

К 100-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ В.Л. ГИНЗБУРГА

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Охлаждение и термометрия атомных ферми-газов

Р. Онофрио

Рассматривается состояние методов охлаждения, направленных на достижение наиглубочайшего квантового вырождения в атомных ферми-газах. Обсуждаются физические мотивы и даётся количественная оценка, из которой видна востребованность глубокого квантового вырождения, например, для поиска нетрадиционных сверхтекучих состояний. Особое внимание уделено наиболее распространённому методу достижения квантового вырождения в ферми-системах — симпатическому охлаждению бозон-фермионных смесей, описание которого даётся на конкретных примерах химических элементов. Представлены различные предложения по обходу ограничений в достижении наиглубочайшего квантового вырождения, а также их экспериментальная реализация. В заключение обсуждаются распространение этих методов на оптические решётки и реализация прецизионной термометрии, которая играет ключевую роль в объяснении фазовых диаграмм классических и квантовых фазовых переходов в ферми-газах.

Ключевые слова: ультрахолодные ферми-газы, фермион-бозонные смеси, явления сверхтекучести, пленение атомов, термометрия

PACS numbers: 03.75.Ss, 05.30.Fk, 07.20.Dt, 37.10.De, 67.60.Bc

DOI: 10.3367/UFNr.2016.07.037873

Содержание

1. Введение (1229).
 2. В поисках экзотических сверхтекучих состояний (1231).
 3. Общий взгляд на охлаждение фермионов (1232).
 4. Сдвоенное испарительное охлаждение фермионов (1232).
 5. Смеси фермионов и бозонов (1234).
5.1. ${}^6\text{Li}-{}^7\text{Li}$. 5.2. ${}^6\text{Li}-{}^{23}\text{Na}$. 5.3. ${}^{40}\text{K}-{}^{87}\text{Rb}$. 5.4. ${}^6\text{Li}-{}^{87}\text{Rb}$.
5.5. ${}^3\text{He}-{}^4\text{He}$. 5.6. ${}^{171}\text{Yb}-{}^{174}\text{Yb}$ и ${}^{173}\text{Yb}-{}^{174}\text{Yb}$. 5.7. ${}^{87}\text{Sr}-{}^{84}\text{Sr}$.
5.8. ${}^6\text{Li}-{}^{174}\text{Yb}$. 5.9. ${}^{171}\text{Yb}-{}^{87}\text{Rb}$. 5.10. ${}^{40}\text{K}-{}^{23}\text{Na}$. 5.11. ${}^6\text{Li}-{}^{41}\text{K}$.
5.12. Современное состояние эксперимента.
 6. Методы достижения наиглубочайшего вырождения фермионов (1239).
6.1. Селективное по химическому элементу удержание. 6.2. Адиабатическое расширение и сжатие без трения. 6.3. Согласование теплоёмкости путём снижения размерности. 6.4. Полностью оптические методы охлаждения.
 7. Оптические решётки (1249).
 8. Общие вопросы прецизионной термометрии (1251).
 9. Заключение (1252).
- Список литературы (1254).

Р. Онофрио (R. Onofrio). Dipartimento di Fisica e Astronomia "Galileo Galilei", Università di Padova, Via Marzolo 8, Padova 35131, Italy; Department of Physics and Astronomy, Dartmouth College, 6127 Wilder Laboratory, Hanover, NH 03755, USA
E-mail: onofrior@gmail.com

Статья поступила 8 июня 2016 г.,
после доработки 5 июля 2016 г.

1. Введение

Изучение явления сверхтекучести с самого начала было ключевым в экспериментах, которые с новых позиций позволяют взглянуть на квантовое описание макроскопических систем. Школа Ландау, а также в особенности В.Л. Гинзбург сыграли выдающуюся роль в объяснении проведённых экспериментов и инициации новых [1–4]. В дополнение к этому первоначальному побуждению в последние два десятилетия происходит последовательное сближение атомной и оптической физики, с одной стороны, и изучения сильнокоррелированных систем в физике конденсированных сред, с другой.

В исторической перспективе точное количественное описание сильнокоррелированных систем являлось одной из труднейших целей теоретической физики, сравнимой по сложности с попытками количественного объяснения сильных ядерных взаимодействий. Эта аналогия не случайна, поскольку взаимодействия в конденсированной среде можно рассматривать как слишком сильные для того, чтобы справедливое количественное описание могло быть осуществлено без проведения, когда это возможно, численных расчётов. Напротив, невзаимодействующие состояния вещества ясно объяснены исходя из первых принципов, поскольку согласно принципу квантовой неразличимости существует два класса частиц. Однако очевидно, что "невзаимодействующая" физика, за единственным исключением бозе-эйнштейновского конденсата идеального газа, не может отразить даже в общих чертах динамику коррелированных систем, в частности возникновение фазовых переходов.

Атомная физика позволяет устранить разрыв между описанием без взаимодействий и реальным случаем сильных взаимодействий, поскольку вследствие разрежённости атомных систем взаимодействия в них слабее и они часто могут рассматриваться как возмущённые состояния систем без взаимодействий. Благодаря развитию новых методов пленения и охлаждения соответствующая область атомной физики стала теперь близка физике разрежённых конденсированных сред. Это даёт надежду на то, что будут предложены более контролируемые среды для изучения прототипов динамики, наблюдаемой в менее управляемых конденсированных средах с большей плотностью. В этой связи приятным сюрпризом с экспериментальной точки зрения стала непрерывная перестройка межатомных взаимодействий фермионов с минимальными потерями, достигнутая посредством резонансов Фешбаха.

Разрежённость атомных систем даёт ещё два положительных качества: повышенное разрешение в пространстве и времени. Пространственная протяжённость и характерная длина волны де Бройля этих систем выше, чем в традиционных конденсированных системах, что позволяет непосредственно наблюдать квантовые явления с помощью оптических микроскопов, избежав сложностей субмикронной микроскопии. Слабость межатомных взаимодействий подразумевает также более длительные временные масштабы и, следовательно, более медленную реакцию на внешние возмущения, позволяя отслеживать детали динамики. Это лежит в русле текущего интереса к выяснению динамики сложных квантовых систем, что позволит выйти за рамки статического описания, отражённого в спектральных свойствах микроскопических наблюдаемых. Возможно, наилучшим свидетельством преимуществ использования ультрахолодных атомов стало создание квантованных вихрей [5, 6], что потребовало многих десятилетий трудной искусной работы со сверхтекучим ^4He [7–10]. В отличие от этого в атомарных бозе-эйнштейновских конденсатах (БЭК) вихри получены в большом количестве [11], изучались пространственные корреляции вихрей и образование решёток Абрикосова [12]. Детально была также изучена динамика появления [13] и распада [14] вихрей.

Таким образом, ультрахолодные газы заполняют разрыв между идеальными, невзаимодействующими квантовыми вырожденными бозе- и ферми-газами и их реальными аналогами из конденсированных сред, такими как жидкий ^4He и электроны в сверхпроводниках [15, 16]. Вырожденные ферми-газы, в отличие от бозе-газов, конденсированных в 1995 году [17–19], изучаются начиная лишь с 2000 г. Первоначально в вырожденном режиме наблюдались не относящиеся к взаимодействиям чисто квантово-механические черты разрежённых газов, такие как запрет Паули [20] и давление Ферми [21, 22], в то время как явления, связанные со взаимодействиями по своей природе, ожидаются при более глубоком вырождении.

Важные исследования сильновзаимодействующих вырожденных ферми-газов вначале проводились для фермион-бозонных смесей [23–26] и двухкомпонентных ферми-газов [27]. В частности, основанные на теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) модели предсказывают сверхтекучую фазу, обусловленную куперовским спариванием, которое уже привлекалось для объяснения низкотемпературной сверхпроводимости и сверх-

текучести ^3He [28]. Здесь мы не будем останавливаться на обсуждении интересной физики, проявляющейся при исследованиях традиционной сверхтекучести в ферми-газах, в частности плавного перехода между сильно связанными парами фермионов (так называемый молекулярный БЭК) и БКШ-спаривания, поскольку имеются отличные обзоры, посвящённые этой теме (см., например, [29–31]).

Как часто бывает в реальной жизни, имеются также недостатки, препятствующие продвижению в данном исследовательском направлении. А именно, помимо сложности экспериментальных установок, которые требуются для создания этих "искусственных" состояний вещества, необходимо учитывать, что коррелированные состояния на атомном уровне метастабильны из-за различных каналов нагрева и потерь, включая молекулярную рекомбинацию. Это ограничивает как их применимость для объяснения поведения на больших временных масштабах, например, незатухающих токов, так и точность измерения критических параметров, например, критической скорости сверхтекучести [32, 33] — параметра, прецизионно измеренного в жидком гелии.

С точки зрения настоящего обзора наибольшее ограничение состоит в том, что атомные системы ввиду их очень высокой разрежённости, столь выгодной во многих отношениях, требуют чрезвычайно низких температур для проявления корреляций квантовой природы. Хотя это дало мощный стимул для разработки новых методов охлаждения, по общему мнению уже практически достигнут рубеж стагнации в получении низких температур. Это может поставить под сомнение перспективы исследований богатого многообразия фазовых переходов, которые не обязательно управляются классическим макроскопическим параметром, таким как температура, а, напротив, происходят при пренебрежимо малом уровне тепловых эффектов, — так называемых квантовых фазовых переходов. Эта проблема особенно остра для фермионов, с помощью которых могло бы оказаться возможным исследование модельных гамилтонианов, относящихся к высокотемпературной сверхпроводимости — одной из важнейших проблем современной физики конденсированных сред. В связи с этим двумя основными направлениями в атомной физике стали исследования экзотических сверхтекучих состояний, не укладывающихся в рамки стандартного БКШ-подхода, и изучение модели Ферми–Хаббарда на оптических решётках. Для успешных экспериментальных исследований в обоих направлениях и возможного наблюдения новых квантовых фаз необходимым условием является достижение более глубокого квантового вырождения.

Цель настоящего обзора — подвести итог текущему состоянию исследований и методов охлаждения фермионов, имея в виду нетрадиционную сверхтекучесть в качестве конкретного примера важной новой физики, проявляющейся при охлаждении фермионов до более низких температур. После обсуждения необходимого для достижения этой цели квантового вырождения рассматриваются фундаментальные ограничения в применении к ферми-газам метода охлаждения, столь успешного в случае бозонов, — охлаждения посредством испарения — и пути обхода этих ограничений. Затем детально анализируется наиболее распространённый метод охлаждения — симпатическое охлаждение посредством контакта

с охлаждаемым испарением бозе-газом — для определённых веществ, используемых в лабораториях. В связи с этим проводится всеобъемлющее обсуждение подобных экспериментов, в которых сообщается о наблюдении квантово-вырожденных ферми-газов. После установления основных причин ограничения охлаждения ферми-газов мы обсудим различные методы, направленные на смягчение этого ограничения, а также детально опишем их экспериментальную реализацию. Проводится также краткий обзор предложений по охлаждению в оптических решётках как дополнение к более подробному описанию охлаждения в одиночных ловушках; заинтересованному читателю можно рекомендовать отличный обзор [34], посвящённый оптическим решёткам. Изучение фазовых переходов в общем случае требует оценки температуры образца для того, чтобы убедиться в её достаточной малости для описания в терминах квантовых фазовых переходов или точного определения фазовой диаграммы в случае управляемых температурой классических фазовых переходов. В завершение обсуждаются предпринимаемые в настоящее время усилия в прецизионной термометрии ферми-газов и приводятся общие замечания.

2. В поисках экзотических сверхтекучих состояний

В традиционном подходе к электронной сверхпроводимости новое основное состояние появляется при низкой температуре, если имеется эффективное взаимодействие между электронами, возникающее благодаря фононам. Это приводит к реорганизации фермиевского моря, естественного состояния невзаимодействующего ферми-газа, в пары электронов с противоположными спинами и импульсами — так называемые куперовские пары, т.е. фактически к созданию бозонов на основе корреляций в пространстве импульсов [35]. Образование энергетической щели из фермиевского моря защищает пару от обычной для проводимости в нормальной фазе диссипации энергии. Соответствующая среднеполевая трактовка этого подхода привела к количественной, построенной из первых принципов, модели сверхпроводимости — теории БКШ [36], включающей в себя разработанную ранее модель Гинзбурга–Ландау [37] в качестве эффективного описания куперовского спаривания, которое справедливо при температурах, близких к критической, что было показано Горьковым [38]. Соответствующие концепции сверхпроводимости возникли благодаря выяснению того, как она разрушается и что происходит при температуре, превышающей критическую, и/или при увеличении внешнего магнитного поля. И критическая температура, и критическое магнитное поле являются характерными для определённого вещества с конкретной геометрией образца и зависят от таких факторов, как внешнее давление. В частности, в сильном магнитном поле в сверхпроводниках может возникнуть разделение ферми-поверхностей электронов с противоположно направленными магнитными моментами. Это приводит к пределу Чандрасекара–Клогстона [39, 40] — верхней границе отношения критического значения магнитного поля к критической температуре для сохранения сверхпроводящего состояния. При превышении этого предела магнитная энергия оказывается достаточной для переворота спина электрона в направлении, проти-

воположном вектору магнитного поля, в результате чего куперовские пары разрушаются.

Однако Ларкин и Овчинников [41] и независимо Фульде и Ферелл [42] заметили, что вблизи линии перехода, определённой в соответствии с критерием Чандрасекара–Клогстона, существует возможность образования нового сверхпроводящего состояния, в котором поляризация по спину присутствует вместе с некомпенсированным импульсом. Две несовпадающие поверхности Ферми могут перекрыться, и, таким образом, спаривание становится пространственно зависимым, приводя к сверхтекучести неоднородного типа. Параметром порядка по-прежнему выступает энергетическая щель обычного куперовского спаривания, однако она также становится пространственно зависимой, с пространственной модуляцией, определяемой длиной волны де Бройля, которая соответствует разности импульсов двух электронов. Подобное состояние называется состоянием Ларкина–Овчинникова–Фульде–Ферелла (ЛОФФ) (или ФФЛО). Это пример одного из альтернативных механизмов спаривания, к которым также относится сверхтекучесть Сармы [43–45], сверхпроводимость с деформированной ферми-сферой [46–48] и сверхпроводимость разрушенных пар [49].

Усилия по отысканию ЛОФФ-состояния в сверхпроводниках не привели к убедительному результату. Свидетельства фазового перехода при наличии сильного магнитного поля обнаружены для тяжёлых фермионов [50–52], а также в органических сверхпроводниках [53], и в настоящий момент они трактуются как переход в ЛОФФ-состояние. Однако эффект орбитального разрыва пар является конкурирующим источником по отношению к парамагнетизму Паули, из-за которого и возникает спиновая поляризация.

Ультрахолодные квантовые газы в принципе обеспечивают более чистую среду для эксперимента по отысканию этого эффекта, и о несбалансированных по спину состояниях в образцах пленённого ${}^6\text{Li}$ сообщалось [54, 55] начиная с 2006 г., в том числе говорилось о существовании ЛОФФ-фазы [56]. Оценка температуры, при которой ЛОФФ-фаза безусловно становится основным состоянием сверхпроводников, была дана в [57] — $T = 0,075 T_{\text{BCS}}$. Принимая во внимание зависимость T_{BCS} от концентрации фермионов n через волновой вектор Ферми k_F и длину их упругого рассеяния a_s , получим $T_{\text{BCS}} \simeq T_F \exp[-\pi/(2k_F a_s)]$ [28, 58]; в более оптимистичном случае для наблюдения ЛОФФ-сверхтекучести понадобится фактор фермиевского вырождения $T/T_F \leq \leq 10^{-3} - 10^{-2}$, что существенно ниже значений, достигнутых в современных установках. Здесь T_F — температура Ферми, которая связана с энергией Ферми через постоянную Больцмана k_B : $E_F = k_B T_F$. Энергия Ферми определена для пленённого в гармонической ловушке газа как $E_F = \hbar\omega(6N_F)^{1/3}$, где ω — геометрическое среднее циклических частот ловушки вдоль трёх направлений, N_F — число фермионов. Увеличение T/T_F и расширение области стабильности для ЛОФФ-состояния ожидаются в системах с пониженной размерностью [59, 60], однако непосредственное охлаждение в случае пониженной размерности может быть неосуществимым, а переход от трёхмерной ловушки к одномерной, вообще говоря, приводит к некоторому нагреву. Выяснение ограничений в охлаждении ферми-газов для получения более глубокого вырождения и разработка новых методов охлаждения,

таким образом, являются ключевыми направлениями в поиске сверхпроводящих состояний, отличных от куперовского спаривания.

3. Общий взгляд на охлаждение фермионов

Идея охлаждения фермионов возникла на основе успешного охлаждения бозонов до состояния бозе-эйнштейновского конденсата. В последнем случае, несмотря на то что вначале разрабатывались полностью оптические методы, наиболее успешным подходом стало охлаждение посредством принудительного испарения — метод, превосходящий оптические в пределе высоких плотностей. Испарительное охлаждение основано на быстрой термализации после выборочного удаления наиболее энергичных атомов, и, таким образом, оно требует частот упругих соударений, превышающих частоты конкурирующих неселективных потерь, обусловленных нагревом, неупругим рассеянием, трёхчастичными соударениями, столкновениями с переворотом спина. Естественным представлялось распространить идеи охлаждения принудительным испарением на фермионы, однако существенным препятствием оказался случай фермионов в одном и том же спиновом состоянии. Действительно, в силу требования антисимметричности полной волновой функции двухчастичное упругое рассеяние двух идентичных фермионов не может происходить в s-канале, поскольку в этом случае орбитальная часть волновой функции симметрична, как и спиновая. Упругое рассеяние с более высоким моментом импульса последовательно подавляется при низких температурах, что создаёт "бутылочное горлышко" (bottleneck) для термализации. Для того чтобы обойти эту трудность, были предложены три различных подхода.

Одна из возможностей состоит в том, чтобы перевести часть облака атомов в другое квантовое состояние и затем испарительно охладить одновременно два различных состояния — так называемое сдвоенное испарительное охлаждение. В то время как испарительное охлаждение в рамках одного состояния по-прежнему будет подавленным согласно принципу запрета Паули, охлаждение двух состояний будет происходить беспрепятственно, очевидным образом сокращая число фермионов. Этот подход является особенно уместным для охлаждения принудительным испарением в оптических ловушках и становится всё более выигранным с увеличением сверхтонкого квантового числа I , поскольку доля состояний, пригодных для упругого s-рассеяния, среди их общего числа возрастает как $2I/(2I+1)$. Для состояний с $I=1/2$ это означает долю лишь в 50%, однако при $I=5/2$ (например, для ^{173}Yb) уже 5/6 возможных комбинаций приведут к испарительному охлаждению, не затронутому принципом запрета Паули. Пределы наименьшей температуры, достижимые с помощью сдвоенного испарительного охлаждения, обсуждались с учётом принципа запрета Паули, что привело к оценке $(T/T_F)_{\min} \sim 0,3$ [61, 62].

Другая возможность — это использование какого-либо бозонного вещества, для того чтобы охлаждать фермионы не непосредственно, а с помощью теплового контакта — метода, известного как симпатическое охлаждение. Вследствие истории развития этой тематики, а именно появления вырожденных бозонов на пять лет ранее фермионного аналога, а также благодаря

возникшему интересу к изучению бозон-фермионных смесей как естественного аналога сверхтекучей смеси $^3\text{He}-^4\text{He}$ в жидком состоянии симпатическое охлаждение представляет собой, несомненно, самый широкоприменяемый метод охлаждения. Сложности пленения двух разных субстанций, как это происходит в различных смесях, могут быть возмещены тем, что число фермионов в принципе должно сохраняться. Далее этот метод будет рассмотрен более подробно.

Третья возможность, пока ещё находящаяся в стадии интенсивной разработки, — использование атомов, для которых дальнедействующие атомные силы превалируют над точечными псевдопотенциалами, подразумеваемыми в среднеполевым описанием посредством уравнения Гросса–Питаевского для бозонов и аналогичном приближении Томаса–Ферми для фермионов [63, 64]. Дальнедействующие силы способны поддерживать упругое рассеяние с произвольным моментом импульса при любой температуре, что позволяет избежать "бутылочного горлышка", обусловленного принципом запрета Паули, в случае одного сорта фермионов в единственном состоянии. Лишь для немногих фермионных элементов дипольные силы естественным образом доминируют над точечным псевдопотенциалом взаимодействия — к настоящему времени основное внимание сосредоточено на диспрозии [65–67] и эрбии [68, 69]. В частности, создана фермион-бозонная смесь $^{161}\text{Dy}-^{162}\text{Dy}$ с показателем фермиевского вырождения $T/T_F = 0,2$ [65]. Ещё более интригующий результат состоит в достижении величины $T/T_F = 0,7$ в спин-поляризованном диспрозии ^{162}Dy без добавок посредством принудительного испарения, что объясняется наличием дальнедействующего рассеяния в полярном газе. Большая частота упругих соударений связана также с более частыми неупругими дипольными соударениями в метастабильных магнитных состояниях, однако, как было предсказано в [70] и проверено экспериментально [66], квантовая статистика даёт механизм подавления в случае фермионов. Наличие благоприятного упругого рассеяния в режиме фермиевского вырождения подтверждено в случае атомов ^{167}Er : $6,4 \times 10^4$ фермионов были охлаждены до $T/T_F = 0,2$ [68], а при изучении динамики анизотропной релаксации облака [69] получена наименьшая величина $T/T_F = 0,11 \pm 0,01$. Показатели фермиевского вырождения, достигнутые при охлаждении дипольных газов, сопоставимы с таковыми, полученными при симпатическом s-охлаждении фермион-бозонных смесей. Однако наличие анизотропии, необходимость приложения сильного магнитного поля, которое не позволяет управлять сечением упругого рассеяния в духе резонанса Фешбаха, и обусловленные нетривиальной спектроскопией диспрозия и эрбия сложности предохлаждения могут воспрепятствовать распространению этого подхода.

