе оптимальных областей обратного пространства при определении спектров магнитных возбуждений соединения $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. Одну из двух спектральных компонент можно видеть в нечетном или «акустическом» канале, когда ее интенсивность максимальна, а «оптическая» компонента подавлена, то есть около $L = (n+1/2)/z = (n+1/2) \cdot 3.57$ ($L=1.78, 5.36, \dots$). В то же время для наблюдения четной или «оптической» компоненты спектра следует выбирать $L = n/z = n \cdot 3.57$ ($L=0, 3.57, 7.14, \dots$). При промежуточных L обе компоненты видны одновременно в соответствии с приведенными форм-факторами.

Оказалось, что возбуждение резонансного типа имеет место также и в оптическом канале в обеих исследованных системах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ [A53,A56,A57], в том числе передопированных за счет частичного замещения Y на Ca, и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$ [A59]. «Оптический» резонанс обладает основными характеристиками «акустического» - локализация по энергии и импульсу, появление в сверхпроводящем состоянии сразу ниже T_c , однако он расположен при более высоких энергиях и обладает меньшей интенсивностью, чем «акустический». На Рисунке 9 показаны энергетические и импульсные зависимости оптического и акустического резонансов в соединении $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.85}$.

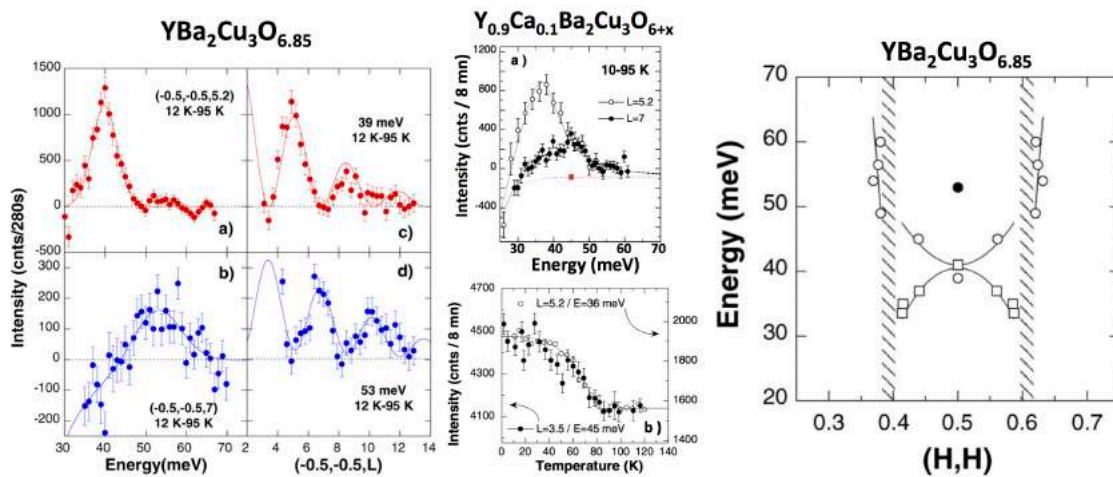


Рисунок 9. Слева: акустический и оптический резонансы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.85}$ и их импульсные зависимости, осциллирующие «противофазно» в соответствии с их форм-факторами. В центре: одновременное подавление резонансной интенсивности обоих резонансов в передопированном составе $\text{Y}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Справа: дисперсия резонансной интенсивности акустического резонанса. Положение оптического резонанса отмечено темной точкой; детальное определение его дисперсии не проводилось из-за его слабой интенсивности. Вертикальные заштрихованные области – «молчащие зоны» (silent bands) с подавленным магнитным спектральным весом.

При переходе в область передопированных составов энергии оптического и акустического резонанса сближаются, как показано на этом же Рисунке 9 для соединения $\text{Y}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, а интенсивность оптического возрастает по мере увеличения концентрации свободных зарядов. Разность энергий обоих резонансов определяется энергией взаимодействия слоев. В области недо-допированных составов она составляет 7-8 мэВ, что близко к энергии взаимодействия ~ 10 мэВ, определенной для AFM-упорядоченной непроводящей фазы [34].

Оптический резонанс на следует смешивать с другой, сравнительно слабой спектральной интенсивностью в высокоэнергетической, выше энергии резонанса, области акустического спектра. В этой области наблюдается расщепление акустического магнитного сигнала на два составляющие по волновому вектору, поведение, которое можно, как и для низкоэнергетической части, представить в виде дисперсионной ветви, уходящей теперь вверх от резонанса, Рисунок 9. Необычным является тот факт, что при определенном волновом векторе в направлении $[110]$ интенсивность рассеяния заметно уменьшается, что было интерпретировано, как появление «молчащих зон» (silent bands) [A56].

Для описания наблюдаемых спектров мы использовали модель, упомянутую выше, основывающуюся на представлении о резонансе, как связанном состоянии, возникающем в сверхпроводнике при энергиях ниже удвоенной энергии щели за счет электрон-электронного магнитного взаимодействия, или так называемый триплетный электронно-дырочный экситон или коллективная “ $S=1$ ”-мода [4]. В этой модели хорошо воспроизводилась дисперсия и затухание интенсивности ниспадающей ветви акустического спектра [44], в частности, за счет изменения верхней границы электронно-дырочного континуума в зависимости от волнового вектора. Это изменение в свою очередь определяется поведением сверхпроводящей щели, имеющей d -волновую симметрию в плоскости и соответственно, принимающей нулевые значения на диагоналях (нодальных направлениях) квадратной решетки в плоскости CuO_2 .

Этот же подход, примененный к нашим спектрам, позволяет описать целый ряд наблюдаемых эффектов при учете реальной поверхности Ферми в нормальном состоянии и d -волновой симметрии сверхпроводящей щели в сверхпроводящем состоянии [A61]. На Рисунке 10 показаны основные результаты для направления $[q \ q \ 0]$: граница континуума спускается до нуля энергии в этом нодальном направлении при некотором волновом векторе \mathbf{q}_n , связанном с размерами поверхности Ферми в этом направлении. Этот вектор, а именно $\mathbf{q}_n = \mathbf{q}_{AF} \pm (\delta, \delta)$, определяет обнаруженные «молчащие зоны» вокруг \mathbf{q}_{AF} . Наши данные все лежат ниже границы континуума, которая на векторе составляет примерно $0.9(2\Delta_{sc})$, причем наиболее низкая интенсивность соответствует точкам, близким к границе континуума, что соответствует предсказаниям теории.

Дополнительным подтверждением рассматриваемого общего подхода является сопоставление энергий и интенсивностей двух резонансов – акустического и оптического, возможность, открывающаяся именно из-за присутствия двух резонансов в двухслойных сверхпроводниках. Согласно [43] для двух резонансов в энергиями E_{ac} , E_{opt} и спектральными интегральными интенсивностями W_{ac} , W_{opt} должно выполняться соотношение: $W \sim (\omega_c - E)/\omega_c$, где ω_c – нижний край электронно-дырочного континуума. Это соотношение достаточно хорошо соблюдается по результатам наших экспериментов [A57] с образцами $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.60}$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.85}$, $\text{Y}_{0.9}\text{Ca}_{0.1}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, $\text{Y}_{0.85}\text{Ca}_{0.15}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, перекрывающими значительный интервал концентрации зарядов в плоскости.

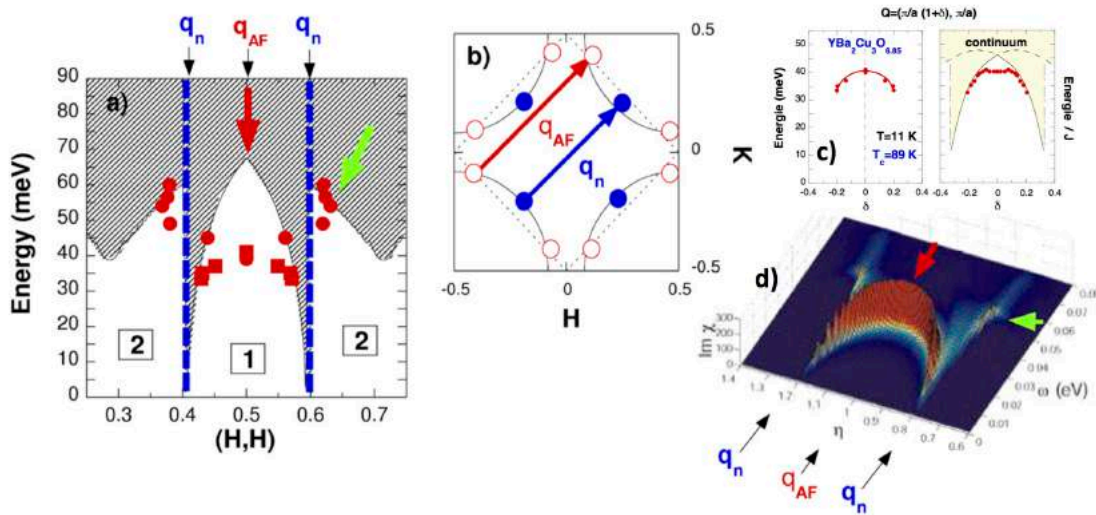


Рисунок 10. Слева: а) экспериментальная дисперсия акустического резонанса в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.85}$ вместе с электронно-дырочным континуумом в направлении $[110]$ (заштрихованная область); б) схематическое изображение поверхности Ферми и векторы виртуальных переходов для разрыва пар в сверхпроводящем состоянии – щель зануляется на «синем» векторе, длина которого задает положение «молчащих зон». Справа сверху: в) расчет дисперсии резонансной интенсивности нисходящей ветви по [44], внизу д) трехмерное представление расчетной интенсивности в модели свободных зарядов (itinerant electron model), включая область за «молчащими зонами».

Наблюдаемая нами линейная зависимость для многих образцов практически сводит на нет ценность целой серии теоретических рассмотрений, в которых резонанс происходит из уже существовавших выше сверхпроводящего перехода магнитных возбуждений, которые приобретают резонансный характер и усиливаются из-за отсутствия каналов распада ниже сверхпроводящей щели [A57].

Из отношения интенсивностей оптического и акустического резонансов $R = W_{ac}/W_{opt}$ можно также определить энергию нижнего края континуума: $\omega_c = (RE_{opt} - E_{ac})/(R - 1)$ и сопоставить совокупность данных, полученных методом неупругого рассеяния нейтронов [A57, A59] на двухслойных сверхпроводниках в системах $(\text{YCa})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$ вместе с данными по определению амплитуды сверхпроводящей щели в экспериментах по электронной фото-эмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES), электронной Рамановской спектроскопии (ERS) и туннельной спектроскопии сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (SIS). Обращает на себя внимание резкое уменьшение сверхпроводящей щели в области передопированных составов, так что при некоторой концентрации все энергетические масштабы (E_{ac} , E_{opt} , ω_c , $2\Delta_{sc}$) сливаются в один. Наиболее резко это происходит в семействе Y-123 при концентрации носителей в плоскости $p = 0.19$, что немного превышает оптимальную концентрацию $p = 0.16$. При этой концентрации, предположительно [48], находится квантовая критическая точка при $T=0$, которая разделяет два режима – псевдо-щелевой и нормального металла.

В рамках изложенной модели, однако, не находит места ветвь с восходящей дисперсией в акустическом канале, видимая на Рисунке 9 между резонансом (перетяжка X-формы) и «молчащими зонами». Ее происхождение, по видимому, можно привязать к

динамике локализованных моментов [49], которые остаются на ионах меди в магнитно-неупорядоченных сверхпроводящих фазах.

