

НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ — 2003

Сверхтекучий ^3He : ранняя история глазами теоретика

Э.Дж. Леггетт

(Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 2003 г.)

PACS numbers: 01.10.Fv, 01.65.+g, 67.57.-z

Нет необходимости говорить, что я испытываю огромную гордость и удовлетворение по поводу того, что мои теоретические работы по исследованию сверхтекучего ^3He удостоены Нобелевской премии 2003 года по физике; мне особенно приятно разделить эту награду с профессорами Гинзбургом и Абрикосовым, на которых я всегда взирал как на великих ученых, работающих в тесно связанной с моей деятельностью в области сверхпроводимости. История того, как за период примерно в двенадцать месяцев, с июля 1972 г. по июль 1973 г., мы получили теоретическое объяснение экспериментальных данных об объекте, который сейчас известен как сверхтекучий ^3He , похожа на сложную детективную повесть, в которой, помимо меня, принимало участие множество действующих лиц; по причине ограничения во времени в данной лекции я уделю больше внимания своей собственной роли и буду вынужден опустить несколько важных линий, в развитии которых я прямо не участвовал.

Элемент гелий существует в двух (стабильных) формах, ^4He и ^3He ; при низких температурах и давлениях обе они представляют собой жидкости, а не твердые тела. Жидкая фаза обычного изотопа, ^4He , была получена около века назад, а начиная с 1938 г. стало известно, что при температурах ниже приблизительно 2 К он демонстрирует свойство *сверхтекучести* — способность протекать через тончайшие капилляры без видимого трения. С другой стороны, жидкая форма редкого изотопа, ^3He , стала доступной только начиная с 1950 г., когда в процессах распада трития, вырабатываемого в ядерных реакторах, было произведено достаточное его количество. Однако довольно быстро было замечено, что жидкий ^3He во многом похож на систему, которая была известна гораздо раньше — систему электронов в металлах. Хотя имеется одно очевидное различие (электроны в металлах электрически заряжены, в то время как атом ^3He электрически нейтрален), обе эти системы являются плотными системами частиц со спи-

ном $1/2$, а потому следует ожидать, что они подчиняются статистике Ферми–Дирака. (Атомы ^4He , напротив, имеют нулевой спин и поэтому должны подчиняться статистике Бозе–Эйнштейна.) Если мы рассмотрим невзаимодействующий газ таких частиц в состоянии теплового равновесия при температуре $T \ll T_F = \varepsilon_F/k_B$ (где ε_F — "энергия Ферми", определяемая массой и плотностью), то каждое из состояний, которые лежат сильно ниже ε_F по энергии, будут заняты одной частицей, а все состояния, которые лежат сильно выше ε_F , будут свободными; перераспределение частиц может иметь место только в пределах энергетической "оболочки" шириной $\sim k_B T$ вблизи значения ε_F , и все тепловые, транспортные свойства и свойства отклика, таким образом, определяются свойствами состояний в этой оболочке. В основополагающей работе Л.Д. Ландау 1956 г. [1] было показано, что при определенных условиях такая картина остается качественно верной даже при наличии сильных межчастичных взаимодействий; такая система известна как "вырожденная ферми-жидкость". Эксперименты с жидким ^3He , проводимые в пятидесятых и в начале шестидесятых годов, показали, что такая система действительно ведет себя как вырожденная ферми-жидкость при температурах ниже температуры ~ 100 мК, вплоть до самых низких температур, достижимых в то время (около 3 мК).

Далее, на протяжении почти что столетия было известно, что электроны в металлах, температура Ферми которых порядка $10^4 - 10^5$ К, могут при температурах $\lesssim 20$ К иногда переходить в так называемое сверхпроводящее состояние, в котором они могут течь без видимого сопротивления; для заряженной системы это является просто аналогом сверхтекучего жидкого ^4He . Поскольку для жидкого ^3He температура Ферми составляет всего несколько кельвинов, было бы разумно предположить, что атомы могут претерпевать аналогичный переход при температурах порядка мК; поскольку атомы являются электронейтральными, результатом этого была бы не сверхпроводимость, а сверхтекучесть, как в ^4He . Однако при отсутствии микроскопической теории сверхпроводимости не возникало никаких количественных подходов к решению этого вопроса.

Э.Дж. Леггетт (A.J. Leggett). University of Illinois, Department of Physics, 1110 West Green Street, Urbana, IL 61801-3080, USA
E-mail: aleggett@uiuc.edu

Замечательный прогресс в феноменологическом описании сверхпроводимости был достигнут в начале пятидесятых годов (что нашло свое отражение в наградах, присужденных моим солауреатам), в частности, в связи с введением концепции "макроскопической волновой функции", или параметра порядка. Обоснование этой концепции на микроскопическом уровне [2] было предложено моим покойным коллегой Джоном Бардином и его сотрудниками Леоном Купером и Бобом Шриффером в 1957 г., что в настоящее время повсеместно известно как правильная (по крайней мере, в рамках представлений того времени) микроскопическая теория сверхпроводимости, или теория "БКШ". Они постулировали, что в сверхпроводящем состоянии электроны внутри "оболочки" шириной $\sim k_B T_c$ вблизи энергии Ферми (где T_c — температура сверхпроводящего перехода) стремятся образовать "куперовскую пару", нечто вроде гигантской "двухэлектронной молекулы", чей радиус огромен по сравнению со средним расстоянием между электронами (так что между любыми двумя электронами, образующими куперовскую пару, имеются миллиарды других электронов, каждый из которых образует свою собственную пару). Очень важным моментом в теории сверхпроводимости БКШ является то, что куперовские пары, однажды образовавшись, *должны вести себя в точности одинаково*, т.е. их волновые функции должны в точности одинаково зависеть и от координаты центра масс, и от относительной координаты. На самом деле "макроскопическая волновая функция" Гинзбурга–Ландау оказалась ни чем иным, как волновой функцией общего центра масс всех пар. Эта волновая функция может изменяться в пространстве очень нетривиальным образом, и именно это изменение порождает эффекты, описанные профессорами Гинзбургом и Абрикосовым.

С другой стороны, в теории БКШ "внутренняя" (относительная) волновая функция пары представляет собой малоинтересный объект: два электрона имеют противоположные спины, поэтому полный спин пары, а также относительный орбитальный момент импульса равны нулю, так что состояние "молекулы" в атомных обозначениях — это состояние 1S_0 , все свойства системы являются полностью изотропными, и нет "ориентационных" степеней свободы.

Когда в конце пятидесятых годов исследователи начали распространять идеи БКШ на жидкий ^3He , они быстро поняли, что имеется важное различие между такой системой и системой электронов в металлах: потенциал взаимодействия между двумя атомами He на малых расстояниях является в сильной степени отталкивающим и только при межатомном расстоянии $r \sim r_0 \sim 3 \text{ \AA}$ становится притягивающим; таким образом, образующие куперовскую пару атомы не могут приближаться друг к другу ближе, чем на такое расстояние. Так как они образуются из состояний, близких к поверхности Ферми, их относительный импульс должен составлять порядка $p_F \equiv (2m\varepsilon_F)^{1/2} \sim 1 \text{ \AA}^{-1}$. Это означает, что их безразмерный относительный момент импульса l должен быть порядка $p_F r_0 / \hbar$ и, следовательно, отличен от нуля (скорее всего, равен 1 или 2), в отличие от случая металлических сверхпроводников, где, как мы видели, пары имеют $l = 0$. (Более точные вычисления подтверждают этот результат, получаемый с помощью интуитивных рассуждений.) Тогда из статистики Ферми

следует, что если l четное (так что орбитальное состояние симметрично при перестановке двух частиц), то спиновое состояние должно быть синглетом ($S = 0$), как и в исходном случае БКШ, в то время как если l нечетное, то спиновое состояние должно быть триплетом ($S = 1$). Тогда имеет смысл ожидать, что в любом случае (если только $l \neq 0$) орбитальные свойства должны быть анизотропными, а в случае триплетного спаривания (нечетные l) это относится и к спиновым свойствам; однако, как мы увидим, этот вопрос не решается столь прямолинейно, как это могло бы показаться.

Начало шестидесятых годов ознаменовалось значительным теоретическим интересом к возможному существованию и свойствам жидкой фазы ^3He с куперовским спариванием (а потому предположительно сверхтекучей); в рассматриваемом контексте особенно достойными упоминания являются две разработки. В основополагающей работе 1961 г. [3] Андерсон и Морел систематическим образом адаптировали идеи БКШ к этой системе: они явно предположили (вслед за другими), что в случае $l \neq 0$, как и в случае $l = 0$, который рассматривали БКШ, все куперовские пары образуются в точности в одном и том же состоянии, и это касается не только движения их центра масс, но и их *внутреннего (относительного) состояния*. Важно подчеркнуть, что это предположение является нетривиальным; действительно, имелась по крайней мере одна вышедшая почти в то же время работа [4], в которой делалось совсем иное и, на первый взгляд, возможно, привлекательное предположение, а именно, что (в случае $l = 2$) все пять зеемановских подсостояний являются равнозаселенными, так что получается состояние системы с полностью изотропными физическими свойствами¹. С другой стороны, Андерсон и Морел показали, что при их предположениях физические свойства будут, вообще говоря, анизотропными как в орбитальном, так и в спиновом пространстве в случае нечетного l (спиновый триплет). Они подробно исследовали два случая: случай спаривания в d -состоянии ($l = 2$), для которого они весьма подробно изучили разнообразные физические свойства, и случай p -состояния ($l = 1$), который они рассмотрели более кратко. В последнем случае они выбрали определенное состояние, а именно, то, в котором пары образуются только в состояниях с $S_z = +1 (\uparrow\uparrow)$ и $S_z = -1 (\downarrow\downarrow)$ (так называемом состоянии "спаривания параллельных спинов" (СПС)); более того, эти состояния имеют одни и те же орбитальные волновые функции, что на интуитивном уровне соответствует тому, что пары имеют орбитальный момент импульса равный $\hbar$ вдоль направления, обычно обозначаемого единичным вектором $\hat{\mathbf{i}}$; впоследствии по причинам, которые мы рассмотрим ниже, это состояние было названо состоянием "Андерсона–Бринкмана–Морела" (АБМ). Насколько мне известно, в то время не было никаких специальных причин, чтобы выбрать именно это, а не другое состояние, например, состояние, которое в рамках обобщенной теории БКШ вместе с АБМ-состоянием является вырожденным и в котором пары с $S_z = +1$ и $S_z = -1$ имеют противоположные моменты импульса ("аксиальные" состояния); так что выбор, который они реально сде-

¹ Относительно аргументов против данной идеи см. работы [5, 6]. Многие годы спустя эту идею вернули к жизни в работе [7], но снова отвергли в работе [8].

лали, оказался из тех, которые совершаются случайно, но имеют неоценимое значение.