4. Сдвоенное испарительное охлаждение фермионов

Впервые в физике разреженных атомных систем вырожденный ферми-газ был получен Брайаном Демарко и Деборой Джин из Объединённого института лабораторной астрофизики (Joint Institute for Laboratory Astrophysics, JILA) Колорадского университета в Боулдере (University of Colorado at Boulder) [20]. Атомы удерживались в установке с двумя магнито-оптическими ловуш-

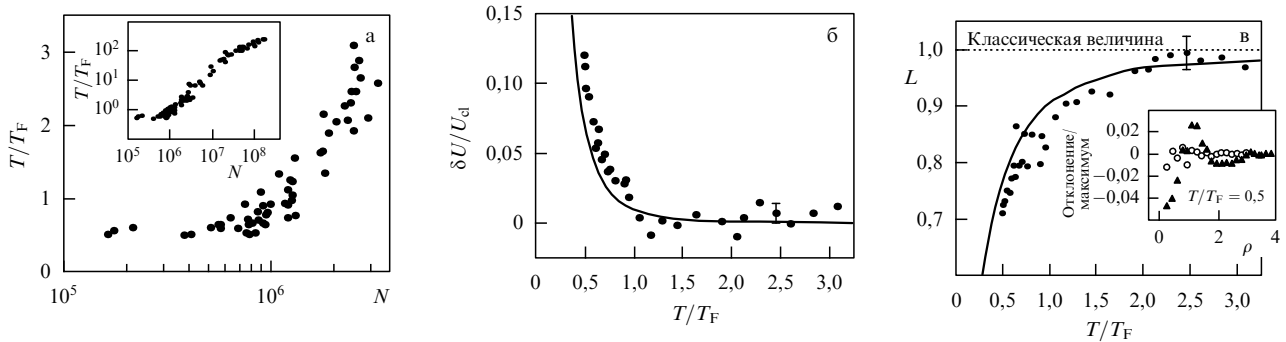


Рис. 1. Свидетельства квантового вырождения ^{40}K в эксперименте, выполненном в JILA. (а) T/T_F в зависимости от числа фермионов — видно выполаживание зависимости вблизи наименьшего достигнутого значения $T/T_F \approx 0,5$. (б) Избыточная внутренняя энергия в зависимости от T/T_F . (в) Отклонение распределения по импульсам от гауссова, выраженное через показатель формы, равный единице для распределения Гаусса. На вставке показано, что невязки больше при подгонке гауссианом (треугольники), чем при подгонке негауссовой функцией (светлые кружки). (Из работы [20].)

ками (МОЛ), где первая ловушка использовалась для сбора из распылителя калия большого количества атомов, обогащённого фермионным изотопом ^{40}K . Затем атомы перемещались в высоковакуумную МОЛ под действием силы светового давления, создаваемой лазерными импульсами. Во второй МОЛ атомы охлаждались до доплеровского предела 150 мК и потом загружались в магнитную ловушку Иоффе–Притчарда, время удержания в которой, согласно замерам, составило 300 с. Этого времени достаточно для охлаждения сдвоенным принудительным испарением. Для испарительного охлаждения необходимы состояния, которые стабильны, по крайней мере на временах проведения эксперимента, относительно столкновений со сменой проекции полного момента импульса атома m_F при низких температурах, что привело к выбору $|F=9/2, m_F=9/2\rangle$ и $|F=9/2, m_F=7/2\rangle$. Селективное удаление достигнуто благодаря микроволновым переходам с двумя различными частотами, настроенными на неустойчивое спиновое состояние из термина $F=7/2$. Магнитное поле подбирается так, чтобы доля удалённых из обоих состояний атомов оставалась одинаковой с точностью до 5%. Съёмка методом поглощения после выпуска облака из ловушки позволила измерить температуру и число атомов, а затем построить траекторию испарения, показанную на рис. 1. Температура Ферми находилась по измеренным значениям числа фермионов, радиальной и аксиальной частот ловушки.

Как видно из рис. 1, траектория испарения имеет крутой наклон при $T/T_F \geq 1$ и становится полой в режиме квантового вырождения, наступающем при выходе на постоянную величину $T/T_F \approx 0,5$. Эксперимент не выявил никаких сопутствующих изменений в потерях атомов или скорости нагрева, а тенденция снижения эффективности охлаждения сохранялась и при различных изменениях параметров удержания. В частности, изменение числа атомов в интервале от $3,5 \times 10^5$ до $1,2 \times 10^6$ и среднего геометрического частот в пределах от 127 до 323 Гц, что соответствует изменению энергии Ферми в области 0,36–1,0 мК, — подтвердило неизменную остановку испарительного охлаждения при температуре около $0,5T_F$. Для объяснения наблюдаемого явления были привлечены давление Ферми, препятствующее сжатию облака и, следовательно, необходимому для увеличения числа упругих столкновений возрастанию плотности, и принцип запрета Паули. Дополнительно полная

энергия была измерена по второму моменту из снимков разлетевшихся облаков в условиях, при которых взаимодействия пренебрежимо малы вследствие низкой концентрации. При $T \approx 0,5T_F$ наблюдалось резкое возрастание полной энергии относительно уровня, соответствующего классическому газу. Избыток энергии проявился также в негауссовом распределении по импульсам.

Другая группа, из Университета Дьюка (Duke University), пошла по пути полностью оптического пленения и охлаждения двух сверхтонких состояний ^6Li . Поскольку удерживаемые в магнитном поле состояния ^6Li , в отличие от своих аналогов в ^{40}K , чувствительны к столкновениям с переворотом спина и подвержены дипольному распаду, выбранный подход состоит в отказе от удерживаемых магнитным полем состояний, загрузке непосредственно из МОЛ в однолучевую оптическую дипольную ловушку (ОДЛ), создаваемую плотно сфокусированным излучением (перетяжка 47 мкм, длина Рэлея 660 мкм) мощного CO_2 -лазера с длиной волны 10,6 мкм. Соответствующие начальные частоты ловушки для радиального и аксиального направлений равнялись 6600 и 340 Гц соответственно. Использование CO_2 -лазера приводит к чрезвычайно слабому рэлеевскому рассеянию из-за различия длин волн лазера и доминирующего перехода в атоме (линия D_2 , 671 нм). При максимальной интенсивности $1,0 \text{ МВт см}^{-2}$ рассеивается в среднем два фотона в 1 ч, что соответствует темпу нагрева 16 пК с^{-1} . Это может быть критичным при глубоком вырождении, поскольку с понижением температуры небольшой нагрев в принципе может препятствовать охлаждению облака из-за чувствительности теплоёмкости к температуре.

Важное преимущество использования ОДЛ состоит в том, что уменьшение концентраций, ожидаемое в ходе испарительного охлаждения ввиду убывания мощности лазера, может быть компенсировано внешним магнитным полем, настроенным на резонанс Фешбаха для максимизации длины упругого рассеяния. С этой точки зрения целесообразно использование состояний $|F=1/2, m_F=\pm 1/2\rangle$, поскольку для них резонанс Фешбаха предсказан при величине магнитного поля около 850 Гс [71], в то время как в нулевом магнитном поле длина рассеяния обращается в нуль. Таким образом, полное управление частотой рассеяния и быстро возрастающее испарение могут быть достигнуты с помощью внешнего магнитного поля.

Группа из Университета Дьюка достигла значения фермиевского вырождения $T/T_F = 0,55$ для 3×10^5 атомов [72]. В последующих экспериментах эта группа добилась быстрого разлёта облака в радиальном направлении удержания при почти неизменном его аксиальном размере [27]. Это свойство не наблюдалось в экспериментах с ^{40}K в Боулдере. Данные интерпретировались с помощью двух взаимоисключающих моделей: как разлёт бесстолкновительной сверхтекучей жидкости, а также в терминах столкновительной гидродинамики — и были представлены доводы в пользу первой модели.

Вслед за этими двумя группами различные лаборатории применяли сдвоенное испарительное охлаждение для различных демонстраций и экспериментов, часть из которых будет кратко упомянута ниже. Пленение ^6Li в ОДЛ, образованной одним лучом Yb:YAG-лазера с длиной волны 1030 нм, позволило при соответствующей настройке магнитного поля вблизи резонанса Фешбаха создать бозе-эйнштейновский конденсат молекул $^6\text{Li}_2$ [73, 74]. Благодаря сдвоенному испарению фермионного изотопа лития и пленению в пучностях стоячей волны был реализован двумерный вырожденный газ с температурой $T/T_F = 0,10 \pm 0,03$ [75, 76]; была проведена радиочастотная спектроскопия двумерного газа ^{40}K для измерения энергии взаимодействия [77].

Другие группы использовали сдвоенное испарительное охлаждение для изучения столкновений в смеси ^6Li в трёх состояниях [78, 79] для создания молекул $^6\text{Li}_2$ с помощью р-резонанса Фешбаха [80]. Сдвоенное испарительное охлаждение применялось не только для создания молекул лития и калия, но и для получения вырожденного ^{87}Sr с замечательным результатом: $T/T_F = 0,26$ [81].

В настоящее время сдвоенное испарительное охлаждение используется также в качестве последнего этапа симпатического охлаждения, особенно если последнее происходит в магнитной ловушке. Бозе-газ удаляется, а спин-поляризованный ферми-газ загружается в ОДЛ. Затем готовится смесь двух спиновых состояний с помощью радиочастотного импульса и намеренно внешней декогеренции. Недостаток продолжения охлаждения этим методом состоит в том, что число фермионов в каждом спиновом состоянии при получении сбалансированной смеси составляет половину от общего числа, тем самым увеличивая параметр фермиевского вырождения T/T_F . Другая возможность заключается в использовании резонанса Фешбаха для приготовления молекулярного БЭК фермионов и испарительного охлаждения фактически бозонного образца без подавления упругих соударений из-за принципа запрета Паули. В конце процесса величина магнитного поля может быть установлена такой, которая соответствует слабому спариванию, — в области резонанса Фешбаха, присущего режиму БКШ. Однако в этом случае наличие потерь и отклонение от адиабатичности в ходе перестройки магнитного поля могут легко увеличить параметр фермиевского вырождения.

5. Смеси фермионов и бозонов

Альтернативой охлаждению посредством сдвоенного испарения различных состояний фермионов одного сорта является не прямое охлаждение путём установления теплового контакта с резервуаром бозе-атомов. Этот подход не страдает от связанных с квантовой

статистикой ограничений испарительного охлаждения, обсуждавшихся в разделе 4. Вскоре после первой демонстрации в контексте атомной физики [82] симпатическое охлаждение привело к созданию новой области исследований — изучению ультрахолодных смесей атомов и молекул, — включающей в себя такие необычные явления, как индуцированное разрушение и расслоение, зависящие от знака и величины длины межэлементного упругого рассеяния [83].

Недостатком симпатического охлаждения является большая сложность установки, поскольку атомы двух видов необходимо удерживать и охлаждать одновременно. Симпатическое охлаждение проходит успешно, если теплоёмкость бозе-газа больше теплоёмкости ферми-газа или по крайней мере сравнима с ней. В классическом режиме это фактически эквивалентно доминированию числа бозонов над числом фермионов, поскольку в невырожденном пределе Дюлонга–Пти их удельные теплоёмкости одинаковы. При температурах, меньших критической температуры бозе-эйнштейновской конденсации

$$T_c = \zeta(3)^{-1/3} \hbar \omega_b \frac{N_b^{1/3}}{k_B}$$

и температуры Ферми

$$T_F = 6^{1/3} \hbar \omega_f \frac{N_f^{1/3}}{k_B},$$

где $\omega_b = (\omega_b^{(x)} \omega_b^{(y)} \omega_b^{(z)})^{1/3}$ и $\omega_f = (\omega_f^{(x)} \omega_f^{(y)} \omega_f^{(z)})^{1/3}$ — средние циклические частоты ловушек бозонов и фермионов, бозонная и фермионная теплоёмкости стремятся с уменьшением температуры к нулю как T^3 и T соответственно. При $\omega_f = \omega_b$ теплоёмкость бозонов становится меньше фермионной при $T/T_F \simeq 0,3$, что существенно влияет на эффективность симпатического охлаждения при меньших T/T_F , давая совпадающие предельные значения, $T/T_F \simeq 0,25$, о чём сообщалось в первых экспериментах [21, 22, 84] со смесями $^7\text{Li}-^6\text{Li}$. Хотя наличие бозе-газа, казалось бы, не играет никакой роли на последней стадии охлаждения, фактически оно ухудшает ситуацию, в зависимости от соотношения скоростей нагрева и охлаждения. Действительно, большая чувствительность бозе-газа к малому выделению тепла из-за кубичной зависимости его теплоёмкости при низкой температуре приводит к существенному возрастанию температуры. Это является неблагоприятным для ферми-газа, несмотря на его доминирующую теплоёмкость в той же температурной области, и может в итоге привести к эффективному, но нежелательному симпатическому нагреву. Возможным разрешением затруднения представляется удаление бозе-газа на последующем этапе и затем проведение сдвоенного испарения ферми-газа.

В дальнейшем анализ будет ограничен теми вопросами бозон-фермионных смесей, которые относятся к симпатическому охлаждению. Будут представлены все смеси (примерно в историческом порядке) и в завершение будут подведены итоги по наименьшим достигнутым T/T_F . Основное внимание будет уделено фермион-бозонным смесям, в которых фермионы приведены в квантово-вырожденное состояние, т.е. при $T/T_F < 1$, и ради краткости не будут рассматриваться более сложные установки для смесей атомов более чем двух видов,

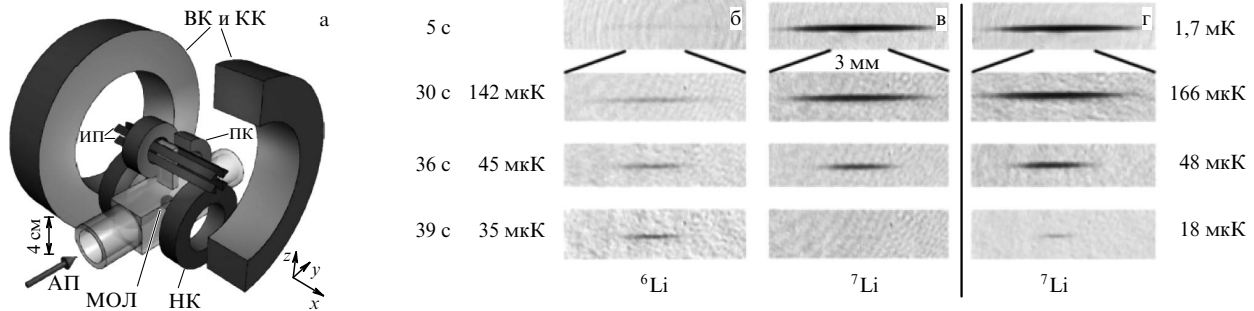


Рис. 2. (а) Установка для пленения и охлаждения бозонного и фермионного изотопов лития из медленного атомного пучка (АП), предварительно захваченных и охлаждённых в МОЛ, а затем перемещённых в ловушку Иоффе–Притчарда (ИП). Показаны катушки, применяемые в качестве магнитного подъёмника атомов: нижние квадрупольные (НК) и верхние квадрупольные (ВК) — и используемые для испарительного охлаждения компенсационные (КК) и пинчевые (ПК) катушки. Снимки, сделанные методом поглощения, двух облаков в ходе симпатического охлаждения (б, в) и однокомпонентного (бозе-газ) испарения (г). (Из работы [84].)

например фермион-фермион-бозонных смесей. Тем не менее, принимая во внимание ускоряющийся рост числа экспериментов с фермион-бозонными смесями, мы заранее приносим извинения за то, что в настоящем обзоре некоторые эксперименты не упомянуты или рассмотрены, по мнению вовлечённых в них исследователей, недостаточно полно.

5.1. ${}^6\text{Li}$ – ${}^7\text{Li}$

Пленение и охлаждение смеси ${}^6\text{Li}$ – ${}^7\text{Li}$ выполнены в лабораториях Высшей нормальной школы (École Normale Supérieure, ENS) в Париже [22, 84] и Университета Райса (Rice University) [21]. Среди преимуществ использования этой смеси — относительная простота экспериментальной установки, поскольку необходимые для магнитооптического пленения лучи света различаются по длине волны лишь на величину изотопических смещений, что вполне укладывается в область перестройки акустооптических и электрооптических модуляторов. Это позволяет использовать общий лазерный источник, облегчая тем самым усилия по ежедневному обслуживанию установки.

Действенное симпатическое охлаждение ${}^6\text{Li}$ с помощью ${}^7\text{Li}$ основано на предсказанной благоприятной величине длины упругого рассеяния [85]. Однако наличие ограничения на максимальное число конденсированных бозонов в конкретном состоянии ${}^7\text{Li}$ делает бозонный резервуар менее привлекательным. Фермионный ${}^6\text{Li}$ также рассматривался в качестве перспективного кандидата ввиду присущей ему большой отрицательной длины упругого рассеяния, которая должна приводить к БКШ-спариванию при умеренно низких температурах [86].

Многие особенности бозон-фермионных смесей впервые были изучены в указанных двух экспериментах, что послужило основой для дальнейших исследований другими группами. В частности, отмечено преимущество в использовании бозонного компонента не только для охлаждения, но и для термометрии, осознана необходимость контроля за тепловым равновесием между фермионами и бозонами на всех этапах и, что наиболее важно для нашего обсуждения, наблюдалось падение эффективности симпатического охлаждения в вырожденном режиме. Последнее обусловлено сложением двух эффектов: непрерывного удаления атомов ${}^7\text{Li}$ в ходе испарительного охлаждения и уменьшения удельной теплоёмкости при температурах, меньших температуры

БЭК-фазы. Численная оценка минимальной достижимой величины T/T_F находится в согласии с экспериментальными результатами. Также была подчёркнута важность наилучшего перекрытия атомов двух видов.

Парижская группа применила остроумный способ увеличения квантового вырождения с помощью более плотного удержания в компактной ловушке Иоффе–Притчарда, достигнутого благодаря переносу предварительно охлаждённых в МОЛ атомов в небольшой отросток стеклянной ячейки. При рабочих токах 700 А в планках Иоффе и 500 А в двух пинчевых катушках удерживающий потенциал имеет частоты 2,57 кГц в радиальном направлении и 117 Гц в осевом. Эти большие частоты стали причиной необычно высокой температуры Ферми. Исчезновение связи между температурами ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ зарегистрировано при температуре 35 мкК, при которой число частиц двух сортов и соответствующие теплоёмкости были примерно равны между собой. Попытка увеличить способность к охлаждению посредством удаления фермионов привела к уменьшению числа атомов ниже порогового для чувствительности системы фотографирования. В работе [84] группа из ENS сообщила о получении $1,3 \times 10^5$ атомов ${}^6\text{Li}$ при температуре (9 ± 3) мкК, что соответствует показателю вырождения $T/T_F = 2,2 \pm 0,8$. В последующей работе [22] эта группа добилась показателя фермиевского вырождения, близкого к ранее полученному группой из Университета Райса, порядка $T/T_F = 0,3$. Были исследованы два сверхтонких состояния бозонов лития. ${}^7\text{Li}$ был приготовлен в сверхтонком состоянии $|22\rangle$, для которого отрицательная длина межизотопного рассеяния ($-1,4$ нм) приводит к разрушению конденсата при числе атомов, превышающем пороговое значение 1400, и в благоприятном сверхтонком состоянии $|1 - 1\rangle$, для которого указанное ограничение отсутствует вследствие положительной ($0,27$ нм) длины рассеяния, хотя и в 5,2 раз меньшей, чем для состояния $|22\rangle$. Для компенсации малости длины рассеяния ${}^6\text{Li}$ использовался в качестве посредника при межвидовой термализации ${}^7\text{Li}$.

Парижская группа недавно сообщила об исследовании смеси бозонной и фермионной сверхтекучих жидкостей [87] при различных длинах упругого межфермионного рассеяния, а также о результатах изучения относительной критической скорости сверхтекучести в этой системе [88], указав минимальный параметр вырождения $T/T_F \simeq 0,03$.

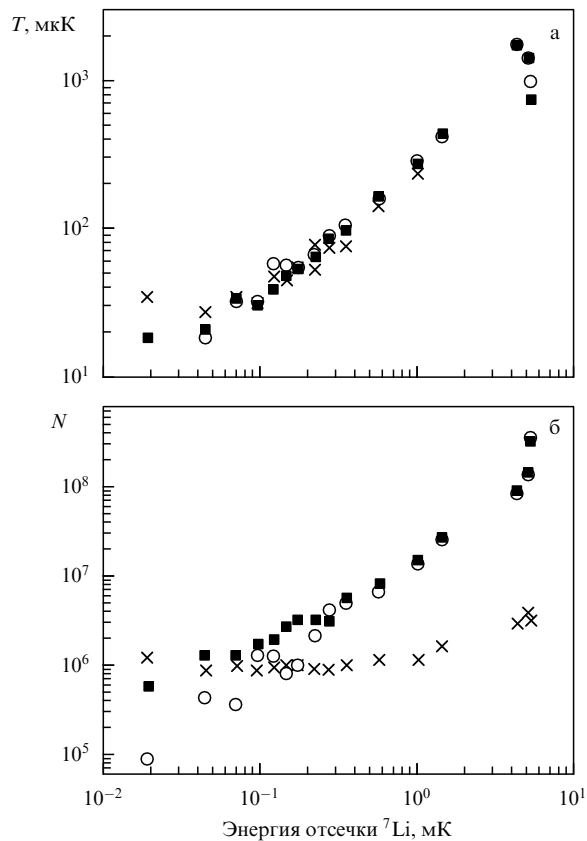


Рис. 3. Температура (а) и число атомов (б) в зависимости от пороговой энергии для испарительного охлаждения ${}^7\text{Li}$ (кружки) в присутствии ${}^6\text{Li}$ (кресты). Фермионный компонент следует за бозонным до последнего этапа при наименьших энергиях, в ходе которого наблюдается проявление неравновесного состояния. Бозонный компонент не подвергается воздействию фермионного, что можно увидеть из результатов испарительного охлаждения чистого ${}^7\text{Li}$. (Из работы [84].)

5.2. ${}^6\text{Li}$ – ${}^{23}\text{Na}$

Смесь ${}^6\text{Li}$ – ${}^{23}\text{Na}$, активно применяемая исследователями из Массачусетского технологического института (Massachusetts Institute of Technology, MIT), стала первой смесью, состоящей из двух различных элементов. ${}^{23}\text{Na}$ в качестве охладителя предпочтительнее, чем ${}^7\text{Li}$, ввиду ограничений в использовании последнего, обсуждавшихся в разделе 5.1. Кроме того, наблюдалась быстрая межэлементная термализация, которая сопровождалась низкой частотой внутри- и межвидовых неупругих столкновений, что в результате даёт время жизни более 10 с. Система лучей для ${}^6\text{Li}$ с минимальными изменениями была добавлена к существовавшей установке по получению больших конденсатов ${}^{23}\text{Na}$ [89]. Это привело к созданию двухэлементной печи с раздельными камерами, необходимыми из-за различия давлений паров ${}^6\text{Li}$ и ${}^{23}\text{Na}$ на три порядка. Благодаря меньшей массе лития общий земановский замедлитель позволяет замедлять его без помех для замедления натрия. Использовалась достаточно сложная схема оптической накачки для приготовления смеси в состояниях, защищённых от столкновений с переворотом спина и в то же время допускающих магнитное удержание после этапа МОЛ.

