

Лазерное охлаждение и пленение нейтральных атомов

У.Д. Филипс

(Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 1997 г.)

PACS numbers: 32.80.-t, 32.80.Pj, 42.65.-k

Содержание

1. Введение (305).
 2. Лазерное охлаждение атомных пучков (306).
 3. Остановка атомов (310).
 4. Магнитное пленение атомов (310).
 5. Оптическая патока (313).
 6. Субдоплеровское лазерное охлаждение (315).
 7. Оптические решетки (318).
 8. Заключение (320).
- Список литературы (321).

1. Введение

В 1978 г., во время моего пребывания постдоком в МТИ, я прочел статью Арта Ашкина [1], в которой он объяснял, как можно замедлить пучок атомов натрия, используя радиационное давление лазерного пучка, настроенного в резонанс с атомами. После замедления атомы будут захвачены в ловушку, состоящую из сфокусированных лазерных пучков, а хаотическое движение атомов будет подавлено до уровня, соответствующего температурам порядка микрокельвина. Эта статья явилась для меня введением в проблему лазерного охлаждения, хотя идея такого охлаждения (уменьшения случайных тепловых скоростей с помощью радиационных сил) была предложена тремя годами ранее Хеншем и Шавловом [2] и независимо Винландом и Демелтом [3]. Хотя рассмотрение вопроса в статье Ашкина было, по необходимости, упрощенным, она вдохновила меня на то, что я пытался реализовать в течение последующего десятилетия. Другой источник вдохновения появился позже, в том же году: Винланд, Друллингер и Воллс сообщили о первом эксперименте по лазерному охлаждению [4], в котором они охладили облако ионов магния, удерживаемых в ловушке Пеннинга. В то же самое время Нойхаузер, Хоэнштатт, Тошек и Демелт [5] тоже сообщили о лазерном охлаждении плененных ионов Ba^+ .

Эксперименты 1978 г. по лазерному охлаждению стали впечатляющей демонстрацией механического действия света, но этот эффект имеет значительно более длинную историю. Понимание того, что электромагнитное излучение оказывает давление, приобрело количественную основу только после создания Максвеллом теории электромагнетизма, хотя такие предположения высказывались значительно раньше, в частности, для объяснения того, что хвосты комет вытянуты в противоположную от солнца сторону. Но только в начале нашего столетия Лебедев [6], а также Николс и Халл [7, 8] доказали в лабораторных экспериментах, что излучение оказывает давление на макроскопические объекты, и измерили это давление. В 1933 г. Фриш [9] впервые наблюдал давление света на атомы, отклоняя пучок атомов натрия резонансным излучением лампы. После того, как были изобретены лазеры, Ашкин понял, что их интенсивное узкополосное излучение можно использовать для управления атомами [10], а в 1972 г. были проведены первые "современные" эксперименты, в которых было продемонстрировано отклонение атомных пучков лазерным светом [11, 12]. Все это создало основу для появления в 1975 г. идеи лазерного охлаждения и для экспериментов 1978 г. по охлаждению ионов.

Хвосты комет, отклонение атомных пучков и лазерное охлаждение являются проявлением радиационной силы, которую Ашкин назвал "силой рассеяния", поскольку она возникает, когда свет падает на объект и рассеивается в произвольных направлениях. Другую радиационную силу — дипольную — можно представить себе как результат взаимодействия между индуцированным дипольным моментом и градиентом поля падающего света. Аскарьян пришел к мысли о существовании дипольной силы еще в 1962 г. (если не раньше) [13], а в 1968 г. Летохов предложил использовать ее для пленения атомов [14] — до появления идеи лазерного охлаждения! Ловушка, предложенная Ашкином в 1978 г., также была основана на этой дипольной, или "градиентной", силе. Тем не менее в 1978 г. считалось, что лазерное охлаждение — уменьшение случайных скоростей — связано только с силой рассеяния. Лазерное пленение — удержание потенциалом, создаваемым светом, которое тогда было еще только мечтой, связывалось как с дипольной силой, так и с силой рассеяния. Однако за

У.Д. Филипс (W.D. Phillips), National Institute of Standards and Technology, Physics Laboratory, Atomic Physics Division, Gaithersburg MD 200899 USA

последующие 10 лет стало ясно, что дипольная сила оказывает важное влияние и в лазерном охлаждении.