Второй очень важный шаг сделали независимо Вдовин [9] в бывшем Советском Союзе и Балья и Вертхамер [10] (БВ) на Западе. Они заметили, что в случае нечетных l возможно образование пар одновременно во всех трех зеемановских подсостояниях таким образом, что парная волновая функция является суперпозицией, т.е. схематически имеет вид (где $\mathbf{r}$ обозначает относительную координату)

$$\Psi_{\text{pair}} = F_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{r})|\uparrow\uparrow\rangle + F_{\downarrow\downarrow}(\mathbf{r})|\downarrow\downarrow\rangle + F_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{r})\left(\frac{1}{\sqrt{2}}|\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow\rangle\right). \quad (1)$$

Следует подчеркнуть, что все куперовские пары по-прежнему находятся в одной суперпозиции (1) (а не одна треть пар занимает независимо каждое зеемановское подсостояние!). Те "СПС"-состояния, которые рассматривались в более ранних работах, таких, как работы Андерсона и Морела, являются специальными случаями выражения (1) при $F_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}) \equiv 0$; в частности, в АБМ-состоянии выполнено (с точностью до фазы) $F_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{r}) = F_{\downarrow\downarrow}(\mathbf{r})$. В конкретном случае $l = 1$ Вдовин и БВ показали, что можно выбрать $F_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{r})$ так, чтобы это отвечало угловому моменту $L_z = -1$, и, аналогично, выбрать $F_{\downarrow\downarrow}$ и $F_{\uparrow\downarrow}$ так, чтобы они, соответственно, отвечали $L_z = +1$ и $L_z = 0$; таким образом, они построили состояние с $L = S = 1$, но с $J \equiv |L + S| = 0$, т.е., в атомных обозначениях, 3P_0 -состояние. Согласно теореме Вигнера–Эккарта, такое состояние должно быть изотропным по всем своим свойствам, будь то орбитальное движение, спин или их комбинация; в частности, спиновая восприимчивость должна быть изотропной и равной $2/3$ от ее значения в нормальном состоянии (это отражает тот факт, что треть спиновых состояний имеет $S_z = 0$ относительно любой оси). Вдовин и БВ показали, что в рамках обобщенной теории БКШ, которую они использовали в своих вычислениях, это состояние (условно называемое БВ-состоянием) должно быть более устойчивым, чем любое СПС-состояние с $l = 1$.

На основании этих и других исследований большинство теоретиков около 1964 г. склонялись к мысли, что, а) жидкий ^3He может переходить в состояние с куперовским спариванием, которое должно проявлять среди прочего свойство сверхтекучести при температуре, предсказать которую трудно, и б) симметрия такого состояния скорее всего будет или симметрией состояния с $l = 2$, $S = 0$ или симметрией БВ-состояния (3P_0); в любом случае, спиновая восприимчивость должна быть изотропной и уменьшенной по сравнению со своим значением в нормальном состоянии (до нуля при $l = 2$ и на множитель $1/3$ в случае БВ).

Именно в этот момент я начал активно интересоваться возможностью существования сверхтекучей фазы ^3He . До этого я немного занимался нормальным ^3He во время работы над моей кандидатской диссертацией (я использовал теорию Ландау для ферми-жидкости, которая в то время была чем-то вроде новинки на Западе), а затем приступил к работе в качестве постдока с Дэвидом Пайнсом в Университете штата Иллинойс в городе Урбана-Шампейн (УИУШ). Однажды, когда я уже провел там около месяца, Джон Бардин и Лео

Каданов пришли ко мне в кабинет и сказали "Слушай, Джон Уитли здесь в подвале проводит эксперименты по определению коэффициента спиновой диффузии жидкого ^3He и дошел до температурного режима, при котором, как все думают, может происходить переход в сверхтекучее состояние. Почему бы тебе не попробовать разобраться, как это отразится на поведении спиновой диффузии?" Я начал эти вычисления, однако так их и не закончил; сейчас мне кажется, что это даже хорошо, поскольку теперь нам известно, что вследствие аномального ЯМР-поведения сверхтекучего ^3He (о котором значительно больше будет сказано ниже) изучение спиновой диффузии является чрезвычайно сложной задачей, и в высшей степени маловероятно, что я решил бы ее правильно при отсутствии подсказок со стороны эксперимента.

Причина, по которой я так и не завершил вычисление спиновой диффузии, состояла в том, что я отвлекся на проблему, которая увлекла меня как гораздо более интересная, а именно, как скомбинировать идеи БКШ по спариванию в слабо взаимодействующей ферми-системе с теорией "ферми-жидкости" Ландау для нормального состояния ^3He . После череды взлетов и падений (см. [11]) мне удалось переформулировать теорию Ландау в терминах набора "молекулярных полей" — в виде, применение которого к гипотетической сверхтекучей фазе, равно как и к нормальной фазе, было делом несложным. Мне удалось показать (для случая $l = 0$), что в то время как для вырожденной сверхтекучей ферми-жидкости, равно как и для слабо взаимодействующего сверхтекучего ферми-газа, спиновая восприимчивость и нормальная плотность спадают к нулю в пределе $T \rightarrow 0$, тем не менее зависимости этих величин от температуры для вырожденной сверхтекучей ферми-жидкости, вообще говоря, заметно отличаются как друг от друга, так и от соответствующих зависимостей для слабо взаимодействующего сверхтекучего ферми-газа². Для случая спиновой восприимчивости я применил идею "молекулярного поля" к БВ-состоянию и показал, среди прочего, что ферми-жидкостные эффекты в ^3He должны понижать восприимчивость при $T = 0$ (относительно ее значения в нормальном состоянии) от значения $2/3$, соответствующего слабому взаимодействию, до значения $1/3$. В дальнейшем я распространил вычисления Ландау для низкочастотных коллективных возбуждений ферми-жидкости, включая нулевой звук, на сверхтекучую фазу.

В течение двух лет, следующих за годом, когда я был постдоком в УИУШ, я немало поблуждал как географически³, так и интеллектуально. Среди других задач в низкотемпературной области, которые я рассматривал в тот период, была одна, посвященная возможности коллективных возбуждений "двухзонного" сверхпроводника, т.е. сверхпроводящего металла, в котором ферми-поверхность взаимодействует с двумя различными зонами. Мне кажется, что я, возможно, читал и попал под влияние принадлежащей Ф.В. Андерсону элегантной формулировки теории сверхтекучести в ^4He в терминах

² Многие годы спустя я обнаружил, что в обоих случаях мои выводы были до некоторой степени предвосхищены в работах [12] и (возможно) [13] соответственно. Однако в то время эти выводы в сильнейшей степени поддержали мой моральный дух!

³ См. биографические заметки, предшествующие данной лекции в книге [39].

сопряженных переменных "числа" и "фазы"; во всяком случае, мне пришлось в голову, что двухзонный сверхпроводник должен проявлять что-то типа "внутреннего эффекта Джозефсона", соответствующего флуктуациям относительного числа электронов в двух зонах и относительной фазы куперовских пар в них, и в работе, опубликованной в журнале *Progress of Theoretical Physics* [14], я проанализировал подходящие микроскопические определения соответствующих операторов ΔN и $\Delta\phi$ и их коммутационных соотношений, а именно, $[\Delta N, \Delta\phi] = i$. Тогда эта работа прошла практически бесследно, частично потому, что в то время, когда она была опубликована, уже стало ясно, что экспериментальное подтверждение существования в природе двухзонных сверхпроводников было сомнительным; однако ей предстояло сыграть решающую роль в дальнейшей истории⁴.

В конце 1967 г. я начал преподавать в Университете Сассекса и в течение следующих нескольких лет в промежутках, которые позволяли мне мои обязанности преподавателя, я продолжал работать над различными проблемами в области низкотемпературной физики, включая проблему жидкого ^3He . Однако я начал чувствовать, что эта область исследований все больше надоедает мне, на самом деле вместе с большей частью традиционной физики; в то же время, частично благодаря замечательному циклу лекций, который прочитал мой коллега Брайан Исли, меня все больше и больше занимали концептуальные основы квантовой механики, и к лету 1972 г. я принял твердое решение оставить ту область физики, которая публикуется в *Phys. Rev. B*, и полностью посвятить себя изучению основ. (К счастью, в то время даже позиция преподавателя в британских университетах предполагала получение постоянной работы, так что имелась возможность сделать такой резкий поворот без радикальных последствий для будущей карьеры!)

В июле 1972 г. я проводил каникулы в Шотландии, лазая по горам, когда услышал, что Боб Ричардсон, которого я немного знал как экспериментатора из Корнелла, работающего в том числе и с жидким и твердым ^3He , должен на день проездом посетить Сассекс, и что он был бы рад со мной поговорить. Я очень хотел встретиться с Бобом (я имел с ним кое-какую переписку относительно некоторого эффекта в нормальном жидком ^3He , с которым он ставил эксперименты, а я изучал теоретически), однако я наслаждался своими каникулами и, как я помню, спорил сам с собой, возвращаться мне домой на день раньше, чтобы встретиться с ним, или нет. В конце концов получилось, что решение за меня приняла погода: в тот самый день с утра шел дождь, и я рано вернулся домой и несколько часов проговорил с Бобом. То, что он мне сказал в тот день, изменило всю мою карьеру исследователя и привело тридцать лет спустя к тому, что я сегодня присутствую в Стокгольме.

В более ранних работах корнелльской группы (в то время состоявшей из Дага Ошероффа, Дейва Ли и самого Боба) изучалась кривая сжатия (т.е. график зависимости давления от времени) смеси жидкого и твердого ^3He и были замечены две небольшие, но повторяющиеся



Рис. 1. Фазовая диаграмма жидкого ^3He при давлении плавления ниже 3 мкПа.

аномалии, которые, при некоторой оглядке на прошлое, указывали на фазовые переходы в жидкости: переход второго рода при температуре $T_A \sim 2,6$ мК и переход первого рода при температуре около $T_B \sim 2$ мК (рис. 1). Используя терминологию, которая позже стала стандартной, можно сказать, что жидкая фаза, которая существует между 2 и 2,6 мК, является A -фазой, а фаза ниже 2 мК является B -фазой: таким образом, переход нормального состояния (N) — A -фаза — переход второго рода, а переход A -фаза — B -фаза — первого рода. Группа опубликовала свои экспериментальные результаты [16] в начале 1972 г., однако ошибочно интерпретировала фазовые переходы как происходящие в твердом теле, а не в жидкости; я смутно знал об этой работе, но она не особенно вдохновила меня, частично из-за общего ожидания того, что в твердом ^3He в мК-режиме должно осуществляться некое подобие магнитоупорядоченного перехода⁵, и представлялось, что полученная в результате фаза не должна иметь никаких существенно новых свойств.