В более поздней работе [90] группа из MIT сообщила о рекордно высоком количестве ${}^6\text{Li}$ в вырожденном режиме — до 7×10^7 атомов с показателем фермиев-

ского вырождения 0,5, — убывающем до 3×10^7 атомов с показателем вырождения 0,05–0,20. За этим следовало вдвоенное испарительное охлаждение при приложении постоянного магнитного поля, настроенного на резонанс Фешбаха, что позволило, помимо прочего, впервые наблюдать решётку квантованных вихрей в режиме БКШ [31, 54, 91].

5.3. ${}^{40}\text{K}$ – ${}^{87}\text{Rb}$

Практическим преимуществом смеси ${}^{40}\text{K}$ – ${}^{87}\text{Rb}$ является близость длин волн основных переходов (767 и 780 нм соответственно для ${}^{40}\text{K}$ и ${}^{87}\text{Rb}$), что позволяет использовать дешёвые маломощные диодные лазеры для инъекции в общий мощный клиновидный полупроводниковый чип-усилитель, существенно упрощив при этом конструкцию вдвоенной МОЛ. Впервые такой подход был применён в JILA [23, 92] и Европейской лаборатории нелинейной спектроскопии Флорентийского университета (European Laboratory for Non-Linear Spectroscopy (LENS), University of Florence) [24–26]. Группа из LENS обнаружила сильное межэлементное притяжение, приводящее к нестабильности при числе частиц, превышающем пороговое. А именно, наблюдавшиеся потери ${}^{40}\text{K}$ квадратично зависели от концентрации ${}^{87}\text{Rb}$, что можно качественно объяснить трёхчастичной комбинацией $\text{K} - \text{Rb} - \text{K}$ с коэффициентом $2(1) \times 10^{-27} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$. Хотя это стало препятствием для полноценного использования ${}^{87}\text{Rb}$ в качестве охладителя для ${}^{40}\text{K}$, группа из LENS отметила, что большая величина бозон-фермионного взаимодействия должна означать эффективное фермион-фермионное притяжение, что приводит к ситуации, подобной той, которая создаётся фоновым механизмом взаимодействия в модели БКШ для традиционной сверхпроводимости с низкой температурой T_c . Такая конфигурация была предложена для увеличения фермион-фермионного взаимодействия в качестве альтернативы резонансу Фешбаха и оптическим решёткам с плотным удержанием. Группа из JILA добилась одновременного квантового вырождения при наименьшей величине $T/T_F = 0,2$ и получила меньшее измеренное значение межэлементной длины упругого рассеяния, чем группа из LENS.

Вопросы стабильности и нестабильности, проистекающие из межэлементных взаимодействий, подробно обсуждаются в [93], где большое число фермионов и бозонов позволило найти порог для управляемого средним полем разрушения смеси. Группа из LENS также сообщила о приготовлении вырожденного ферми-газа, пленённого в одномерной оптической решётке [94], а трёхмерная оптическая решётка вырожденного ${}^{40}\text{K}$ была создана в Швейцарской высшей технической школе (Eidgenössische Technische Hochschule — ETH) в Цюрихе [95]. В работе [96] удалось добиться быстрого симпатического охлаждения (время испарения 6 с) на атомном чипе. Эта смесь использовалась для создания газа полярных молекул вблизи квантового вырождения ($T/T_F \approx 2$) [97] и для демонстрации коллективной атомной отдачи вырожденного ферми-газа [98]. В последнем эксперименте после симпатического охлаждения в магнитной ловушке Иоффе–Притчарда и удаления затем всех атомов ${}^{87}\text{Rb}$ было осуществлено быстрое адиабатическое расширение облака атомов ${}^{40}\text{K}$, что изменило соотношение его размеров вдоль осей. Из-за недостаточной термализации в чистом ${}^{40}\text{K}$ это привело облако в

сжатое в пространстве импульсов состояние, которое затем изучалось в условиях накачки лазерными импульсами с управляемой поляризацией, в результате чего возникли множественные процессы волнового смешения.

5.4. ${}^6\text{Li}-{}^{87}\text{Rb}$

Смесь ${}^6\text{Li}-{}^{87}\text{Rb}$ обладает привлекательными чертами с нескольких точек зрения. Большой электрический дипольный момент, ожидаемый у молекул LiRb , делает эту смесь многообещающей для использования в квантовых компьютерах и проверки инвариантности обращения времени. Как предполагается, среди стабильных щелочных металлов эта смесь является оптимальной для большого соотношения частот ловушки, которое важно по причинам, обсуждаемым в разделе 6. Кроме того, большое отношение масс должно сделать фермионы менее уязвимыми к нагреву из-за дырок в распределении Ферми [99], что подробно обсуждается в [100]. Однако большое отношение масс приводит также к недостаткам, связанным, в частности, с гравитационным проседанием, из-за которого ухудшается перекрытие облаков, нивелируемое плотным удержанием, и к уменьшению эффективности упругого рассеяния.

Группа из Тюбингенского университета (Universitat Tübingen) (Германия) сообщила о вырождении смеси ${}^6\text{Li}-{}^{87}\text{Rb}$ в магнитной ловушке [101]. К сожалению, межэлементная длина упругого рассеяния, измеренная по термализации, оказалась мала: $a = 20_{-8}^{+9} a_B$ (a_B — радиус Бора), что не позволило её использовать для охлаждения ферми-газа до наименьших температур, достигаемых в случае атомов рубидия. Та же группа нашла два резонанса Фешбаха после переноса облаков в ОДЛ, образованную в пересечении лучей [102]. Однако резонансы Фешбаха появляются одновременно с существенным возрастанием сечения неупругих столкновений, что может рассматриваться как преимущество для образования гетероядерных молекул, но не для достижения глубокого фермиевского вырождения.

Дальнейшие теоретические исследования группы из Университета Британской Колумбии (University of British Columbia) в Канаде позволили предсказать другие резонансы на основе измерений триплетной длины рассеяния и резонансов Фешбаха для одной конкретной пары сверхтонких состояний [103]. Экспериментальное исследование шести больших резонансов Фешбаха для ${}^6\text{Li}-{}^{87}\text{Rb}$, выполненное той же группой, указало на высокую частоту неупругих соударений, которые являются неблагоприятными для лёгкого элемента и приводят к запредельно высоким потерям из ОДЛ [104].

Что касается оборудования, то мощные твердотельные лазеры обеспечивают нужные переходы обоих атомов, создавая необходимые условия для стандартизации работы и обслуживания установок.

Ввиду высокой степени различия давления паров Li и Rb были реализованы различные схемы загрузки смеси в магнитооптическую ловушку, часть этих схем позднее нашла применение в экспериментах с другими смесями. В Тюбингене атомы Rb собирались в МОЛ из распылителя, в то время как атомы Li доставлялись из печи с помощью зеemanовского замедлителя. Альтернативная схема проверялась в Дартмуте [105] с двумя независимыми зеemanовскими замедлителями, Университете Британской Колумбии — с двумя распылителями [106] и в Калифорнийском университете в Беркли (University of

California at Berkeley) — с общим зеemanовским замедлителем, питаемым двухкамерной эффузионной печью [107], как и в случае ${}^6\text{Li}-{}^{23}\text{Na}$.

5.5. ${}^3\text{He}-{}^4\text{He}$

Группа из Амстердамского свободного университета (Vrije Universiteit Amsterdam) сообщила об одновременном квантовом вырождении смеси ${}^3\text{He}-{}^4\text{He}$ [108] — газообразного аналога широко известной жидкой смеси ${}^3\text{He}-{}^4\text{He}$. Атомы удерживались в низшем триплетном состоянии, являющемся метастабильным, с субнаносекундным временем жизни, в отсутствие внешнего магнитного удержания. Большая внутренняя энергия на 11 порядков превышает их тепловую энергию при температурах исследования (порядка 1 мК), что допускает эффективное одноатомное детектирование с высоким пространственным и временным разрешением с помощью детекторов на основе микроканальных пластин. Это позволило изучать с высоким временным разрешением вырожденные газы, в частности явления группировки и антигруппировки, применяя к ним используемый в квантовой оптике статистический анализ [109], и проводить метрологические измерения с единичными атомами [110]. Измерения температуры смеси с использованием зависимости напряжения на микроканальной пластине от времени разлёта подробно обсуждаются в [108]. В той же работе отмечен основной недостаток системы — невозможность использования резонансов Фешбаха, поскольку в ходе удержания атомы должны находиться в состояниях с максимальными проекциями спинов электрона и ядра.

5.6. ${}^{171}\text{Yb}-{}^{174}\text{Yb}$ и ${}^{173}\text{Yb}-{}^{174}\text{Yb}$

Редкоземельный элемент иттербий обладает рядом замечательных свойств, привлекательных с точки зрения удержания атомов. Во-первых, иттербий встречается в виде набора изотопов как бозонной (${}^{172}\text{Yb}$, ${}^{174}\text{Yb}$, ${}^{176}\text{Yb}$), так и фермионной (${}^{171}\text{Yb}$ и ${}^{173}\text{Yb}$) природы с содержанием каждого более 10%. Это позволяет создавать широкий набор комбинаций фермион-бозонных смесей при минимальных изменениях МОЛ и устройств удержания после МОЛ, в целом, осуществимых с помощью электрооптических и акустооптических модуляторов. Во-вторых, слабый интеркомбинационный переход $1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ с узкой линией, ширина которой соответствует доплеровской температуре 4,4 мК, позволяет эффективно предохладить и загружать ОДЛ с помощью лазера умеренной мощности. Отсутствие магнитного момента в основном состоянии делает необходимым оптическое удержание и является привлекательным для метрологии ввиду пренебрежимо малых зеemanовских сдвигов.

Группа из Университета Киото (Kyoto University) первой начала исследовать иттербий в различных конфигурациях, включая смеси с другими элементами, которые мы обсудим ниже, сосредоточившись здесь на смесях иттербия. Об удержании ${}^{171}\text{Yb}$ и ${}^{174}\text{Yb}$ в образованной пересечением лучей дипольной ловушке было сообщено после попыток выполнить испарительное охлаждение чистого ${}^{171}\text{Yb}$ [111]. В эксперименте наблюдалось возрастание фазовой плотности ферми-газа в присутствии бозонного облака, что косвенно подтверждает наличие действенного симпатического охлаждения, однако о квантовом вырождении не сообщалось ни для одного из

изотопов. Благодаря последующим усилиям был достигнут режим квантового вырождения, включая испарительное охлаждение чистого ^{171}Yb , как в одномерной оптической решётке, так и в ОДЛ большого размера. При этом наименьший измеренный параметр вырождения составил $T/T_F = 0,37 \pm 0,06$ в случае ^{173}Yb , которому присуща наиболее благоприятная длина упругого рассеяния [112, 113].

В других работах было достигнуто фермиевское вырождение ^{171}Yb с помощью симпатического охлаждения со стороны ^{174}Yb при преодолении малости длины упругого рассеяния ^{171}Yb [114, 115], а также изучены коллективные возбуждения смеси [116].

Стоит отметить, что благодаря большому сверхтонкому квантовому числу ^{173}Yb может эффективно охлаждаться вдвоенным испарением в отсутствие хладагента, поскольку лишь один из шести каналов упругого рассеяния будет заморожен согласно принципу запрета Паули. Большой ядерный спин ^{173}Yb ($I = 5/2$) существенно отличается от такового в ^{171}Yb , где $I = 1/2$.

5.7. $^{87}\text{Sr}-^{84}\text{Sr}$

Смесь $^{87}\text{Sr}-^{84}\text{Sr}$ особенно интересна ввиду большого ядерного спина ^{87}Sr , $I = 9/2$, соответствующего 10-кратному вырождению основного состояния, что позволяет изучать модельные гамильтонианы, основанные на $\text{SU}(10)$ -симметрии.

Группа из Инсбрука преуспела в создании односпинового вырожденного ферми-газа ^{87}Sr с помощью симпатического охлаждения бозонным газом ^{84}Sr [117]. Наличие межизотопных столкновений приводит к уменьшению потерь атомов, что было показано испарительным охлаждением чистого ^{87}Sr , которое дало худшие результаты: число атомов оказалось меньше, а показатель фермиевского вырождения T/T_F увеличился.

5.8. $^6\text{Li}-^{174}\text{Yb}$

Группа из Киото в последнее время сосредоточилась на исследовании смеси фермионного Li и бозонного Yb , в особенности ^{174}Yb [118]. Одной из важных целей является создание молекул с некомпенсированными электронами в основном состоянии, большой электронный дипольный момент которых даёт преимущества при квантовом моделировании с помощью спиновой решётки. Большое соотношение масс (равное 29) позволяет также приготовить литий в режиме глубокого квантового вырождения, оставляя иттербий вблизи или ниже бозевого вырождения. Группа сообщила о получении $T_{\text{Li}}/T_F = 0,08 \pm 0,02$ ($T_{\text{Li}} = 290 \pm 3$ нК), причём на том же этапе охлаждения ^{174}Yb находился при температуре $T_{\text{Yb}} = 280 \pm 20$ нК, а критическая температура БЭК составила $T_c = 510$ нК, что соответствует $T_{\text{Yb}}/T_c = 0,55$. Число атомов на этом этапе $N_{\text{Li}} = 2,5 \times 10^4$ и $N_{\text{Yb}} = 1,5 \times 10^4$.

Группа из Вашингтонского университета (University of Washington) сообщила о получении двойного вырождения в той же смеси, при котором $T_{\text{Yb}}/T_c = 0,8$, $T_{\text{Li}}/T_F = 0,3$, $N_{\text{Yb}} = 2,3 \times 10^4$, $N_{\text{Li}} = 1,2 \times 10^4$ [119]. Было оптимизировано пространственное перекрытие облаков, нарушаемое из-за силы тяжести, с использованием градиента магнитного поля, которое действует только на ^6Li [120].

5.9. $^{171}\text{Yb}-^{87}\text{Rb}$

Смесь $^{171}\text{Yb}-^{87}\text{Rb}$ изучалась в Дюссельдорфском университете (University of Düsseldorf) в гибридной ловушке,

которая состоит из ОДЛ для иттербия и магнитной ловушки для рубидия [121], что позволяет удерживать их независимо. Термализация изучалась для различных изотопов иттербия; было замечено пространственное разделение бозон-бозонной смеси $^{174}\text{Yb}-^{87}\text{Rb}$ при низкой температуре, но в невырожденном режиме [122].

Недавно группа из Объединённого квантового института (Joint Quantum Institute) Национального института стандартов и технологий (National Institute of Standards and Technology, NIST) и Мэрилендского университета (University of Maryland) в Колледж-Парке достигла вырождения фермион-бозонной смеси, применив гибридную ловушку, подобную используемой дюссельдорфской группой [123]. Оба эксперимента будут разобраны более тщательно в разделе 6 при обсуждении ловушек, адресно воздействующих на конкретный элемент.

5.10. $^{40}\text{K}-^{23}\text{Na}$

Смесь $^{40}\text{K}-^{23}\text{Na}$ изучалась, в первую очередь, с целью воспользоваться перестраиваемыми межэлементными взаимодействиями, что должно быть возможным ввиду ожидаемого наличия широких резонансов Фешбаха [124], в том числе при слабых магнитных полях. Молекула NaK обладает большим постоянным дипольным моментом и является более устойчивой к реакции обмена атомами, чем, например, молекулы KRb . В установке используются два независимых зеэмановских замедлителя, доставляющих оба элемента в общую МОЛ. Атомы ^{23}Na после оптической накачки в состояние с максимальным по модулю магнитным квантовым числом загружаются в ловушку с оптическими пробками и затем охлаждаются посредством испарения, индуцированного переменным магнитным полем радиочастотного диапазона. Вырожденный ферми-газ 2×10^5 атомов ^{40}K при $T/T_F = 0,6$ получается совместно с бозе-конденсатом ^{23}Na .

Группа из MIT сообщила о траекториях охлаждения, отражающих зависимость фазовой плотности от числа атомов каждого элемента на различных этапах охлаждения и указывающих на высокую эффективность охлаждения, которая может быть объяснена плотным удержанием в ловушке с оптическими пробками, и на менее эффективное симпатическое охлаждение вследствие частых трёхчастичных соударений ^{40}K в магнитной ловушке. Наименьший показатель фермиевского вырождения, $T/T_F = 0,35$, достигнут для 3×10^5 атомов ^{40}K после полного испарения облака ^{23}Na . Посредством измерения спектра потерь атомов идентифицировано более 30 резонансов Фешбаха.

5.11. $^6\text{Li}-^{41}\text{K}$

Недавно в препринте [125] были представлены результаты по смеси $^6\text{Li}-^{41}\text{K}$. Этот случай дополняет исследование [87, 88] ввиду большого различия масс — подобная ситуация интересна также для физики связанных состояний кварков [126]. В этом эксперименте изучалось не прецизионное измерение движения центра масс, как в [87, 88], а образование квантованных вихрей обоими элементами. К нашему обсуждению особенно близок избранный метод охлаждения, при котором ^{41}K охлаждается до температуры, меньшей доплеровского предела в серой патоке, после чего следует двухступенчатое охлаждение посредством испарения: сначала ^6Li симпатически охлаждается с помощью ^{41}K в ловушке с

оптическими пробками, а затем ^{41}K симпатически охлаждается атомами ^6Li в ОДЛ. Целью этого эксперимента, в отличие от целей других описанных экспериментов, являлось достижение максимально глубокого квантового вырождения с максимальным числом атомов обоих элементов, что необходимо для оптимального контраста при съёмке квантованных вихрей в обоих компонентах. В этом эксперименте было также успешно получено двумерное спин-орбитальное взаимодействие, ставшее важным шагом в исследовании топологических фаз [127].

5.12. Современное состояние эксперимента

Частичный список экспериментов с квантово-вырожденными фермион-бозонными смесями приведён в таблице. Очевидно, что, несмотря на широкий спектр и нетривиальность экспериментальных методов, продвижение к меньшим T/T_F при большом числе фермионов происходит довольно медленно. Это может снизить шансы на получение интересных режимов для реализации модельных гамильтонианов, если причины этих ограничений не будут выявлены, смягчены или преодолены. Главная цель раздела 6 — указать на основные ограничения в охлаждении фермионов и представить набор

методов, уже реализованных или созревших для реализации, которые, возможно, позволят достичь наиглубочайшего вырождения.

6. Методы достижения наиглубочайшего вырождения фермионов

В этом разделе представлен ряд предложений, направленных на достижение более глубокого квантового вырождения; основной упор сделан на возможность их реализации. Особое внимание уделено схемам пленения с этапом симпатического охлаждения, на котором удерживающая сила различна для разных элементов, а также методам охлаждения без трения и применению пониженной размерности. Отдельный класс методов, полностью основанных на оптическом пленении и охлаждении, разрабатывается для однокомпонентных газов (см. раздел 6.4).

6.1. Селективное по химическому элементу удержание

Рассогласование теплоёмкостей в ходе симпатического охлаждения бозон-фермионных смесей с самого начала виделось в роли главного "бутылочного горлышка" при достижении наименьших значений параметра фермион-

Таблица. Результаты ряда экспериментов (в хронологическом порядке) по приготовлению вырожденных ферми-газов с помощью симпатического охлаждения различных фермион-бозонных смесей*

Бозон-фермионная смесь	T/T_F	N_f	N_b	ω_f/ω_b	Литература	Год	Учреждение
$^6\text{Li} - ^7\text{Li}$	0,25	$1,4 \times 10^5$	$2,2 \times 10^4$	1,08	[21]	2001	Университет Райса
$^6\text{Li} - ^7\text{Li}$	$0,2 \pm 0,1$	4×10^3	10^4	1,08	[22]	2001	ENS
$^{40}\text{K} - ^{87}\text{Rb}$	0,30	10^4	2×10^4	1,47	[26]	2002	LENS
$^6\text{Li} - ^{23}\text{Na}$	$0,05^{+0,03}_{-0,02}$	3×10^7	6×10^6	1,94	[90]	2003	MIT
$^{40}\text{K} - ^{87}\text{Rb}$	0,20	10^4	$2,5 \times 10^5$	1,47	[92]	2004	JILA
$^{40}\text{K} - ^{87}\text{Rb}$	0,32	6×10^5	4×10^5	1,47	[95]	2005	ETH
$^3\text{He} - ^4\text{He}$	0,45	10^6	10^6	1,15	[108]	2006	Амстердамский свободный университет
$^{40}\text{K} - ^{87}\text{Rb}$	0,1	9×10^5	НПО**	1,47	[93]	2006	Институт лазерной физики (Institut für Laserphysik)
$^{40}\text{K} - ^{87}\text{Rb}$	0,9	2×10^4	НПО**	1,47	[96]	2007	Торонтский университет
$^6\text{Li} - ^{87}\text{Rb}$	0,90	$1,4 \times 10^5$	4×10^6	2,5	[102]	2008	Тюбингенский университет
$^{173}\text{Yb} - ^{174}\text{Yb}$	0,3	10^4	3×10^4	1,00	[115]	2009	Киотский университет
$^6\text{Li} - ^{174}\text{Yb}$	$0,08 \pm 0,01$	$2,5 \times 10^4$	$1,5 \times 10^4$	3,90	[118]	2011	Киотский университет
$^6\text{Li} - ^{174}\text{Yb}$	0,3	$1,2 \times 10^4$	$2,3 \times 10^4$	8,20	[119]	2011	Вашингтонский университет, Сиэтл
$^{40}\text{K} - ^{87}\text{Rb}$	0,3	$2,0 \times 10^6$	10^5	1,47	[98]	2011	Университет Шаньси (Shanxi University)
$^{23}\text{Na} - ^{40}\text{K}$	0,35	$3,0 \times 10^5$	10^6	—	[124]	2012	MIT
$^{84}\text{Sr} - ^{87}\text{Sr}$	$0,30 \pm 0,05$	$2,0 \times 10^4$	10^5	0,98	[117]	2012	Инсбрукский университет
$^6\text{Li} - ^7\text{Li}$	0,03	$2,5 \times 10^5$	$2,5 \times 10^4$	1,08	[88]	2015	ENS
$^{87}\text{Rb} - ^{171}\text{Yb}$	$0,16 \pm 0,02$	$2,4 \times 10^5$	$3,5 \times 10^5$	2,00	[123]	2015	Мэрилендский университет – NIST
$^6\text{Li} - ^{41}\text{K}$	0,07	$1,5 \times 10^6$	$1,8 \times 10^5$	2,23	[125]	2016	USTC***

* N_f — число фермионов в состоянии наиглубочайшего вырождения, N_b — число бозонов в конце симпатического охлаждения, ω_f/ω_b — отношение частот ловушки для фермионов и бозонов на последнем этапе симпатического охлаждения.

** Аббревиатура НПО (ниже порога обнаружения) указывает на случаи, в которых различное облако бозонов в конце симпатического охлаждения не наблюдалось или сведения об этом не сообщаются.