В дальнейшем наши усилия были сконцентрированы на получении детальной информации об анизотропии спектральных распределений магнитных флуктуаций в системе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ в зависимости от степени легирования в области недолепированных составов, в том числе в псевдо-щелевом режиме [A55, A60, A63, A64, A66, A67]. Для этого были приготовлены образцы с различными составами $x = 0.30-0.85$ по специальной методике, позволяющей получать однодоменные монокристаллы ромбической структуры за счет охлаждения под одноосным механическим давлением. Эта процедура, совмещенная с отжигом в контролируемой атмосфере, позволяет получать высококачественные монокристаллы сравнительно небольшого объема в несколько кубических миллиметров. Для получения большего объема для нейтронных экспериментов от 80 до 250 таких кристалликов ориентировались индивидуально на рентгеновском Лауэ-дифрактометре и собирались в общий компактный образец, смонтированный на пластинках алюминия или монокристаллического кремния (в последнем случае обеспечивались более благоприятные фоновые условия измерений). На Рисунке 11 показаны некоторые из полученных практически однодоменных образцов.

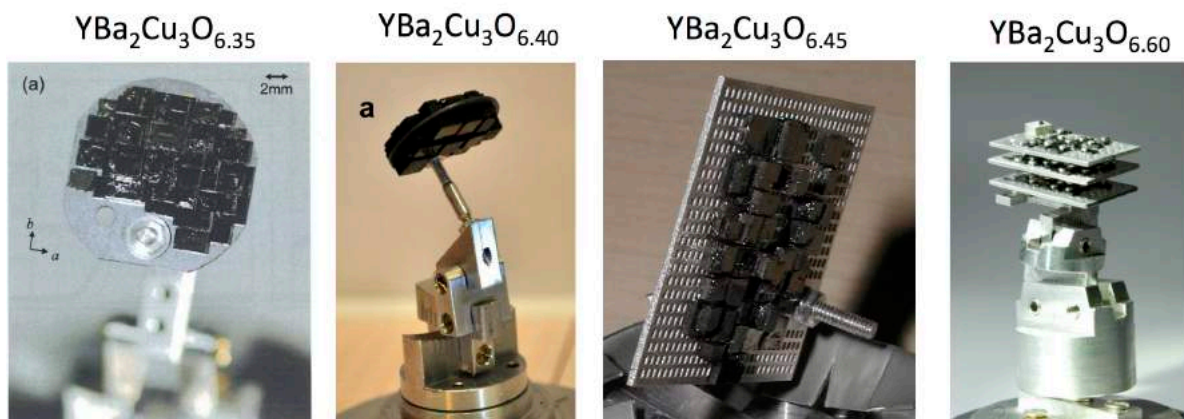


Рисунок 11. Фотографии части собранных однодоменных образцов в системе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$.

Подобные образцы позволяют получать дифференцированную информацию о спектрах в неэквивалентных направлениях ромбической кристаллической решетки, что невозможно сделать на обычных образцах со смешанной доменной ориентацией. С их помощью, в первую очередь было установлено, что предположенный ранее одномерный характер спектра в области энергий ниже резонанса [50] в сверхпроводящем состоянии не имеет места, а распределение является двумерным, круговым, вокруг двумерного анти-ферромагнитного вектора $\mathbf{Q}_{AF} = (0.5 \ 0.5)$, хотя в действительности имеется существенная анизотропия распределения спектральной интенсивности по амплитуде и ширине.

На Рисунке 12 показано измеренное распределение интенсивности рассеяния нейтронов для состава $x = 0.85$ ($T_c = 89$ К) вместе с характерным уширением спектра в зависимости от энергии в области под резонансной энергией $E=41$ мэВ.

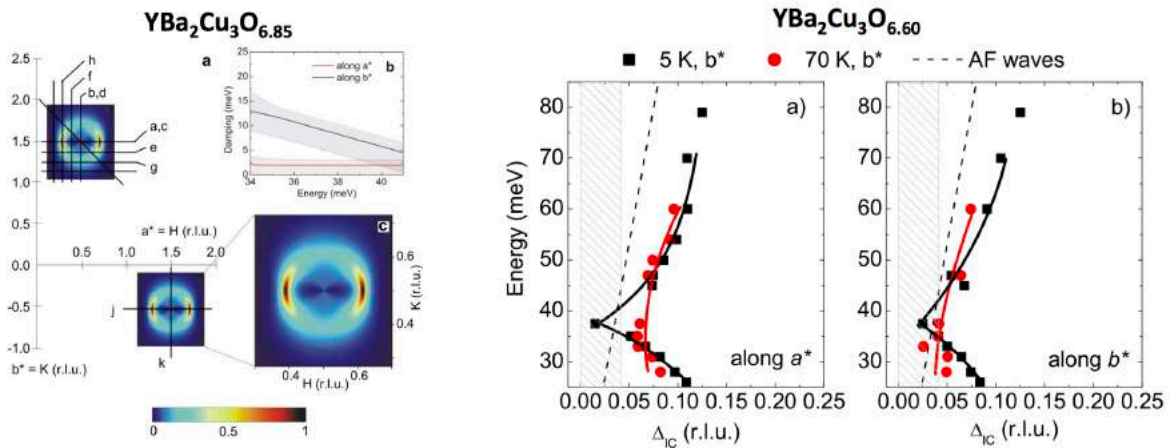


Рисунок 12. Слева: а) экспериментально определенное распределение резонансной интенсивности по импульсу в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.85}$ в области ниже перетяжки формы «X», в цветовой шкале, с указанием направлений сканирования области резонанса; б) анизотропия импульсной ширины распределения в структурно неэквивалентных направлениях; Справа: анизотропия дисперсии магнитного рассеяния выше и ниже резонансной энергии в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ в двух перпендикулярных направлениях, выше и ниже температуры сверхпроводящего перехода, уточняющая определенное ранее изменение формы спектра «X» на «Y».

Направление b^* обратной решетки в плоскости (индекс K) параллельно оси b ромбической решетки, направленной вдоль цепочек CuO , расположенных между сдвоенными слоями CuO_2 и заполняемых кислородом при легировании, и, соответственно, ось a^* (a , индекс H) перпендикулярна цепочкам. Анизотропия спектра нарастает при удалении от резонансной энергии, причем эффект усиливается при удалении от оптимального допирования для состава $x=0.6$ (резонансная энергия уменьшается до 38 мэВ), так что круговое распределение вокруг Q_{AF} немного вытягивается вдоль направления a^* .

Измерения при разных температурах позволяют выделить 3 режима – сверхпроводящий, псевдо-щелевой и «нормальный», разделенные, при $x=0.6$, температурами $T_c = 61$ К и $T^* \sim 200$ К. В псевдо-щелевом режиме характерная для сверхпроводящего состояния «X»-форма спектра («песочные часы») переходит в «Y»-форму, Рисунок 12, при этом сохраняется интенсивность в низкоэнергетической области спектра, а высокоэнергетическая практически не изменяется, как уже было замечено ранее [A43] для $x=0.85$. Анизотропия в плоскости усиливается в псевдо-щелевой фазе. При переходе в нормальную фазу выше низкоэнергетическая составляющая практически исчезает, а высокоэнергетическая «выживает» с определенными изменениями, в частности ростом спектральной плотности при увеличении энергии в экспериментально доступном «окне».

Проведенные исследования позволяют сделать вывод о неприменимости теорий, опирающихся на представления о статических «страйпах», как источнике анизотропии магнитного спектра купратных сверхпроводников, так как эти теории предполагают одномерный характер магнитных флуктуаций [51,52], не подтверждающийся экспериментально. В то же время подходы связанные с электронными флуктуациями

«нематического» типа [14,19] могут быть совместимы с полученной экспериментальной картиной [А66].

При еще более недо-допированных составах магнитный спектральный отклик смещается в более низкоэнергетическую область, причем при $x=0.45$ ($T_c = 35$ K), возможно, мы наблюдаем слабый «остаток» резонанса при энергии около 20 мэВ [А63]. Однако основная спектральная интенсивность сосредоточена при более низких энергиях. В этой области при низких температурах наблюдается выраженная анизотропия магнитного сигнала в плоскости, которая характеризует «нематическую» фазу электронного жидкого кристалла (nematic electronic liquid crystal, ELC-phase). Эта анизотропия исчезает при повышении энергии до 25 мэВ и выше, Рисунок 13. При повышении температуры анизотропия существенно понижается, практически исчезая при ~ 150 K, что существенно ниже, чем характеристическая температура псевдо-целевого режима (~ 200 K).

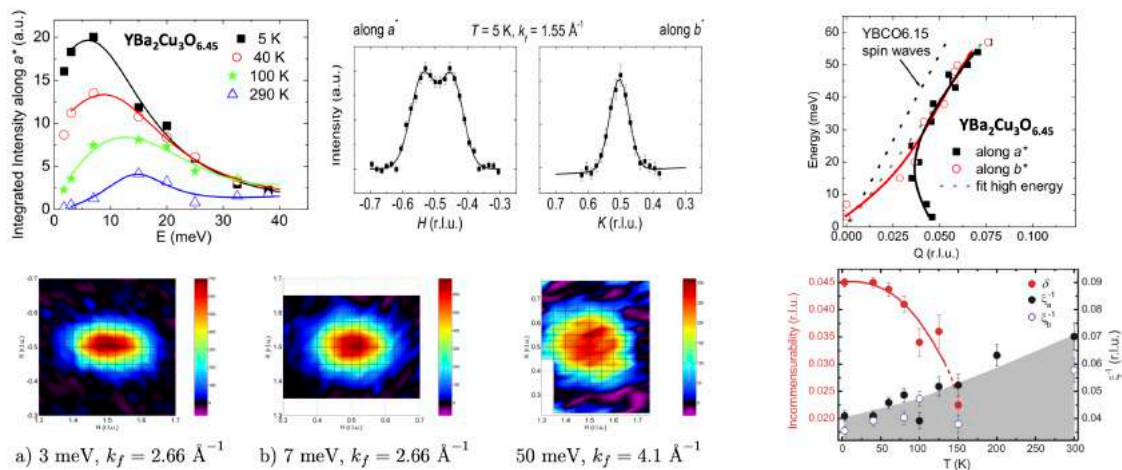


Рисунок 13. Эволюция интенсивности и анизотропной формы магнитной интенсивности в сильно недо-допированном соединении $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.45}$ в зависимости от температуры и энергии. «Остатки» истинного резонанса, возможно еще присутствуют на энергии около 20 мэВ. Справа: анизотропия дисперсии магнитной интенсивности и ее изменение при повышении температуры до полного исчезновения около 150 K.

Полученная дисперсия магнитных возбуждений показана на Рисунке 13. Несоразмерный сигнал в направлении \mathbf{a}^* сохраняется до самых низких энергий. Подобная анизотропия была зарегистрирована также для квази-статического сигнала, ограниченного экспериментальным разрешением при нулевой энергии, что свидетельствует о возможности магнитного упорядочения, причем этот сигнал появляется ниже ~ 30 K, то есть практически сразу ниже сверхпроводящего перехода. Эффект значительно усиливается линейным образом в магнитном поле до 15 T, причем сила несоразмерной статической модуляции повышается за счет динамического низкочастотного спектрального веса [А64]. При дальнейшем понижении концентрации носителей ($x=0.35$, $T_c=10$ K, $x=0.30$, $T_c=0$ K) несоразмерность сигнала в направлении \mathbf{a}^* уменьшается, а эффект усиления статических корреляций в магнитном поле подавляется

[A67]. Эти наблюдения укладываются в общую картину со-существования d -волновой сверхпроводимости и упорядочения по типу волны спиновой плотности (spin density wave, SDW) [53]: магнитное поле дестабилизирует сверхпроводимость, и параметр порядка SDW возрастает в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.45}$, тогда как при $x=0.35$ фракция SDW-фазы достигает уже практически 100%.

Количественные измерения анизотропии по ширине распределения спектральной плотности в низкоэнергетической области спектров в двух направлениях a^* и b^* [A67] позволили определить температуры перехода в состояние нематического электронного жидкого кристалла, и таким образом предложить частичный вид фазовой диаграммы в наименее изученной переходной области между фазой с упорядоченными локальными моментами и только-только возникающей сверхпроводимостью. В дальнейшем было предложено обобщение «магнитно-электронной» фазовой диаграммы на другие составы электронного легирования [54,55].