Однако Боб сказал мне, что группа (теперь пополнившаяся Уилли Галли) приступила к экспериментам по ядерному магнитному резонансу (ЯМР) [18] в смеси твердой и жидкой компонент при температурном режиме, в котором происходят термодинамические аномалии. Были проведены эксперименты по непосредственному измерению поглощения для полей радиочастотного (РЧ) диапазона, перпендикулярных внешнему постоянному полю H_{ext} . Первый качественный вывод, сделанный на основании анализа пространственного профиля ЯМР-поглощения, однозначно состоял в том, что фазовые переходы происходят в жидкой, а не в твердой компоненте. При этом, эксперимент по ЯМР в описанной выше стандартной геометрии измеряет не что иное, как поглощение РЧ-излучения в зависимости от частоты РЧ-поля; если верно линейное приближение, то отсюда можно непосредственно получить мнимую часть (поперечной) функции отклика спиновой плотности системы $\chi(\omega)$ и, применив к ней соотношения Крамерса — Кронига (см. ниже), получить статическую восприимчивость χ_0 .

В нормальной (N) фазе профиль поглощения имеет ярко выраженный резонанс на (не зависящей от температуры) ларморовской частоте $\omega_{\text{res}} = \gamma H_{\text{ext}}$, где γ — гиромагнитное отношение для свободного атома ^3He , а статическая восприимчивость χ_0 также не зависит от температуры и по порядку величины равна значению, предсказанному для случая свободного ферми-газа с массой и плотностью жидкого ^3He . Эти результаты уже

⁴ В начале 2003 г. Пономарев с сотрудниками [15] сообщили об экспериментальном подтверждении существования в MgB_2 моды, предсказанной в работе [14].

⁵ Несколько лет спустя такой переход действительно наблюдался [17] при температуре около 1 мК.

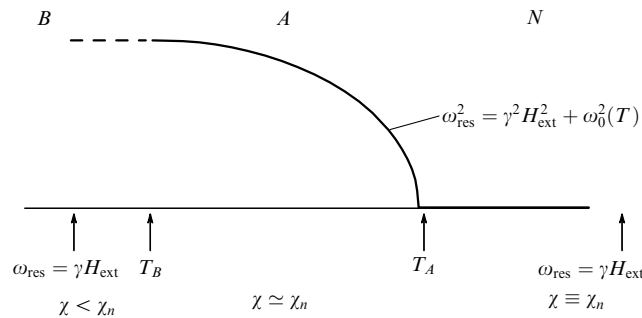


Рис. 2. ЯМР-поведение резонансной частоты ω_{res} в жидком ^3He ниже 3 мК. (Показано также качественное поведение статической восприимчивости χ .)

были хорошо известны и вовсе не рассматривались как удивительные: несоответствие экспериментального значения χ_0 его значению для случая свободного газа ничему не противоречит, если интерпретировать N -фазу как вырожденную жидкость Ландау–Ферми, а тот факт, что наблюдаемое значение частоты резонанса равно (в пределах ошибки эксперимента) ее значению для свободного атома, говорит о том, что любое эффективное магнитное поле, отличное от поля "обменной" природы, возникающее в самой системе, являются пренебрежимо малым. ("Обменные" поля, которые частично отвечают за перенормировку статической восприимчивости, автоматически параллельны полному спину системы; таким образом, они не могут передать вращающий момент системе и поэтому не могут сдвигать частоту резонанса, которая определяется только внешним полем, ср. ниже). Именно это и ожидалось, поскольку единственным возможным источником такого не-обменного поля могло быть только очень слабое дипольное взаимодействие (о котором подробнее ниже).

Однако ЯМР-поведение в A - и B -фазах является в высокой степени необычным (рис. 2). При понижении температуры ниже температуры T_A перехода второго рода пик резонансного поглощения остается очень узким, но сдвигается выше по частоте. Сдвиг не пропорционален внешнему полю H_{ext} , а вместо этого удовлетворяет "теореме Пифагора"

$$\omega_{\text{res}}^2 = \gamma^2 H_{\text{ext}}^2 + \omega_0^2(T), \quad (2)$$

где $\omega_0^2(T)$ подчиняется приближенной температурной зависимости

$$\omega_0^2(T) \cong A \left(1 - \frac{T}{T_A}\right), \quad \frac{A}{(2\pi)^2} \cong 5 \times 10^{10} \text{ Гц}^2. \quad (3)$$

Когда система претерпевает фазовый переход первого рода в B -фазу, резонансная частота дискретным образом падает до значения ларморовской частоты (в N -состоянии) $\omega_{\text{res}} = \gamma H_{\text{ext}} \equiv \omega_L$. В то же время статическая восприимчивость, полученная описанным выше способом из данных по поглощению с использованием соотношения Крамерса–Кронига, в A -фазе остается постоянной и равной своему значению в N -состоянии⁶;

⁶ В последующей работе [19] показано, что в действительности имеется совсем небольшой скачок (доля процента) в χ_0 при N – A -переходе.

однако при A – B -переходе она скачком уменьшается примерно на 50 %, а затем продолжает убывать при изменении температуры в B -фазе.

Поведение восприимчивости показалось мне удивительным, но не необычным. В частности, оно должно было вписываться в ожидаемый сценарий куперовского спаривания, если бы мы сделали предположение, что A -фаза является фазой СПС-типа (поскольку не образуется пар с $S_z = 0$, восприимчивость действительно не должна уменьшаться по сравнению со своим значением в N -состоянии), в то время как B -фаза является или синглетным по спину состоянием (с четным l) или БВ-состоянием. Конечно, такое предположение не дает ответа на вопрос, почему при куперовском спаривании вообще должны быть две различные фазы и, что даже более актуально, каким образом какая бы то ни было фаза типа СПС может (в явном противоречии с предсказаниями обобщенной теории БКШ) оказаться устойчивой по отношению к БВ-фазе.

Однако что действительно показалось мне необычным в данных по ЯМР, так это сдвиг резонансной частоты в A -фазе. Чтобы понять, почему, постараемся интерпретировать пифагорову формулу (2) наиболее очевидным образом, а именно, допустим, что система каким-то образом порождает магнитное поле $H_0(T) \equiv \omega_0(T)/\gamma$ в направлении, перпендикулярном внешнему полю, так что полное поле, в котором прецессирует спин, имеет вид $[H_{\text{ext}}^2 + H_0^2(T)]^{1/2} \equiv \omega_{\text{res}}/\gamma$. Как было отмечено выше, источником такого поля не могут быть обменные эффекты, которые хотя и являются сильными, не могут породить никакой дополнительной прецессии. Так откуда же она появляется? Атомарные электроны в жидком He образуют инертные замкнутые оболочки с энергиями возбуждения порядка 50 эВ, так что любой их вклад при температурах мК-диапазона должен быть совершенно пренебрежимым. Но остаются еще ядерные магнитные дипольные моменты: каждое ядро ^3He можно рассматривать как крошечный магнит с магнитным моментом $\mathbf{M} = \gamma \mathbf{S}$, параллельным своему спину, тогда эти магниты должны порождать поле, в точности как это делал бы макроскопический магнитный брусок. Более того, совсем как в случае магнитного бруска, поле, вообще говоря, не параллельно магнитному моменту, т.е. спину, и, таким образом, в принципе могло бы сдвигать резонансную частоту.

Пока все хорошо. Однако проблемой является величина эффекта. Чтобы данные согласовывались с описанным выше сценарием, поле $H_0(T)$ при A – B -переходе должно было быть порядка 30 Гс. При этом даже на расстояниях, соответствующих максимальному сближению двух атомов He ($r_0 \sim 2.5 \text{ \AA}$), максимальное поле, приложенное со стороны ядерного спина к своему соседу, имеет значение менее 1 Гс, и, даже если учитывать дальнедействующий характер (r^{-3}) поля, представляется невозможным такое расположение атомов, сидящих друг на друге, которое могло бы дать требуемое значение $H_0(T)$ (не говоря уже о том факте, что такое расположение должно было бы потребовать большого количества энергии и радикально повлиять на статическую восприимчивость).

Действительно, моя первая реакция на эти результаты состояла в том, что они показались мне столь необычными, что могли бы быть первым свидетельством нарушения некоторых фундаментальных принци-

пов квантовой механики (таких, как принцип запрета Паули) при очень экзотических условиях, характеризующих жидкий ^3He в мК-диапазоне. С учетом всего этого казалось разумным отложить мой запланированный набег на концептуальные основы квантовой механики, пока я не буду достаточно уверен, что квантовая механика еще фактически работает! Так что, как только Боб вернулся домой, я взялся (к счастью, в Сассексе каникулы продолжались еще несколько недель) за попытку формального доказательства того, что при общепринятых законах квантовой и статистической механики наблюдаемого в экспериментах сдвига просто не могло быть.

Надо сказать, что в физике твердого тела имеется очень немного вещей, которые можно доказать строго, и в большинстве случаев это относится к поведению линейного отклика, причем результаты тогда получаются с помощью разнообразных правил сумм. В случае данных ЯМР, полученных в Корнелле, казалось на первый взгляд правдоподобным, что РЧ-поле было достаточно слабым для обоснования приближения линейного отклика, поэтому я спросил себя, какую информацию можно было бы извлечь из известных правил сумм, включающих оператор, который взаимодействует с этим полем, а именно, полную x -компоненту ядерного спина $\hat{S}_x \equiv \sum_i \hat{\sigma}_{xi}$ (x -направление выбрано произвольно как направление (линейно-поляризованного) РЧ-поля). Если, как и выше, $\chi(\omega)$ обозначает частотно-зависимую РЧ-восприимчивость, то имеется два таких хорошо известных правила сумм:

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{\text{Im } \chi(\omega)}{\omega} d\omega = \chi_0, \quad (4)$$

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\infty \omega \text{Im } \chi(\omega) d\omega = -\langle [\hat{S}_x, [\hat{S}_x, \hat{H}]] \rangle_0, \quad (5)$$

где χ_0 — статическая восприимчивость, а $\hat{H}$ — полный гамильтониан системы в отсутствие РЧ-поля; угловые скобки обозначают среднее значение, взятое по невозмущенному состоянию теплового равновесия, т.е. по матрице плотности, пропорциональной $\exp(-\hat{H}/k_B T)$. Первое правило сумм (4) является просто специальным случаем соотношения Крамерса–Кронига, тогда как второе правило (5) представляет собой аналог хорошо известного в атомной физике правила f -сумм и получается непосредственно при выписывании выражения для $\chi(\omega)$ во втором порядке теории возмущений и явном вычислении двойного коммутатора в правой части (ср., например, [20], раздел 2.2, по поводу соответствующей процедуры в аналогичном случае правила сумм для плотности).