*** Научно-технический университет Китая (University of Sciences and Technology of China), Хэфей, Шанхай.

ного вырождения, что впервые обсуждалось в [21, 84]. С теоретической точки зрения задача состоит в решении системы уравнений Больцмана для частиц двух видов при наличии удерживающего потенциала, межвидового и внутривидового взаимодействий, включая квантовую статистику в режиме вырождения [128]. В работе [129] было предложено усилить вырождение ферми-газа, совместив глубокий и узкий потенциал ОДЛ с широким магнитным потенциалом. Более крутой потенциал позволяет достичь большей температуры Ферми вблизи минимума ловушки, аналогично тому, как это было успешно продемонстрировано для обратимой БЭК [130]. Однако это увеличение температуры Ферми затрагивает лишь небольшую часть ферми-газа, что препятствует достижению достаточно большого соотношения сигнал/шум для изучения физики явления. В [131] эта идея, уже начавшая воплощаться в экспериментах в ENS и Университете Райса по испарению фермионов, была развита количественно моделированием динамики чередующихся этапов симпатического охлаждения бозон-фермионной смеси и испарительного охлаждения фермионов. Очевидно, что испарение фермионов снижает их число, тем самым приводя к ограничениям отношения сигнал/шум для обнаружения интересной физики и, кроме того, к снижению соответствующей температуры Ферми.

Предметом других исследований стали пределы симпатического охлаждения при наличии потерь частиц, например обсуждавшийся в работе [99] предел, ведущий к показателям вырождения, связанным с соотношением частоты потерь и частоты упругих соударений между фермионным и бозонным элементами [132].

Альтернативная модель охлаждения, не относящаяся к обычным методам симпатического охлаждения через квазиравновесные состояния, обсуждалась в [133]. В рамках этой модели бозе-газ приводится к наименьшей температуре испарительным охлаждением без взаимодействия с ферми-газом, остающимся при более высокой температуре (например, межвидовой резонанс перестраивается для достижения нулевой длины упругого рассеяния), а затем резко включается межвидовое взаимодействие. Возбуждённые бозоны удаляются, и бозе-газ снова охлаждается. В последующей работе [134] обсуждалась роль теплоёмкости бозе-газа с использованием определения эффективности охлаждения, основанного на уменьшении температуры ферми-газа, приходящемся на один испарившийся бозон.

Решение, позволяющее устранить указанные в предыдущих работах недостатки, предложено в [135]. Согласованию теплоёмкостей мешает уменьшение теплоёмкости бозе-газа, происходящее вслед за вырождением, поскольку конденсированная фаза не обладает теплоёмкостью, а тепловой компонент имеет теплоёмкость, в отсутствие взаимодействий не зависящую от числа тепловых бозонов. Таким образом, эта трудность может быть преодолена, если бозе-газ войдёт в квантово-вырожденный режим с максимальным запаздыванием относительно ферми-газа, чтобы как можно дольше сохранить способность к охлаждению. Поскольку температура конденсации Бозе–Эйнштейна и температура Ферми прямо пропорциональны частотам ловушек, этого можно достичь, используя большое отношение частот ω_f/ω_b . Другой аргумент в пользу этого подхода: изложенное выше эквивалентно сохранению бозе-газа в

режиме, как можно более близком к классическому, что подразумевает как можно меньшее значение $\hbar\omega_b$ по сравнению с квантом энергии $\hbar\omega_f$ соответствующего ферми-газа.

Простой путь увеличения ω_f/ω_b состоит в подходящем выборе масс и сверхтонких состояний атомов в магнитной ловушке [136]. В частности, выгодно взять наилегчайший фермион и самый тяжёлый бозон, а для магнитных ловушек выбрать сверхтонкие состояния, в которых g -фактор Ланде является максимальным для фермиона и минимальным для бозона. Однако это не даёт большой гибкости и накладывает на смесь другие ограничения, например, по просадке из-за силы тяжести, вследствие чего оптимальным для симпатического охлаждения становится промежуточное отношение масс.

Альтернативой является использование бихроматической ОДЛ. Исходный посыл, обсуждавшийся в [135], связан с увеличением скорости Ферми относительно критической скорости разрушения сверхтекучести бозе-газа, для того чтобы избежать снижения рассеяния, ожидаемого в бозон-фермионных смесях [137]. Главное преимущество селективного по элементу удержания — лучшее согласование теплоёмкостей двух элементов — позднее подробно обсуждалось в [138]. Улучшение охлаждения достигается сдвигом точки пересечения теплоёмкостей как можно ближе к наименьшим T/T_F , что может быть реализовано увеличением отношения ω_f/ω_b . Например, из рис. 4 видно, что при $\omega_f/\omega_b = 10$ инверсия теплоёмкости происходит при $T/T_F \approx 10^{-2}$, в то время как в случае равных частот — при $T/T_F \approx 0,3$. Различные потенциалы удержания двух элементов в ОДЛ могут быть созданы с использованием подходящих отстроек и интенсивностей двух лазерных лучей. В обычной ОДЛ длина волны

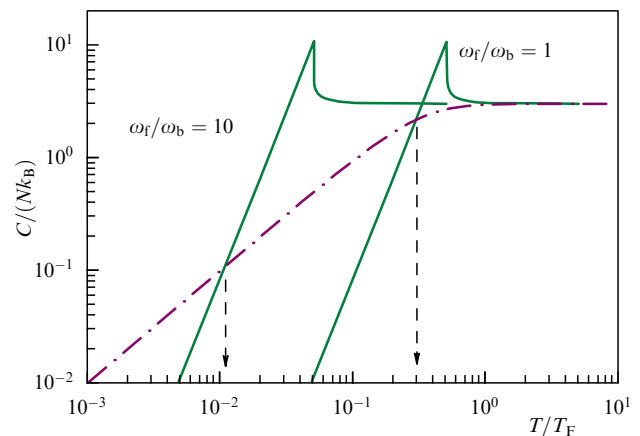


Рис. 4. Различие теплоёмкостей в бозон-фермионных смесях. Удельные теплоёмкости не взаимодействующих фермионов (штрихпунктирная кривая) и бозонов (сплошная кривая) показаны для двух значений отношения частот ловушек ω_f/ω_b . Пересечение двух кривых происходит при значениях T/T_F , отмеченных стрелками, а меньшие значения T/T_F отвечают всё уменьшающейся эффективности симпатического охлаждения ферми-газа. Очевидно, что десятикратное возрастание отношения частоты ловушки для фермионов к частоте ловушки для бозонов приводит десятикратному уменьшению значения T/T_F , при котором кривые теплоёмкостей пересекаются. Удельная теплоёмкость рассчитана из первых принципов для одинакового конечного числа 10^6 как фермионов, так и бозонов с равными массами $m_b = m_f$, что имеет место для изотопических смесей, и частотами удержания, $\omega_x = \omega_y = \omega_z/\sqrt{2}$, что достижимо в ОДЛ в пересечении лучей. (Из работы [138].)

лазера отстроена в красную сторону от перехода в атоме, что создаёт эффективно притягивающий потенциал для обоих элементов. Если добавить второй луч с длиной волны, отстроенной в синюю сторону лишь относительно перехода в бозоне, то удержание бозона становится слабее удержания фермиона. Более сильное удержание фермионного элемента подразумевает, что условие вырждения наступит для него раньше, чем для слабее удерживаемого бозонного элемента.

Для рассмотренной в работе [135] смеси ${}^6\text{Li}-{}^{23}\text{Na}$ была выбрана геометрия двух пересекающихся лучей с разными длинами волн: $\lambda_1 = 1064$ нм и $\lambda_2 = 532$ нм, которые могут, например, принадлежать Nd:YAG-лазеру и кристаллу-удвоителю частоты. Соответствующий переход в натрия происходит при $\lambda_b = 589$ нм, а в литии — при $\lambda_f = 671$ нм. Соответствующая Li величина $\lambda_f = 671$ нм по сравнению с $\lambda_b = 589$ нм, соответствующей Na, ближе к длине волны 1064 нм отстроенного в красную сторону лазера (притягивающего) и дальше от длины волны 532 нм отстроенного в синюю сторону лазера (отталкивающего).

На схеме эксперимента, показанной на рис. 5, действующий на атом сорта α ($\alpha = b$ для ${}^{23}\text{Na}$ и $\alpha = f$ для ${}^6\text{Li}$) эффективный потенциал, создаваемый лазерными лучами i ($i = 1, 2$), имеет вид [139]

$$U_i^\alpha(x, y, z) = -\frac{\hbar\Gamma_\alpha^2}{8I_\alpha^{\text{sat}}} \left(\frac{1}{\Omega_\alpha - \Omega_i} + \frac{1}{\Omega_\alpha + \Omega_i} \right) I_i(x, y, z), \quad (1)$$

где Γ_α — ширина линии перехода в атоме, $\Omega_\alpha = 2\pi c/\lambda_\alpha$, $\Omega_i = 2\pi c/\lambda_i$, I_i — интенсивность лазерного излучения, I_α^{sat} — интенсивность насыщения перехода атома, которая может быть выражена как $I_\alpha^{\text{sat}} = \hbar\Omega_\alpha^3\Gamma_\alpha/(12\pi c^2)$. Каждая интенсивность лазерного излучения I_i представляет собой некогерентную сумму (полученную подходящей поляризацией или относительной расстройкой перпендикулярных лучей) интенсивностей двух лучей, распространяющихся вдоль ортогональных направлений в плоскости xu и сфокусированных в точке $(x, y, z) =$

$(0, 0, 0)$. В соответствии с рис. 5а предполагается, что отстроенные в красную сторону лучи распространяются вдоль осей x, y , а отстроенные в синюю — вдоль осей ξ, η , повернутых относительно осей x, y на угол θ : $\xi = x \cos \theta + y \sin \theta$ и $\eta = y \cos \theta - x \sin \theta$ при $0 \leq \theta \leq \pi/4$. В обоих случаях можно записать выражение

$$I_i(x, y, z) = \frac{2P_i}{\pi w_i^2(1 + \xi^2/R_i^2)} \exp\left[-\frac{2(\eta^2 + z^2)}{w_i^2(1 + \xi^2/R_i^2)}\right] + \frac{2P_i}{\pi w_i^2(1 + \eta^2/R_i^2)} \exp\left[-\frac{2(\xi^2 + z^2)}{w_i^2(1 + \eta^2/R_i^2)}\right], \quad (2)$$

где P_i — мощность луча, w_i — перетяжка луча по уровню $1/e^2$, $R_i = \pi w_i^2/\lambda_i$ — длина Рэлея. Полный потенциал, действующий на фермионы (бозоны), имеет вид $U_f = U_1^f + U_2^f$ ($U_b = U_1^b + U_2^b$). При достаточно большом отношении P_1/P_2 оба потенциала, U_f и U_b , достигают минимума при $(x, y, z) = (0, 0, 0)$, а обе температуры, T_f и T_c , определяются частотами малых колебаний в окрестности минимума. Пренебрегая членом $[\lambda_i/(\pi w_i)]^2$ ввиду его малости по сравнению с единицей, получим

$$\omega_{xx} = \omega_{yy} = \frac{\omega_{xz}}{\sqrt{2}} = \sqrt{\frac{\hbar}{\pi m_\alpha} \left(\frac{k_1^\alpha P_1}{w_1^4} + \frac{k_2^\alpha P_2}{w_2^4} \right)}, \quad (3)$$

где m_α — масса атома сорта α ,

$$k_i^\alpha = \frac{\Gamma_\alpha^2}{I_\alpha^{\text{sat}}} \left(\frac{1}{\Omega_\alpha - \Omega_i} + \frac{1}{\Omega_\alpha + \Omega_i} \right). \quad (4)$$

Частоты удержания в уравнении (3) не зависят от угла θ между лучами, отстроенными в синюю и красную стороны. Этот подход можно также применять к другим смесям, таким как ${}^6\text{Li}-{}^{87}\text{Rb}$, у которой $\lambda_b > \lambda_f$. В этом случае отстроенные в синюю сторону лучи с длиной волны λ_2 выбираются так, чтобы выполнялось соотношение $\lambda_f < \lambda_2 < \lambda_b$, а также используется далеко отстроенное в красную сторону от резонанса излучение, например, CO₂-лазера с длиной волны 10,6 мкм [140].

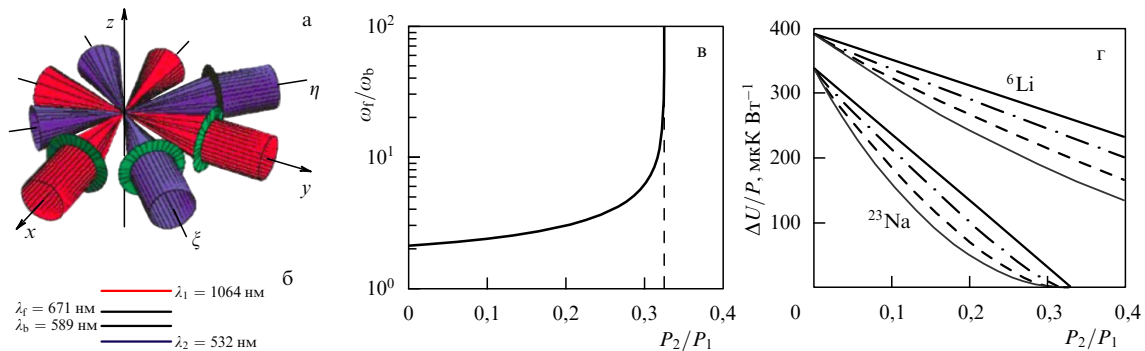


Рис. 5. (а) Геометрия селективных по элементам оптических дипольных ловушек, использующих селективно выталкивающие лазерные лучи, на примере фермион-бозонной смеси ${}^6\text{Li}-{}^{23}\text{Na}$ и лазера, излучающего на длине волны 1064 нм и его второй гармоники 532 нм. (б) Схема используемых атомных и лазерных длин волн. (в) Отношение циклических частот ловушки для фермионного и бозонного элементов в зависимости от отношения мощностей выталкивающего и удерживающего лазеров. Отметим, что соотношение $\omega_f/\omega_b > 1$ для $P_2/P_1 = 0$ является следствием отношения масс ${}^6\text{Li}$ и ${}^{23}\text{Na}$. Предполагается одинаковая величина перетяжки гауссовых лучей; ширина линии спонтанного излучения $\Gamma_f = 2\pi \times 5,9$ МГц для ${}^6\text{Li}$ и $\Gamma_b = 2\pi \times 9,8$ МГц для ${}^{23}\text{Na}$. Штриховая прямая отмечает критическую величину отношения мощностей лазерных лучей P_2/P_1 , при которой бозоны перестают удерживаться. Для меньших величин P_2/P_1 вблизи критического значения бозоны удерживаются настолько слабо, что относительная просадка вследствие силы тяжести может подавить симпатическое охлаждение из-за малого перекрытия облаков. (г) Энергия удержания ΔU на единицу мощности инфракрасного лазера для фермионного и бозонного элементов как функция отношения лазерных мощностей. Для каждого элемента показаны кривые (сверху вниз), полученные с отстроенными в синюю сторону лучами, которые повернуты относительно отстроенных в красную сторону лучей на угол $\theta = 0$ (соосный случай), $\pi/16$, $\pi/8$ и $\pi/4$ соответственно. (Из работы [135].)

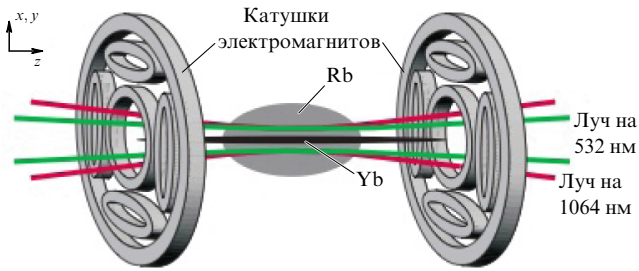


Рис. 6. Схема селективного по элементу удержания для смеси ^{87}Rb – ^{133}Yb (использованная группой из Дюссельдорфского университета) с независимым пленением рубидия в магнитной ловушке и иттербия в бихроматической ОДЛ, предназначенная для нивелирования действующих на рубидий световых сдвигов. (Из работы [122].)

Селективное по элементу удержание в бихроматических ОДЛ стало объектом интенсивного экспериментального поиска для двух групп: в Дюссельдорфе [121, 122] изучается бозон-бозонная смесь ^{87}Rb – ^{174}Yb , а в NIST в Гейтерсбёрге [123] — фермион-бозонная смесь ^{87}Rb – ^{171}Yb . В обоих случаях бихроматическая ловушка, создаваемая наложением одиночных лазерных лучей с длинами волн 532 и 1064 нм, используется для пленения иттербия, по отношению к которому оба луча создают удерживающий потенциал (рис. 6, 7). Мощности лазеров на двух длинах волн подстроены так, чтобы удерживающий (1064 нм) и расталкивающий потенциалы взаимно сокращались для ^{87}Rb по крайней мере вблизи своих экстремумов в центре ловушки, где справедливо гармоническое приближение для гауссова потенциала. Это позволяет удерживать элементы независимо, поскольку ^{87}Rb захвачен магнитной ловушкой. Стоит отметить, что группа из NIST добилась показателя вырождения $T/T_F = 0,16 \pm 0,02$ с частотами ловушки вдоль трёх осей на последней стадии охлаждения $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = (150, 140, 75)$ Гц для ^{171}Yb и $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = (140, 140, 10)$ Гц для ^{87}Rb , что соответствует весьма удачному для согласования теплоёмкостей отношению $\omega_f/\omega_b = 2$. В принципе отношение частот двух элементов может быть изменено; исследованная в этом направлении динамика испарительного и симпатического охлаждения представлена в [138, 140, 141]. Однако за дополнительную гибкость в независимом управлении удерживающими потенциалами для двух элементов приходится расплачиваться, поскольку симпатическое охлаждение весьма чувствительно к пространственному перекрытию. В работе [123] обсуждается процедура оптимизации перекрытия двух облаков, основанная на сдвиге магнитной ловушки и наблюдении симпатического нагрева облака иттербия.

6.2. Адиабатическое расширение и сжатие без трения

Альтернативным подходом к охлаждению является использование адиабатического расширения атомного газа — весьма простого для качественного объяснения метода. На рисунке 8а приведено начальное распределение Больцмана, а на рис. 8б, в показаны два пути понижения температуры. Как видно из рис. 8б, происходит перенос населённости из состояний с большими энергиями в состояния с меньшими энергиями. Это достигается отбором энергии и энтропии из системы: как можно увидеть из рисунка, и та и другая уменьши-

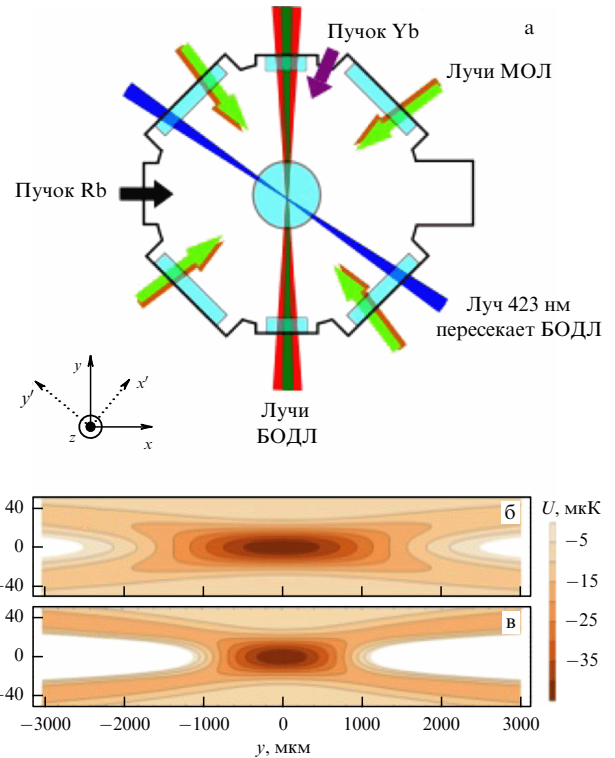


Рис. 7. (а) Схема установки для селективного по элементу удержания ^{87}Rb и ^{171}Yb . Бихроматическая оптическая дипольная ловушка (БОДЛ) с удерживающим и выталкивающим лазерными лучами с длинами волн 1064 и 532 нм соответственно используется для пленения ^{171}Yb и нивелирования оптического дипольного удержания ^{87}Rb , который независимо захвачен магнитной ловушкой. В дальнейшем осевое удержание ^{171}Yb обеспечивается благодаря лазерному лучу с длиной волны 423 нм, пересекающему лучи БОДЛ под углом 57° . Атомы загружаются через два зеемановских замедлителя, работающих независимо, и предохлаждаются в двухатомной МОЛ. Вертикальное направление, соответствующее оси z , ортогонально лазерным лучам. (б, в) Контурные кривые предполагаемого потенциала для атомов ^{87}Rb в БОДЛ для значений мощностей удерживающего и расталкивающего лучей: (б) $P_{1064} = 0,8$ Вт, $P_{532} = 1,4$ Вт, что соответствует $P_2/P_1 = 1,75$ (в обозначениях рис. 5); (в) $P_{1064} = 2,1$ Вт, $P_{532} = 5,0$ Вт, что соответствует $P_2/P_1 = 2,38$. Следовательно, во втором случае область захвата сжата по поперечным размерам и глубине. (Из работы [123].)