В результате проведенных работ было установлено, что магнитный резонанс наблюдается в различных семействах двухслойных высокотемпературных сверхпроводников и, соответственно, не является исключительным или случайным свойством одной системы. В сверхпроводящем состоянии определена дисперсия ниспадающей ветви резонансной интенсивности в двух семействах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$ и прослежено изменение универсальной формы магнитного спектра при переходе в несверхпроводящее состояние. В дополнение к известному резонансу в «акустическом» канале рассеяния обнаружен также симметричный ему «оптический» резонанс, присущий всем двухслойным сверхпроводникам. Измерения энергии резонанса в зависимости от степени электронного допирования позволили отбросить теоретические модели, связывающие резонансную энергию с электронной концентрацией в пользу моделей, где резонанс появляется за счет электрон-электронного взаимодействия в системе свободных зарядов ниже удвоенной d -волновой сверхпроводящей щели, определяющей импульсно-зависящую границу электронно-дырочного континуума. Успешное описание импульсной зависимости резонансной интенсивности в акустическом канале и экспериментальное подтверждение линейной связи между интенсивностями и энергиями акустического и оптического резонансов определило приоритет этого класса моделей. Изучение серии специально приготовленных образцов в системе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ позволило однозначно установить анизотропные свойства спектральных распределений в широких интервалах температуры и электронной концентрации. Результаты этой части работ указывают на предпочтение теоретических подходов, описывающих анизотропию как свойство особого нематического состояния электронной жидкости, переход в которое сопровождается нарушением только ротационной симметрии в плоскости, перед моделями, опирающимися на представления о «страйпах» или одномерных пространственных неоднородностях в зарядовой и спиновой электронных подсистемах, возникновение которых вызывает нарушение не только ротационной, но и трансляционной симметрии исходной тетрагональной решетки.

В Главе 5: **Магнитный резонанс и магнитные флуктуации в сверхпроводниках на основе железа** представлены основные результаты работ, изложенные в 10 публикациях A68-A77.

После обнаружения сверхпроводимости в ферро-пниктидах и халькогенидах существенное внимание уделяется их спектрам магнитных возбуждений [56,57]. Основные изменения в спектрах, растянутых, как и в купратах на ~ 300 мэВ, при переходе в сверхпроводящую фазу сосредоточены в низкоэнергетической части, ниже 30-50 мэВ, причем практически сразу было обнаружено специфическое резонансное возбуждение при энергиях около 10 мэВ со многими чертами, присущими и купратам, в частности, появлением резонансной интенсивности в сверхпроводящем состоянии и пропорциональностью энергии резонанса и T_c . Резонанс был зарегистрирован во всех основных семействах сверхпроводников типа “1111” LaOFeAs, “111” NaFeAs, “11” Fe(TeSe), “122” (BaK)Fe₂As₂ и Ba(FeT)₂As₂ (T=Co,Ni) как с электронным, так и дырочным типом легирования на таком же AFM волновом векторе типа $(0.5\ 0.5\ L)$.

Однако имеются и существенные отличия, в первую очередь, связанные с иным строением поверхности Ферми с несколькими сравнительно небольшими листами поверхности электронного и дырочного типа в одном соединении, которые могут появляться или исчезать по мере легирования. В то же время сверхпроводящие щели не имеют узлов на таких листах в этих соединениях (хотя имеются и примеры обратного для существенно более разнообразной мозаики свойств железо-содержащих сверхпроводников). В связи с этим для описания магнитного отклика в сверхпроводниках на основе железа используются модели, родственные той, которая была успешно применена для купратов [4], как описано выше, но с другим типом спаривания по типу S^\pm , предполагающим изменение знака функции щели на разных листах поверхности Ферми [7]. Кроме того, в соединениях на основе железа оказываются существенными орбитальные эффекты, равно как и более выраженный трехмерный характер электронных спектров, чем в купратах, а также возможное сосуществование, в области ограниченных составов, статического антиферромагнетизма и сверхпроводимости.

В несверхпроводящих фазах основные особенности спектров связаны с анизотропией обменных взаимодействий, которые проявляются, с одной стороны, в виде щелей спектра в центре зоны Бриллюэна, а с другой стороны – в анизотропии энергии магнитных возбуждений в плоскости слоев ионов железа и перпендикулярно к ним. В этой связи мы исследовали спектры трех материалов из различных структурных семейств, отличающихся значительным разбросом температур магнитного упорядочения и величиной магнитных моментов на ионах железа: «блоковой» магнитной фазе K₂Fe₄Se₅ в семействе селенидов “245” ($T_N = 553$ К, $\mu_{Fe} = 3.2 \mu_B$) [A72], а также BaFe₂As₂ ($T_N = 173$ К, $\mu_{Fe} = 0.9 \mu_B$) и Na_{0.9}FeAs ($T_N = 45$ К, $\mu_{Fe} = 0.1 \mu_B$) в семействах “122” и “111” арсенидов железа [A71]. Несмотря на значительную разницу магнитных параметров анизотропные щели оказались практически одинаковыми, около 10 мэВ во всех этих материалах, причем BaFe₂As₂ и другая щель, связанная со спиновой анизотропией

(флуктуации в плоскости и вне плоскости) оказалась такой же, как и вторая щель, найденная в $K_2Fe_4Se_5$ – около 16 мэВ. Это довольно необычная ситуация для систем с магнитным упорядочением по типу волны спиновой плотности (spin density wave, SDW), в которых теория предсказывает пропорциональность между анизотропной щелью и магнетизацией насыщения [58,59]. Этот результат, по-видимому, остается необъясненным. Нами также было установлено, по измерениям дисперсии щели в $BaFe_2As_2$ в направлении, перпендикулярном плоскости, что взаимодействие между ближайшими плоскостями ионов железа существенно слабее, чем представлялось ранее, что свидетельствует о более выраженном двумерном характере спектра.

Влияние беспорядка с магнитными примесями Ni в подсистеме ионов железа было интерпретировано в рамках представлений о возникновении магнитного кластерного спинового стекла внутри сверхпроводящей фазы и соревнования между этими двумя фазами [60]. Влияние магнитной примеси Mn с большим локальным магнитным моментом $\sim 2.5 \mu_B$ в несверхпроводящих материалах $Ba(Fe_{1-x}Mn_x)_2As_2$ [A73] приводит к подавлению SDW-порядка и возникновению особого режима с размытым по температуре магнитным фазовым переходом выше критической концентрации $x=10\%$, при которой исчезают ромбические искажения кристаллической структуры, характерные для материнской AFM-фазы $BaFe_2As_2$. Выше этой концентрации температура перехода начинает увеличиваться, а температурная эволюция магнитного спектрального отклика соответствует постепенному заполнению спиновой щели в спектре, так что при температуре упорядочения нелегированного соединения щелевые состояния практически заполняются. Совокупность данных при концентрации $x=12\%$ интерпретирована как соответствующая картине сосуществования на нано-размерном масштабе двух фаз, одна из которых разупорядоченная парамагнитная, а другая – с антиферромагнитным упорядочением по типу кластерного стекла в дальнем порядке или спинового стекла с ближним порядком, которые сосуществуют в разных пропорциях выше перехода. Существование подобной смеси фаз выше хорошо определенной концентрации «сильных» локальных моментов представляет собой несомненный интерес для развития теории примесных магнитных состояний в переходных металлах.

В сверхпроводящих фазах наиболее значимым эффектом с спектрах магнитных флуктуаций представляется формирование резонансной интенсивности ниже температуры сверхпроводящего перехода. Одним из примечательных эффектов в импульсном распределении резонансной интенсивности в ферро-пниктидах является ее анизотропия в плоскости, которая была использована нами [A68] для определения симметрии спектра спиновых возбуждений в семействе “122”. Кристаллическая структура этих соединений является объемно центрированной тетрагональной (симметрия типа $I4/mmm$), в отличие от других семейств, кристаллизующихся в структуры с простыми элементарными ячейками (типа $P4/nmm$). В то же время ионы железа расположены в узлах простой тетрагональной ячейки, а основные орбитали, формирующие состояния на поверхности Ферми, и, соответственно, магнитный отклик, относятся именно к ионам железа. В связи с этим часто при описании электронных и

магнитных спектров используется расширенная (unfolded) зона Бриллюэна, соответствующая минимальной тетрагональной ячейке в плоскости, построенной на ионах Fe, которую называют Fe_1 в отличие от Fe_2 («истинная» тетрагональная ячейка объемно-центрированной структуры “122” с параметрами, близкими к ячейке CuO_2 , повернутая на 45° к Fe_1) или Fe_4 , которая соответствует ромбически искаженной структуре.

В полной зоне Бриллюэна объемно-центрированной решетки (построенной на железной ячейке Fe_2) ориентация плоских участков вокруг точек $X = (0.5 \ 0.5 \ L)$ изменяется на 90° между четными и нечетными L , как показано в левой части Рисунка 14. В этом случае, из-за эквивалентности всех точек X , вытянутые в поперечном направлении к двумерному вектору распределения спектральной интенсивности должны синхронно поворачиваться, создавая трехмерную структуру как на панели а) Рисунка 14.

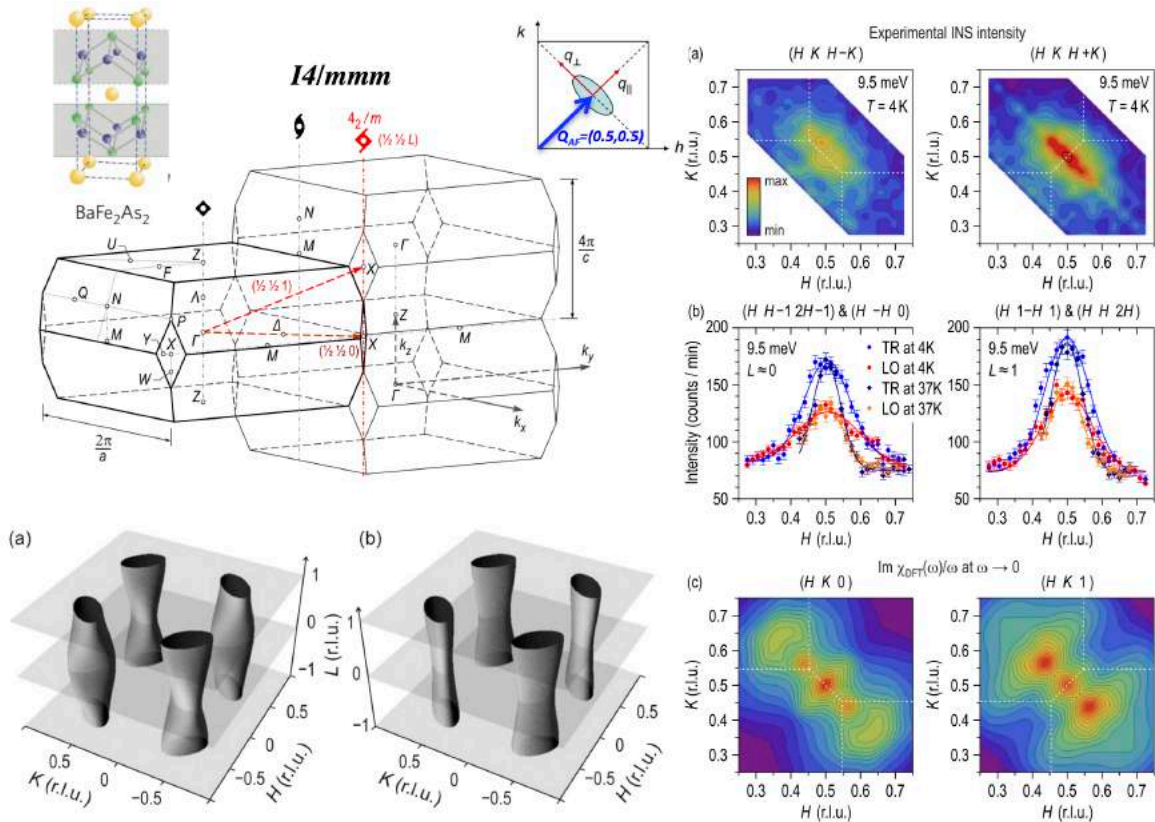


Рисунок 14. Слева сверху: кристаллическая структура и взаимное расположение зон Бриллюэна объемно-центрированной кристаллической решетки семейства “122”; схематически показано «поперечное» положение анизотропной интенсивности в импульсном пространстве по отношению к антиферромагнитному вектору. Слева внизу: возможные трехмерные распределения магнитной интенсивности в условиях важности всей кристаллической структуры (а) или только магнитно-активных ионов железа (б). Последнее находит подтверждение в эксперименте (вверху справа) и в расчетах магнитной восприимчивости металлического сверхпроводящего состояния в рамках общей модели (внизу), которая достаточно хорошо подходит для сверхпроводников на основе меди и железа. Несоразмерность магнитного сигнала в эксперименте не наблюдается из-за уширения сигнала, однако очевидно, что поперечное расположение анизотропного сигнала «выживает» и не изменяет своей ориентации при смещении в направлении, перпендикулярном плоскости.