Правила сумм (4) и (5) обычно выполняются. Теперь предположим, что экспериментально наблюдаемое РЧ-поглощение действительно является мерой мнимой части линейной динамической восприимчивости $\chi(\omega)$, и используем тот факт, что согласно эксперименту оно (во всех трех фазах N , A и B) пропорционально дельта-функции ($\delta(\omega - \omega_{\text{res}})$), при этом, однако, резонансная частота ω_{res} является в общем случае функцией фазы и температуры⁷. Подставляя данное выражение для

$\text{Im } \chi(\omega)$ в уравнения (4), (5), мы немедленно получаем выражение для ω_{res} :

$$\omega_{\text{res}}^2 = -\chi_0^{-1} \langle [\hat{S}_x, [\hat{S}_x, \hat{H}]] \rangle_0. \quad (6)$$

Двойной коммутатор имеет простой физический смысл. Представим себе, что мы равномерно поворачиваем всю систему ядерных спинов на небольшой угол θ_x вокруг оси x (оси РЧ-поля), сохраняя орбитальные переменные неизменными. Используя тот факт, что порождающий такое вращение оператор имеет вид $\exp(i\hat{S}_x\theta_x)$, а величина $\langle [\hat{S}_x, \hat{H}] \rangle$ в случае теплового равновесия должна равняться нулю, получим, что двойной коммутатор равен ни чему иному, как $-\partial^2 \langle \hat{H} \rangle / \partial \theta_x^2$, т.е. второй производной средней энергии при таком вращении, взятой с противоположным знаком.

Предположим, что, во-первых, кроме зеемановской энергии во внешнем поле $\mu_n \sum_i S_{zi} H$ единственными зависящими от спина энергиями в нашей задаче являются те, которые сохраняют спин, т.е. зависят только от величины полного спина S , но не от его направления; это имеет место, в частности, для энергий, имеющих "обменную" природу. Очевидно, что такие слагаемые не могут давать вклада в двойной коммутатор, который тогда равен просто $\gamma^2 S_z H_{\text{ext}} \equiv \gamma^2 \chi_0 H_{\text{ext}}^2$; поэтому в данном случае резонанс непременно должен находиться на ларморовской частоте $\omega_L \equiv \gamma H_{\text{ext}}$. Таким образом, как уже утверждалось, любой сдвиг ω_{res} от ларморовского значения, как это происходит в A -фазе, является недвусмысленным проявлением не сохраняющей спин энергии. В жидком ^3He , как мы уже видели, единственная известная энергия такого типа — это энергия ядерного диполь-дипольного взаимодействия, имеющая стандартный вид

$$\hat{H}_D = \mu_n^2 \sum_{ij} (r_{ij}^{-3}) \left\{ \hat{\sigma}_i \cdot \hat{\sigma}_j - \frac{3\hat{\sigma}_i \cdot \mathbf{r}_{ij} \hat{\sigma}_j \cdot \mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}^2} \right\} \quad (r_{ij} \equiv |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|). \quad (7)$$

Очевидно, это выражение не инвариантно относительно вращения одних спинов, без одновременного вращения орбитальных координат, поэтому, в принципе, оно может давать вклад в двойной коммутатор в уравнении (6). И, действительно, это уравнение принимает явный вид

$$\omega_{\text{res}}^2 = \gamma^2 H_{\text{ext}}^2 + \chi_0^{-1} \frac{\partial^2 \langle H_D \rangle}{\partial \theta_x^2}. \quad (8)$$

Сравнивая это выражение с экспериментальными результатами (2), (3), находим, что в A -фазе должно быть

$$\frac{\partial^2 \langle H_D \rangle (T)}{\partial \theta_x^2} = K \left(1 - \frac{T}{T_A} \right), \quad K \cong 10^{-3} \text{ эрг см}^{-3}, \quad (9)$$

в то время как в N - и B -фазах величина $\partial^2 \langle H_D \rangle / \partial \theta_x^2$ должна равняться нулю в пределах ошибки эксперимента.

Далее, интуитивно совершенно ясно, что величина $\partial^2 \langle H_D \rangle / \partial \theta_x^2$ не может быть больше по порядку величины, чем само значение $\langle H_D \rangle$. Таким образом, сдвиг резонансной частоты в A -фазе можно объяснить, но только, если среднее значение ядерной дипольной энергии в этой фазе порядка величины (9). Однако как это

⁷ Конечно, здесь неявно подразумевается, что нет других вкладов в поглощение, которые были бы слишком уширены, чтобы их можно было уловить в экспериментах.

может быть? Максимально возможное значение (назовем его g_D) дипольной энергии одной пары спинов i, j , которое получается, если положить r_{ij} в выражении (7) равным расстоянию максимального сближения ($\sim 2,5 \text{ \AA}$), составляет всего лишь 10^{-7} К . При этом верно, что если умножить g_D на среднюю плотность n (которая должна давать грубую оценку числа пар, приблизившихся на малое расстояние друг к другу), то получится величина порядка 1 эрг см^{-3} , более чем достаточная для объяснения значения (9); в принципе, в наличии имеется достаточно дипольной энергии! Проблема, однако, заключается в тепловом беспорядке: с учетом того, что орбиты двух ядер ^3He разделены расстоянием r_{ij} , можно сказать, что превышение энергии "правильной" спиновой ориентации (спины параллельны r_{ij}) над энергией "неправильной" ориентации (спины перпендикулярны r_{ij}) может быть самое большее $\sim g_D$, так что даже в классической модели предпочтение "правильных" ориентаций над "неправильными" должно выражаться только множителем порядка $g_D/k_B T$; это дает среднее значение $\langle H_D \rangle$ порядка $ng_D^2/k_B T$, которое слишком мало для того, чтобы объяснить значение (9). На самом деле ситуация еще хуже, поскольку в вырожденной ферми-жидкости, такой, как ^3He , "поляризуемость" (пар) спинов, вызванная дипольным взаимодействием (как внешним полем), определяется не тепловой энергией $k_B T$, а гораздо большей по величине энергией Ферми $k_B T_F$, так что получающееся значение $\langle H_D \rangle$ имеет всего лишь порядок $ng_D^2/k_B T_F$. Явное вычисление $\langle H_D \rangle$ в модели ферми-жидкости для нормальной фазы подтверждает эту оценку, демонстрируя, что соответствующий вклад дипольных сил в правую часть уравнения (8) слишком мал для того, чтобы получающийся сдвиг можно было наблюдать экспериментально, как это на самом деле имеет место⁸.

Где это рассуждение могло оказаться неправильным? Я размышлял об этом день и ночь в течение пары недель, и вдруг внезапно меня осенило решение: это идея, которую я назвал "спонтанно-нарушенная спин-орбитальная симметрия", или, для краткости, СНСОС. Ее легче всего объяснить по аналогии с более знакомым случаем магнитной системы, описываемой (изотропным) гайзенберговским гамильтонианом; явные аналогии приведены в табл. 1.

Решающий момент в случае магнетика состоит в том, что в парамагнитной фазе происходит конкуренция между тепловой энергией $k_B T$ и *односпиновой* зеемановской энергией g_Z ; поскольку для разумных значений поля мы имеем $g_Z \ll k_B T$, степень поляризации мала ($\sim g_Z/k_B T \ll 1$) и среднее значение полной зеемановской энергии составляет порядка $Ng_Z^2/k_B T$, т.е. это величина второго порядка по g_Z (N — полное число спинов). Однако в ферромагнитной фазе *изотропная* (гайзенберговская) часть гамильтониана $\hat{H}_0$, хотя и не может выбирать направление в пространстве, заставляет все (или большинство) спинов выстроиться *в одном и том же* направлении. Теперь вместо того, чтобы каждый спин сам по себе выбирал, ориентироваться ли ему параллельно или антипараллельно полю (с соответствующими значениями энергии, отличающимися на

Таблица 1. Аналогия между СНСОС и ферромагнетизмом

Ферромагнетик	Жидкий ^3He
$\hat{H} = H_0 + \hat{H}_Z$	$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_D$
$\uparrow$ инвариантно при одновременном вращении всех спинов	$\uparrow$ инвариантно при <i>относительном</i> вращении спиновой системы + орбитальной системы координат
$\hat{H}_Z = -\mu_B H \sum_i S_{zi}$ $\nwarrow$ внеш. поле	$\hat{H}_D = g_D \sum_{ij} \left(\frac{\sigma_i \cdot \sigma_j - 3\sigma_i \cdot \hat{r}_{ij} \sigma_j \cdot \hat{r}_{ij}}{r_{ij}^3} \right)$ $\nwarrow$ $\equiv \mu_0 \mu_n^2 / r_0^3$
нарушает симметрию вращения спинов	нарушает <i>относительную</i> спин-орбитальную симметрию вращения
Парамагнитная фаза ($T > T_c$): спины ведут себя независимо, $k_B T$ конкурирует с $\mu_B H \Rightarrow$ поляризация $\sim \mu_B H / k_B T \ll 1 \Rightarrow$ $\langle H_Z \rangle \sim N(\mu_B H)^2 / k_B T$	Нормальная фаза ($T > T_A$): пары спинов ведут себя независимо $\Rightarrow$ поляризация $\sim g_D / k_B T \ll 1 \Rightarrow$ $\langle H_D \rangle \sim Ng_D^2 / k_B T$
Ферромагнитная фаза ($T < T_c$): $\hat{H}_0$ заставляет все спины быть <i>параллельными</i> $\Rightarrow k_B T$ конкурирует с $N\mu_B H \Rightarrow$ $\langle S_z \rangle \sim 1 \Rightarrow \langle H_Z \rangle \sim N\mu_B H$	Упорядоченная фаза ($T < T_A$): $\hat{H}_0$ заставляет все пары вести себя <i>одинаково</i> $\Rightarrow k_B T$ конкурирует с $Ng_D \Rightarrow \langle H_D \rangle \sim Ng_D \sim$ $\sim 10^{-3} \text{ эрг см}^{-3}$!

g_Z), следует выбирать (грубо говоря) между конфигурациями, в которых все спины ориентированы параллельно или все спины ориентированы антипараллельно; разница в энергии между этими двумя конфигурациями составляет Ng_Z , а не g_Z , и именно с этой большой энергией должна конкурировать тепловая энергия $k_B T$. Поскольку обычно $Ng_Z \gg k_B T$, поляризация составляет почти 100 %, а получающееся значение полной зеемановской энергии составляет $\sim Ng_Z$, т.е. она зависит от g_Z линейно, а не квадратично.