лись в конечной конфигурации — первая из-за последовательного опустошения состояний с высокими энергиями, а вторая из-за снижения мультипликативности состояний вследствие группирования частиц на меньшем числе уровней. Возможна альтернативная схема охлаждения, в которой населённости не изменяются, а вместо этого ось энергии сжимается, как показано на рис. 8в. Полная энергия изменится пропорционально масштабирующему множителю, тогда как энтропия останется неизменной, в связи с чем используется термин "адиабатическое расширение". Обычно подобная динамика требует больших масштабов времени, поскольку в противном случае возникают возбуждения, нарушающие населённости частиц. Тем не менее возможны случаи, в которых тщательно подобранная зависимость масштабирующего множителя от времени допускает в целом адиабатический процесс, даже если в промежуточные моменты населённости атомов изменяются. Посредством адиабатического охлаждения в лабораторных условиях достигнута наименьшая температура с по-

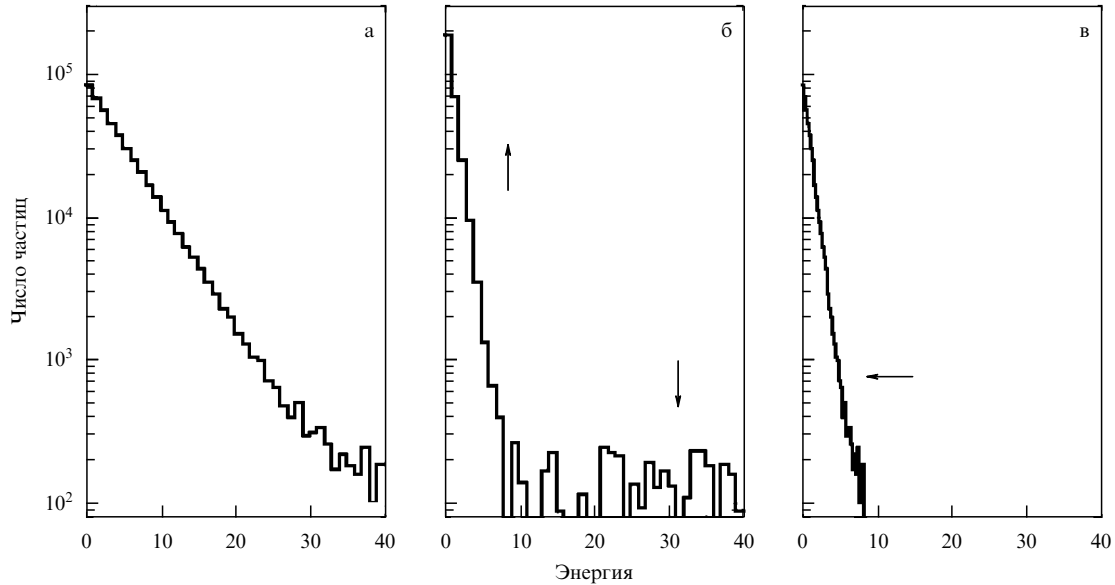


Рис. 8. (В цвете онлайн.) (а) Гистограмма заселённости состояний с энергией между E_k и $E_k + \Delta E$ (в логарифмическом масштабе) в зависимости от E , $\Delta E = \hbar\omega$, при начальной температуре T_i для системы из 4×10^5 одномерных квантовых гармонических осцилляторов с циклической частотой ω и больцмановским распределением по энергии. Ставится цель привести систему к распределению Больцмана, отвечающему температуре $T_f < T_i$, что может быть осуществлено двумя способами: перегруппировкой энергии таким образом, чтобы заселённость состояний с большей энергией уменьшалась в результате перехода частиц в состояния с меньшими энергиями, как показано синими стрелками (б); посредством адиабатического охлаждения, при котором населённости не изменяются, а энергетический масштаб уменьшается пропорционально постоянному множителю, что приводит к общему сдвигу распределения по энергии влево, как указано зелёной стрелкой (в). Значения T_f в случаях рис. б и в одинаковы, что следует из одинакового наклона распределений, и в обоих случаях имеет место передача энергии во внешнюю среду. В случае рис. б должно происходить перераспределение энергии: более энергичные частицы отдают часть своей энергии при переходе в состояния с меньшей энергией. В случае рис. в общий энергетический масштаб системы был принудительно уменьшен пропорционально постоянному множителю, при этом мультипликативность энергетических уровней не нарушается (в отличие от таковой в случае рис. б) и, следовательно, энтропия Шеннона системы не изменяется, что позволяет назвать этот метод адиабатическим охлаждением. Конечная температура $T_f = T_i/5$, $\Delta E = T_i/40$. Аналогичным образом может быть рассмотрен нагрев по тем же схемам, но с обратённым временем.

мощью бозе-конденсата [142]. Однако меньшая концентрация, возникающая в результате расширения, компенсирует падение температуры, давая ту же самую фазовую плотность и отсутствие выигрыша в квантовом вырождении [143].

Для смесей атомов можно представить ситуацию, в которой один компонент ("цель") сжимается, а его температура остаётся неизменной при условии, что другой компонент ("резервуар") обладает много большей теплоёмкостью. В рамках дополнительного эквивалентного подхода можно представить, что компонент-цель не подвергается воздействию, а компонент-резервуар расширяется, что приводит к падению общей температуры. Даже в последнем случае конечный результат — это увеличение фазовой плотности из-за меньшей общей температуры, тогда как в предыдущем случае причиной увеличения фазовой плотности является возрастание плотности компонента-цели. Ввиду необходимости максимизировать пространственное перекрытие между двумя компонентами для эффективной термализации, оба компонента надо удерживать в одной области пространства с помощью разных, независимо управляемых притягивающих сил. Полная оптимизация данного метода охлаждения может быть достигнута, если компонент-резервуар всегда сохраняет максимальную величину теплоёмкости. Для бозе-газа в роли резервуара это реализуется, если его начальное состояние соответствует невырожденному режиму или если его температура всегда близка к критической БЭК-температуре (хотя

последнего достичь сложно), что позволяет использовать пик теплоёмкости.

Обычное адиабатическое расширение газа может быть ограничено скоростью процесса, однако в атомную физику была введена техника, называемая быстрым переходом к адиабатичности или быстрым охлаждением без трения, для достижения такого же расширения за меньшее время [144, 145]. Это дало возможность осуществить быструю декомпрессию атомов ^{87}Rb как в невырожденном [146], так и вырожденном [147, 148] режимах, что привело к предложению по переносу атомов [149]. Случай гармонического осциллятора особенно прост ввиду эквидистантности энергетических уровней; затем они могут быть изменены пропорционально общему множителю посредством смены циклической частоты. Если сделать это быстро, то возникнут возбуждения, однако из-за соразмерности энергетических состояний в некоторые моменты времени начальная населённость восстанавливается с итоговой энтропией, совпадающей с начальной. Традиционная роль оператора Гамильтона переходит к оператору Льюиса – Райзенфельда, определяемому выражением [150, 151]

$$\hat{I}(t) = \frac{\hat{\pi}^2}{2m} + \frac{m\omega_0^2 \hat{q}^2}{2b^2}, \quad (5)$$

где $\hat{\pi} = b\hat{p} - m\dot{b}\hat{q}$ — оператор импульса, сопряжённый оператору \hat{q}/b . Параметр ω_0 может быть выбран в качестве начальной частоты, $b(t)$ — зависящий от

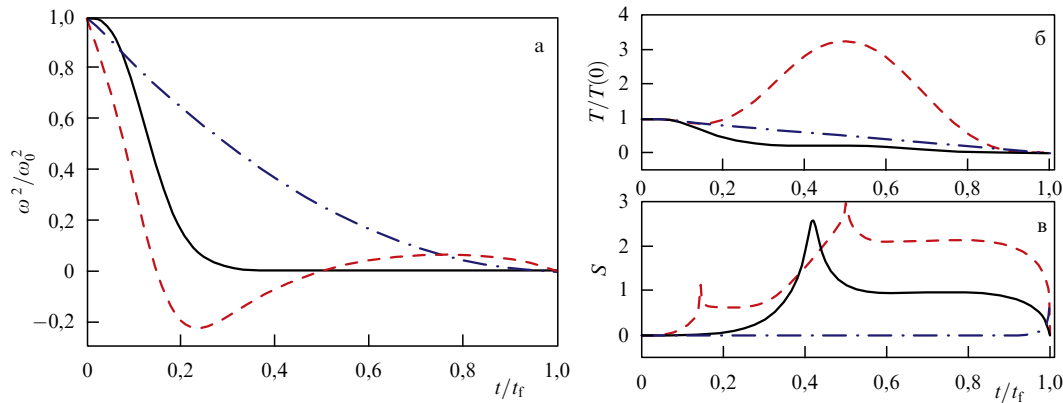


Рис. 9. Примеры схем быстрого охлаждения без трения атомного компонента и соответствующей эволюции термодинамических величин. (а) Различные способы декомпрессии характеризуются квадратом частоты ловушки, нормированным на его начальное значение, в зависимости от времени, нормированного на полную длительность декомпрессии: траектория Ермакова с положительным квадратом частоты, продолжительностью 25 мс (сплошная кривая), быстрая траектория Ермакова общей продолжительностью 6 мс (штриховая кривая) и линейный спуск вниз от частоты ловушки для обычного медленного адиабатического подхода продолжительностью 400 мс (штрихпунктирная кривая). В случае подхода продолжительностью 6 мс квадрат частоты становится отрицательным на конечном интервале. (б) Температура, нормированная на начальную, в зависимости от времени. В методе с самой быстрой декомпрессией, продолжительностью 6 мс, температура превышает начальную за временной интервал, по истечении которого квадрат частоты становится отрицательным, тогда как в подходе продолжительностью 25 мс температура монотонно убывает. Промежуточная температура превышает начальную во всех схемах продолжительностью менее 11 мс. (в) Зависимость от времени энтропии Шеннона $S(t) = -\sum_n |c_n(t)|^2 \log |c_n(t)|^2$, где $c_n(t)$ — коэффициенты волновой функции в базисе мгновенных собственных состояний. Конечная энтропия в точности равняется начальной в случаях охлаждения без трения, даже если изменяется во времени на промежуточных этапах. Напротив, линейная декомпрессия даёт почти неизменную энтропию в ходе всего процесса, за исключением его конечного этапа, на котором адиабатичность нарушается для любого линейного убывания частоты. (Из работы [153].)

времени множитель масштабирования частоты, который для инвариантности оператора $\hat{I}(t)$ должен удовлетворять уравнению Ермакова [152] $\ddot{b}(t) + \omega^2(t)b(t) = \omega_0^2/b^3(t)$. Последнее уравнение можно решить, наложив граничные условия на $b(t)$, его первую и вторую производные и выбрав подходящим образом $\omega(t)$. Для выбранных конечной частоты ω_f и длительности процесса t_f [144] получается траектория Ермакова, если частота ловушки удовлетворяет уравнению [144, 145]

$$\omega^2(t) = \frac{\omega_0^2}{b^4(t)} - \frac{\ddot{b}(t)}{b(t)}. \quad (6)$$

Особенно интересным представляется возможное наличие расталкивательного этапа, соответствующего $\omega^2(t) < 0$ на промежуточных временах, если длительность процесса меньше пороговой [144]. Это позволяет волновой функции расширяться быстрее и достичь требуемой ширины за отведённый интервал времени. На практике это подразумевает временный нагрев облака атомов, что может привести к потерям частиц, если используемый потенциал имеет конечную глубину. В эксперименте расталкивательная фаза может быть получена посредством подходящей временной модуляции мощности отстроенных в синюю сторону лучей в конфигурации ловушки, подобной обсуждавшейся в разделе 6.1.

Предлагалось использовать в фермион-бозонных смесях быстрое охлаждение без трения, при котором бозе-газ, первоначально находившийся в невырожденном классическом состоянии, адиабатически расширяется [153]. Одним из преимуществ такого охлаждения над обычным испарительным охлаждением бозе-газа является сохранение числа бозонов, в результате чего теплоёмкость остаётся неизменной в течение всего процесса. На рисунке 9б показана максимальная достигнутая температура, нормированная на начальную темпе-

ратуру (и, кроме того, в единицах кванта соответствующего мгновенного гармонического осциллятора $k_B T_{\max}/\hbar\omega(t_{\max})$), в зависимости от продолжительности процедуры охлаждения. Этот параметр метода полезен, чтобы оценить потери из ловушки в случае её конечной глубины. Результаты показывают, что при $t_f \approx 11$ мс максимум температуры атомов становится сравнимым с энергией 15-го возбуждённого уровня мгновенного гармонического осциллятора и быстро возрастает при меньших t_f . Тем не менее оказывается, что эффективное охлаждение с минимальными потерями из ловушки на масштабах времени, сравнимых с периодом колебаний ловушки, возможно при исключении чрезмерно малых времён охлаждения. Это ясно из температурной кривой, на которой при $t_f > 11$ мс начальная температура является наивысшей, указывая на стабильность динамики по мере уменьшения глубины ловушки. Напротив, на меньших временах существенный нагрев из-за области расталкивания сделал бы применение быстрых без трения методов затруднительным. Максимальный нагрев из-за выталкивания обычно имеет место при $t = t_f/2$ — времени, при котором ловушка меняет свою кривизну по окончании расталкивания. Неожиданный всплеск происходит в окрестности $t_f \approx 11$ мс, поскольку в этом случае максимальный нагрев из-за расталкивания имеет ту же величину, что и начальная температура. Поскольку в этом примере расталкивание происходит для всех $t_f < 25$ мс, наличие расталкивательного этапа само по себе не является достаточным условием для нагрева атомов до температур выше начальной.

Дополнительная проблема возникает, когда принимается во внимание пространственное перекрытие двух облаков, поскольку охлаждающий элемент существенно увеличивается по размеру при декомпрессии. Как обсуждалось в [144], вариация положения непосредственно связана с множителем масштабирования частоты b :

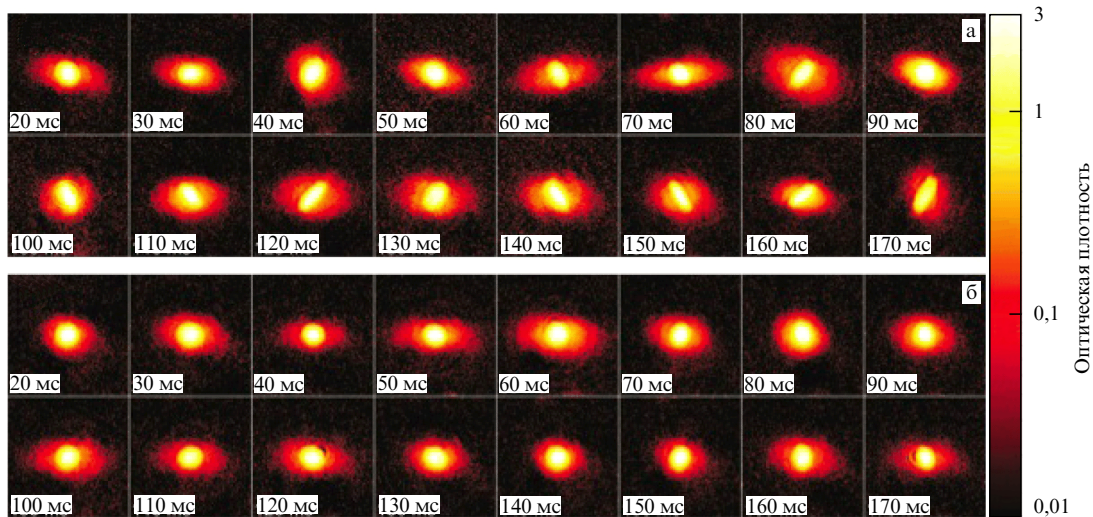


Рис. 10. Сравнение двух экспериментальных подходов к декомпрессии, основанных: (а) на линейном уменьшении частоты ловушки, (б) на укорочении адиабатической траектории — каждый продолжительностью 30 мс, для БЭК ^{87}Rb . Указано время, прошедшее от окончания декомпрессии и до выпуска из ловушки методом поглощения, которая происходит через 28 мс после выпуска. Область каждого снимка $545 \text{ мкм} \times 545 \text{ мкм}$. Дипольное колебание центра масс, которое вычтено на каждом снимке, чтобы подчеркнуть динамику квадрупольного движения, обладает пониженной амплитудой, как и в представленном случае квадрупольных колебаний. (Из работы [148].)

$\sigma_x^2 = \hbar(n + 1/2)b^2/(m\omega_0)$. Для обоих адиабатически инвариантных подходов изменение во времени вариации положения не зависит от t_f , как и ожидалось, поскольку вариация положения пропорциональна $b(t)$. Так как из граничного условия для $b(t)$ следует $\sigma_x^2(t_f)/\sigma_x^2(0) = b^2(t_f)/b^2(0) = \omega_0/\omega_f = 10^2$, очевидно, что если целью является увеличение $b(t_f)$, то расширение охлаждающего облака приведёт к малому перекрытию с облаком, охлаждаемым симпатически. В случае линейного убывания также имеет место большое уширение, ожидаемое при адиабатическом процессе с уменьшением частоты в 10^2 раз. Проблема перекрытия представляется ключевой для различных экспериментов (например, просадка из-за силы тяжести в фермион-бозонной смеси с большим отношением масс [119]), и её роль в селективных по элементу ловушках подробно обсуждалась в [141].

Отметим, что на практике проблема пространственного перекрытия оказывается менее существенной, чем ожидалось, поскольку наиболее популярный, по случайным причинам, фермионный изотоп ^6Li легче используемых в качестве охладителей бозонных элементов ^{23}Na , ^{87}Rb и бозонных изотопов Yb . В результате при исходном перекрытии облаков двух компонентов фермионный компонент занимает большее пространство, чем бозонный. Декомпрессия одного лишь бозонного компонента в общем приводит к лучшему пространственному перекрытию в промежуточные моменты, а также задаёт предел максимальной декомпрессии, после достижения которого пространственное перекрытие снова ухудшается. Стоит также отметить, особенно в отношении малых времён охлаждения, возможную проблему, касающуюся скорости возникновения симпатического равновесия между двумя компонентами, зависящую от межэлементарной частоты рассеяния. Эта проблема представляется менее значимой, чем пространственное перекрытие, и при конкретных реализациях может быть разрешена посредством использования магнитных или оптических резонансов Фешбаха для многократного увеличения длины упругого рассеяния.

С экспериментальной точки зрения метод выглядит созревшим для его применения при охлаждении фермионов, однако пока реализованы лишь его отдельные части. Группа из Университета Ниццы–Софии-Антиполис (Université de Nice Sophia-Antipolis) изучила динамику быстрой декомпрессии ультрахолодного облака ^{87}Rb в магнитной ловушке. Конечная частота ловушки, в 15 раз меньшая начальной, получена за 35 мс, при этом были существенно подавлены колебательная мода центра масс и дыхательная мода, возникающие из-за вертикального сдвига и падения кривизны, по сравнению с таковыми при стандартной декомпрессии, при которой линейное спадание частоты длится в 37 раз дольше [146]. Эксперимент повторён для взаимодействующего бозе-эйнштейновского конденсата ^{87}Rb (рис. 10), при этом были получены близкие картины для конденсированной и тепловой фракций, что указывает на универсальность выбранной траектории частоты ловушки [147, 148]. Обоснованность схемы Ермакова в построении быстрого перехода к адиабатичности для конденсатов Бозе–Эйнштейна обусловлена тем, что временная эволюция макроскопической волновой функции в зависящем от времени гармоническом потенциале представляет собой автомодельное растяжение, впервые обсуждавшееся в [154].

Приведённые примеры быстрого перехода к адиабатичности продемонстрированы в однокомпонентном бозе-газе. В случае двухкомпонентной установки можно выбирать между увеличением фазовой плотности компонента-цели путём расширения облака охлаждающего компонента или, что то же самое, сжатием компонента-цели, позволяя теплу переходить в охлаждающий компонент. И хотя основное внимание было уделено первому способу, эти способы должны быть эквивалентными для увеличения фазовой плотности компонента-цели.

Эксперимент, наиболее близкий к быстрому переходу к адиабатичности в рамках пленения и охлаждения двух компонентов, был выполнен группой из LENS [155]. Бозон-бозонная смесь ^{41}K и ^{87}Rb охлаждалась в магнит-

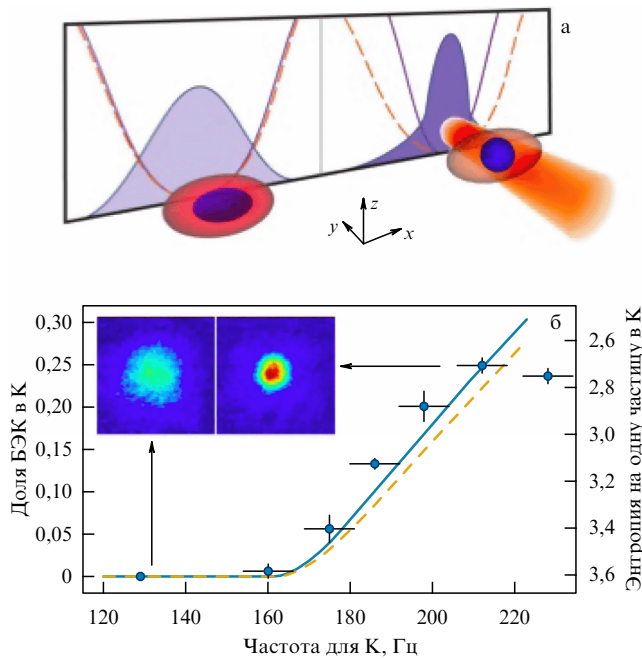


Рис. 11. (а) Схема селективного по элементам пленения смеси ^{41}K – ^{87}Rb , применённая группой из LENS. (б) Динамика сжатия, при которой конденсированная фракция ^{41}K последовательно возрастает с увеличением частоты ловушки вследствие увеличения мощности лазера в ОДЛ. (Из работы [155].)

ной ловушке до состояния, близкого к квантовому вырождению. Затем создавалась ОДЛ с помощью лазерного луча с длиной волны, лежащей между длинами волн основных переходов Rb (линии D2 и D1). В этом случае для Rb дипольная сила практически отсутствует — изменение потенциала для Rb составляет лишь 8% от изменения потенциала для K, что обсуждается в [156], в то же время потенциал для ^{41}K гораздо жёстче, что ведёт к компрессии. Последняя тщательно подбирается так, чтобы она оказалась квазиadiaбатической, поскольку экспоненциальное по времени возрастание длится дольше, чем период колебаний атома ^{41}K в предварительно созданной магнитной ловушке. В экспериментах проведено сравнение различных подходов к охлаждению и сжатию, а также исследована их обратимость путём повторения циклов компрессии и расширения. На рисунке 11а представлена схема эксперимента. На этапах сжатия, как видно из рис. 11б, образуются облака ^{41}K со всё большей долей конденсата.

Авторы также указывают на ограничения метода, в особенности относящиеся к нагреву ^{87}Rb с темпом около $0,7 \text{ мК с}^{-1}$, который был уменьшен на порядок благодаря микроволновой защите. Несмотря на эту меру, число атомов ^{87}Rb уменьшалось со скоростью $2,5 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$, ещё более возросшей на этапе компрессии, что было объяснено большим рэлеевским рассеянием из-за близости длины волны лазера к линиям D1 и D2. После пяти циклов снизившееся число атомов и возросшая температура перед сжатием оказались недостаточными для того, чтобы привести ^{41}K в состояние квантового вырождения. Метод быстрого перехода к адиабатичности может позволить сжимать компонент-цель гораздо быстрее, снижая потери атомов из теплового резервуара ^{87}Rb .