В случае магнитных корреляций, соответствующих структуре Fe_1 , направление анизотропии не должно изменяться, как показано на панели b) Рисунка 14. Именно последняя конфигурация резонансной интенсивности была обнаружена нами экспериментально в электронно-допированных соединениях $BaFe_{1.85}Co_{0.15}As_2$ и $BaFe_{1.91}Ni_{0.09}As_2$ [A68] и подкреплена соответствующими расчетами магнитной восприимчивости, как показано в правой части Рисунка 14. Этими же расчетами предсказано было изменение ориентации вытянутого распределения от поперечной к вектору $Q_{AF} = (0.5 \ 0.5)$ на продольную для дырочно-допированных сверхпроводников, что позднее было подтверждено экспериментально [61]. Отметим также, что неэквивалентность точек X при четных и нечетных L подтверждается также экспериментально обнаруженной разницей энергии резонанса и спиновой щели, а также разной интенсивностью магнитных спектров в нормальном состоянии.

Селенидные сверхпроводники составов $A_xFe_{2-y}Se_2$ ($A = K, Rb, Cs$) вблизи номинального $x=0.8$, $y=0.4$ или $A_2Fe_4Se_5$ (семейство “245”) с $T_c \sim 30$ К появились позднее других основных семейств. Они обладают рядом необычных свойств, в частности, в их поверхности Ферми отсутствуют дырочные листы в центре зоны Бриллюэна и остаются только электронные «карманы» на ее границах, то есть невозможны переходы типа S^\pm между электронными и дырочными листами, как считается в других сверхпроводниках. Осложняющим обстоятельством является то, что сверхпроводящая фаза сосуществует, в одном и том же образце, с изолирующей магнитной фазой с особой блоковой антиферромагнитной сверхструктурой так называемого типа $\sqrt{5} \times \sqrt{5}$, устойчивой до температур выше 500 К. Это когерентное сосуществование имеет место на наноскопическом уровне [62], причем пространственная доля сверхпроводящей фазы может составлять 10-20% от общего объема.

Возможность резонансного возбуждения в таком сверхпроводнике была предсказана в [63], и оно было действительно обнаружено в наших экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов [A69, A70] в соединении Rb-245 (RFS), Рисунок 15, на необычном волновом векторе, близком к $(\frac{1}{2} \ \frac{1}{4} \ 0)$, отличающемся от теоретически предсказанного, и с энергией, соответствующей универсальному соотношению для известных сверхпроводников на основе железа: $E_r \approx 4.5 k_B T_c$. На Рисунке 15 показано обратное пространство в базисной плоскости с векторами упорядоченной блоковой сверхструктуры и волновой вектор, на котором был обнаружен резонанс [A69].

Резонансная интенсивность исчезает при перегреве через T_c . В специально поставленном эксперименте с получением «карты интенсивности» (intensity mapping) в обратном пространстве при резонансной энергии получена симметричная картина из 4-х резонансов [A70]. Она получила количественное объяснение на основе модели [63] со смещенным уровнем Ферми в металлической фазе типа $A_xFe_2Se_2$ без упорядочения вакансий. Существенным ингредиентом для успешного описания наблюдаемого спектра стало предположение об изменении знака функции щели на различных участках электронной поверхности Ферми по типу d -симметрии, как показано на Рисунке 15.

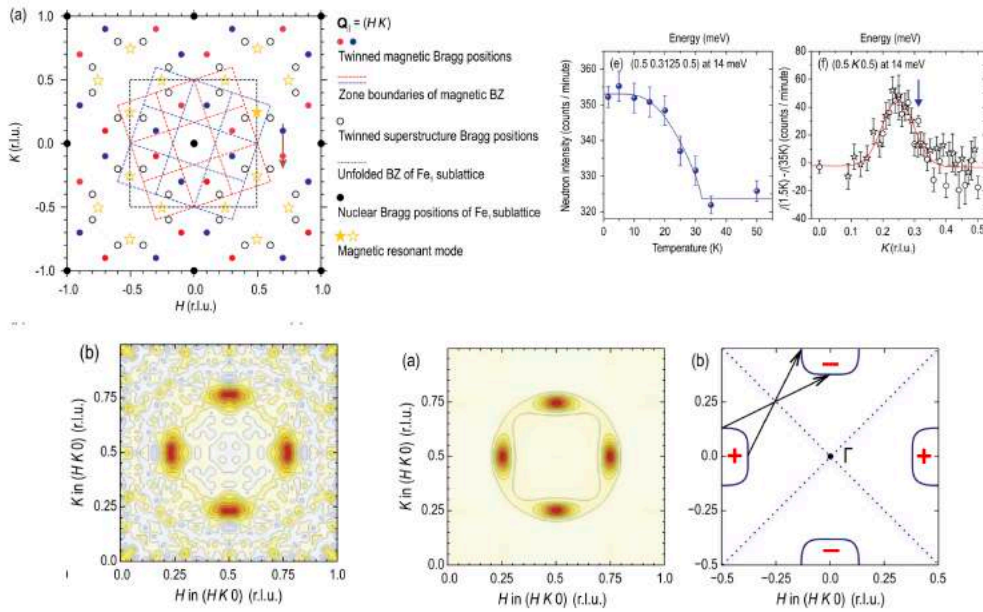


Рисунок 15. Слева сверху: обратное пространство в плоскости с указанием магнитных отражений, соответствующих двум «ротационным» доменам блоковой антиферромагнитной структуры непроводящей фазы, а также векторы (желтые звездочки), на которых обнаружен резонанс. Справа сверху: первое определение температурной и импульсной зависимости резонансной интенсивности. Внизу: экспериментальное импульсное распределение резонансной интенсивности в плоскости (слева) и результаты ее расчета в общей модели с расчетной поверхностью Ферми и заданными знаками сверхпроводящей щели (справа).

В этом же семействе ферро-халькогенидов мы обнаружили необычное изменение энергии и формы резонанса в зависимости от замещения селена на изовалентную серу в соединении $K_x\text{Fe}_{2-y}(\text{Se}_{1-z}\text{S}_z)_2$. Сверхпроводящие параметры этой системы, и сверхпроводящая щель Δ_{sc} , изменяются сравнительно незначительно на интервале изменения концентрации серы от $z=0$ до $z=0.4$, и лишь при $z=0.5$ T_c уменьшается на 20%, от 32 К до ~ 25 К, а до Δ_{sc} половины своей начальной величины в ~ 10 мэВ. В то же время резонансная интенсивность перестраивается кардинальным образом: сравнительно острый резонанс ниже $2\Delta_{sc}$ затухает, но появляется значительно более широкий и слабый максимум выше $2\Delta_{sc}$. Подобная форма, как и положение выше удвоенной щели, характерны для симметрии спаривания S^{++} [64], которая, по видимому сменяет предшествующий режим S^{\pm} с острым резонансом, причем переход происходит, очевидно, между концентрациями серы $z=0.4$ и $z=0.5$ без очевидных аномалий T_c и Δ_{sc} . Предполагаемая симметрия спаривания S^{++} в теории [64] отвечает преимущественно орбитальным флуктуациям, которые замещают спиновые в симметрии S^{\pm} .

В настоящее время остается непонятным, каким образом может осуществиться такой переход от одного типа спаривания к другому, не сопровождаясь аномальным поведением сверхпроводящих свойств. Очевидно, что потребуется углубление экспериментальной информации, также как и развитие теоретических представлений о возможности переключения симметрии сверхпроводящего спаривания. Можно предположить, что подобная же ситуация с изменением типа спаривания, возможно, реализуется, например, в случае дырочно-допированного соединения из семейства

“122”, $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$, в котором оптимально допированные составы $x \sim 0.4$ характеризуются симметрией типа S^\pm , а в сильно передопированном предельном соединении с $x=1$, KFe_2As_2 , имеет место сверхпроводящая щель с узлами $\Delta_{sc}=0$.

Почувствовать «впрямую» орбитальный вклад в формирование резонансной интенсивности нам удалось в эксперименте [A77] на электронно-недопированном образце $\text{NaFe}_{0.985}\text{Co}_{0.015}\text{As}$ в семействе “111”. Этот состав соответствует области фазовой диаграммы, в которой антиферромагнитный порядок со-существует со сверхпроводимостью в ромбически искаженной кристаллической структуре, причем для данного состава температуры сверхпроводящего (SC), магнитного (AFM) и структурного переходов, соответственно, составляют $T_c = 14$ К, $T_N = 31$ К, $T_s = 40$ К. При оптимальном допировании в этой системе наблюдается один резонанс, который расщепляется на два – узкий при энергии 3.5 мэВ и широкий при 6.0 мэВ при смещении в область сосуществования AFM и SC, причем оба наблюдаются как на векторе $\mathbf{Q}_1=(1,0)$, так и на векторе $\mathbf{Q}_2=(0,1)$ в обычном, многодоменном (twinned) образце. Двумерные векторы даны в координатах «правильной» ромбической ячейки Fe_4 , они были бы обозначены как $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ и $(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$ в «обычной» тетрагональной ячейке Fe_2 выше T_s . Разделить эти вклады можно попытаться на однодоменном (single domain, detwinned) образце, который можно получить, например, приложив одноосное давление в направлении $[0,1]$. Тогда антиферромагнитный порядок будет наблюдаться в соответствии с $\mathbf{Q}_{\text{AF}} = \mathbf{Q}_1 = (1,0)$ в виде Брэгговских пиков в точках $(1,0,L)$, но не в точках $(0,1,L)$, где L - полуцелое. В двух различных теориях оба резонанса могут быть связаны разными эффектами. В первом подходе низкоэнергетический резонанс происходит из-за AFM-упорядочения, а широкий определяется переходами между дырочной поверхностью Ферми вокруг центра зоны Бриллюэна и электронными поверхностями, расположенными вокруг точек $(1,0)$ и $(0,1)$. В однодоменном образце первый резонанс должен исчезнуть на векторе \mathbf{Q}_2 , а второй должен быть на обоих векторах [65]. Во втором подходе наличие двух резонансов связывается с обнаруженной анизотропией сверхпроводящей щели, которая не зависит от AFM порядка, поэтому оба резонанса должны присутствовать на обоих векторах [66]. В этой же модели анизотропия отклика также увязывалась с зависимостью резонансной интенсивности от сочетания различных орбиталей, участвующих в виртуальных электронных переходах.

В нашем эксперименте мы провели измерения на образце, помещенном в специальное устройство для создания одноосного давления, в котором образец был охлажден, а также в том же устройстве, но без давления, в одинаковых экспериментальных условиях. Образец получился лишь частично моно-доменным, но с достаточной разницей в интенсивности от обоих доменов, чтобы установить, что оба резонанса - и низко энергетический, и высокоэнергетический - наблюдаются только на векторе $\mathbf{Q}_{\text{AF}}=(1,0)$, Рисунок 16.