Еще не слишком понимая, какие трудности мне уготованы, и даже не осознавая те захватывающие перспективы, которые открывает возможность лазерного охлаждения атомов, я решил сделать с нейтральными атомами то, что группы в Баулдере и в Гейдельберге сделали с ионами: пленить их и охладить. Имелась, однако, существенная трудность: мы не могли сначала пленить, а потом охладить атомы. Ионные ловушки глубоки и легко захватывают ионы с температурами значительно выше комнатной, но ни одна из предложенных атомных ловушек не имела глубины более нескольких кельвинов. Как подчеркнул Ашкин в своей статье [1], чтобы захватить нейтральные атомы, надо их сначала сильно охладить. И именно с этого я и начал.

Прежде чем описывать первые эксперименты по замедлению атомных пучков, я бы хотел отвлечься и обсудить, чем интересно лазерное охлаждение и почему оно так привлекает внимание научного сообщества. Рассмотрим атомы в газе: они обычно двигаются очень быстро. Молекулы и атомы в воздухе при комнатной температуре движутся со скоростями порядка скорости звука — 300 м с^{-1} . Эти тепловые скорости можно уменьшить, охлаждая газ, так как скорость пропорциональна квадратному корню из температуры, но даже при температуре 77 К , при которой азот конденсируется в жидкость, молекулы N_2 движутся со скоростями около 150 м с^{-1} . При 4 К , температуре конденсации гелия, атомы He имеют скорости около 90 м с^{-1} . При температурах, соответствующих тепловым скоростям атомов ниже 1 м с^{-1} , любой равновесный газ (кроме спин-поляризованного атомарного водорода) конденсируется, причем давление паров столь низко, что в газовой фазе атомов почти не остается. Поэтому все исследования свободных атомов проводились с быстрыми атомами. Высокая скорость атомов затрудняет измерения. Доплеровский сдвиг и релятивистское замедление времени вызывают смещение и уширение спектральных линий тепловых атомов, которые характеризуются широким распределением по скоростям. Более того, высокие скорости ограничивают время наблюдения (и, следовательно, спектральное разрешение) в любой установке разумных размеров. При скорости 300 м с^{-1} время пролета через установку размером в 1 м составляет всего 3 мс . Этот эффект является, например, основным фактором, ограничивающим качество обычных атомных часов.

Желание уменьшить влияние движения в спектроскопии и в атомных часах было и остается основной мотивацией для охлаждения как нейтральных атомов, так и ионов. Кроме того, когда атомы достаточно холодны, возникают новые замечательные явления. Волновая, или квантовая, природа частицы с импульсом p становится явной только тогда, когда длина волны де Бройля, определяемая соотношением $\lambda_{\text{дБ}} = h/p$, становится больше или порядка характерного масштаба, например, такого, как длина межатомного взаимодействия, межатомные расстояния или размеры области удержания. Атомы, охлажденные лазером, позволяют изучать столкновения и коллективные квантовые явления в ранее недоступных режимах. К новым явлениям, наблюдавшимся для нейтральных атомов, относится бозе-эйнштейновская конденсация в атомном газе [15,

16], которая рассматривается как возникновение нового состояния вещества и которая уже стала одной из главных новых областей исследования. Такими же впечатляющими и волнующими являются квантовые явления, наблюдающиеся для плененных ионов, например, квантовые скачки [17–19], "шрёдингеровский кот" [20] и квантовые логические затворы [21].

2. Лазерное охлаждение атомных пучков

В 1978 г. у меня были только смутные представления о том, сколько волнений принесет получение атомов, охлажденных лазером, но я решил, что первым шагом будет замедление атомного пучка. Атомный пучок предстояло замедлить, используя передачу импульса, которая происходит, когда атом поглощает фотон. На рисунке 1 показаны основные процессы, приводящие к возникновению силы рассеяния. Пучок атомов, движущихся со скоростью v , облучается лазерным пучком, направленным ему навстречу. Каждый фотон, который поглощается атомом, находящимся в основном состоянии, замедляет его на $v_{\text{гес}} = \hbar k/m$. Чтобы поглотить снова, атом должен вернуться в основное состояние, излучив фотон. Фотоны излучаются в произвольных направлениях, но с симметричным распределением, поэтому средний вклад излучаемых фотонов в импульс атома равен нулю. Хаотичность приводит к "нагреванию" атома, которое обсуждается ниже.