6.3. Согласование теплоёмкости путём снижения размерности

Конечная физическая причина рассогласования удельных теплоёмкостей вырожденных бозе- и ферми-газов связана с разной зависимостью плотности состояний от энергии, которая в свою очередь зависит от эффективной размерности бозе-газа. Таким образом, важно изучить возможность согласования теплоёмкостей бозе- и ферми-газа при наименьшем возможном значении T/T_F , используя ловушки с меньшей размерностью [141]. Как обсуждалось в [157, 158] и показано экспериментально [159, 160], существенное возрастание частоты ловушки вдоль одного (или двух) направления приведёт к эффективно двумерной (или одномерной) системе. Это в свою очередь позволяет лучше согласовать теплоёмкости, поскольку температурная зависимость для бозе-газа становится мягче, чем в трёхмерном (3D) случае. Для того чтобы количественно оценить возможность такого согласования, сначала рассмотрим невзаимодействующие газы в тепловом равновесии при температуре T в гармоническом потенциале с фиксированным числом частиц N_α , выраженным через химический потенциал μ_α :

$$N_\alpha(\mu, T) = \sum_{j=0}^{\infty} \frac{g_j}{\exp[(E_j - \mu)/(k_B T)] \pm 1},$$

где $\alpha = b, f$ соответственно для бозе- и ферми-газа, g_j — вырождение энергетического уровня E_j , а знак $+$ ($-$) относится к ферми-газу (бозе-газу). Это выражение может быть использовано в численных расчётах и обращено для получения зависимости химического потенциала от температуры, $\mu = \mu(T)$, что позволяет рассчитать полную энергию

$$E_\alpha(\mu, T) = \sum_{j=0}^{\infty} \frac{g_j E_j}{\exp[(E_j - \mu(T))/(k_B T)] \pm 1}$$

и теплоёмкость $C(T) = \partial E / \partial T$. Как показано на рис. 12, бозонная и фермионная теплоёмкости пересекаются при $T \approx 0,293 T_F$ в трёхмерном случае и при $T \approx 0,308 T_F$ в двумерном, где температура Ферми задана выражением $T_F^{2D} = (2N_f)^{1/2} \hbar \omega / k_B$. Таким образом, снижение размерности от трёх до двух фактически несколько ухудшает согласование теплоёмкостей. Однако результаты численного расчёта показывают, что при переходе к полностью одномерному случаю теплоёмкости совпадают. Эффект легче увидеть, если размерность уменьшается плавно путём последовательного увеличения одной из частот ловушки $\omega_y = k\omega$ (при этом другая частота остаётся неизменной, $\omega_x = \omega$). Относительный параметр удержания k плавно возрастает, в результате чего система становится эффективно одномерной, когда $k_B T \ll \hbar k \omega$. Как видно из рис. 12б–д, по мере возрастания k зависимость теплоёмкости бозонов становится похожей на таковую для фермионов в том смысле, что её пик медленно "расплывается", а кривизна при температурах, близких к нулевой, становится схожей с таковой для фермионов. Если ещё увеличить k (рис. 12г), то появляется область, в которой две кривые полностью совпадают друг с другом. Это согласуется с предыдущим результатом для идеальной 1D-ловушки. В идеальном 1D-случае зависимости теплоёмкостей идентичны, что может быть объяснено в рамках канонического ансамбля [161, 162]. В самом деле, полная внутренняя энергия

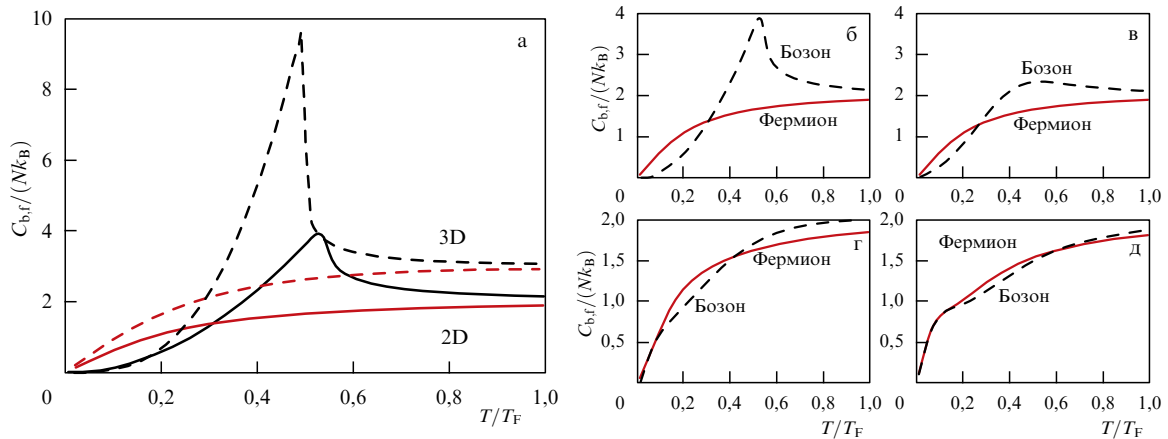


Рис. 12. Согласование удельной теплоёмкости в низкоразмерных системах. (а) Теплоёмкости бозонов и фермионов в трёхмерном (штриховые кривые) и двумерном (сплошные кривые) случаях в зависимости от параметра вырождения T/T_F для изотропной гармонической ловушки. Пересечение двух кривых в 2D-случае происходит при большем значении T/T_F , исключая более благоприятное охлаждение фермионов. Последовательный переход к одномерному пленению путём сжатия 2D-ловушки с увеличением отношения частот: $\omega_y/\omega_x = 1$ (б), $2,5 \times 10^3$ (в), 2×10^4 (г) и 5×10^4 (д). В случае рис. г и д различие между бозонной и фермионной кривыми минимально. Представлен случай одинакового числа бозонов и фермионов, $N_b = N_f = 10^4$, с равными массами, $m_b = m_f$. (Из работы [141].)

фермионов в гармонической 1D-ловушке отличается от таковой для бозонов лишь на величину энергии нулевых колебаний $E_0 = N_f(N_f - 1)\hbar\omega/2$ и, следовательно, обе системы обладают одинаковыми теплоёмкостями.

Наличие подобного пересечения показывает, что мы можем управлять фермионной теплоёмкостью исходя из бозонной, изменяя отношения двух частот 2D-ловушки. Таким образом, одно из решений для увеличения эффективности охлаждения — это испарение сначала в 3D-ловушке, а после того как вырождение фермионов приблизится к $T/T_F \approx 0,3$, увеличение частот ловушки для перехода к 1D-системе и продолжения процесса испарения. Возможное ограничение для применения метода возникает из-за больших потерь, связанных со столкновениями, которые являются результатом более плотно удержания. Кроме того, как было установлено в ходе бозе-конденсации атомов водорода, близкий к одномерному характер испарительного охлаждения [163] может привести к неэргодическому испарению, ограничивая его эффективность [164], хотя это не стало препятствием к достижению вырождения бозонов [22, 165–167].

Обсуждение пониженной размерности пока относилось только к идеальным, невзаимодействующим, бозе- и ферми-газам. При рассмотрении межатомных взаимодействий могут возникнуть различные вопросы, в особенности связанные с возможностью изучения традиционных и нетрадиционных сверхтекучих фаз. В качестве одного из примеров спаривание по БКШ в фермион-бозонных смесях в двумерных системах рассматривалось в [168]; было найдено, что энергетическая щель максимальна при оптимальной концентрации бозонов. Наблюдение ЛОФФ-состояний также более благоприятно в двумерных [169] и одномерных [170] системах. В последней работе проведён обширный теоретический анализ для газов с разной населённостью спиновых состояний, разными массами и селективным по элементу удержанием, в результате указаны фермион-фермионные смеси, такие как ${}^6\text{Li}-{}^{40}\text{K}$, которые наиболее привлекательны для наблюдения сверхтекучести ЛОФФ. К настоящему времени единственное утверждение о фазо-

вой диаграмме, в которой большая поляризованная по спине область согласуется с ожидаемой для ЛОФФ-фазы, относится к одномерным фермионным системам [56]. Таким образом, ожидается, что низкоразмерные ферми-газы в любом случае будут играть большую роль, а обсуждавшееся в этом разделе согласование теплоёмкостей может быть полезным на этом пути исследований.

6.4. Полностью оптические методы охлаждения

Несмотря на быстро полученный и подтверждённый на практике успех испарительного охлаждения бозе-газов, достигнутый вопреки основному недостатку — существенному уменьшению числа охлаждаемых атомов, многие лаборатории продолжили работу над методами оптического охлаждения, сохраняющими число частиц. Испарительное охлаждение, в общем, является менее универсальным, чем оптические методы охлаждения, поскольку опирается на доминирование упругих взаимодействий над неупругими и над всеми не зависящими от энергии источниками потерь атомов, такими как трёхчастичная рекомбинация и дипольная релаксация, что определяется конкретными деталями для каждого состояния атома каждого элемента. С появлением в эксперименте ультрахолодных ферми-газов, в которых действует принцип запрета Паули, ограничения испарительного охлаждения стали ещё более очевидными. Это привело к разработке полностью оптических методов охлаждения специально для фермионов. С инструментальной точки зрения охлаждение единичного атома, как обычно, рассматриваемое в рамках оптического охлаждения, обладает полезным свойством отсутствия необходимости в другом веществе, в отличие от симпатического охлаждения. Кроме того, рабочий цикл чисто оптической схемы охлаждения обычно короче, чем испарительный и симпатический этапы охлаждения, поскольку отсутствует необходимость термализации атомов. Недавние достижения в этом направлении могут быть разбиты на две категории. В первой основная идея состоит в улучшении этапа предохлаждения на уровне пленения и охлаждения в МОЛ. Это создаёт более

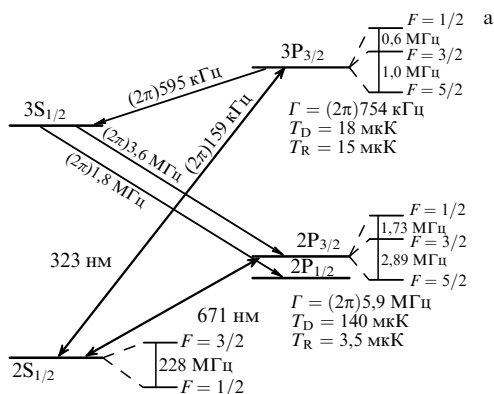
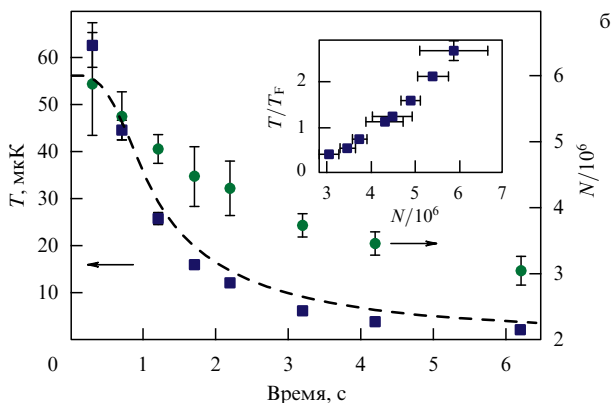


Рис. 13. (В цвете онлайн.) Лазерное охлаждение ${}^6\text{Li}$ на переходе $2S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ с узкой линией. (а) Схема энергетических уровней, участвующих в охлаждении, в сравнении с обычным охлаждением на переходе $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$; для обоих переходов указана доплеровская температура и температура отдачи. (б) Динамика испарительного охлаждения, содержащая зависимость от времени числа частиц N (красные кружки, правая ось ординат) и температуры T (синие квадраты, левая ось ординат). На вставке показана траектория в плоскости $(N, T/T_F)$, где крайний левый квадрат соответствует 3×10^6 атомам при $T/T_F = 0,45$. (Из работы [171].)

благоприятные условия для эффективного переноса холодных атомов из МОЛ в ОДЛ без необходимости магнитного пленения на промежуточном этапе. Во второй категории оптическое охлаждение рассматривается как эффективное средство на протяжении всего процесса вплоть до квантового вырождения.

Необходимость промежуточного этапа магнитного пленения, приводящая к усложнению установки, включая оптический доступ к атомному облаку для манипуляций и съёмки, возникает из-за ограниченной глубины даже высокомошных ОДЛ. Это создаёт разрыв между минимальной температурой, достижимой в МОЛ, и максимальной температурой, допустимой для эффективного переноса с минимальными потерями в ОДЛ. С появлением мощных лазерных источников, особенно благодаря развитию твердотельных лазеров, этот разрыв сокращается. Однако невозможно применять субдоплеровское охлаждение к щелочным атомам-фермионам ${}^6\text{Li}$ и ${}^{40}\text{K}$. Три исследовательские группы преодолели это ограничение, используя для создания МОЛ циклический переход в более высокое состояние, чем в традиционных МОЛ, обладающий меньшей шириной линии. (Подобные МОЛ называют ультрафиолетовыми магнитными ловушками (УФ-МОЛ) из-за меньшей длины волны.) А именно, группа из Университета Райса использовала переход $2S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ в ${}^6\text{Li}$ после обычного охлаждения в МОЛ на переходе $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$ [171]. В результате охлаждения в УФ-МОЛ получена температура 59 мкК, примерно в три раза меньшая доплеровского предела на переходе $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$. После двоярного выпаривания в течение 6 с 3×10^6 атомов были приведены к фермионному вырождению, $T/T_F = 0,45$ (рис. 13). Группа из Торонтского университета использовала аналогичный переход в ${}^{40}\text{K}$, $4S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, после охлаждения в традиционной МОЛ на циклическом переходе $4S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$ [172], получив примерно четырёхкратный выигрыш в приведённой температуре по сравнению с таковой при переходе $4S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2}$. Охлаждение ${}^6\text{Li}$ на узкой линии тщательно изучалось также с точки зрения ограничивающих плотность причин и связанных с ними светоиндуцированных потерь; в УФ-МОЛ достигнута рекордно низкая температура 33 мкК, менее чем в два раза отличающаяся от теоретически предсказанного



доплеровского предела для перехода $2S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ [173]. Группы из ENS [174] и LENS [175], в отличие от других групп, использовали так называемое охлаждение в серой паточке, что связано с существенным упрощением установки в части МОЛ, отсутствием необходимости в лазерах ближнего УФ-диапазона и широкополосной оптики. В последнем случае этап предохлаждения также включал в себя селективное по скоростям когерентное пленение населённости. После двоярного испарения в ОДЛ получено $3,5 \times 10^5$ атомов с показателем фермиевского вырождения $T/T_F \approx 0,06$.

Описанные выше методы охлаждения позволяют отказаться от использования магнитной ловушки, но они не предназначены для приведения атомов в состояние вырождения посредством оптического охлаждения — последним этапом всегда остаётся охлаждение принудительным испарением в ОДЛ. Представлены более радикальные решения, в соответствии с которыми фермионы охлаждаются до вырождения чисто оптическими средствами. В этом случае характерной чертой ферми-газов выступает ожидаемое в вырожденном режиме подавление спонтанного излучения [176–181], что рассматривается как недостаток, поскольку приводит к замедлению охлаждения в МОЛ.

В серии работ [182–186] Левенштейн с коллегами предложили схему охлаждения, в которой атомы удерживаются в ОДЛ, а также создаются последовательности импульсов для рамановских переходов. Это приводит к появлению эффективно двухуровневой системы после того, как динамика промежуточного верхнего уровня рамановского перехода исключается интегрированием. Эффективная частота Раби и эффективное время спонтанного излучения контролируются в экспериментах подстройкой мощности и времён рамановских импульсов. Повторное поглощение фотонов и подавление спонтанного излучения, таким образом, управляемы, а разнообразное моделирование, включающее в себя симуляцию реалистичных источников нагрева, показывает достижимость показателя фермиевского вырождения $T/T_F < 0,1$. На рисунке 14а показана динамика охлаждения для различных значений эффективной ширины линии спонтанного излучения γ , согласно которой показатель вырождения достигает значения $T/T_F \approx 0,08$.

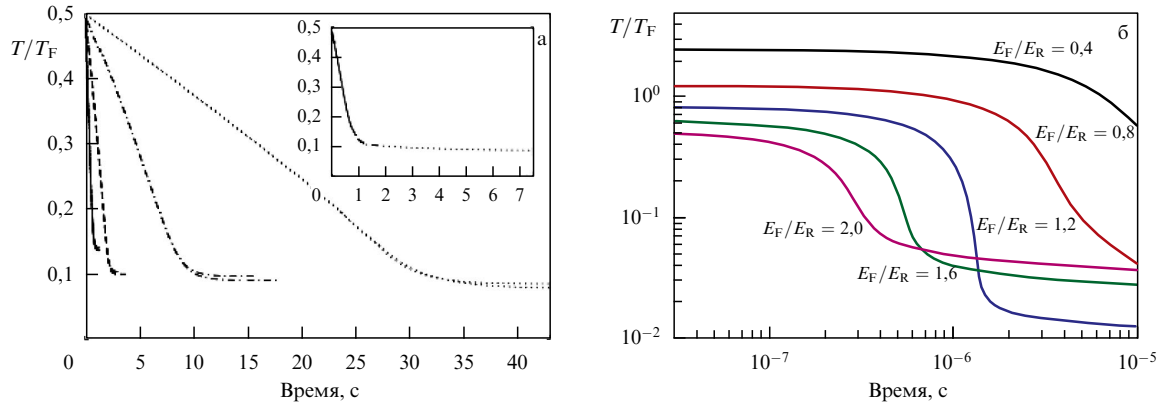


Рис. 14. Примеры предложений по достижению глубокого фермиевского вырождения полностью оптическими методами, сохраняющими число атомов. (а) Показатель фермиевского вырождения газа ^{40}K в зависимости от времени для различных значений частоты спонтанного излучения γ и константы эффективного межатомного взаимодействия g , определённой в [185], при лазерном охлаждении последовательностью рамановских импульсов на притягивающей стороне резонанса Фешбаха (из работы [185]). (б) Та же величина, рассчитанная при различных значениях начальных T/T_F и E_F/E_R для случая быстро возрастающего испарения в комбинированной МОЛ–ОДЛ, которое приводит к последовательному снижению доплеровской температуры. Скорость охлаждения мала как в начале, когда атомы не вырождены, так и в более поздние моменты времени, когда принцип запрета Паули замедляет динамику (из работы [187]).

Другой путь достижения фермиевского вырождения в МОЛ предложен в [187]. В этом случае само подавление спонтанного излучения используется для достижения меньших T/T_F на основе эффекта быстро возрастающего испарения в совместной магнито-оптической и оптической дипольной ловушке. Если облако атомов уже имеет некоторую небольшую, но конечную степень квантового вырождения, то предел доплеровского вырождения стремится к меньшей величине, тем самым увеличивая степень квантового вырождения. Положительная обратная связь в результате может быть включена так, чтобы доплеровский предел достигал своего наименьшего значения при температуре отдачи. Требуемое начальное фермиевское вырождение может быть получено увеличением температуры Ферми с помощью ОДЛ. Совместное использование МОЛ для охлаждения и ОДЛ с перемещаемой частотой должно обеспечить быстрое охлаждение; оценки показывают, что равенство скоростей охлаждения и нагрева, по крайней мере если основным источником последнего служит рэлеевское рассеяние, достигается при значениях показателя фермиевского вырождения, близких к $T/T_F \approx 10^{-2} - 10^{-1}$. Учитывая плотное удержание в ОДЛ, использованных в [171, 175], можно предположить, что режим подавления спонтанной эмиссии имел место до начала испарительного охлаждения. Интересно, что группа из Университета Райса сообщила об улучшении загрузки, если УФ-МОЛ остаётся включённой в течение 5 мс после начала этапа ОДЛ, а группа из LENS отметила действенность доплеровского охлаждения после переноса в ОДЛ. Недавно группа из Сингапура [188] провела систематическое изучение сохранения доплеровского охлаждения в ОДЛ. Обнаружено, что число атомов в ОДЛ прямо пропорционально продолжительности этапа, в ходе которого включены и УФ-МОЛ, и ОДЛ, вплоть до 10 мс, а затем медленно убывает, по-видимому, из-за потерь, зависящих от концентрации. Оценка области параметров показывает, что в этом эксперименте атомы в совместной МОЛ–ОДЛ обладают параметром фермиевского вырождения $T/T_F \approx 2,8$ и отношением энергии Ферми к энергии отдачи $E_F/E_R \approx 1$, что благоприятно для запуска механизма охлаждения Паули, обсуждавшегося в [187].

7. Оптические решётки

Пленение и охлаждение атомов в потенциале с одним минимумом часто рассматриваются в качестве предварительного этапа перед загрузкой в оптические решётки, в которых множественные минимумы потенциала создаются регулярным образом. Имитируются природные кристаллические решётки, но с управляемыми параметрами, в число которых входят сама геометрия кристалла, расстояние между минимумами, глубина потенциала, межатомное взаимодействие, наличие дефектов и неоднородностей, модуляция потенциала во времени. Эти системы дают надежды на применение их в качестве аналоговых компьютеров (сейчас также называемых "симуляторами"), задача которых состоит в выделении конкретных эффектов, присущих более сложным твердотельным системам, с целью более чистого сравнения результатов теории и эксперимента в терминах решений для конкретных гамильтонианов. Благодаря достигаемому в оптических решётках плотному удержанию и, следовательно, более сильному межатомному взаимодействию оптические решётки рассматриваются в качестве средства для наблюдения фермионной сверхтекучести по БКШ, более удобного, чем реализуемое на основе вариантов с одной ловушкой [189].

Смеси фермионов и бозонов представляют большой интерес в связи с предсказанием расслаивающихся, моттовских и разупорядоченных фаз [190]. В принципе почти все уже изученные в физике кристаллов явления могли бы стать предметом исследования с помощью этих аналоговых квантовых компьютеров, однако возможность реализации наиважнейших квантовых явлений часто ограничена тепловыми эффектами. Это снова означает, что фактически достижимая в лаборатории степень квантового вырождения часто выступает в роли "бутылочного горлышка" для полного исследования темы. В нескольких обзорах и книгах (можно рекомендовать читателю обратиться, например, к [191, 192]) уже обсуждалась возможная физика, которая может или могла бы исследоваться в оптических решётках. Что касается нашего обсуждения, то проблеме методов охлаждения в оптических решётках, включая обсуждение со-

пряжённых вопросов термометрии, посвящён специализированный обзор [34].

Ниже, не повторяя прекрасного обзора [34], мы дадим краткое резюме проведённого там рассмотрения методов охлаждения, а также обсудим прогресс в этой области, произошедший со времени появления [34] (2011 г.), особенно относительно методов охлаждения, которые представлены в разделе 6.

Обсуждавшиеся в [34] методы охлаждения могут быть разделены на две категории, в основном имитирующие уже рассмотренный случай одной ловушки. В оптической решётке можно добиться селективного удаления, по аналогии со сдвоенным испарением, наиболее горячих атомов, что Мак-Кей и Демарко называют "охлаждением фильтрованием". Одна из возможностей состоит в выборе подходящей формы удержания, имеющей отделённую щель фазу в центре ловушки, где атомы обладают меньшей энтропией, чем атомы на краях, которые затем удаляются. Фильтрация также может происходить в пространстве энергии удалением находящихся в высоких зонах атомов или приведением атомов с большими флуктуациями их числа в другое внутреннее состояние. Эти методы, называемые пространственной, зонной и числовой фильтрацией, требуют процедур охлаждения, в которых потенциал удержания изменяется во времени, что может привести к нагреву.