Это наблюдение можно связать с орбитальной чувствительностью магнитного спектра, возникающей из-за расщепления орбиталей d_{xz} и d_{yz} под действием структурной деформации ромбического типа, что известно из экспериментов по ARPES. Эффект

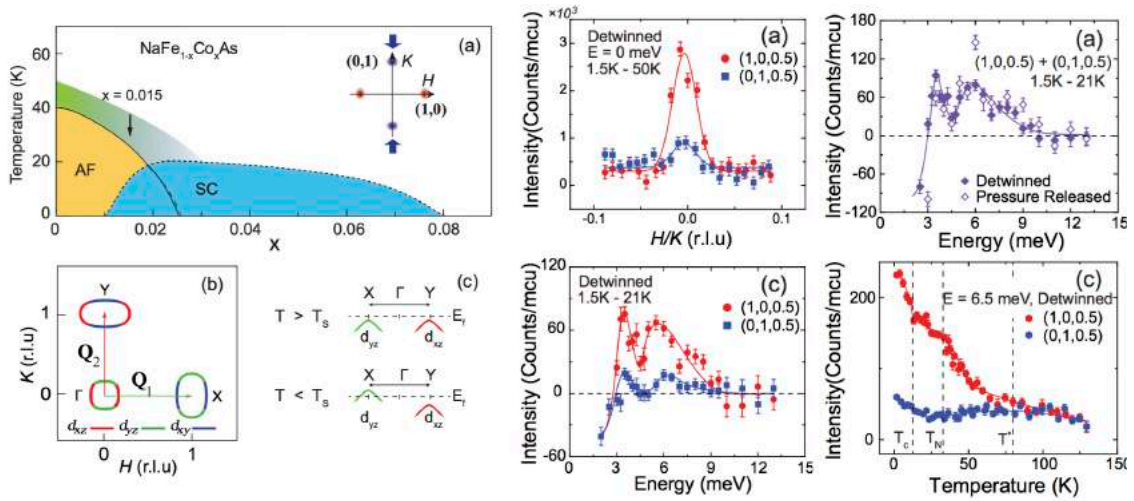


Рисунок 16. Слева сверху: электронная фазовая диаграмма соединений $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ в семействе “111” с указанием состава исследованного образца в области сосуществования статического антиферромагнетизма и сверхпроводимости. Поверхность Ферми с выделенным весом отдельных орбиталей: при вырождении орбиталей d_{xz} и d_{yz} электронные переходы на векторах $\mathbf{Q}_1=(1,0)$ и $\mathbf{Q}_2=(0,1)$ неразличимы, но под одноосной нагрузкой (в направлении K) вырождение снимается (разный цветовой код). Справа: экспериментальные данные на частично однодоменном образце под одноосным давлением - пропорциональность упругой и неупругой интенсивности указывает на присутствие обоих резонансов только на векторе \mathbf{Q}_1 .

связан с со смешанным орбитальным характером поверхности Ферми, как показано на Рисунке 16, и анизотропным характером сверхпроводящей щели $\Delta_{xy} \neq \Delta_{xz} \neq \Delta_{yz}$ [66], что и приводит к возникновению двух резонансов при разной энергии. Соответственно, при различии энергий орбиталей вклад от внутриорбитальных переходов ($d_{yz} - d_{yz}$) и ($d_{xz} - d_{xz}$) будет отличаться от вклада межорбитальных переходов ($d_{yz} - d_{xy/xz}$), то есть появится разный вид магнитного спектра при $\mathbf{Q}_1=(1,0)$ и $\mathbf{Q}_2=(0,1)$. Конкретный вид спектра и наблюдаемое подавление резонанса на векторе \mathbf{Q}_2 должно определяться изменившимися условиями нестинга (nesting) для изменившихся участков поверхности Ферми при структурной деформации. Отметим, что в образце под одноосным давлением мы видим появление анизотропии высокоэнергетического резонанса уже выше T_s , что может быть связано с возникновением нематического состояния электронной жидкости, как утверждается в [67].

Изучение анизотропии магнитных спектров в однодоменных образцах имеет неоспоримые перспективы для понимания эффектов нематического порядка в системе подвижных зарядов в сверхпроводящих материалах [68], причем для ясности картины требуются измерения на одно-доменных образцах, свободных от механических напряжений [57], которые всегда присутствуют в много-доменных образцах, также, как и в случае выше описанных экспериментов, когда образец остается под действием внешнего давления, приложенного для выделения предпочтительной ориентации. В связи с этим нами было сконструировано устройство для проведения экспериментов по неупругому рассеянию с контролируемой механической нагрузкой, передаваемой

образцу при низких температурах и проведены измерения магнитной структуры и степени монодоменности монокристаллических образцов в системе $\text{BaFe}_{2-x}\text{T}_x\text{As}_2$ ($\text{T} = \text{Ni}, \text{Co}$) [A74,A76], в том числе с целью подготовки будущих экспериментов по неупругому рассеянию нейтронов. В частности, получены количественные данные об увеличении локализованного магнитного момента и температуры упорядочения при увеличении механической нагрузки, причем легирование существенно повышает чувствительность магнитных свойств к одноосной нагрузке.

В результате проведенных исследований спектров магнитных возбуждений сверхпроводящих соединений на основе железа определена симметрия импульсного распределения резонансной интенсивности как соответствующая пространственному расположению только ионов железа, без учета структурных позиций других, немагнитных, ионов в семействе сверхпроводящих фаз $\text{BaFe}_{2-x}\text{T}_x\text{As}_2$ ($\text{T} = \text{Ni}, \text{Co}$). Экспериментально обнаружен магнитный резонанс в новом селенидном сверхпроводнике $\text{Rb}_{0.8}\text{Fe}_{1.6}\text{Se}_2$ (семейство “245”) и получено его описание в рамках той же модели для сверхпроводящих металлов с электрон-электронными магнитными взаимодействиями, которая успешно применялась к купратам. Установлено изменение формы магнитной интенсивности и положения ее максимума по отношению к удвоенной сверхпроводящей щели в зависимости от концентрации изовалентного замещения селена на серу, что может свидетельствовать об необычном изменении типа сверхпроводящего спаривания $S^\pm - S^{++}$. Показана анизотропия импульсного распределения двойного резонанса в специально приготовленном квази-однодоменном образце $\text{NaFe}_{0.985}\text{Co}_{0.015}\text{As}$ семейства “111”, связанная со снятием вырождения электронных орбиталей в условиях одноосного механического напряжения.

В **Заключении** формулируются основные выводы и перспективы развития темы диссертации. По результатам проведенных исследований сделаны следующие выводы:

1. Фононные спектры группы новых сверхпроводящих соединений со сложными кристаллическими решетками $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, Nd_2CuO_4 , Pr_2CuO_4 в значительной мере соответствуют представлениям об ионном типе связи с экранировкой полярных колебаний при введении подвижных зарядов.

2. Установлено наличие определенных аномалий в спектрах, связанных с электрон-фононным взаимодействием при введении свободных зарядов. В то же время совокупность данных и сравнение с другими сверхпроводящими или аналогичными несверхпроводящими материалами в семействах «обычных» и «необычных» сверхпроводников свидетельствуют о недостаточности электрон-фононного механизма спаривания для объяснения высоких температур сверхпроводящего перехода.

3. Показано, что наличие магнитных фазовых переходов в Nd_2CuO_4 и различие спектров низкоэнергетических магнитных возбуждений в Nd_2CuO_4 и Pr_2CuO_4 определяется особенностями магнитного поведения ионов РЗМ в этих двух соединениях, которые учитываются в предложенной модели магнитной динамики этого класса соединений на основе обменных взаимодействий псевдо-дипольного типа.

4. Установлено наличие фазового перехода при нулевой температуре в Pr_2CuO_4 в зависимости от магнитного поля (квантовая критическая точка), предсказанного в нашей модели псевдо-дипольных взаимодействий, и определены критические индексы для спектрального веса и корреляционной длины квантовых критических флуктуаций.

5. Установлено, что магнитный резонанс и универсальная форма дисперсии ниспадающей ветви резонансной интенсивности наблюдается в различных семействах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$ двухслойных высокотемпературных сверхпроводников и, соответственно, не является исключительным или случайным свойством одной системы.

6. В дополнение к известному резонансу в «акустическом» канале рассеяния обнаружен также симметричный ему «оптический» резонанс, присущий всем двухслойным сверхпроводникам, а также установлена универсальность формы дисперсии ниспадающей ветви резонансной интенсивности различных семействах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$.

7. Успешное количественное описание резонансной интенсивности в акустическом канале в зависимости от импульса и электронной концентрации обосновывает теоретический подход, в котором резонанс появляется за счет электрон-электронного взаимодействия в системе свободных зарядов ниже удвоенной d -волновой сверхпроводящей щели, определяющей импульсно-зависящую границу электронно-дырочного континуума.

8. На примере семейства “122” сверхпроводящих фаз $\text{BaFe}_{2-x}\text{T}_x\text{As}_2$ ($\text{T} = \text{Ni}, \text{Co}$) определена симметрия импульсного распределения резонансной интенсивности как соответствующая пространственному расположению только ионов железа, без учета структурных позиций других, немагнитных, ионов.

9. Экспериментально обнаружен магнитный резонанс в новом селенидном сверхпроводнике $\text{Rb}_{0.8}\text{Fe}_{1.6}\text{Se}_2$ семейства “245” и получено его описание в рамках той же модели для сверхпроводящих металлов с электрон-электронными магнитными взаимодействиями, которая успешно применялась к купратам.

10. Установлены анизотропия и изменение формы импульсного распределения магнитной интенсивности в сверхпроводниках семейств “111” и “245”, связанные с участием различных электронных орбиталей в формировании спектральной плотности магнитной восприимчивости в сверхпроводящих соединениях на основе железа.

В итоге мы видим, что новые «необычные» сверхпроводники, несмотря на сравнительно сложные кристаллические структуры, оказались достаточно простыми с точки зрения межатомных взаимодействий с ограниченным проявлением электрон-фононных эффектов, которые неспособны объяснить наблюдаемые температуры сверхпроводящего перехода. В то же время электрон-электронные взаимодействия, определяющие магнитные спектры со спиновым резонансом в основных классах сверхпроводящих соединений на основе меди и железа, имеют явную связь со сверхпроводящим состоянием и должны быть вовлечены в формирование высокотемпературной сверхпроводимости.

ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- A1. В.П. Глазков, А.С.Иванов, А.В.Иродова, Н.Л.Митрофанов, А.Ю.Румянцев, В.А.Соменков, С.Ш.Шильштейн, В.И.Воронин, В.Л.Кожевников, С.М.Чешницкий, В.А.Фокиев. Исследование структуры $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ методом дифракции нейтронов. // Письма в ЖЭТФ, 1987, т.46, приложение, с.222-225.
- A2. В.А.Соменков, В.П. Глазков, А.С.Иванов, А.В.Иродова, Г.В.Ласкова, Н.Л.Митрофанов, А.Ю.Румянцев, В.П.Соменкова, С.Ш.Шильштейн. Структурный переход в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. // Письма в ЖЭТФ, 1987, т.46, вып.9, с.359-362.
- A3. Н.Л.Митрофанов, А.С.Иванов, А.В.Иродова, А.Ю.Румянцев, В.А.Соменков, О.К.Мельников, А.Б.Быков. Доменная структура монокристаллов оксидных соединений на основе меди. // ФТТ, 1989, т.31, вып.4, с.256-258.
- A4. A.S.Ivanov, N.L.Mitrofanov, A.Yu.Rumiantsev, N.A.Chernoplekov, A.V.Bykov, O.K.Mel'nikov Phonon dispersion and soft phonon modes in $\text{La}_{1.9}\text{Sr}_{0.1}\text{CuO}_{4-y}$. // Physica B, 1989, vol.156-157, p.910-911.
- A5. L.Pintschovius, N.Пыка, W.Reichardt, A.Yu.Rumiantsev, A.S.Ivanov, N.L.Mitrofanov. Inelastic neutron scattering study of La_2CuO_4 . // Progress in High Temperature Superconductivity, World Scientific, 1990, vol.21, p.36-46.
- A6. L.Pintschovius, W.Reichardt, A.Rumiantsev, A.Ivanov, N.Mitrofanov. Lattice dynamics of $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. // In: "Effects of Strong Disorder in HTSC", Moscow 1990. Proceedings of the International Workshop, Zarechny, USSR. p.286-292.
- A7. L.Pintschovius, W.Reichardt, A.Rumiantsev, A.Ivanov, N.Mitrofanov. Lattice dynamics of $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. // Proceedings of the International Seminar on High Temperature Superconductivity, Dubna, USSR, 1990, p.32-46.
- A8. А.С.Иванов, Н.Л.Митрофанов, А.Ю.Румянцев, Л.Пинтсчовиус, Н.Пюка, В.Рейхардт. Кривые дисперсии фононов в Nd_2CuO_4 and Pr_2CuO_4 . // ФНТ, 1991, т.17, н.10, с.1300-1303.
- A9. А.С.Иванов, Н.Л.Митрофанов, А.Ю.Румянцев, Л.Пинтсчовиус, В.Рейхардт. Поиск аномалий Кона в $\text{La}_{1.9}\text{Sr}_{0.1}\text{CuO}_{4-y}$. // ФНТ, 1991, т.17, н.10, с.1303-1307.
- A10. А.С.Иванов, Н.Л.Митрофанов, А.Ю.Румянцев, Л.Пинтсчовиус, В.Рейхардт. Поиск аномалий Кона в $\text{La}_{1.9}\text{Sr}_{0.1}\text{CuO}_{4-y}$. // Сверхпроводимость: физика, химия, техника, 1991, т.4, н.10, с.1884-1891.
- A11. L.Pintschovius, N.Пыка, W.Reichardt, A.Yu.Rumiantsev, N.L.Mitrofanov, A.S.Ivanov, G.Collin, P.Bourges. Lattice dynamical studies of HTSC materials. // Physica B, 1991, vol.174, p.323-329.
- A12. L.Pintschovius, N.Пыка, W.Reichardt, A.S.Ivanov, A.Yu Rumiantsev, N.L.Mitrofanov. Lattice dynamics in copper based oxides. // Proceedings of the 4th Bilateral Soviet-German Seminar on High-Temperature Superconductivity. St.-Petersburg, USSR, 1991, p.101-104.
- A13. L.Pintschovius, N.Пыка, W.Reichardt, A.Yu.Rumiantsev, N.L.Mitrofanov, A.S.Ivanov, G.Collin, P.Bourges. Lattice dynamical studies of HTSC materials. // Physica C, 1991, vol.185-189, p.156-161.
- A14. N.Пыка, N.L.Mitrofanov, P.Bourges, L.Pintschovius, W.Reichardt, A.Yu.Rumiantsev, A.S.Ivanov Inelastic-neutron-scattering study of a soft rotational mode in Nd_2CuO_4 . // Europhys. Lett., 1992, vol.18, n.8, p.711-716.
- A15. P.Bourges, A.S.Ivanov, D.Petitgrand, J.Rossat-Mignod, L.Boudarene. Two-dimensional antiferromagnetic excitations in Nd_2CuO_4 . // Physica B, 1993, vol.186-188, p.925-927.
- A16. W.Reichardt, L.Pintschovius, N.Пыка, P.Schweiss, A.Erb, P.Bourges, G.Collin, J.Rossat-Mignod, I.Y.Henry, A.S.Ivanov, N.L.Mitrofanov, A.Yu.Rumiantsev Anharmonicity and electron-phonon coupling in cuprate superconductors studied by inelastic neutron scattering.- J. of Superconductivity, 1994, vol.7, No.2, p.399-407.
- A17. С.Ш.Шильштейн, А.С.Иванов, В.А.Соменков. Кулоновское расщепление атомных слоев в решетках слоистых купратов и никелатов. // Сверхпроводимость: физика, химия, техника, 1994, т.7, н.5, с.903-922.

- A18. M.Braden, W.Reichardt, A.S.Ivanov, A.Yu.Rumiantsev.
Phonon dispersion curves of $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$. // *Physica C*, 1994, vol.235-240, Part II, p.1167-1168.
- A19. L.Pintschovius, W.Reichardt, A.Yu.Rumiantsev, A.S.Ivanov, N.L.Mitrofanov.
Search for electron-phonon coupling induced linewidths in $\text{La}_{1.9}\text{Sr}_{0.1}\text{CuO}_4$. // *Physica C*, 1994, vol.235-240, Part II, p.1251-1252.
- A20. P.Vigoureux, W.Paulus, M.Braden, A.Cousson, G.Heger, J.Y.Henry, V.Kvardakov, A.Ivanov, P.Galez. A systematic neutron diffraction study of $\text{RE}_2\text{CuO}_{4-d}$ (RE = Pr, Nd, Eu). // *Physica C*, 1994, vol.235-240, Part II, p.1263-1264.
- A21. S.Sh.Shilstein, A.S.Ivanov, V.A.Somenkov.
Coulomb splitting of atomic layers in crystal lattices of layered cuprates and nickelates. // *Physica C*, 1995, vol.245, p.181-185.
- A22. A.S.Ivanov, Ph.Bourges, D.Petitgrand, J.Rossat-Mignod.
Spin dynamics in Nd_2CuO_4 and Pr_2CuO_4 . // *Physica B*, 1995, vol.213-214, p.60-62.
- A23. M.Braden, W.Reichardt, W.Schmidbauer, A.S.Ivanov, A.Yu.Rumiantsev.
Lattice dynamics of $(\text{Ba/K})\text{BiO}_3$. // *J. of Superconductivity*, 1995, vol.8, No.5, p.595-598.
- A24. С.Ш.Шильштейн, А.С.Иванов.
Определение зарядов ионов меди в иттрий-бариевых купратах на основе модели кулоновского расщепления слоев BaO . // *ФТТ*, 1995, т.37, н.11, с.3268-3275.
- A25. А.С.Иванов, А.Ю.Румянцев. Исследование решеточных и магнитных возбуждений в Pr_2CuO_4 and Nd_2CuO_4 методом неупругого рассеяния нейтронов. // Препринт ИАЭ-5951/9, РИЦ «Курчатовский институт», Москва, 1995, 37 с.
- A26. M.Braden, W.Reichardt, A.S.Ivanov, A.Yu.Rumiantsev. Anomalous dispersion of LO phonon branches in $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$. // *Europhys. Lett.*, 1996, vol.34, No.7, p.531-536.
- A27. H.Casalta, Ph.Bourges, D.Petitgrand, A.Ivanov. Low temperature magnetic excitations in Nd_2CuO_4 single crystals studied by neutron scattering. // *Sol. St. Comm.*, 1996, vol.100, No.10, p.683-686.
- A28. A.Ivanov, D.Petitgrand, P.Bourges, P.Alekseev. Dispersion of crystal field excitations in Nd_2CuO_4 and Pr_2CuO_4 . // *Physica B*, 1997, vol.234-236, p.717-718.
- A29. H.Casalta, P.Bourges, D.Petitgrand, M.d' Astuto, A.Ivanov. 2D magnetic behaviour of Nd in Nd_2CuO_4 below T_N . // *Physica B*, 1997, vol.234-236, p.803-805.
- A30. D.Petitgrand, H.Casalta, P.Bourges, A.Ivanov.
Low-energy magnetic excitations in Nd_2CuO_4 . // *Physica B*, 1997, vol.234-236, p.806-807.
- A31. P.Bourges, H.Casalta, A.S.Ivanov, D.Petitgrand.
Superexchange coupling and spin susceptibility spectral weight in undoped monolayer cuprates. // *Phys. Rev. Lett.*, 1997, vol.74, p.4906-4909.
- A32. H.Casalta, P.Bourges, M.d' Astuto, D.Petitgrand, A.Ivanov.
Magnetic behavior of Nd in Nd_2CuO_4 above 1.5 K. // *Phys. Rev. B*, 1998-I, vol.57, p.471-475.
- A33. S.V.Maleyev, D.Petitgrand, Ph.Bourges, A.S.Ivanov. Pseudodipolar interaction and antiferromagnetism in R_2CuO_4 compounds (R=Pr, Nd, Sm and Eu). // In: *Itinerant Electron Magnetism: Fluctuation effects*, eds. D.Wagner *et al*, 1998, Kluwer Acad. Publishers, p.67-87.
- A34. D.Petitgrand, S.V.Maleyev, Ph.Bourges, A.S.Ivanov. Pseudodipolar interaction and antiferromagnetism in R_2CuO_4 compounds (R=Pr, Nd, Sm and Eu). // *Phys. Rev. B*, 1999-II, vol.59, pp. 1079-1095.
- A35. M.d' Astuto, P.Bourges, H.Casalta, A.Ivanov, D.Petitgrand. Low energy magnetic dynamics of Nd-moments in Nd_2CuO_4 . // *Physica B*, 1999, vol.259-261, p.875-876.
- A36. A.S.Ivanov, P.Bourges, D.Petitgrand.
In-plane copper spin wave gap in Pr_2CuO_4 . // *Physica B*, 1999, vol.259-261, p.879-881.
- A37. S.V.Maleyev, D.Petitgrand, Ph.Bourges, A.S.Ivanov. Pseudodipolar interaction in noncollinear antiferromagnets and spin waves in Pr_2CuO_4 . // *Physica B*, 1999, vol.259-261, p.870-874.
- A38. H.F.Fong, P.Bourges, Y.Sidis, L.P.Regnault, J.Bossy, A.Ivanov, D.L.Milius, I.A.Aksay, B.Keimer.
Effect of nonmagnetic impurities on the magnetic resonance peak in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. // *Phys. Rev. Lett.*, 1999, vol.82, No.9, p.1939-1942.