Для атомов натрия, взаимодействующих с желтым резонансным светом, $v_{\text{гес}} = 3 \text{ см с}^{-1}$, тогда как типичная скорость пучка составляет около 10^5 см с^{-1} . Поэтому, чтобы остановить атом Na, процесс поглощение–излучение должен повториться около 3×10^4 раз. В принципе, атом может излучать и поглощать фотоны со скоростью, равной половине скорости распада возбужденного состояния (двухуровневый атом в стационарном состоянии может проводить на возбужденном уровне максимум половину времени). Для натрия это означает, что фотоны могут излучаться в среднем каждые 32 нс , останавливая атом приблизительно за 1 мс . Две проблемы — оптическая накачка и доплеровский сдвиг — могут этому воспрепятствовать. Я столкнулся с трудностями при замедлении атомного пучка уже на первом этапе, вскоре после того, как прочел статью Ашкина 1978 г. Тогда я работал в МТИ с натриевым атомным пучком, используя перестраиваемый лазер на красителе

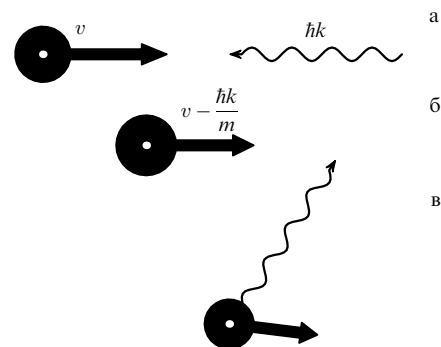


Рис. 1. Атом, движущийся со скоростью v , сталкивается с фотоном с импульсом $\hbar k$ (а); после поглощения фотона атом замедляется на $\hbar k/m$ (б); после переизлучения фотона в произвольном направлении атом в среднем движется медленнее, чем на рис. а (в).

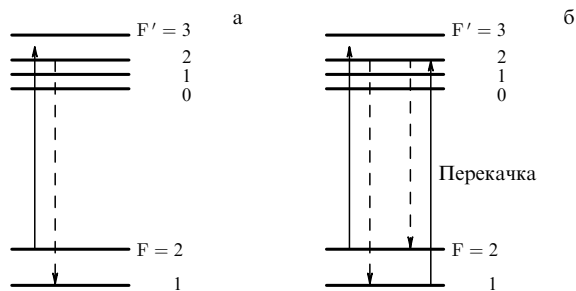


Рис. 2. Процесс оптической накачки, препятствующий циклическому возбуждению в щелочных атомах типа натрия (а); использование перекачивающего лазера для обеспечения многих циклов поглощение – излучение (б).

для изучения рассеивающих свойств оптически возбужденного натрия. Я настроил лазер в резонанс с переходом $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ в Na, на линию D2, и направил лазерный пучок навстречу атомному. Я увидел, что атомы вблизи атомного источника флуоресцируют ярко, как будто они поглощают лазерный свет, в то время как вдали от источника атомы были относительно тусклыми. Проблема, как я заключил, была связана с оптической накачкой, схема которой показана на рис. 2.

Атом Na не является двухуровневой системой, он имеет два основных сверхтонких уровня ($F = 1$ и $F = 2$ на рис. 2), каждый из которых состоит из нескольких, обычно вырожденных, подуровней. Лазерное возбуждение с одного из сверхтонких уровней может привести к излучательному переходу атома на другой сверхтонкий уровень. Эта оптическая накачка эффективно "выключает" поглощение света, потому что ширина перехода и спектральная ширина лазерного излучения меньше, чем сверхтонкое расщепление основного состояния. Даже для атома, возбуждаемого на переходе $3S_{1/2}$ ($F = 2$) \rightarrow $3P_{3/2}$ ($F' = 3$), где имеется единственный канал распада — в состоянии $F = 2$, нерезонансное возбуждение $F' = 2$ (ширина перехода составляет 10 МГц, а расстояние между $F' = 2$ и $F' = 3$ — 60 МГц) приводит к оптической накачке в состояние $F = 1$ всего лишь за сто актов поглощения или около того. Оптическая накачка делает атомы "слепыми" по отношению к лазеру уже на небольшом пути от источника.