Другой класс методов, называемый охлаждением погружением (схожим с симпатическим охлаждением), состоит в приведении интересующей нас ферми-системы в контакт с охлаждающей системой, например с обладающим большой теплоёмкостью бозе-газом, не обязательно помещённым в оптическую решётку, а лишь находящимся в гармонической ловушке. Здесь снова бозевский газ-холодильник находится в тех же ограничениях по согласованию теплоёмкостей, которые приведены в предыдущих разделах. Более того, его наличие может усложнить анализ динамики ферми-атомов в оптической решётке, помимо косвенно индуцированного нагрева, например, при удержании в ОДЛ. Систематический анализ нагрева и охлаждения в оптических решётках для смесей атомов приведён в [156], где указаны оптимальные конфигурации для длин волн лазеров, создающих оптические решётки для конкретных атомов. Роль источников нагрева при определении минимальной достижимой температуры из сравнения скоростей нагрева и охлаждения обсуждается в [34].

К сожалению, вне зависимости от источников нагрева для конкретных процедур охлаждения атомы прежде всего должны быть перенесены из одиночной ловушки в оптическую решётку, а увеличение её потенциала в общем случае приводит к нагреву. Его воздействие будет особенно сильно выражено для вариантов продолжительной загрузки из-за постоянного присутствия источников нагрева, таких как рэлеевское рассеяние, из-за создающих решётку лазерных лучей. Таким образом, желательно проводить загрузку за наименьшее возможное время, которое остаётся совместимым с наименьшими возмущениями температуры и энтропии атомов. Это тонкий компромисс, методы неголономного когерентного управления [193–195] адаптированы для минимизации нагрева путём неадиабатической загрузки [196]. Авторы эксперимента, измерив контраст интерференционных полос после выпуска атомов из решётки, пока-

зали, что подходящим образом построенная последовательность импульсов, воздействующих на атомы ещё в гармонической ловушке до перегрузки их в оптическую решётку, снижает уровень возбуждений и нагрева. Последовательность импульсов подбирается так, чтобы максимизировать вероятность попадания в требуемое основное состояние оптической решётки. Проверялись различные схемы, различающиеся числом свободных параметров, например при заморозке амплитуды импульсов, что позволило проводить загрузку за несколько десятков микросекунд. Хотя анализ явным образом проводился для бозе-эйнштейновского конденсата ^{87}Rb , ввиду одночастичного характера схемы аналогичные рассуждения остаются справедливыми для вырожденных ферми-газов.

Другой метод, быстрое охлаждение без трения, также предложен как возможный способ загрузки атомов в оптическую решётку с минимальным нагревом. В качестве предварительного исследования обсуждалось быстрое расширение без трения для атомов в оптической решётке с динамически изменяемым периодом [197]. Упор здесь делается на сочетание преимуществ оптической решётки с малым периодом, таких как большие частоты перескока, доступные благодаря близости минимумов решётки, с преимуществами решёток, обладающих большим периодом, такими как более доступная съёмка и адресация каждого узла с помощью традиционных оптических методов.

После обсуждения, проведённого в [197], последовало предложение [198], согласно которому достижима неадиабатическая загрузка бозе-конденсата в требуемое состояние с высокой надёжностью за несколько десятков микросекунд с помощью метода быстрой перемотки вперёд [199–201]. Этот метод похож на быстрое охлаждение без трения, но не эквивалентен ему, поскольку в данном случае присутствуют также этапы расталкивания. Обсуждаются обе реализации с использованием "нарисованных" потенциалов, полученных с помощью быстрых усреднённых по времени оптических потенциалов [202–205] или бихроматических потенциалов оптических решёток, совмещающих отстроенные в красную и синюю области спектра лазерные лучи, — решёточных аналогов бихроматических ловушек, рассмотренных в разделе 6.1. На наименьшем интервале, 6,9 мкс, обсуждавшемся в [198], при загрузке бозе-конденсата вероятность попадания в основное состояние оптической решётки ожидается выше 0,95 при модуляции с перемоткой вперёд потенциала оптической решётки. Эта вероятность систематически превышает вероятность попадания при временной модуляции на основе быстрого охлаждения без трения, что обсуждается в [197].

В работе [206] загрузка одномерного бозе-газа в оптическую решётку численно моделировалась в континууме. Основным источником нагрева оказалось перераспределение концентрации атомов, превышающее как минимум на порядок таковое в случае других источников, например при неадиабатическом нагреве, перемещающем атомы в более высокие зоны. Обсуждались как однородный случай (без гармонического потенциала), так и более реалистичный, неоднородный. Неоднородный случай, соответствующий гармоническому потенциалу, приводит к существенно более сильному нагреву, чем однородный; авторы предлагают простую модуляцию во времени для частоты ловушки, в частности

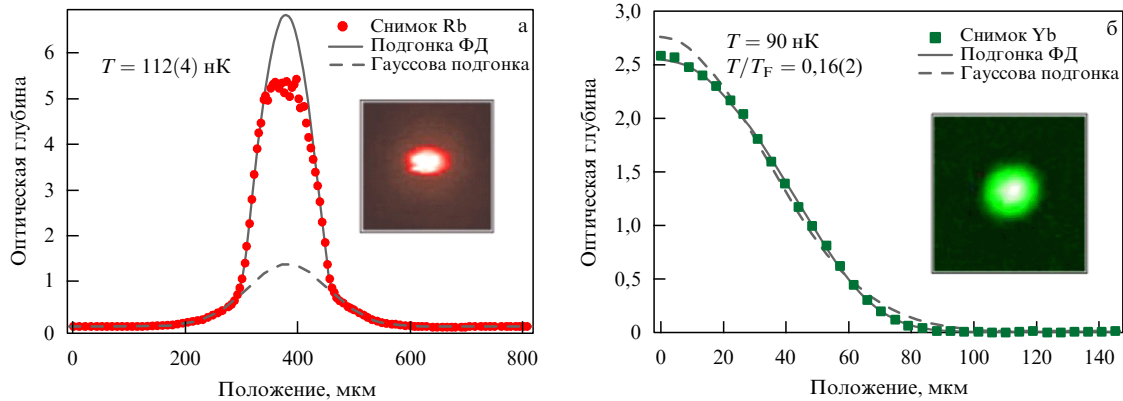


Рис. 15. Прецизионная термометрия в бозон-фермионной смеси. Снимки профилей облаков атомов, полученные методом поглощения, для (а) ^{87}Rb (5×10^5 атомов, время разлёта 22 мс) и (б) ^{171}Yb ($2,4 \times 10^5$ атомов, время разлёта 12 мс). Температура облака ^{87}Rb найдена подгонкой крыльев профиля, содержащих лишь тепловую компоненту, гауссовой функцией, что дало температуру 112 нК с оценкой относительной погрешности 3,5 %. Подгонка ^{171}Yb распределением Ферми – Дирака (ФД), которая точнее подгонки гауссовой функцией (теплого облака), даёт температуру 90 нК с относительной погрешностью 12,5 %. (Из работы [123].)

простое линейное изменение, которое очень эффективно снижает нагрев более чем на порядок.

В завершение этого раздела отметим возможность устройства встроенных источников охлаждения на этапе оптической решётки. Первое предложение в этом направлении обсуждалось в [207]. На оптическую решётку накладываются три лазерных луча с различными перетяжками и отстройками, противоположными отстройкам лучей оптической решётки. Итоговый расталкивающий вклад сохраняет химический потенциал газа в щели интересующей фазы, например фазы диэлектрика Мотта. Этапы испарительного охлаждения в оптических решётках могут представлять собой возможное разрешение трудности, связанной с возрастанием T/T_F в ходе загрузки из единичной ловушки, и альтернативу методу охлаждения погружением, основанному на постоянном присутствии бозонного холодильника. Недавно предложены в качестве механизма охлаждения добавление разупорядоченного потенциала к оптической решётке и слежение за траекторией постоянной энтропии [208]. Однако, как обсуждается в заключительных замечаниях работы [208], это требует сопутствующей системы охлаждения для уменьшения энтропии начальной рассогласованной решётки, например, по схеме, предложенной в [207]. В качестве альтернативы можно использовать быстро ускоряющееся охлаждение, как обсуждалось в конце раздела 6.4, поскольку оптические решётки допускают величины удержания, соответствующие достаточно большим температурам Ферми. Тремя обещающими продвижениями в этом направлении стали: наблюдение замедления нагрева, связанного с отдачей в бозе-газе [209], теоретическое исследование подавления спонтанной эмиссии [210] и недавнее наблюдение микроскопических эффектов, обусловленных принципом запрета Паули [211], — всё это относится к оптическим решёткам.

8. Общие вопросы прецизионной термометрии

Изучение фазовых переходов в ультрахолодных фермионах требует, помимо рассмотрения квантовых фазовых переходов, часто происходящих при очень малых или недостижимых температурах, построения

фазовой диаграммы. Таким образом, ключевой становится оценка температуры облака атомов. В случае бозе-газа такая возможность имеется непосредственно, поскольку при любой конечной температуре над конденсированной частью должны присутствовать тепловые атомы. В случае сильно взаимодействующего бозе-газа конденсированная часть будет обладать профилем Томаса – Ферми, который весьма отличен от почти гауссова профиля теплового компонента. Два компонента легко различимы, например, на снимках, сделанных методом поглощения после выпуска газа из ловушки и разлёта.

Напротив, температура одиночного ферми-газа трудно поддаётся измерению из-за слабой температурной зависимости многих свойств при низких температурах. Это присуще фермионной природе газа, поскольку при самой низкой температуре среднее число заполнения каждого состояния близко к функции Хевисайда с очень слабой зависимостью от температуры — свойство, ответственное, например, за малый вклад в теплоёмкость или за парамагнетизм Паули металлов. Эта ситуация иллюстрируется на рис. 15, где представлены пространственные профили бозе- и ферми-газа из одной и той же смеси. Хотя распределение Ферми – Дирака даёт лучшую подгонку профиля плотности, чем классическое распределение, их разница не столь разительна по сравнению с различием пространственных профилей двух компонентов бозе-газа. Естественно оценить температуру, по крайней мере, для бозон-фермионных смесей подгонкой крыльев распределения бозонов. При экстраполяции этого измерения на ферми-газ предполагается тепловое равновесие между двумя газами, что может оказаться несправедливым, особенно если межэлементная длина рассеяния мала, как, например, для смеси $^6\text{Li} - ^{87}\text{Rb}$ [101]. Здесь также видно ещё одно преимущество бихроматической оптической дипольной ловушки, обсуждавшейся в разделе 6.1: сохранение бозе-газа слабо вырожденным или находящимся при температуре выше критической температуры бозе-эйнштейновской конденсации, как в примере с быстрым охлаждением без трения в разделе 6.2, приводит к более точной подгонке гауссовым профилем и, следовательно, более точному определению температуры. Демонстрация подавления спонтан-

ного излучения в ферми-газе [176–181] даёт альтернативный способ непосредственно измерять показатель фермиевского вырождения T/T_F .

Для оптических решёток предложено несколько методов термометрии, и некоторые из них применены в экспериментах. Классификация возможных методов термометрии до 2011 г. обсуждалась в [34], читателю предлагается обратиться к этому обзору за сведениями о раннем развитии данной тематики. В то же время хотелось бы здесь отметить рассуждения, приведённые в [212]. После проведения количественной оценки возрастания T/T_F при адиабатической загрузке атомов из гармонической ловушки в оптическую решётку автор [212] предположил, что доля узлов решётки с двойным заполнением может служить чувствительным индикатором температуры двухкомпонентного ферми-газа. Этот показатель может быть измерен по числу молекул, образующихся в пределе сильной связи, достигаемом с помощью резонанса Фешбаха. Другие, недавно предложенные, методы включают в себя определение ширины промежуточной области намагничивания для двух пространственно разделённых спин-поляризованных компонентов [213, 214], пространственно разрешаемое распределение концентрации и соответствующих флуктуаций [215], спектроскопию комбинационного рассеяния [216], дифракцию света [217] и световые сдвиги [218], отклик ферми-газа на искусственные калибровочные поля [219], модуляцию амплитуды решётки [220]. Общим вопросом для многих из этих методов, как подчёркнуто в [34], является необходимость сетки отметок для калибровки, причём желательно, чтобы отметки не зависели от моделей или, по крайней мере, от той физики, которую намереваются исследовать, во избежание заикливания.

Таким образом, предпочтительно, чтобы в будущих экспериментах определение температуры проходило двумя способами для проверки внутреннего согласия и оценки интервалов ошибки для температуры. Более того, представляется важной разработка неинвазивного метода измерения для повторяющегося наблюдения за той же системой в ходе динамического фазового перехода, что остаётся открытым вопросом также с точки зрения возмущения, вносимого при измерении в столь холодный и малый атомный образец.

9. Заключение

Итак, обсуждены методы охлаждения и прецизионной термометрии для ультрахолодных ферми-газов. Рассмотрено три связанных между собой направления: формирование и выдвижение некоторых физических идей, описание экспериментальных установок, необходимых для воплощения этих физических идей, обсуждение различных методов преодоления или ослабления ограничений в достижении этих целей.

Важно также отметить, что настоящий обзор не исчерпывает всех многочисленных предложений и направлений исследований и он должен рассматриваться как критическое обсуждение с целью обозначить направления, которые представляются наиболее привлекательными для полного раскрытия потенциала этой чрезвычайно интересной темы атомной физики. Наконец, наилучшее пожелание обзору — поскорее устареть благодаря работам, воодушевлённым его критическим про-

чением. Действительно, ряд приведённых в разделах 6–8 соображений годятся для открытия новых программ экспериментов, поскольку некоторые результаты получены лишь для бозе-газов. В целом, ультрахолодные газы выглядят идеально подходящими для изучения неравновесной статистической физики с точки зрения управления временными и пространственными масштабами, геометрией, силами взаимодействия. Очевидно, несмотря на то что не все многообещающие возможности удастся реализовать в будущем, это направление исследований останется с нами надолго, влияя на наше концептуальное представление о том, как статистические системы приходят или оказываются неспособными прийти в равновесие. В завершение хотелось бы обратиться к приведённым ниже более общим вопросам, которые мог бы поставить пытливый читатель.

• *Нужны ли оптические решётки для большей части физики ультрахолодных атомов, которую мы планируем изучать?*

Как показано в обзоре, достижение глубокого квантового вырождения по Ферми выглядит трудным также в свете многих связанных процедур и перехода от единственной ловушки к многоголовушечной конфигурации. Чувствительным вопросом является, в первую очередь, то, в самом ли деле нам необходимо бороться со связанными с оптическими решётками сложностями? Одна из традиционных мотиваций к использованию оптических решёток состоит в том, что они могут стать основой для квантовых компьютеров, однако эта мотивация весьма слаба. Масштабируемость схем на основе оптических решёток, как минимум в отношении оборудования на твердотельных устройствах, находится под вопросом, и в экспериментах ионные ловушки показали себя лучше, чем оптические решётки. Работа с оптическими решётками только ради квантовых вычислений подвергается критике и потенциально опасна, поскольку может стать тупиком, учитывая жёсткую конкуренцию между несколькими экспериментальными подходами. Оптические решётки по сравнению с реальными кристаллами также имеют ряд проблем, в числе которых наличие квазипериодичности из-за совмещения оптической решётки с гармоническим потенциалом (обычно более слабым), который нарушает сдвиговую инвариантность и усложняет анализ в терминах периодических волновых функций. Из-за этой особенности в будущем, по-видимому, возможный осуществимый вклад оптических решёток мог бы состоять в обращении к задачам физики поверхности, которые обычно трудно разрешимы в физике твёрдого тела. Более того, есть свойства фазовых переходов, которые могли бы исследоваться уже в ловушках с одним или несколькими минимумами, при этом можно избежать сложностей оптических ловушек и худшей степени фермиевского вырождения, неизбежной в отсутствие специализированных этапов охлаждения. Например, переход к сверхтекучей моттовской фазе, успешно исследованный в оптических решётках для бозе-газов [221] и ферми-газов [222, 223], может иметь физический аналог при наблюдении самозахвата и туннелирования в двухъямной ловушке [224]. Поскольку в любом случае оптические решётки используются в качестве эмуляторов фактической задачи физики твёрдого тела, может оказаться предпочтительным иметь дело с более простыми эмуляторами, в которых достижимы меньшие температуры, ценой усложнения теоретиче-

ского анализа, заполняющего разрыв между эмулятором и фактической системой.

Анализ фазовых переходов, обычно рассматриваемых в качестве хорошо определённых в термодинамическом пределе, потребует сильных связанных с масштабированием доводов для выделения эффектов, обусловленных конечным размером, в ловушке, имеющей один или несколько минимумов. Энергетические зоны, также принципиально важные для физики твёрдых тел с дальним порядком, сложны для имитации в ловушке с одним или несколькими минимумами. Интересным компромиссом между оптическими решётками и ловушками с одним или несколькими минимумами может стать кольцевая геометрия, в настоящее время ограничивающаяся лишь бозе-газами [225–228], однако возможности подобного подхода с точки зрения охлаждения ещё должны быть изучены.

• Будет ли исследование конденсированных сред замечено исследованием ультрахолодных атомов?

Как подчёркивалось в обзоре, ультрахолодные атомы предоставляют несколько преимуществ при исследовании многочастичных систем, в особенности для отслеживания подробностей динамики, благодаря большим временным и пространственным масштабам, на которых происходят нетривиальные явления, например образование и распад вихрей. Также системы достаточно чисты, поскольку примеси или атомы-"меньшинства", по крайней мере в обычных для эксперимента условиях вакуума, либо отсутствуют из-за селективного спектроскопического приготовления на этапе предохлаждения, или являются управляемыми, например, с использованием электромагнитных импульсов для перевода атомов в другое сверхтонкое состояние. Однако всегда необходимо иметь в виду, что эти искусственные, созданные человеком, системы всё время находятся в метастабильном состоянии. Явления, подобные незатухающим токам, могут по-прежнему исследоваться, но не с той точностью и продолжительностью, которые достигнуты в сверхтекучих жидкостях и сверхпроводниках. Несмотря на постоянный прогресс в технологии лазеров, лаборатории ультрахолодных атомов остаются дорогими и требуют существенных усилий для их создания, также совмещая в себе несколько доведённых до предела технологий, таких как, например, сверхвысокий вакуум и манипулирование атомными облаками и их перемещением с высоким разрешением. Преимущества в гибкости построения различных конфигураций удержания с использованием магнитных полей и лазеров нивелируются тем, что в физике конденсированных сред имеется огромное число образцов, природных и искусственных, которые могут использоваться для выяснения сути основных явлений, для чего часто достаточно лишь поменять образец в установке. Кроме того, типичные значения показателя вырождения T/T_F в конденсированных средах гораздо меньше, чем в ультрахолодных атомах, вследствие большой энергии Ферми более лёгких частиц, таких как электроны, естественным образом удерживаемых при концентрациях, типичных для твёрдых или жидких материалов. Для конденсированных сред существуют устоявшиеся методы непрерывного охлаждения до нескольких милли- или микрокельвинов с минимальными (вплоть до нуля) скоростями нагрева в ходе этапов приготовления и измерения, и что наиболее важно, без потерь частиц или изменений параметров образца.

Несмотря на указанные недостатки, изучение унитарного режима ферми-газов и плавного перехода БЭК–БКШ представляет собой главный вклад физики ультрахолодных газов при отсутствии эквивалента в физике конденсированных сред или исследованиях материи кварков в ядерной физике, физике элементарных частиц и астрофизике. В силу этих аргументов сбалансированная программа по ферми-системам должна рассматривать разнообразные экспериментальные подходы. Это подразумевает включение в план исследований наиболее устоявшихся методов изучения сверхпроводников и сверхтекучих жидкостей на уровне конденсированных сред с использованием более лёгкого доступа благодаря заряду электронов к наблюдаемым величинам в качестве традиционных средств наблюдения явлений переноса. Обещания по воспроизведению основных черт высокотемпературных сверхпроводников через модельные гамильтонианы, которые могут эмулироваться аналоговыми компьютерами на основе ультрахолодных атомов, по-прежнему ждут исполнения, но различные препятствия на этом пути могут ограничить его возможности; таким образом, в отсутствие дальнейших прорывов в методах охлаждения представляется разумным выбрать более осторожный подход.

• Есть ли фундаментальные пределы науглубочайшего фермиевского вырождения?

Всюду в обзоре предполагалось, что температура облака, хотя она и мала, всё же больше той, которая соответствует расстоянию между уровнями гармонического осциллятора, выступающего приближением потенциала ловушки. В итоге температура становится близкой к энергии основного состояния гармонического осциллятора, что оказывается фундаментальным пределом, если не применяются особые методы для уменьшения тепловых флуктуаций. Таким образом, предполагается, что стандартный квантовый предел для газа даст верхнее ограничение на достижимую температуру — в области $T_{\min} \approx \hbar\omega/(2k_B)$ для средней циркулярной частоты ловушки ω . Температура Ферми также зависит от этой частоты: $T_F = \hbar\omega(6N_f)^{1/3}/k_B$, — таким образом появляется ограничение на минимальный достижимый показатель вырождения:

$$\frac{T_{\min}}{T_F} \approx 0,28N_f^{-1/3}, \quad (7)$$

не зависящий от силы пленяющего потенциала при условии, что потенциал может быть приближённо представлен гармоническим. Конечный предел в результате будет установлен лишь на основе числа фермионов; так, для величины $N_f = 10^6$, достигнутой в различных экспериментах, это предполагает $T_{\min}/T_F \approx 2,78 \times 10^{-3}$, что лишь на один порядок меньше уже достигнутых значений! Этот предел может быть уменьшен увеличением числа фермионов, что требует сбора их большого количества уже на этапе МОЛ, сменой дисперсионного соотношения для частицы подходящим выбором удерживающего потенциала или использованием низкоразмерных систем.

Например, в двух измерениях, поскольку для гармонической ловушки энергия Ферми $E_F = \hbar\omega(2N_f)^{1/2}$, соответствующий достижимый минимум показателя фермионного вырождения $T_{\min}/T_F = (2\sqrt{2N_f})^{-1}$, отсюда при $N_f = 10^6$, как и в трёхмерном случае выше, $T_{\min}/T_F \approx$

$\approx 3,5 \times 10^{-4}$, т.е. выигрыш почти на порядок. Этот выигрыш ещё больше в одномерном случае, поскольку тогда $E_F = \hbar\omega N_f$, что приводит к $T_{\min}/T_F \approx 5 \times 10^{-7}$.