- A39. H.F.Fong, P.Bourges, Y.Sidis, L.P.Regnault, A.Ivanov, G.D.Gu, N.Koshizuka, B.Keimer. Neutron scattering from magnetic excitations in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$. // *Nature*, 1999, vol.398, p. 588-591.
- A40. Ph.Bourges, Y.Sidis, H.F.Fong, B.Keimer, L.P.Regnault, J.Bossy, A.S.Ivanov, D.L.Milius, I.A.Aksay. Spin dynamics in high-Tc superconductors. // *AIP Conf. Proc.*, 1999, v.483, p.207-212.
- A41. П.П.Паршин, М.Г.Землянов, А.С.Иванов, Л.Д.Шустов, Г.Шобер. Колебания атомов меди в Pr_2CuO_4 . // *ФТТ*, 1999, т.41, вып.7, с.1149-1153.
- A42. B.Keimer, P.Bourges, H.F.Fong, Y.Sidis, L.P.Regnault, A.Ivanov, D.L.Milius, I.A.Aksay, G.D.Gu, N.Koshizuka. Resonant spin excitations in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ and $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$. // *J. Phys. Chem. Sol.*, 1999, vol.60, No.8-9, p.1007-1011.
- A43. P.Bourges, Y.Sidis, H.F.Fong, L.P.Regnault, J.Bossy, A.Ivanov, B.Keimer. The spin excitation spectrum in superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.85}$. // *Science*, 2000, vol.288, p.1234-1237.
- A44. N.M.Рыка, M.d'Astuto, A.Metz, A.S.Ivanov, M.Loewenhaupt, H.Casalta, D.Petitgrand, P.Bourges. High-resolution study of the supposed fourfold Nd spin-wave degeneracy of Nd_2CuO_4 . // *Phys. Rev. B*, 2000-I, Vol.61, No.21, p.14311-14314.
- A45. H.F.Fong, P.Bourges, Y.Sidis, L.P.Regnault, J.Bossy, A.Ivanov, D.L.Milius, I.A.Aksay, B.Keimer. Spin susceptibility in underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. // *Phys. Rev. B*, 2000-I, vol.61, n.21, p.14773-786.
- A46. Y.Sidis, P.Bourges, H.F.Fong, B.Keimer, L.P.Regnault, J.Bossy, A.Ivanov, B.Hennion, P.Gautier-Picard, G.Collin, D.L.Millius, I.A.Aksay. Quantum impurities and the neutron resonance peak in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$: Ni versus Zn.- *Phys. Rev. Lett.*, 2000, vol.84, No.25, p.5900-5903.
- A47. B.Keimer, P.Bourges, H.F.Fong, G.D.Gu, H.He, A.Ivanov, N.Koshizuka, B.Liang, C.T.Lin, L.-P.Regnault, Y.Sidis, E.Shoenherr. Spin excitations in cuprates: from underdoped to overdoped state. // *Physica C*, 2000, vol 341-348, p.2113-2116.
- A48. A.S.Ivanov, P.Bourges, D.Petitgrand, H.Casalta. High-energy spin dynamics in Pr_2CuO_4 . // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2001, vol. 226-230, p.485-486.
- A49. H.He, Y.Sidis, P.Bourges, G.D.Gu, A.Ivanov, N.Koshizuka, B.Liang, C.T.Lin, L.P.Regnault, E.Shoenherr, B.Keimer. Resonant spin excitations in an overdoped high temperature superconductor. // *Phys. Rev. Lett.*, 2001, vol.86, No.8, p.1610-1613.
- A50. H.Hiraka, Y.Endoh, M.Fujita, Y.S.Lee, J.Kulda, A.Ivanov, R.J.Birgeneau. Spin fluctuations in the underdoped high-Tc cuprate $\text{La}_{1.93}\text{Sr}_{0.07}\text{CuO}_4$. // *J. Phys. Soc. Japan*, 2001, vol.70, No.3, p.853-858.
- A51. Y.Sidis, Ph.Bourges, B.Keimer, L.-P.Regnault, J.Bossy, A.S.Ivanov, B.Hennion, P.Gautier-Picard, G.Collin. Magnetic resonance peak and non-magnetic impurities. // In: *Open Problems in Strongly Correlated Electron Systems*, Eds. J.Bonca *et al*, Kluwer Acad. Publ., 2001, p.59-68.
- A52. D.Petitgrand, A.S.Ivanov, S.V.Maleyev. Spin dynamics and magnetic order near the field-induced quantum critical point in Pr_2CuO_4 . // *Appl. Phys. A*, 2002, vol.74 [Suppl.1], p.S853-S855.
- A53. S.Pailhès, Y.Sidis, P.Bourges, C.Ulrich, V.Hinkov, L.-P.Regnault, A.Ivanov, B.Liang, C.T.Lin, C.Bernhard, B.Keimer. Two resonant magnetic modes in an overdoped high Tc superconductor. // *Phys. Rev. Lett.*, 2003, vol.91, p.237002(1-4).
- A54. A.Ivanov, D.Petitgrand. Critical scattering in a quasi-two-dimensional antiferromagnet. // *J. Magn. Magn. Mater.*, 2004, vol.272-276, p.220-222.
- A55. V.Hinkov, S.Pailhès, P.Bourges, Y.Sidis, A.Ivanov, A.Kulakov, C.T.Lin, D.P.Chen, C.Bernhard, B.Keimer. Two-dimensional geometry of spin excitations in the high-transition-temperature superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. // *Nature*, 2004, vol.430, p.650-653.
- A56. S.Pailhès, Y.Sidis, P.Bourges, V.Hinkov, A.Ivanov, C.Ulrich, L.-P.Regnault, B.Keimer. Resonant magnetic excitations at high energy in superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.85}$. // *Phys. Rev. Lett.*, 2004, vol.93, p.167001(1-4).
- A57. S.Pailhès, C.Ulrich, B.Fauqué, V.Hinkov, Y.Sidis, A.Ivanov, C.T.Lin, B.Keimer, P.Bourges. Doping dependence of bilayer resonant spin excitations in $(\text{Y,Ca})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. // *Phys. Rev. Lett.*, 2006, vol.96, p.257001(1-4).
- A58. A.Ivanov, D.Petitgrand. Critical scattering near quantum critical point in a quasi-2D antiferromagnet. // *Physica B*, 2006, vol.385-386, p.421-424.

- A59. L.Capogna, B.Fauqué, Y.Sidis, C.Ulrich, P.Bourges, S.Pailhès, A.Ivanov, J.L.Tallon, B.Liang, C.T.Lin, A.I.Rykov, B.Keimer. Odd and even magnetic resonant modes in highly overdoped $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$. // *Phys. Rev. B*, 2007, vol.75, p.060502(1-4).
- A60. V.Hinkov, P.Bourges, S.Pailhès, Y.Sidis, A.Ivanov, C.D.Frost, T.G.Perring, C.T.Lin, D.P.Chen, B.Keimer. Spin dynamics in the pseudogap state of a high-temperature superconductor.- *Nature Phys.*, 2007, vol.3, p.780-785.
- A61. Y.Sidis, S.Pailhès, V.Hinkov, B.Fauqué, C.Ulrich, L.Capogna, A.Ivanov, L.-P.Regnault, B.Keimer, P.Bourges. Inelastic neutron scattering study of spin excitations in the superconducting state of high temperature superconductors. // *Comp. Rend. Phys.*, 2007, vol.8, p.745-762.
- A62. B.Fauqué, Y.Sidis, L.Capogna, A.Ivanov, K.Hradil, C.Ulrich, A.I.Rykov, B.Keimer, P.Bourges. Dispersion of the odd magnetic resonant mode in near-optimally doped $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$. // *Phys. Rev. B*, 2007, vol.76, p.214512(1-15).
- A63. V.Hinkov, D.Haug, B.Fauqué, P.Bourges, Y.Sidis, A.Ivanov, C.Bernhard, C.T.Lin, B.Keimer. Electronic liquid crystal state in the high-temperature superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.45}$. // *Science*, 2008, vol.319, p.597-600.
- A64. D.Haug, V.Hinkov, A.Suchaneck, D.S.Inosov, N.B.Christensen, C.Niedermayer, P.Bourges, Y.Sidis, J.T.Park, A.Ivanov, C.T.Lin, J.Mesot, B.Keimer. Magnetic-field-enhanced incommensurate magnetic order in the underdoped high-temperature superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.45}$. // *Phys. Rev. Lett.*, 2009, vol.103, p.017001(1-4).
- A65. A.Suchaneck, V.Hinkov, D.Haug, L.Schulz, C.Bernhard, A.Ivanov, K. Hradil, C.T.Lin, P.Bourges, B.Keimer, Y.Sidis. Incommensurate magnetic order and dynamics induced by spinless impurities in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$. // *Phys. Rev. Lett.*, 2010, vol.105, p.037207(1-4).
- A66. V.Hinkov, C.T.Lin, M.Raichle, B.Keimer, Y.Sidis, P.Bourges, S.Pailhès, A.Ivanov. Superconductivity and electronic liquid-crystal states in twin-free $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ studied by neutron scattering. // *European Phys. J.*, 2010, Special Topics, vol.188, p.113-129.
- A67. D.Haug, V.Hinkov, Y.Sidis, P.Bourges, N.B.Christensen, A.Ivanov, T.Keller, C.T.Lin, B.Keimer. Neutron scattering study of the magnetic phase diagram of underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. // *New J. Phys.*, 2010, vol.12, p.105006(1-18).
- A68. J.T.Park, D.S.Inosov, A.Yaresko, S.Graser, D.L.Sun, Ph.Bourges, Y.Sidis, Yuan Li, J.-H.Kim, D.Haug, A.Ivanov, K.Hradil, A.Schneidewind, P.Link, E.Faulhaber, I.Glavatskyy, C.T.Lin, B.Keimer, V.Hinkov. Symmetry of spin excitation spectra in the tetragonal paramagnetic and superconducting phases of 122-ferropnictides. // *Phys. Rev. B*, 2010, vol.82, p.134503(1-18).
- A69. J.T.Park, G.Friemel, Yuan Li, J.-H.Kim, V.Tsurkan, J.Deisenhofer, H.-A.Krug von Nidda, A.Loidl, A.Ivanov, B.Keimer, D.S.Inosov. Magnetic resonant mode in the low-energy spin-excitation spectrum of superconducting $\text{Rb}_2\text{Fe}_4\text{Se}_5$ single crystals. // *Phys. Rev. Lett.*, 2011, vol.107, p.177005(1-5).
- A70. G.Friemel, J.T.Park, T.A.Maier, V.Tsurkan, Y.Li, J.Deisenhofer, H.A.Krug von Nidda, A.Loidl, A.Ivanov, B.Keimer, D.S.Inosov. Reciprocal-space structure and dispersion of the magnetic resonant mode in the superconducting phase of $\text{Rb}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}$ single crystals. // *Phys. Rev. B*, 2012, vol.85, p.140511(1-5).
- A71. J.T.Park, G.Friemel, T.Loew, V.Hinkov, Y.Li, B.H.Min, D.L.Sun, A.Ivanov, A.Piovano, C.T.Lin, B.Keimer, Y.S.Kwon, D.S.Inosov. Similar zone-center gaps in the low-energy spin-wave spectra of $\text{Na}_{1-d}\text{FeAs}$ and BaFe_2As_2 . // *Phys. Rev. B*, 2012, vol.86, p.024437(1-6).
- A72. Y.Xiao, S.Nandi, Y.Su, S.Price, H.-F.Li, Z.Fu, W.Jin, A.Piovano, A.Ivanov, K.Schmalzl, W.Schmidt, T.Chatterji, Th.Wolf, Th.Brückel. Magnetic anisotropic energy gap and low-energy spin wave excitation in the antiferromagnetic block phase of $\text{K}_2\text{Fe}_4\text{Se}_5$. // *Phys. Rev. B*, 2013, vol.87, p.140408(R)(1-6).
- A73. D.S.Inosov, G.Friemel, J.T.Park, A.C.Walters, Y.Textier, Y.Laplace, J.Bobroff, V.Hinkov, D.L.Sun, Y.Liu, R.Khasanov, K.Sedlak, Ph.Bourges, Y.Sidis, A.Ivanov, C.T.Lin, T.Keller, B.Keimer. Possible realization of an antiferromagnetic Griffiths phase in $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Mn}_x)_2\text{As}_2$. // *Phys. Rev. B*, 2013, vol.87, p.224425(1-16).

- A74. H.Man, X.Lu, J.S.Chen, R.Zhang, W.Zhang, H.Luo, J.Kulda, A.Ivanov, T.Keller, E.Morosan, Q.Si, P.Dai. Electronic nematic correlations in the stress-free tetragonal state of $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$. // Phys. Rev. B, 2015, vol.92, p.134521(1-9).
- A75. Q.S.Wang, J.T.Park, Y.Feng, Y.Shen, Y.Q.Hao, B.G.Pan, J.W.Lynn, A.Ivanov, S.X.Chi, M.Matsuda, H.B.Cao, R.J.Birgeneau, D.V.Efremov, J.Zhao. Transition from sign-reversed to sign-preserved cooper-pairing symmetry in sulfur-doped iron selenide superconductors. // Phys. Rev. Lett., 2016, vol.116, p.197004(1-5).
- A76. D.W.Tam, Y.Song, H.Man, S.C.Cheung, Z.P.Yin, X.G.Lu, W.Y.Wang, B.A.Frandsen, L.A.Liu, Z.Z.Gong, T.U.Ito, Y.P.Cai, M.N.Wilson, S.L.Guo, K.Koshiishi, W.Tian, B.Hitti, A.Ivanov, Y.Zhao, J.W.Lynn, G.M.Luke, T.Berlijn, T.A.Maier, Y.J.Uemura, P.C.Dai. Uniaxial pressure effect on the magnetic ordered moment and transition temperatures in $\text{BaFe}_{2-x}\text{T}_x\text{As}_2$ ($T = \text{Co}, \text{Ni}$). // Phys. Rev. B, 2017, vol.95, p.060505(R)(1-6).
- A77. W.Y.Wang, J.T.Park, R.Yu, Y.Li, Y.Song, Z.Y.Zhang, A.Ivanov, J.Kulda, P.C.Dai. Orbital selective neutron spin resonance in underdoped superconducting $\text{NaFe}_{0.985}\text{Co}_{0.015}\text{As}$. // Phys. Rev. B, 2017, vol.95, p.094519(1-6).