Очевидно, эту проблему можно решить, если использовать второй лазер (называемый перекачивающим) с частотой, подходящей для возбуждения атомов из "неправильного" сверхтонкого состояния ($F = 1$), чтобы они могли распадаться в "правильное" состояние ($F = 2$) и в нем продолжать охлаждаться (рис. 2б). При наличии перекачки становится явной другая проблема: доплеровский сдвиг. Чтобы лазерный свет резонансно поглощался встречным атомом, движущимся со скоростью v , частота света ω должна быть на kv меньше резонансной частоты покоящегося атома. По мере того как атом, многократно поглощая фотоны, замедляется, доплеровский сдвиг изменяется, и атом выходит из резонанса со светом. Естественная ширина линии $\Gamma/2\pi$ оптического перехода в натрия составляет 10 МГц (полная ширина на полувысоте). Изменение скорости на 6 м с^{-1} дает такой же по величине доплеровский сдвиг, так что поглотив всего лишь 200 фотонов, атом оказывается достаточно далеко от резонанса, чтобы скорость поглощения значительно снизилась. В результате замедляются только атомы с

"правильной" скоростью, взаимодействие которых со светом резонансно, да и они замедляются ненамного.

Тем не менее этот процесс замедления атомов и выхода их из резонанса приводит к охлаждению и сужению распределения по скоростям. В атомном пучке обычно имеется широкое распределение по скоростям вокруг $v_{th} = 3k_B T/m$. Атомы с правильной скоростью поглощают быстро и замедляются. Слишком быстрые атомы поглощают медленнее, затем, когда входят в резонанс, быстрее и, наконец, медленнее, по мере того как они продолжают замедляться. Атомы, слишком медленные с самого начала, мало поглощают и мало замедляются. Таким образом, атомы из некоторого диапазона вокруг резонансной скорости сбиваются в более узкий диапазон скоростей вокруг более низкой скорости. Этот процесс был исследован в теоретической работе Миногина [22], а в 1981 г. в Московском институте спектроскопии он был использован в первом эксперименте, ясно продемонстрировавшем лазерное охлаждение нейтральных атомов [23].

На рисунке 3 показано распределение по скоростям в атомном пучке после такого охлаждения. Данные получены в нашей лаборатории, но они эквивалентны результатам, полученным в Москве. Для такого типа охлаждения характерно то, что замедляется лишь небольшая часть полного распределения по скоростям (часть вблизи резонанса с лазерным пучком), да и то незначительно (пока атомы не выходят из резонанса). Узкий пик, представляющий настоящее охлаждение (поскольку в этом пике распределение по скоростям имеет малую ширину) состоит, вместе с тем, из довольно быстрых атомов.

Одно решение этой проблемы было намечено уже в 1976 г. Летоховым, Миногиным и Павликом [24]. Они предложили так изменять (чирпировать) частоту охлаждающего лазера, чтобы во взаимодействие вовлекались все атомы широкого распределения и чтобы свет оставался в резонансе с уже охлажденными атомами.