Аналогичным образом можно предположить, что в нормальной фазе жидкого ^3He различные *пары* ядерных спинов ведут себя более или менее независимо; тогда, как было отмечено выше, именно дипольная энергия одной пары g_D конкурирует с тепловой энергией $k_B T$, при этом степень "поляризации" составляет $\sim g_D / k_B T \ll 1$, а результирующее среднее значение $\langle H_D \rangle$ составляет $\sim Ng_D^2 / k_B T$. С другой стороны, предположим теперь, что в *A*-фазе (о конкретной природе которой мы сейчас не будем задумываться) влияние *сохраняющих спин* членов в выражении для энергии (кинетической энергии, ван-дер-ваальсовой потенциальной энергии и т.д.) таково, что коль скоро нет предпочтения никакой особой конфигурации ядерных спинов по отношению к орбитальным координатам, оно заставляет все пары иметь *одну и ту же* конфигурацию. Тогда, грубо говоря, мы должны выбирать между тем, когда все пары имеют "правильную" конфигурацию, и тем, когда все они имеют "неправильную". Соответствующая разница в энергии составляет в этом случае не g_D , а Ng_D , так что если $Ng_D \gg k_B T$ (или, в действительности, $Ng_D \gg k_B T_F$), что уж наверняка реализуется на практике, то "степень поляризации" пар имеет порядок единицы и получающееся значение $\langle H_D \rangle$ может в принципе быть порядка Ng_D , как того требует экспериментальное значение константы K в уравнении (9).

Стоит подчеркнуть, что концепция СНСОС является в некоторых отношениях более деликатной, чем анало-

⁸ Совсем недавно в *N*-фазе действительно наблюдался сдвиг предсказанного порядка величины [21], хотя неясно, согласуются ли его детали с теоретическими ожиданиями.

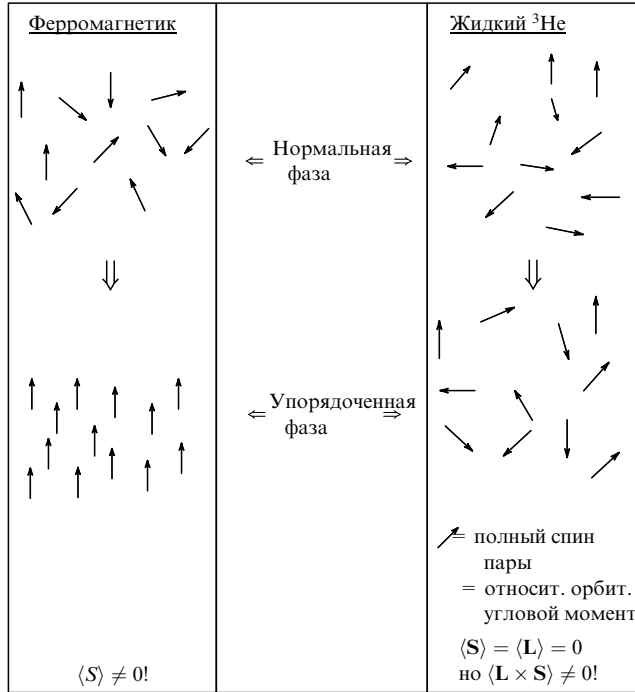


Рис. 3. Сравнение между ферромагнетизмом и CHCOC.

гичная концепция нарушения вращательной симметрии в ферромагнетике. В частности, как показано на рис. 3, она полностью согласуется с тем, что как полный "спин пар" S_{pair} , так и относительный орбитальный момент импульса L_{pair} имеют нулевое среднее значение (хотя, вообще говоря, величины типа $\langle (\mathbf{L} \times \mathbf{S})_{\text{pair}} \rangle$ могут быть ненулевыми). Даже в случае, когда S_{pair} ненулевое⁹, отсюда не обязательно автоматически следует, что полный спин $\mathbf{S}$ системы ненулевой; S_{pair} является мерой спиновых корреляций тех пар атомов, которые пространственно близки. Кстати, именно это рассуждение объясняет неприменимость простого рассуждения, приведенного выше с целью показать, что ядерные дипольные моменты не могут привести к появлению "пифагорова" поля, объясняющего резонансный сдвиг в A -фазе: рассмотрим уравнение движения полного спина системы в присутствии внешнего поля и дипольного взаимодействия. Оно имеет вид

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} \equiv \frac{d}{dt} \sum_i \mathbf{S}_i = \gamma \sum_i \mathbf{S}_i \times \mathbf{H}_i, \quad (10)$$

$$\mathbf{H} \equiv \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_D, \quad H_{D\alpha} \equiv \sum_j f_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_{ij}) S_{j\beta}, \quad (11)$$

где α и β — декартовы компоненты значений спина. Уравнение (10) является квантовомеханическим (операторным) уравнением движения, и следует взять средние значения от величин, стоящих в обеих частях:

$$\frac{d\langle \mathbf{S} \rangle}{dt} = \gamma \left\{ \langle \mathbf{S} \rangle \times \mathbf{H}_{\text{ext}} + \sum_i \langle \mathbf{S}_i \times \mathbf{H}_i \rangle \right\}. \quad (12)$$

В приведенном выше рассуждении неявно предполагается, что можно принять приближение $\langle \mathbf{S}_i \times \mathbf{H}_i \rangle \cong \langle \mathbf{S}_i \rangle \times \langle \mathbf{H}_i \rangle$, тогда максимально возможное значение

⁹ Например, в A_1 -фазе (см., например, [22] раздел XIII).

любой прецессионной частоты, связанной с дипольными силами, действительно имеет порядок произведения γ и максимального значения $\langle \mathbf{H}_i \rangle$, т.е. ~ 1 Гс. В состоянии без CHCOC (и при таких температурах, что $k_B T \gg g_D$) приближение "среднего поля" (13) достаточно хорошо; однако в присутствии CHCOC оно радикальным образом отказывает, и оказывается, что второй член в правой части уравнения (12) может иметь существенное значение, даже когда полная спиновая поляризация $\mathbf{S} \equiv \sum_i \mathbf{S}_i$ очень мала.

Таким образом, если учесть, что сдвиг резонансной частоты в A -фазе жидкого ^3He однозначно показывает, что эта фаза должна обладать свойствами CHCOC, возникает вопрос: микроскопическая модель какого типа могла бы привести к этому свойству? На самом деле таких моделей несколько, включая кристаллическую антиферромагнитную фазу, существование которой было впоследствии установлено экспериментально [17] в твердом ^3He ниже температуры ~ 1 мК. Однако в свете существовавших ранее теоретических построений наиболее очевидной возможностью является спиновый триплет в фазе с куперовским спариванием (где автоматически должно быть $l \neq 0$). Поскольку восприимчивость не меняется, мы уже знаем, что если это действительно фаза с куперовским спариванием, то она должна быть фазой СПС-типа, с образованием только пар вида $\uparrow\uparrow$ и $\downarrow\downarrow$. Для такого состояния дипольные силы делают предпочтительной орбитальную конфигурацию, в которой относительное орбитальное разделение коррелированных пар происходит в z -направлении, а не в плоскости xu , и всякое вращение спинов относительно их исходной ориентации (как, например, индуцированное РЧ-полем) будет энергетически стоить столько, сколько того требует уравнение (7). В действительности я смог оценить величину $\partial^2 \langle H_D \rangle / \partial \theta_x^2$, получив как порядок этой величины, так и температурную зависимость, предсказываемые уравнением (9). Это вычисление было представлено моим коллегой по Сассексу Майком Ричардсом на Низкотемпературной конференции в Болдере, Колорадо в августе 1972 г.¹⁰, и было опубликовано позднее в том же году в *Physical Review Letters (PRL)* [23]¹¹.

К этому времени осенний семестр в Сассексе был в разгаре, и в течение нескольких последующих месяцев у меня было не много времени для активной работы над новыми фазами (хотя я и написал более длинную статью [24], в которой исследовал концепцию CHCOC более тщательно, чем это было возможно в публикации в "Письмах" (*PRL*)). Из экспериментальных данных по-прежнему следовали две вполне очевидные проблемы. Во-первых, если предположить, что A -фаза — это действительно СПС-фаза с куперовским спариванием, то почему такая фаза вообще должна быть устойчивой по отношению к фазе БВ-типа, в которой все три зеемановских подсостояния населены? (В моей публикации в "Письмах" (*PRL*) я предложил пару пробных и, в ретроспективе, весьма маловероятных объяснений

¹⁰ Там имела место забавнейшая ошибка из-за того, что я изначально неправильно воспринял экспериментальные данные. Рассказ об этом был приведен в [13] и здесь не будет повторяться.

¹¹ В историческом плане интересно, что для меня это было первое вычисление какого бы то ни было свойства сверхтекучей фермижидкости, в котором потребовалось уделить особое внимание поведению волновой функции куперовских пар на расстояниях порядка межатомных.

этому.) Во-вторых, что же насчет таинственной B -фазы? Наиболее очевидное, и притом заведомо согласующееся с понижением восприимчивости объяснение состояло в том, что эта фаза действительно представляет собой теоретически ожидавшуюся БВ-фазу, и большинство теоретиков так и полагали. Однако в конце моей статьи в "Письмах" (*PRL*) я заметил, что отсутствие сдвига по частоте показывает, что B -фаза не обладает свойствами СНСОС и поэтому не может быть БВ-фазой, для которой подразумевается наличие СНСОС. (Я выдвинул предположение, что это или БКШ-состояние с четным I (синглет по спину) или нечто неизвестной на данный момент природы.) Как мы увидим, первая часть этого рассуждения оказалась в сильной степени неправильной. Тем временем у моего основанного на СНСОС подхода к данным ЯМР появились конкуренты: в альтернативном сценарии [25] подчеркивалась анизотропия восприимчивости в фазе СОС-типа — обстоятельство, которому я не уделил особого внимания. Становилось все более ясно, что для построения убедительной теории ЯМР следовало в сильной степени выйти за рамки простых аргументов, основанных на правилах сумм и приведенных в публикации в "Письмах" (*PRL*), и выполнить надежное вычисление полной микроскопической динамики.