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] J.G.Bednorz, K.A.Müller // *Z. Phys. B*, v.64, p.189-193 (1986).
- [2] J.Rossat-Mignod, L.P.Regnault, C.Vettier, P.Bourges, P.Burlet, J.Bossy, J.Y.Henry, G.Lapertot // *Physica C*, v.185-189, p.86-92 (1992).
- [3] C.C.Tsuei, J.R.Kirtley // *Rev. Mod. Phys.*, v.72(4), p.969-1011 (2000).
- [4] M.Eschrig // *Adv. Phys.*, v.55, p.47-183 (2006).
- [5] A.D.Christianson, E.A.Goremychkin, R.Osborn, S.Rosenkranz, M.D.Lumsden, C.D.Malliakas, I.S.Todorov, H.Claus, D.Y.Chung, M.G.Kanatzidis, R.I.Bewley, T.Guidi // *Nature*, v.456, p.930-931 (2008).
- [6] D.S.Inosov, J.T.Park, P.Bourges, D.L.Sun, Y.Sidis, A.Schneidewind, K.Hradil, D.Haug, C.T.Lin, B.Keimer, V.Hinkov // *Nature*, v.6, p.178-181 (2010).
- [7] M.M.Korshunov, I.Eremin // *Phys. Rev. B*, v.78, p.140509(R)(1-4) (2008).
- [8] N.Bulut, D.J.Scalapino, S.R.White // *Physica C*, v.246, p.85-94 (1995).
- [9] D.J.Scalapino // *Rev. Mod. Phys.*, v.84, p.1383-1416 (2012).
- [10] M.R.Schafroth // *Phys. Rev.*, v.96, p.1442(1p.) (1954).
- [11] P.W.Anderson // *Science*, v.235, p.1196-1198 (1987).
- [12] A.S.Alexandrov, N.F.Mott // *Rep. Prog. Phys.*, v.57, p.1197-1288 (1994).
- [13] J.M.Tranquada // *AIP Conf. Proc.*, v.1550, p.114-187 (2013).
- [14] S.A.Kivelson, I.P.Bindloss, E.Fradkin, V.Oganesyan, J.M.Tranquada, A.Kapitulnik, C.Howald // *Rev. Mod. Phys.*, v.75, p.1201-1241 (2003).
- [15] M.Vojta // *Adv. Phys.*, v.58, p.699-820 (2009).
- [16] C.M.Varma // *Phys. Rev. B*, v.73, p.155113(1-17) (2006).
- [17] B.Keimer, S.A.Kivelson, M.R.Norman, S.Uchida, J.Zaanen // *Nature*, v.518, p.179-186 (2015).
- [18] B.Fauqué, Y.Sidis, V.Hinkov, S.Pailhès, C.T.Lin, X.Chaud, P.Bourges // *Phys. Rev. Lett.*, v.96, p.197001(1-4) (2006).
- [19] E.Fradkin, S.A.Kivelson, J.M.Tranquada // *Rev. Mod. Phys.*, v.87, p.457-482 (2015).
- [20] M.R.Norman // In: *Novel Superfluids*, Vol.2, eds. K.H.Bennemann and J.B.Ketterson, Oxford Univ. Press, Oxford (2014), p. 23-79.
- [21] R.M.Fernandez, A.V.Chubukov // *Rep. Prog. Phys.*, v.80, p.014503(1-34) (2017).
- [22] S.W.Lovesey // *Theory of neutron scattering from condensed matter*. Clarendon Press, Oxford, (1984). V.1: Nuclear scattering, 329p.; V.2: Polarization effects and magnetic scattering, 344p.
- [23] *Methods of Experimental Physics*. Vol.23: *Neutron Scattering*. Eds. K.Sköld, D.L.Price. Academic Press, Inc. Parts A: 557p. (1986), B: 590p. (1987), C: 489p. (1987).
- [24] D.C.Johnston // *Adv. Phys.*, v.59, p.803-1061 (2010).
- [25] I.I.Mazin, J.Schmalian // *Physica C*, v.469, p.614-627 (2009).
- [26] R.X.Liang, D.A.Bonn, W.N.Hardy // *Phys. Rev. B*, v.73, p.180505(R)(1-4) (2006).
- [27] C.Falter, M.Klenner, G.A.Hoffmann, Q.Chen // *Phys. Rev. B*, v.55, p.3308-3313 (1997).
- [28] L.Pintschovius, W.Reichardt // In: *Neutron Scattering in Layered Copper-Oxide Superconductors*. (ed. A.Furrer), p.165-223 (Kluwer Acad. Publ., 1998).
- [29] S.L.Chaplot, W.Reichardt, L.Pintschovius, N.Pyka // *Phys. Rev. B*, v.52, p.7230-7242 (1995).
- [30] J.P.Hill, A.Vigliante, D.Gibbs, J.L.Peng, R.L.Greene // *Phys. Rev. B*, v.52, p.6575-6580 (1995).
- [31] P.Thalmeier // *Physica C*, v.266, p.89-103 (1995).
- [32] R.Sachidanandam, T.Yildirim, A.B.Harris, A.Aharony, O.Entin-Wohlman // *Phys. Rev. B*, v.56, p. 260-286 (1997).
- [33] J.D.Axe, G.Shirane // *Phys. Rev. B*, v.8, p.1965-1977 (1973).
- [34] L.P.Regnault, Ph.Bourges, P.Burlet // In: *Neutron Scattering in Layered Copper-Oxide Superconductors*. (ed. A.Furrer), p.85-134 (Kluwer Acad. Publ., 1998).
- [35] P.Bourges // In: *The Gap Symmetry and Fluctuations in High Temperature Superconductors*. (eds. J.Bok, G.Deutscher, D.Pavuna, S.A.Wolf). NATO ASI Series B: Physics, vol.371, p.349-371 (1998); [cond-mat/9901333].
- [36] M.Vojta, C.Buragohain, S.Sachdev // *Phys. Rev. B*, v.61, p.15152-15184 (2000).

- [37] B.Nachumi, A.Keren, K.Kojima, M.Larkin, G.M.Luke, J.Merrin, O.Tchernyshov, Y.J.Uemura, N.Ichikawa, M.Goto, S.Uchida // *Phys. Rev. Lett.*, v.77, p.5421-5424 (1996).
- [38] S.H.Pan, E.W.Hudson, K.M.Lang, H.Eisaki, S.Uchida, J.C.Davis // *Nature*, v.403, p.746-750 (2003).
- [39] H.He, P.Bourges, Y.Sidis, C.Ulrich, L.P.Regnault, S.Pailhès, N.S.Berzigiarova, N.N.Kolesnikov, B.Keimer // *Science*, v.295, p.1045-1047 (2002).
- [40] G.Yu, Y.Li, E.M.Motoyama, X.Zhao, N.Barišić, Y.Cho, P.Bourges, K.Hradil, R.A.Mole, M.Greven // *Phys. Rev. B*, v.81, p.064518(1-5) (2010).
- [41] J.M.Tranquada // In: *Handbook of High-Temperature Superconductivity: Theory and Experiment*. Eds. J.R.Schrieffer, J.S.Brooks (Springer, 2007). Chapter 6: p.257-298.
- [42] D.Z.Liu, Y.Zha, K.Levin // *Phys. Rev. Lett.*, v.75, p.4130-4133 (1995).
- [43] A.J.Millis, H.Monien // *Phys. Rev. B*, v.54, p.16172-16178 (1996).
- [44] F.Onufrieva, P.Pfeuty // *Phys. Rev. B*, v.65, p.054515(1-11) (2002).
- [45] E.Demler, H.Kohno, S.C.Zhang // *Phys. Rev. B*, v.58, p.5719-5730 (1998).
- [46] P.Bourges, Y.Sidis, M.Braden, K.Nakajima, J.M.Tranquada // *Phys. Rev. Lett.*, v.90, p.147202 (1-4) (2003).
- [47] M.Fujita, H.Hiraka, M.Matsuda, M.Matsuura, J.M.Tranquada, S.Wakimoto, G.Y.Xu, K.Yamada // *J. Phys. Soc. Japan*, v.81, p.011007(1-19) (2012).
- [48] C.Varma // *Rep. Prog. Phys.*, v.79, p.082501(1-17) (2016).
- [49] D.Reznik, J.-P.Ismer, I.Eremin, L.Pintschovius, T.Wolf, M.Arai, Y.Endoh, T.Masui, S.Tajima // *Phys. Rev. B*, v.78, p.132503(1-4) (2008).
- [50] H.A.Mook, P.C.Dai, F.Dogan, R.D.Hunt // *Nature*, v.404, p.729-731 (2000).
- [51] F.Kruger, S.Schneidl // *Phys. Rev. B*, v.67, p.134512(1-11) (2003).
- [52] J.M.Tranquada, H.Woo, T.G.Perring, H.Goka, G.D.Gu, G.Xu // *Nature*, v.429, p.534-538 (2004).
- [53] E.Demler, S.Sachdev, Y.Zhang // *Phys. Rev. Lett.*, v.87, p.067202(1-4) (2001).
- [54] A.Dubroka, M.Rossle, K.W.Kim, V.K.Malik, D.Munzar, D.N.Basov, A.A.Schafgans, S.J.Moon, C.T.Lin, D.Haug, V.Hinkov, B.Keimer, Th.Wolf, J.G.Storey, J.L.Tallon, C.Bernhard // *Phys. Rev. Lett.*, v.106, p/047006(1-4) (2011).
- [55] V.Balédent, D.Haug, Y.Sidis, V.Hinkov, C.T.Lin, P.Bourges // *Phys. Rev. B*, v.83, p.104504(1-8) (2011).
- [56] P.C.Dai // *Rev. Mod. Phys.*, v.87, p.855-896 (2015).
- [57] D.S.Inosov // *Compt. Rend. Physique*, v.17, p.60-89 (2016).
- [58] R.S.Fishman, S.H.Liu // *Phys. Rev. B*, v.58, p.R5912-R5915 (1998).
- [59] R.S.Fishman, S.H.Liu // *Phys. Rev. B*, v.59, p.8681-8694 (1999).
- [60] X.G.Lu, D.W.Tam, C.L.Zhang, H.Q.Luo, M.Wang, R.Zhang, L.W.Harriger, T.Keller, B.Keimer, L.-P.Regnault, T.A.Maier, P.C.Dai // *Phys. Rev. B*, v.90, p.024509(1-6) (2014).
- [61] C.L.Zhang, M.Wang, H.Q.Luo, M.Y.Wang, M.S.Liu, J.Zhao, D.L.Abernathy, T.A.Maier, K.Marty, M.D.Lumsden, S.X.Chi, S.Chang, J.A.Rodriguez-Rivera, J.W.Lynn, T.Xiang, J.P.Hu, P.C.Dai // *Sci. Rep.*, v.1, p.00115(1-8) (2011).
- [62] E.Dagotto // *Rev. Mod. Phys.*, v.85, p.849-867 (2013).
- [63] T.A.Maier, S.Graser, P.J.Hirschfeld, D.J.Scalapino // *Phys. Rev. B*, v.83, p.1005151(R) (2011).
- [64] S.Onari, H.Kontani, M.Sato // *Phys. Rev. B*, v.81, p.060504(R)(1-4) (2010).
- [65] W.C.Lv, A.Moreo, E.Dagotto // *Phys. Rev. B*, v.89, p.104510(1-8) (2014).
- [66] R.Yu, J.X.Zhu, Q.M.Si // *Phys. Rev. B*, v.89, p.024509(1-7) (2014).
- [67] X.G.Lu, J.T.Park, R.Zhang, H.Q.Luo, A.H.Nevidomskyy, Q.M.Si, P.C.Dai // *Science*, v.345, p.657-660 (2014).
- [68] H.H.Kuo, J.H.Chu, J.C.Palmstrom, S.A.Kivelson, I.R.Fisher // *Science*, v.352, p.958-962 (2016).
- [69] V.P.Plakhty, S.V.Maleyev, P.Burlet, S.V.Gavrilov, O.P.Smirnov, *Phys. Lett. A*, v.250, p.201-204 (1998).