В настоящее время двумерные ферми-газы активно изучаются (см., в частности, недавний обзор [229]). Заманчивая возможность обойти предел (7) состоит в сжатии квантовых флуктуаций одной фазы гармонического осциллятора, представляющего движение каждого атома, используя модулированное по времени пленение. Стоит отметить, что уже демонстрировались сжатые в пространстве импульсов состояния фермионов [98]. Продвижение в этом направлении могло бы привести к новому пути исследований квантовых измерений в атомных многочастичных системах, что в принципе может быть причастным к измерениям в фундаментальной физике и, в общем, может способствовать развитию квантовой метрологии связанных с движением степеней свободы [230–232].

Благодарности. С удовольствием благодарю коллег, с которыми сотрудничал более десяти лет, работая в некоторых из представленных в обзоре направлений, в хронологическом порядке сотрудничества: Carlo Presilla, Robin Coté, Eddy Timmermans, Michael Brown-Hayes, Woo-Joong Kim, Qun Wei, Stephen Choi, Bala Sundaram. Выражаю также благодарность Emilio Cobanera, Michael Köhl, Giuseppe C. La Rocca, Bala Sundaram, Kevin C. Wright за критическое прочтение рукописи. Я бы хотел посвятить этот обзор также и памяти отца-основателя квантовой метрологии Владимира Борисовича Брагинского.

Список литературы

1. Kapitza P *Nature* **141** 74 (1938)
2. Allen J F, Misener A D *Nature* **141** 75 (1938)
3. Landau L D *J. Phys. USSR* **5** 71 (1941); Ландау Л Д *ЖЭТФ* **11** 592 (1941)
4. Гинзбург В Л *УФН* **174** 1240 (2004); Ginzburg V L *Phys. Usp.* **47** 1155 (2004); *Rev. Mod. Phys.* **76** 981 (2004)
5. Fetter A L, Svidzinsky A A *J. Phys. Condens. Matter* **13** R135 (2001)
6. Fetter A L *Rev. Mod. Phys.* **81** 647 (2009)
7. Hall H E, Vinen W F *Proc. R. Phys. Soc. A* **238** 204 (1956)
8. Hess G B, Fairbank W M *Phys. Rev. Lett.* **19** 216 (1967)
9. Sanders T M, Packard R *Phys. Rev. Lett.* **22** 823 (1969)
10. Packard R E, Sanders T M (Jr.) *Phys. Rev. A* **6** 799 (1972)
11. Abo-Shaeer J R et al. *Science* **292** 476 (2001)
12. Абрикосов А А *ЖЭТФ* **32** 1442 (1957); Abrikosov A A *Sov. Phys. JETP* **5** 1174 (1957)
13. Raman C et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 210402 (2001)
14. Abo-Shaeer J R, Raman C, Ketterle W *Phys. Rev. Lett.* **88** 070409 (2002)
15. Pethick C J, Smith H *Bose–Einstein Condensation in Dilute Gases* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2002)
16. Pitaevskii L P, Stringari S *Bose–Einstein Condensation* (Oxford: Oxford Sci. Publ., 2003)
17. Anderson M H et al. *Science* **269** 198 (1995)
18. Davis K B et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969 (1995)
19. Bradley C C et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 1687 (1995)
20. DeMarco B, Jin D S *Science* **285** 1703 (1999)
21. Truscott A G et al. *Science* **291** 2570 (2001)
22. Schreck F et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 080403 (2001)
23. Goldwin J et al. *Phys. Rev. A* **65** 021402 (2001)
24. Modugno G et al. *Science* **294** 1320 (2001)
25. Modugno G et al. *Science* **297** 2240 (2002)
26. Roati G et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 150403 (2002)
27. O’Hara K M et al. *Science* **298** 2179 (2002)
28. Stoof H T C et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 10 (1996)
29. Chen Q et al. *Phys. Rep.* **412** 1 (2005)
30. Giorgini S, Pitaevskii L P, Stringari S *Rev. Mod. Phys.* **80** 1215 (2008)
31. Ketterle W, Zwierlein M W *Riv. Nuovo Cimento* **31** 247 (2008)
32. Raman C et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 2502 (1999)
33. Onofrio R et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2228 (2000)
34. McKay D C, DeMarco B *Rep. Prog. Phys.* **74** 054401 (2011)
35. Cooper L N *Phys. Rev.* **104** 1189 (1956)
36. Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R *Phys. Rev.* **106** 162 (1957)
37. Гинзбург В Л, Ландау Л Д *ЖЭТФ* **20** 1064 (1950); Пер. на англ. яз.: Ginzburg V L, Landau L D, in Landau L D *Collected Papers* (Oxford: Pergamon Press, 1965) p. 546
38. Горьков Л П *ЖЭТФ* **36** 1918 (1959); Gor’kov L P *Sov. Phys. JETP* **9** 1364 (1959)
39. Chandrashekar B S *Appl. Phys. Lett.* **1** 7 (1962)
40. Clogston A M *Phys. Rev. Lett.* **9** 266 (1962)
41. Ларкин А И, Овчинников Ю Н *ЖЭТФ* **47** 1136 (1964); Larkin A I, Ovchinnikov Yu N *Sov. Phys. JETP* **20** 762 (1965)
42. Fulde P, Ferrel R A *Phys. Rev.* **135** A550 (1964)
43. Sarma G J *J. Phys. Chem. Solids* **24** 1029 (1963)
44. Wu S-T, Yip S-K *Phys. Rev. A* **67** 053603 (2003)
45. Pao C-H, Wu S-T, Yip S-K *Phys. Rev. B* **73** 132506 (2006)
46. Müther H, Sedrakian A *Phys. Rev. Lett.* **88** 252503 (2002)
47. Sedrakian A et al. *Phys. Rev. A* **72** 013613 (2005)
48. Sedrakian A, Müther H, Polls A *Phys. Rev. Lett.* **97** 140404 (2006)
49. Liu W V, Wilczek F *Phys. Rev. Lett.* **90** 047002 (2003)
50. Gloos K et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 501 (1993)
51. Radovan H A et al. *Nature* **425** 51 (2003)
52. Kakuyanagi K et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 047602 (2005)
53. Dupuis N *Phys. Rev. B* **51** 9074 (1995)
54. Zwierlein M et al. *Science* **311** 492 (2006)
55. Partridge G B et al. *Science* **311** 503 (2006)
56. Liao Y-A et al. *Nature* **467** 567 (2010)
57. Matsuo S et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **67** 280 (1998)
58. Горьков Л П, Мелик-Бархударов Т К *ЖЭТФ* **40** 1452 (1961); Gor’kov L P, Melik-Barkhudarov T K *Sov. Phys. JETP* **13** 1018 (1961)
59. Liu X-J, Hu H, Drummond P D *Phys. Rev. A* **76** 043605 (2007)
60. Yanase Y *Phys. Rev. B* **80** 220510(R) (2009)
61. Crescimanno M, Kaoy C G, Peterson R *Phys. Rev. A* **61** 053602 (2000)
62. Holland M J, DeMarco B, Jin D S *Phys. Rev. A* **61** 053610 (2000)
63. Baranov M A *Phys. Rep.* **464** 71 (2008)
64. Martin A M et al., arXiv:1606.07107
65. Lu M, Burdick N Q, Lev B L *Phys. Rev. Lett.* **108** 215301 (2012)
66. Burdick N Q et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 023201 (2015)
67. Burdick N Q, Tang Y, Lev B L *Phys. Rev. X* **6** 031022 (2016); arXiv:1605.03211
68. Aikawa K et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 010404 (2014)
69. Aikawa K et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 263201 (2014)
70. Pasquiou B et al. *Phys. Rev. A* **81** 042716 (2010)
71. Houbiers M et al. *Phys. Rev. A* **56** 4864 (1997)
72. Granade S R et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 120405 (2002)
73. Jochim S et al. *Science* **302** 2101 (2003)
74. Fuchs J et al. *J. Phys. B* **40** 4109 (2007)
75. Мартыанов К А, Махалов В Б, Турлапов А В *ЖЭТФ* **91** 401 (2010); Martiyanov K A, Makhhalov V B, Turlapov A V *JETP Lett.* **91** 369 (2010)
76. Martiyanov K, Makhhalov V, Turlapov A *Phys. Rev. Lett.* **105** 030404 (2010)
77. Frölich B et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 105301 (2011)
78. Ottenstein T B et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 203202 (2008)
79. Huckans J H et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 165302 (2009)
80. Inada Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 100401 (2008)
81. DeSalvo B J et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 030402 (2010)
82. Myatt C J et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 586 (1997)
83. Mølmer K *Phys. Rev. Lett.* **80** 1804 (1998)
84. Schreck F et al. *Phys. Rev. A* **64** 011402(R) (2001)
85. Van Abeleen F A, Verhaar B J, Moerdijk A J *Phys. Rev. A* **55** 4377 (1997)
86. Combescot R *Phys. Rev. Lett.* **83** 3766 (1999)
87. Ferrier-Barbut I et al. *Science* **345** 1035 (2014)
88. Delehay M et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 265303 (2015)
89. Hadzibabic Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 160401 (2002)

90. Hadzibabic Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 160401 (2003)
91. Zwierlein M W et al. *Nature* **435** 1047 (2005)
92. Goldwin J et al. *Phys. Rev. A* **70** 021601(R) (2004)
93. Ospelkaus C et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 020401 (2006)
94. Modugno G et al. *Phys. Rev. A* **68** 011601 (2003)
95. Köhl M et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 08403 (2005)
96. Aubin S et al. *Nature Phys.* **2** 384 (2006)
97. Ni K-K et al. *Science* **322** 231 (2008)
98. Wang P et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 210401 (2011)
99. Timmermans E *Phys. Rev. Lett.* **87** 240403 (2001)
100. Coté R, Onofrio R, Timmermans E *Phys. Rev. A* **72** 041605(R) (2005)
101. Silber C et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 170408 (2005)
102. Deh B et al. *Phys. Rev. A* **77** 010701(R) (2008)
103. Li Z et al. *Phys. Rev. A* **78** 022710 (2008)
104. Deh B et al. *Phys. Rev. A* **82** 020701(R) (2010)
105. Brown-Hayes M, Kim W-J, Wei Q, Onofrio R *Laser Phys.* **17** 514 (2007)
106. Ladouceur K et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **26** 201 (2009)
107. Marti G E et al. *Phys. Rev. A* **81** 043424 (2010)
108. McNamara J M et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 080404 (2006)
109. Jeltes T et al. *Nature* **445** 402 (2007)
110. Vassen W et al. *Rev. Mod. Phys.* **84** 175 (2012)
111. Honda K et al. *Phys. Rev. A* **66** 021401(R) (2002)
112. Takasu Y et al. *Laser Phys.* **16** 713 (2006)
113. Fukuhara T et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 030401 (2007)
114. Fukuhara T et al. *J. Low Temp. Phys.* **148** 148 (2007)
115. Fukuhara T et al. *Phys. Rev. A* **79** 021601(R) (2009)
116. Fukuhara T, Tsujimoto T, Takahashi Y *Appl. Phys. B* **96** 271 (2009)
117. Tey M K et al. *Phys. Rev. A* **82** 011608(R) (2010)
118. Hara H et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 205304 (2011)
119. Hansen A H et al. *Phys. Rev. A* **84** 011606(R) (2011)
120. Hansen A H et al. *Phys. Rev. A* **87** 013615 (2013)
121. Tassy S et al. *J. Phys. B* **43** 205309 (2010)
122. Baumer F et al. *Phys. Rev. A* **83** 040702(R) (2011)
123. Vaidya V D et al. *Phys. Rev. A* **92** 043604 (2015)
124. Park J W et al. *Phys. Rev. A* **85** 051602(R) (2012)
125. Yao X-C et al. *Phys. Rev. Lett.* **117** 145301 (2016); arXiv:1606.01717
126. Casalbuoni R, Nardulli G *Rev. Mod. Phys.* **76** 263 (2004)
127. Huang L et al. *Nature Phys.* **12** 540 (2016)
128. Geist W, You L, Kennedy T A *B Phys. Rev. A* **59** 1500 (1999)
129. Viverit L et al. *Phys. Rev. A* **63** 033603 (2001)
130. Stamper-Kurn D M et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 2027 (1998)
131. Wouters M, Tempere J, Devreese J T *Phys. Rev. A* **66** 043414 (2002)
132. Idziaszek Z, Santos L, Lewenstein M *Europhys. Lett.* **70** 572 (2005)
133. Carr L D, Bourdel T, Castin Y *Phys. Rev. A* **69** 033603 (2004)
134. Carr L D, Castin Y *Phys. Rev. A* **69** 043611 (2004)
135. Onofrio R, Presilla C *Phys. Rev. Lett.* **89** 100401 (2002)
136. Brown-Hayes M, Onofrio R *Phys. Rev. A* **70** 063614 (2004)
137. Timmermans E, Coté R *Phys. Rev. Lett.* **80** 3419 (1998)
138. Presilla C, Onofrio R *Phys. Rev. Lett.* **90** 030404 (2003)
139. Ashkin A, Gordon J P *Opt. Lett.* **4** 161 (1979)
140. Onofrio R, Presilla C *J. Stat. Phys.* **115** 57 (2004)
141. Brown-Hayes M, Wei Q, Presilla C, Onofrio R *Phys. Rev. A* **78** 013617 (2008)
142. Leanhardt A E et al. *Science* **301** 1513 (2003)
143. Ketterle W, Pritchard D E *Phys. Rev. A* **46** 4051 (1992)
144. Chen X et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 063002 (2010)
145. Torrontegui E et al. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **62** 117 (2013)
146. Schaff J-F et al. *Phys. Rev. A* **82** 033430 (2010)
147. Schaff J-F et al. *Europhys. Lett.* **93** 23001 (2011)
148. Schaff J-F et al. *New J. Phys.* **13** 113017 (2011)
149. Torrontegui E et al. *Phys. Rev. A* **83** 013415 (2011)
150. Lewis H R *Phys. Rev. Lett.* **18** 510 (1967)
151. Lewis H R, Riesenfeld W B *J. Math. Phys.* **10** 1458 (1969)
152. Ермаков В П *Учб. изв. Кувб* (20) 1 (1880)
153. Choi S, Onofrio R, Sundaram B *Phys. Rev. A* **84** 051601(R) (2011)
154. Castin Y, Dum R *Phys. Rev. Lett.* **77** 5315 (1996)
155. Catani J et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 140401 (2009)
156. LeBlanc L J, Thywissen J H *Phys. Rev. A* **75** 053612 (2007)
157. Rehr J J, Mermin N D *Phys. Rev. B* **1** 3160 (1970)
158. Bagnato V, Kleppner D *Phys. Rev. A* **44** 7439 (1991)
159. Ketterle W, van Druten N J *Phys. Rev. A* **54** 656 (1996)
160. Moritz H et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 210401 (2005)
161. Schönhammer K *Am. J. Phys.* **68** 1032 (2000)
162. Mullin W J, Fernandez J P *Am. J. Phys.* **71** 661 (2003)
163. Pinkse P W H et al. *Phys. Rev. A* **57** 4747 (1998)
164. Surkov E L, Walraven J T M, Shlyapnikov G V *Phys. Rev. A* **53** 3403 (1996)
165. Göorlitz A et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 130402 (2001)
166. Greiner M et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 160405 (2001)
167. Moritz H et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 250402 (2003)
168. Mur-Petit J et al. *Phys. Rev. A* **69** 023606 (2004)
169. Samokhvalov A V, Mel'nikov A S, Buzdin A I *Phys. Rev. B* **82** 174514 (2010)
170. Dalmonte M et al. *Phys. Rev. B* **85** 063608 (2012)
171. Duarte P M et al. *Phys. Rev. A* **84** 061406(R) (2011)
172. McKay D C et al. *Phys. Rev. A* **84** 063420 (2011)
173. Sebastian J et al. *Phys. Rev. A* **90** 033417 (2014)
174. Rio Fernandes D et al. *Europhys. Lett.* **100** 63001 (2012)
175. Burchianti A et al. *Phys. Rev. A* **90** 043408 (2014)
176. Helmerson K, Xiao M, Pritchard D, in *Intern. Quantum Electronics Conf., 1990, Book of Abstracts, OSA Technical Digest* (Washington DC: Optical Society of America, 1990) paper QTHH4
177. Imamoglu A, You L *Phys. Rev. A* **50** 2642 (1994)
178. Javanainen J, Roustekoski J *Phys. Rev. A* **52** 3033 (1995)
179. Busch Th et al. *Europhys. Lett.* **44** 1 (1998)
180. Görlitz A, Chikkatur A P, Ketterle W *Phys. Rev. A* **63** 041601(R) (2001)
181. Shive B, Thywissen J H *J. Phys. B* **43** 015301 (2010)
182. Idziaszek Z, Santos L, Lewenstein M *Phys. Rev. A* **64** 051402(R) (2001)
183. Idziaszek Z et al. *Phys. Rev. A* **67** 041403(R) (2003)
184. Idziaszek Z et al. *J. Opt. B* **5** S190 (2003)
185. Dziarmaga J, Lewenstein M *Phys. Rev. Lett.* **94** 090403 (2005)
186. Dziarmaga J, Lewenstein M *Phys. Rev. A* **72** 033606 (2005)
187. Onofrio R *Phys. Rev. A* **93** 033414 (2016)
188. Gross Ch, Gan H C J, Dieckmann K *Phys. Rev. A* **93** 053424 (2016)
189. Hofstetter W et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 220407 (2002)
190. Albus A, Illuminati F, Eisert J *Phys. Rev. A* **68** 023606 (2003)
191. Bloch I, Dalibard J, Zwierger W *Rev. Mod. Phys.* **80** 885 (2008)
192. Lewenstein M, Sanpera A, Ahufinger V *Ultracold Atoms in Optical Lattices* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2012)
193. Lloyd S *Phys. Rev. Lett.* **75** 346 (1995)
194. Harel G, Akulin V M *Phys. Rev. Lett.* **82** 1 (1999)
195. Brion E, Comparat D, Harel G *Eur. Phys. J. D* **38** 381 (2006)
196. Liu X et al. *Phys. Rev. A* **83** 063402 (2011)
197. Yu C *Phys. Lett. A* **376** 1717 (2012)
198. Masuda S, Nakamura K, del Campo A *Phys. Rev. Lett.* **113** 063003 (2014)
199. Masuda S, Nakamura K *Phys. Rev. A* **78** 062108 (2008)
200. Masuda S, Nakamura K *Proc. R. Soc. London A* **466** 1135 (2010)
201. Masuda S, Nakamura K *Phys. Rev. A* **84** 043434 (2011)
202. Onofrio R et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 810 (2000)
203. Milner V et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 1514 (2001)
204. Friedman N et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 1518 (2001)
205. Henderson K et al. *New J. Phys.* **11** 043030 (2009)
206. Dolfi M et al. *Phys. Rev. A* **91** 033407 (2015)
207. Mathy C J M, Huse D A, Hulet R G *Phys. Rev. A* **86** 023606 (2012)
208. Paiwa T et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 240402 (2015)
209. Wolf S, Olivier S J, Weiss D S *Phys. Rev. Lett.* **85** 4249 (2000)
210. Sandner R M et al. *Phys. Rev. A* **84** 043825 (2011)
211. Omran A et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 263001 (2015)
212. Köhl M *Phys. Rev. A* **73** 031601(R) (2006)
213. Weld D M et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 245301 (2009)
214. Weld D M et al. *Phys. Rev. A* **82** 051603(R) (2010)
215. Zhou Q, Ho T-L *Phys. Rev. Lett.* **106** 225301 (2011)
216. Bernier J-S et al. *Phys. Rev. A* **81** 063618 (2010)
217. Ruostekoski J, Foot C J, Deb A B *Phys. Rev. Lett.* **103** 170404 (2009)
218. McDonald M et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 043624 (2015)
219. Roscilde T *Phys. Rev. Lett.* **112** 110403 (2014)
220. Loida K, Sheikhan A, Kollath C *Phys. Rev. A* **92** 043624 (2015)
221. Greiner M et al. *Nature* **415** 39 (2002)
222. Jördens R et al. *Nature* **455** 204 (2008)
223. Schneider U et al. *Science* **322** 1520 (2008)

224. Albiez M et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 010402 (2005)
 225. Ramanathan A et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 130401 (2011)
 226. Moulder S et al. *Phys. Rev. A* **86** 013629 (2012)
 227. Ryu C et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 205301 (2013)
 228. Edward Marti G, Olf R, Stamper-Kurn D M *Phys. Rev. A* **91** 013602 (2015)
 229. Бармашова Т В и др. *УФН* **186** 183 (2016); Barmashova T V et al. *Phys. Usp.* **59** 174 (2016)
 230. Брагинский В Б *ЖЭТФ* **53** 1434 (1967); Braginsky V B *Sov. Phys. JETP* **26** 831 (1968)
 231. Брагинский В Б, Воронцов Ю И *УФН* **114** 41 (1974); Braginskii V B, Vorontsov Yu I *Sov. Phys. Usp.* **17** 644 (1975)
 232. Braginsky V B, Khalili F Ya *Rev. Mod. Phys.* **68** 1 (1996)

Cooling and thermometry of atomic Fermi gases

R. Onofrio

*Dipartimento di Fisica e Astronomia "Galileo Galilei", Università di Padova,
 Via Marzolo 8, Padova 35131, Italy;
 Department of Physics and Astronomy, Dartmouth College,
 6127 Wilder Laboratory, Hanover, NH 03755, USA
 E-mail: onofrior@gmail.com*

We review the status of cooling techniques aimed at achieving the deepest quantum degeneracy for atomic Fermi gases. We first discuss some physics motivations, providing a quantitative assessment of the need for deep quantum degeneracy in relevant physics cases, such as the search for unconventional superfluid states. The attention is then focused on the most widespread technique to reach deep quantum degeneracy for Fermi systems, sympathetic cooling of Bose–Fermi mixtures, organizing the discussion according to the specific species involved. Various proposals to circumvent some of the limitations to achieve deepest Fermi degeneracy, and their experimental realizations, are then reviewed. We finally discuss the extension of these techniques to optical lattices, and the implementation of precision thermometry crucial to understand the phase diagram of classical and quantum phase transitions in Fermi gases.

Keywords: ultracold Fermi gases, Fermi–Bose mixtures, superfluidity phenomena, atomic trapping, thermometry

PACS numbers: 03.75.Ss, 05.30.Fk, 07.20.Dt, 37.10.De, 67.60.Bc

Bibliography — 232 references

Received 8 June 2016, revised 5 July 2016

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **186** (11) 1229–1256 (2016)

Physics–Uspekhi **59** (11) (2016)

DOI: 10.3367/UFNr.2016.07.037873

DOI: 10.3367/UFNe.2016.07.037873