Ранней весной 1973 г. проблема устойчивости A -фазы (и одновременно правильное отождествление B -фазы) была изящно решена в основополагающей статье Андерсона и Бринкмана (АБ) [26]. Они подхватили идею относительно сверхтекучести ^3He , предложенную еще до экспериментального открытия новых фаз, а именно, что эффективное притяжение, необходимое для удержания вместе куперовских пар в ^3He , не просто возникает из притягивающей части "голого" потенциала Ван-дер-Ваальса, но также получает существенный вклад из обмена виртуальными спиновыми флуктуациями ("парамагнонами", как их окрестили). Грубо говоря, ровно как в теории сверхпроводимости БКШ, один электрон поляризует ионную решетку, при этом второй электрон чувствует индуцированную поляризацию и вследствие этого притягивается к первому (или, более точно, туда, где первый был в недавнем прошлом), так что в жидком ^3He с его сильной тенденцией к ферромагнетизму спин одного атома ^3He индуцирует параллельную коллективную спиновую поляризацию жидкости в своей окрестности, к которой затем будет притягиваться второй атом с тем же спином. Как указано в работе [27], при таком механизме предпочтительны спаривания с параллельными спинами ($S = 1$) (чем и определяется нечетное значение I) и, соответственно, подавлены состояния с четными I (синглетные по спину); таким образом достигается некоторый прогресс на пути объяснения того, почему состояние с $I = 2$, которое предсказывалось в большинстве теоретических работ, не возникает в реальном жидком ^3He . Однако АБ пошли еще дальше и обратили внимание на принципиально важное различие между этим механизмом "обмена спиновыми флуктуациями" и механизмом "фононного обмена", действие которого предполагалось в металлических сверхпроводниках: в последнем случае то виртуальное возбуждение, которое участвует в обмене, — это возбуждение системы (ионная решетка), отличной от объектов (электронов), которые притягиваются друг к другу и в результате образуют куперовские пары, так что структура возбуждения весьма нечувствительна к процессу установления

спаривания в электронной системе. В случае же жидкого ^3He , наоборот, участвующая в обмене спиновая флуктуация является коллективным возбуждением в точности тех самых объектов (атомы ^3He), которые и образуют пары, и таким образом структура возбуждения, а потому и само эффективное притяжение, вообще говоря, модифицируются с установлением спаривания. На первый взгляд соблазнительно отбросить этот эффект как незначительный, однако АБ смогли выполнить количественное вычисление (позднее развитое в [28] в сотрудничестве с Серином), показавшее, что при некоторых обстоятельствах эффект может быть сравним с разностью между энергиями различных конфигураций спаривания в БКШ-теории. На самом деле они смогли показать, что в то время как в большей части фазовой P – T -диаграммы БВ-фаза должна быть устойчивой, в точности как в простой теории БКШ, имеется сравнительно небольшая область высоких давлений и температур, где эффекты "обратной связи" спиновых флуктуаций делают некоторое определенное СПС-состояние устойчивым. Это заключение находится в точном соответствии с экспериментальной фазовой диаграммой (полученной вскоре после этого Джоном Уитли и его группой) [29], если B -фаза отождествляется с БВ-фазой, а A -фаза — с подходящей СПС-фазой. Замечательно, что та самая СПС-фаза, которая выделяется таким образом, является ни чем иным, как фазой, которую явно исследовали Андерсон и Морел в их работе 1961 г. (и которая, таким образом, получила название фазы Андерсона–Бринкмана–Морела (АБМ)). Эта работа представляет собой значительный качественный скачок за пределы простой теории БКШ и, с моей точки зрения, внесла определяющий вклад в решение головоломки с новыми фазами.

В апреле 1973 г. в Сассексе были весенние каникулы, и по приглашению Боба Ричардсона я смог провести целый месяц в качестве гостя в Лаборатории атомной физики и физики твердого тела в Корнелле. Этот месяц был, без сомнения, самым захватывающим из всей моей более чем 40-летней академической карьеры: я был один и мог проводить по шестнадцать часов в день семь дней в неделю, размышляя о микроскопическом обосновании данных ЯМР. Я проводил много времени, курсируя между подвалом Кларк-холла, где шли эксперименты, и помещением на шестом этаже, где размещалась группа теоретиков, которые, разумеется, в не меньшей степени интересовались задачей и горели желанием обменяться идеями на этот счет.

Теорию, с которой я выступил [30] в течение этого месяца, можно в действительности рассматривать как естественное обобщение моей давно забытой работы о "внутреннем эффекте Джозефсона" в двухзонном сверхпроводнике. Рассмотрим триплетное СПС-состояние: две спиновые конфигурации ($\uparrow\uparrow$ и $\downarrow\downarrow$) тогда в точности аналогичны парам, образованным в сверхпроводящем случае в двух зонах, а аналогом разности чисел ΔN является S_z — z -компонента полного спина системы (а не спина куперовских пар!). Что же является аналогом разности фаз $\Delta\phi$ между парами в этих двух зонах? Если для простоты обозначений рассмотреть состояние АБМ-типа, так чтобы орбитальная волновая функция отфакторизовалась, то спиновое состояние будет иметь вид суперпозиции

$$\Psi_{\text{pair}} \sim a|\uparrow\uparrow\rangle + b|\downarrow\downarrow\rangle \equiv a|S_z = +1\rangle + b|S_z = -1\rangle, \quad (14)$$

и тогда $\Delta\varphi \equiv \arg(b/a)$. Однако для систем спина 1 изменение в относительной фазе компонент волновой функции с $S_z = 1$ и $S_z = -1$ просто эквивалентно вращению спиновых координат (или эквивалентно (противоположному) вращению самого спина) вокруг оси z . Поэтому с точностью до множителя 2 угол $\Delta\varphi$ — это именно угол θ_z этого вращения. Тогда на основании тех же аргументов, которые использовались в работе [14], можно было ожидать, что S_z и θ_z удовлетворяют коммутационному соотношению

$$[S_z, \theta_z] = i. \quad (15)$$

Однако ось z ничем не выделена. Поэтому следовало бы ожидать¹², что если вектор $\mathbf{S}$ — вектор полного спина, а вектор $\boldsymbol{\theta}$ задает операцию вращения вокруг оси $\hat{\theta}$ на угол $|\theta|$, то мы должны получить обобщенное коммутационное соотношение, справедливое для произвольного спаренного состояния:

$$[S_\alpha, \theta_\beta] = i\delta_{\alpha\beta}. \quad (16)$$

Здесь-то и случается беда: коммутационные соотношения (16), будучи строгими, приведут нас к желаемой динамике, только если ее эффективный гамильтониан можно выразить в терминах одних только $\mathbf{S}$ и $\boldsymbol{\theta}$. Возможно ли это? Я утверждал, что возможно, причем по следующей причине: из эксперимента нам известно, что характерная для дипольных сил частота¹³ (величина $\omega_0(T)$) мала по сравнению с другими очевидными характерными частотами в нашей задаче, а именно, "частотой щели" $\Delta(T)/\hbar$ и скоростью релаксации квази-частиц τ^{-1} (в N -фазе). Таким образом, во время ЯМР все "микроскопические" степени свободы (например, распределение нормальных квазичастиц или конфигурация куперовских пар без учета их средней спиновой ориентации) должны зависеть адиабатически от макроскопических степеней свободы $\mathbf{S}$ и $\boldsymbol{\theta}$, и можно выполнить нечто типа приближения "Борна–Оппенгеймера", в котором эффективный гамильтониан представляет собой просто минимальное значение (свободной) энергии для заданных значений этих двух переменных.

Теперь, за исключением зеемановского члена, единственной энергией, зависящей от среднего угла вращения ядерной спиновой системы, является дипольная энергия $H_D(\theta)$, которую можно явно вычислить как функцию θ для любой заданной конфигурации куперовских пар (например, АБМ-фазы)¹⁴. Что же касается зависящей от $\mathbf{S}$ энергии, то она состоит из зеемановской энергии плюс энергия "поляризации", которая в вырожденной ферми-жидкости содержит вклады кинетической энергии (принцип Паули) и "обменных" эффектов; в любом случае для заданного значения $\mathbf{S}$ минимальное значение этой энергии равняется просто $\frac{1}{2}\gamma^2\chi_0^{-1}\mathbf{S}^2$, где χ_0 — статическая спиновая восприимчивость (которая, вообще говоря, является функцией температуры и т.п.). Таким образом, полный эффективный гамильтониан в

(адиабатическом) приближении Борна–Оппенгеймера принимает простой вид

$$H(\mathbf{S}, \boldsymbol{\theta}) = \frac{1}{2}\gamma^2\chi_0^{-1}\mathbf{S}^2 - \gamma\mathbf{S} \cdot \mathbf{H}(t) + H_D(\theta) \quad (17)$$

(где $\mathbf{H}$ — полное внешнее магнитное поле, которое в общем случае представляет собой сумму постоянного и РЧ-полей). Из уравнений (16) и (17) мы немедленно получаем уравнения движения для $\mathbf{S}$ и $\boldsymbol{\theta}$:

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = \mathbf{S} \times \mathbf{H}(t) - \frac{\partial H_D}{\partial \boldsymbol{\theta}}, \quad (18a)$$

$$\frac{d\boldsymbol{\theta}}{dt} = \mathbf{H}(t) - \chi_0^{-1}\mathbf{S}. \quad (18b)$$

Заметим, что в случае теплового равновесия $d\boldsymbol{\theta}/dt$ равняется нулю, как и должно быть. Строго говоря, появляющиеся в уравнениях (18) величины $\mathbf{S}$ и $\boldsymbol{\theta}$ являются квантовомеханическими операторами, но, коль скоро мы до них добрались, оказывается, что прекрасное приближение, работающее для всех условий, реализованных к настоящему моменту в жидком ^3He , состоит в том, чтобы рассматривать их квазиклассически, т.е. брать средние значения уравнений (11) и заменять $\langle \partial H_D / \partial \boldsymbol{\theta} \rangle$ на $(\partial / \partial \langle \boldsymbol{\theta} \rangle) H_D(\langle \boldsymbol{\theta} \rangle)$, рассматривая далее $\langle \mathbf{S} \rangle \equiv \mathbf{S}$ и $\langle \boldsymbol{\theta} \rangle \equiv \boldsymbol{\theta}$ как классические переменные¹⁵.

Уравнения движения (18) должны быть точными в рамках приближения Борна–Оппенгеймера; ясно, что они являются консервативными и поэтому не могут объяснить экспериментально наблюдаемую конечную ширину линий, однако в 1973 г. я оставил этот вопрос на будущее¹⁶. В принципе эти уравнения можно решить для любого движения спиновой системы, которое удовлетворяет данному приближению, независимо от того, линейно ли оно по РЧ-полю. В линейном случае, который был в то время наиболее актуальным для интерпретации существующих экспериментов, оказывается, что в стандартной "поперечной" геометрии значения резонансных частот (а их может быть больше одной) определяются собственными значениями тензорной величины

$$\Omega_{ij}^2 \equiv \frac{\partial^2 \langle H_D \rangle}{\partial \theta_i \partial \theta_j}. \quad (19)$$

Поскольку вид этого тензора типичен для предполагаемого специального состояния спаривания, мы видим, что экспериментально наблюдаемое ЯМР-поведение является "отпечатками пальцев" этого состояния. В частности, выберем для определенности спаривание с $l = 1$ и рассмотрим три наиболее часто обсуждаемых состояния. В АБМ-состоянии тензор $\hat{\Omega}$ имеет такой вид, что в ЯМР-поглощении предсказывается только одна резонансная линия, частота которой правильно определяется из уравнения (31), выведенного из правил сумм¹⁷. Для "аксиального" состояния, наоборот, линеаризованные варианты уравнения (18) предсказывают две резо-

¹² Вывод динамики в оригинальной работе использует стандартные обозначения d -векторов (см., например, работу [22], раздел (XI. D)) и является строгим. Здесь я использую несколько менее точные, но, надеюсь, интуитивно понятные обозначения и аргументацию.

¹³ В сильных полях ларморовская частота может превышать τ^{-1} , но это не имеет значения, поскольку соответствующее движение представляет собой просто равномерное вращение спиновой системы.

¹⁴ Неявно предполагается, что опорное (равновесное) состояние — это состояние, которое минимизирует ожидаемое значение H_D .

¹⁵ Обсуждение ЯМР-поведения при условиях, когда квазиклассическое приближение не работает, см. в статье [31].

¹⁶ Действительно, в последующей работе с Ш. Такаги [32] я сумел обобщить уравнения (18) так, чтобы учесть диссипацию.

¹⁷ Строго говоря, это верно, если мы предполагаем, что так называемый d -вектор направлен перпендикулярно к направлению РЧ-поля. (Имеется тонкость, связанная с уравнением (4), которую мы не имеем возможности здесь обсуждать.)

нансные линии с расщеплением, которое быстро уменьшается в зависимости от внешнего постоянного поля и не могло поэтому быть видимым в экспериментах, проводимых в апреле 1973 г., однако должно было легко наблюдаться в более слабых полях. Хотя к этому времени уже было показано [33, 26], что в рамках обобщенной теории Гинзбурга–Ландау аксиальная фаза всегда термодинамически неустойчива, исходя из упомянутого выше наблюдения было бы желательно подтвердить с помощью ЯМР-"отпечатков пальцев" для слабых постоянных полей, что в A -фазе расщепления резонанса не возникает ни в каких полях; такие эксперименты были спешно начаты как в Корнелле, так и Дагом Ошероффом в Лаборатории Белл, куда он к тому времени перебрался после завершения работы над диссертацией.

Что же касается БВ-фазы, то предсказания, которые можно сделать из линеаризованной версии уравнений (18), являются крайне интересными. Оказывается, что задача определения правильного вида (ориентации) равновесного состояния является довольно деликатной: состояние 3P_0 , которое исходно рассматривали Вдовин и БВ, не минимизирует энергию ядерных диполей; на самом деле, чтобы это сделать, необходимо повернуть спиновые координаты на угол $\cos^{-1}(\frac{1}{4}) = 104^\circ$ относительно орбитальной координаты. Однако очевидно, что при нулевом внешнем постоянном поле, вследствие изотропии состояния 3P_0 , ось $\hat{\omega}$ этого вращения полностью произвольна. Ненулевое внешнее поле, направленное вдоль оси z , нарушает это вырождение посредством очень слабой депопуляции зеемановской компоненты парного состояния с $S_z = 0$ относительно компонент с $S_z = \pm 1$, и оказывается, что поэтому энергетически выгодно выбрать $\hat{\omega}$ направленной вдоль оси z (в положительном или отрицательном направлении). Соответствующее значение энергии, определяющее при этом равновесное состояние, с первого взгляда достаточно мало, для того чтобы явно не учитывать его в динамике, которую можно таким образом изучать, предполагая наличие "псевдо-изотропного" состояния, т.е. получаемого из (действительно изотропного) состояния 3P_0 путем вращения спинов относительно орбитальных координат на 104° вокруг оси z . А вот структура тензора $\hat{\Omega}_{ij}$ в уравнении (19) для этого состояния весьма необычна: малое вращение системы ядерных спинов от равновесной конфигурации вокруг любой оси в плоскости xy отвечает с точностью до соответствующего порядка просто замене оси вращения при постоянном угле и тем самым включает в игру только очень малую энергию, которая стабилизирует $\hat{\Omega}$ в z -направлении; по крайней мере на первый взгляд этим можно согласованным образом пренебречь¹⁸, и поперечный резонанс поэтому остается на ларморовской частоте, как и в нормальной фазе. С другой стороны, вращение вокруг оси z сопровождается изменением угла спин-орбитального вращения от равновесного значения в 104° и поэтому должно задействовать дипольную энергию того же порядка величины, что и наблюдается в поперечном резонансе в A -фазе.

Однако как увидеть этот эффект? Ответ состоит в том, что нужно искать "продольный" резонанс, т.е. резонанс при ненулевой частоте в спектре поглощения

РЧ-поля, поляризованного *параллельно*, а не перпендикулярно постоянному полю. (В нормальной фазе, как и в любой фазе без СНСОС, этот спектр поглощения представляет собой просто диффузный пик с центром на нулевой частоте.) Присутствие такого резонанса на частоте, которую с некоторой степенью надежности можно было бы оценить на основе "калибровки" дипольной энергии, исходя из сдвига в A -фазе, в сочетании с отсутствием поперечного сдвига, должно почти единственным образом определить B -фазу как БВ-состояние. (Появление подобного продольного резонанса было предсказано как в АБМ-, так и в аксиальной фазах.)

Хотя сначала ни теория Андерсона–Бринкмана устойчивости АБМ-фазы, ни спиновая динамика, которую я разработал во время моего пребывания в Корнелле, не были приняты повсеместно (ср. ссылку [11]), к концу лета 1973 г. дым рассеялся настолько, что большинство исследователей (включая меня) были убеждены, что обе теории правильны и что существующие экспериментальные данные полностью согласуются с отождествлением A -фазы как АБМ-фазы и B -фазы как БВ-фазы. Данные ЯМР, окончательно решившие вопрос относительно отсутствия расщепления поперечного резонанса в A -фазе при малых полях [35] и о наличии продольного резонанса в B -фазе примерно на предсказанной частоте [34], появились около года спустя, и, по-видимому, с тех пор эти отождествления, хотя и подвергаемые время от времени сомнениям в литературе, выдержали проверку временем и превратились в стандартный материал учебников. Следует, конечно, добавить, что гипотеза о куперовском спаривании приводит и ко многим другим предсказаниям, прежде всего, к предсказанию сверхтекучего поведения, и что это и огромное большинство других предсказаний к настоящему моменту очень хорошо подтверждены экспериментально (см., например, исчерпывающий текст в работе Фольхардта и Вольфле [36]).

Прошло тридцать лет, и после вручения мне Нобелевской премии за мое участие в этих событиях журналисты, и не только они, часто и вполне законно задают мне вопрос: "Для чего же нужен сверхтекучий ^3He ?" Особенно, когда я стою рядом с моим коллегой по Университету Иллинойса в Урбане-Шампейн и солауреатом Полем Лотербюром, чьи исследования по магнитно-резонансной томографии вне всякого сомнения принесли такую непосредственную и немедленную пользу для человечества, этот вопрос меня несколько смущает, поскольку в наиболее прямом и практическом смысле самый честный ответ таков: "Вообще ни для чего!" Гелий является наиболее химически инертным из элементов; по-видимому, его наиболее известное широкой публике применение — наполнять воздушные шары на детских праздниках, а его главное научное применение — в криогенной технике, области, в которой (редкий и дорогой) легкий изотоп ^3He не может соперничать со своим гораздо более доступным собратом ^4He . Если и этого недостаточно, то напомним, что сверхтекучие фазы ^3He возникают только при температурах, меньше одной стотысячной комнатной температуры, в режиме, который едва ли является подходящим для большинства практических применений. Так что, хотя и можно себе представить, что свойство "сверхтекучего усиления", которое будет обсуждаться ниже, может в будущем быть поставлено на службу метрологии (определению

¹⁸ См., однако, [35].

фундаментальных констант), со всех остальных точек зрения сверхтекучий ^3He вполне может оказаться наиболее практически бесполезной системой, когда-либо открытой.

Однако, если посмотреть шире и удовлетвориться непрямыми приложениями, картина представляется в куда более розовых тонах. За спорным исключением систем с "дробным квантовым эффектом Холла", открытых десять лет спустя, сверхтекучие фазы жидкого ^3He являются, по всей вероятности, наиболее сложными физическими системами, относительно которых мы можем претендовать на беспрецедентное во всех остальных известных областях физики количественное понимание, демонстрирующее тонкости корреляции; и уроки, извлеченные отсюда, весьма широко применяются в других областях: как в физике твердого тела (например, для купратных сверхпроводников, которые, как считается, аналогично ^3He образуют куперовские пары в "экзотическом" (не- s -волновом) парном состоянии), так и в физике частиц и космологии. Действительно, целые книги (например, [37]) посвящены аналогиям между различными явлениями, протекание которых экспериментально засвидетельствовано в сверхтекучем ^3He , и некоторыми явлениями, постулируемыми в физике частиц и/или космологии ранней Вселенной. Вторая область, в которой исследование уникально богатой структуры параметра порядка (парной волновой функции) сверхтекучего ^3He имела плодотворные последствия — это изучение хаоса и турбулентности и особенно способы, которыми порождаются топологические дефекты параметра порядка во время охлаждения при фазовом переходе (явление, которое на самом деле часто рассматривается в качестве модели процессов, которые, вероятно, происходили в ранней Вселенной).

Однако, на мой взгляд, наиболее волнующим свойством, характеризующим сверхтекучие фазы ^3He , является "сверхтекучее усиление", связанное с существованием СНСОС. Под "сверхтекучим (или бозе-) усилением" я подразумеваю следующее: вследствие того факта, что все куперовские пары должны вести себя одинаково, малейшие эффекты, которые в нормальной системе должны были быть полностью подавлены тепловым беспорядком, могут становиться отчетливо видимы. Само по себе это свойство, конечно, не является специфичным для ^3He ; в БКШ-сверхпроводнике эффект Джозефсона и, что менее очевидно, сам эффект Мейснера, можно рассматривать как иллюстрацию такого поведения. Что делает сверхтекучий ^3He новым и уникальным¹⁹, так это тот факт, что куперовские пары имеют одну или более нетривиальных внутренних (ориентационных) степеней свободы и должны все вести себя одинаково как по отношению к ним, так и по отношению к движению их центра масс (т.е. должны проявлять свойство СНСОС). В результате явление сверхтекучего усиления также имеет место для свойств, связанных с внутренним (относительным) движением. Мы уже видели один впечатляющий пример этого в ЯМР-поведении; в заключение я хотел бы сказать о втором возможном применении данного принципа, который, если его можно будет реализовать экспериментально, должен быть даже более впечатляющим.

В отличие от гравитационного и электромагнитного взаимодействий, которые имеют прямые и очевидные проявления на бытовом (макроскопическом) уровне, слабое взаимодействие, постулированное в физике частиц, до сих пор непосредственно проявляет себя только на микроскопическом уровне. Одним впечатляющим свойством этого взаимодействия, которое отличает его от других известных взаимодействий (гравитационного, электромагнитного и сильного), является то, что оно нарушает принцип инвариантности при пространственной инверсии (P); следствия этого нарушения наблюдались в экспериментах по рассеянию и, совсем недавно, при изучении оптического поведения тяжелых атомов. Интересно спросить: возможно ли увидеть эффекты, связанные с P-нарушением, на *макроскопическом* уровне? При обсуждении этого вопроса важно иметь в виду, что, за исключением очень слабой "CP-нарушающей" компоненты (порядка 10^{-3} от общего значения), слабое взаимодействие не нарушает принцип инвариантности относительно обращения времени (T). В результате, если для поставленных нами целей мы пренебрежем небольшой CP-нарушающей компонентой, слабое взаимодействие не сможет привести к появлению электрического дипольного момента (ЭДМ) ни в какой "простой" квантовой системе (элементарная частица, атом или молекула). Причина этого заключается в следующем: согласно теореме Вигнера–Экарта, такой ЭДМ ($\mathbf{d}$) должен быть пропорционален единственной векторной величине, характеризующей эту систему, а именно, полному моменту импульса $\mathbf{J}$. Однако анзац $\mathbf{d} = \text{const} \cdot \mathbf{J}$ очевидным образом нарушает как T, так и P, и поэтому (в отсутствие CP-нарушения) является неприемлемым.

Тем не менее рассмотрим куперовские пары в (псевдо-изотропной) B-фазе сверхтекучего ^3He . Вследствие нелинейности обобщенного уравнения БКШ, которое описывает образование пар, псевдо-изотропное состояние (в отличие от исходного 3P_0 -состояния БВ и Вдовина) не может иметь хорошо определенный момент импульса $\mathbf{L} + \mathbf{S} \equiv \mathbf{J}$. Однако оно обладает характеристическим вектором, который имеет ненулевое среднее значение в основном состоянии, а именно, вектором $\langle \hat{\mathbf{L}} \times \hat{\mathbf{S}} \rangle$, который оказывается направленным вдоль "оси спин-орбитального вращения" $\hat{\omega}$ (см. выше). Поскольку как $\mathbf{L}$, так и $\mathbf{S}$ являются аксиальными векторами, нечетными относительно обращения времени, анзац

$$\mathbf{d} = \text{const} \cdot \langle (\mathbf{L} \times \mathbf{S}) \rangle$$

нарушает только P, но не T и поэтому разрешен с точки зрения симметрии даже в отсутствие CP-нарушения.

Проведенные в работе [38] вычисления порядка величины ЭДМ, обусловленного, как ожидалось, слабым взаимодействием в B-фазе ^3He , показали, что имеется некоторое число безразмерных множителей, каждый из которых по отдельности мал в этой системе, и что в результате величина ЭДМ отдельной куперовской пары меньше примерно на что-то вроде десяти порядков, чем самый маленький ЭДМ, который можно наблюдать (если он имеется, например, у нейтрона) в современных экспериментах на пучках. И теперь самое главное: вследствие свойств СНСОС все куперовские пары должны иметь *одинаковые* значения $\langle \mathbf{L} \times \mathbf{S} \rangle$ и, следовательно, $\mathbf{d}$, так что полный ЭДМ системы является в принципе макроскопическим! Хотя вычисле-

¹⁹ По крайней мере, до недавнего появления бозе-эйнштейновского конденсата щелочных газов со сверхтонкой степенью свободы.

ния показывают, что его значение крайне мало, оно не обязательно находится за пределами существующей техники измерений, и Даг Ошерофф в Стэнфорде в настоящее время готовит эксперимент для его поисков. Если его удастся увидеть, это будет вообще первый пример *прямого* проявления слабого взаимодействия и, в частности, его характеристического свойства, относящегося к Р-нарушению, на бытовом уровне.

В заключение я хотел бы, в первую очередь поблагодарить тех, кто проделал тяжелую работу по номинированию меня на Нобелевскую премию, а также Физический комитет Шведской Королевской академии наук за даже еще более тяжкий труд, который в конце концов закончился моим избранием. Я прекрасно осознаю, что я всего лишь один из многих исследователей, чьи работы как до, так и после экспериментальных открытий помогли прояснить природу новых фаз, и в этом смысле нельзя не упомянуть особенно одно имя, имя Фила Андерсона, внесшего вместе с различными сотрудниками вклад в столь жизненно важное понимание многих проблем как в течение тех лет, так и позже. Кроме того, я хотел бы поблагодарить всех тех, кто тем или иным способом помогал мне на пути, который привел меня сегодня сюда. В частности, я благодарен покойному о. Чарльзу О'Хара за то, что он познакомил меня с чудом современной математики и придал мне уверенность в том, что я смогу с ней справиться, если мне когда-нибудь придется это сделать; я благодарен Дэвиду Бринку и Майклу Бейкеру за то, что они приняли меня, выпускника с классическим образованием и с формально нулевой подготовкой по физике, на второй диплом по этому предмету; я благодарен сотрудникам Мертон Колледжа, Оксфорд, за то, что они предоставили мне возможность это сделать: покойному Дирку тер Хаару за то, что он дал возможность мне — тогда еще, как говорится, темной лошадке — получить более высокую степень в области теоретической физики; я благодарен профессорско-преподавательскому составу Магдален Колледжа, Оксфорд, за то, что они дали мне стипендию, которая не давала душе оторваться от тела и даже более того, в то время, когда я занимался этими вопросами, а также впоследствии; я благодарен Дэвиду Пайнсу за то, что он взял меня постдоком в Университет Иллинойса в Урбане-Шампейн и за то, что он поддерживал меня в моих первых начинаниях в области исследования сверхтекучего ^3He . Я считаю своим долгом специально поблагодарить Боба Ричардсона, Дага Ошероффа, Дейва Ли и Вилли Галли за то, что они великодушно делились со мной своими данными задолго до публикации и за бесчисленные, полезные и вдохновляющие обсуждения; я благодарен Дэвиду Мермину, Винею Амбегаокару, Джо Серину и другим членам Корнелльской теоретической группы за их помощь, в особенности (но не только) с техническими деталями вычислений. В этом плане я должен также упомянуть Шина Такаги, который хоть и не работал со мной в то время, о котором я рассказывал, но стал неоценимым сотрудником в моей последующей работе по сверхтекучему ^3He .

Наконец, я считаю, что я в огромном долгу перед различными людьми, которые поддерживали меня в моих исследованиях в течение многих лет, за то, что они, как мои бывшие коллеги в Сассексе и мои нынешние коллеги в Иллинойсе, обеспечили мне благоприятную

академическую обстановку, а также, что менее явно, но не менее важно, за их дружбу и поддержку. Что касается последнего, то я особенно благодарен моей жене Харуко, с которой я как раз обручился, когда происходили все описанные мной захватывающие события, и которая, тем не менее, терпела и поддерживала меня, даже когда я один отправился в Корнелл в тот знаменательный месяц, и которая, вместе с моей дочерью Асако, в течение последних 30 лет равным образом содействовала моим исследованиям и была терпимой к связанным с ними временами кажущимся неразумными требованиям. Всем вам моя искренняя и сердечная благодарность.

Перевод с английского А.М. Семихатова

Список литературы

1. Ландау Л Д *ЖЭТФ* **30** 1058 (1956) [*Sov. Phys. JETP* **3** 920 (1957)]
2. Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R *Phys. Rev.* **108** 1175 (1957)
3. Anderson P W, Morel P *Phys. Rev.* **123** 1911 (1961)
4. Горьков Л П, Галицкий В М *ЖЭТФ* **40** 1124 (1961) [*Sov. Phys. JETP* **13** 792 (1962)]
5. Hone D *Phys. Rev. Lett.* **8** 370 (1962)
6. Balian R, Nosanow L H, Werthamer N R *Phys. Rev. Lett.* **8** 372 (1962)
7. Четкин В Р *ФНТ* **8** 41 (1982) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **8** 19 (1982)]
8. Yip S *Phys. Lett. A* **105** 66 (1984)
9. Вдовин Ю А, в сб. *Применение методов квантовой теории поля к задачам многих тел* (Под ред. А И Алексеева) (М.: Госатомиздат, 1963)
10. Balian R, Werthamer N R *Phys. Rev.* **131** 1553 (1963)
11. Leggett A J *Physica B + C* **109** 1393 (1982)
12. Fulde P, Ferrell R A *Phys. Rev.* **135** A550 (1964)
13. Ларкин А И *ЖЭТФ* **46** 2188 (1964) [*Sov. Phys. JETP* **19** 1478 (1964)]
14. Leggett A J *Prog. Theor. Phys.* **36** 901 (1966)
15. Ponomarev Ya G et al., cond-mat/0303640; *Solid State Commun.* **129** 85 (2004)
16. Osheroff D D, Richardson R C, Lee D M *Phys. Rev. Lett.* **28** 885 (1972)
17. Halperin W P, Archie C N, Rasmussen F B, Buhrman R A, Richardson R C *Phys. Rev. Lett.* **32** 927 (1974)
18. Osheroff D D, Gully W J, Richardson R C, Lee D M *Phys. Rev. Lett.* **29** 920 (1972)
19. Paulson D N, Kojima H, Wheatley J C *Phys. Lett. A* **47** 457 (1974)
20. Pines D, Nozières P *The Theory of Quantum Liquids* Vol. I (New York: Benjamin, 1966) Sect. 2.2
21. Haard T M, Kycia J B, Rand M R, Hensley H H, Lee Y, Hamot P J, Sprague D T, Halperin W P *Phys. Rev. Lett.* **72** 860 (1994)
22. Leggett A J *Rev. Mod. Phys.* **47** 331 (1975)
23. Leggett A J *Phys. Rev. Lett.* **29** 1227 (1972)
24. Leggett A J *J. Phys. C: Solid State Phys.* **6** 3187 (1973)
25. Anderson P W *Phys. Rev. Lett.* **30** 368 (1973)
26. Anderson P W, Brinkman W F *Phys. Rev. Lett.* **30** 1108 (1973)
27. Layzer A, Fay D *Int. J. Magn.* **1** 135 (1971)
28. Brinkman W F, Serene J W, Anderson P W *Phys. Rev. A* **10** 2386 (1974)
29. Paulson D N, Johnson R T, Wheatley J C *Phys. Rev. Lett.* **31** 746 (1973)
30. Leggett A J *Phys. Rev. Lett.* **31** 352 (1973)
31. Leggett A J *Synthetic Met.* **141** 51 (2004)
32. Leggett A J, Takagi S *Ann. Phys. (New York)* **106** 79 (1977)
33. Mermin N D, Stare C *Phys. Rev. Lett.* **30** 1135 (1973)
34. Bozler H M, Bernier M E R, Gully W J, Richardson R C, Lee D M *Phys. Rev. Lett.* **32** 875 (1974)
35. Osheroff D D *Phys. Rev. Lett.* **33** 1009 (1974)
36. Vollhardt D, Wölfle P *The Superfluid Phases of Helium-3* (London: Taylor & Francis, 1990)
37. Volovik G E *The Universe in a Helium Droplet* (Oxford: Clarendon Press, 2003)
38. Leggett A J *Phys. Rev. Lett.* **39** 587 (1977)
39. Leggett A J, in *Les Prix Nobel. The Nobel Prizes 2003: Nobel Prizes, Presentations, Biographies, and Lectures* (Ed. T Frängsmyr) (Stockholm: Almqvist & Wiksell Intern., 2004) p. 128