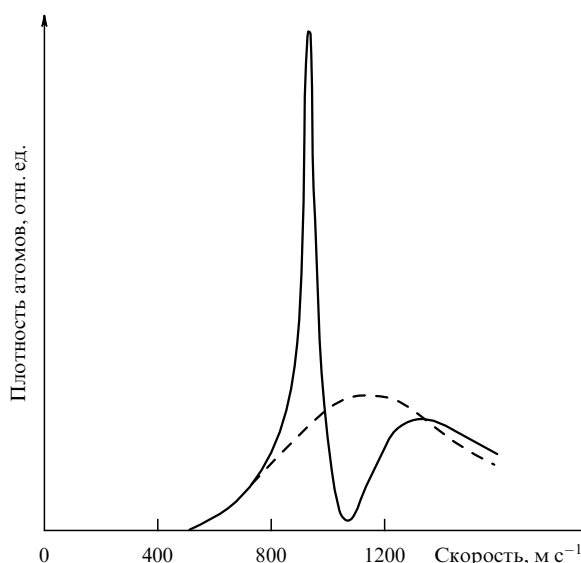


Рис. 3. Охлаждение атомного пучка лазером с фиксированной частотой. Штриховая кривая представляет распределение по скоростям до охлаждения, сплошная кривая — после охлаждения. Атомы из узкого диапазона скоростей перешли в несколько более узкий диапазон с центром на меньшей скорости.

Московская группа применила этот метод для замедления атомного пучка [25], но без видимого успеха [26]. Позже, в 1983 г., мы с Джоном Проданом впервые получили явное замедление и охлаждение атомного пучка с помощью этой техники "чирпированного охлаждения" [27–30]. В этих первых опытах не удалось полностью остановить атомы, это в конце концов сделали Эртмер, Блатт, Холл и Жу [31]. Чирпированное охлаждение является сейчас одним из двух стандартных методов замедления пучков. Второй метод — "зеemanовское охлаждение".

В конце 1978 г. я перешел в Национальное бюро стандартов (НБС), позже переименованное в Национальный институт стандартов и технологии (НИСТ), в Гейзерсбурге. Я обдумывал, как замедлить атомный пучок, понимая, что придется учитывать обе проблемы: и оптическую накачку, и доплеровский сдвиг. Вскоре я ясно представлял себе, как пойдет работа при использовании московской техники чирпированного охлаждения и перекачивающего лазера. Кроме того, я рассматривал возможность применения широкополосного лазера, чтобы для всех атомов, независимо от их скорости, присутствовал резонансный свет (эта идея была развита Хоффнэглем [32] и реализована группой Холла [33]). И наконец, я рассмотрел следующую идею: вместо того, чтобы изменять частоту лазера для сохранения резонанса с атомами (чирпирование), можно с помощью магнитного поля изменять расстояние между энергетическими уровнями атомов и тем самым удерживать их в резонансе с фиксированной частотой лазера (зеemanовское охлаждение). Все эти идеи охлаждения атомного пучка, вместе с разнообразными схемами, позволяющими избежать оптической накачки, содержались в проекте [34], который я представил в 1979 г. в Исследовательское управление ВМФ США. Приблизительно в это время ко мне в Гейзерсбурге присоединился Хэл Меткалф из Нью-Йоркского государственного университета в Стони Брук, и мы стали обдумывать, какой путь исследований лучше выбрать. Хэл заявил, что все методы кажутся разумными, но нам нужно работать над зеemanовским охладителем, потому что это будет самое интересное! Хэл оказался прав не только в том смысле, что это было занятно, его предложение привело нас к разработке метода, обладающего особыми достоинствами. Идея иллюстрируется на рис. 4.

Источник направляет пучок атомов, скорости которых лежат в широком диапазоне, вдоль оси конусообразного соленоида (параллельно оси z). Соленоид имеет

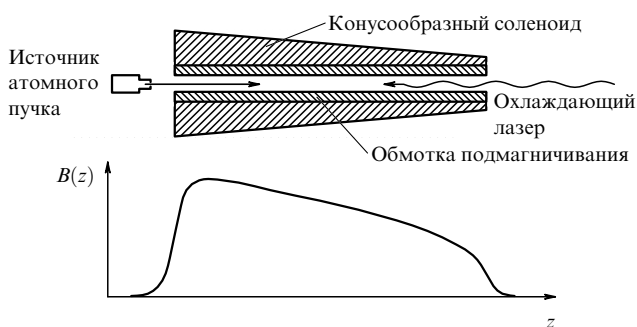


Рис. 4. Вверху — схематическое изображение зеemanовского замедлителя. Внизу — изменение поля вдоль оси.

более плотную намотку во входной части, вблизи источника, так что поле в этой части более сильное. Лазер настроен так, чтобы частота перехода для атомов, движущихся со скоростью v_0 , в результате доплеровского сдвига и вызванного полем зеemanовского сдвига попадала в резонанс со светом, когда атомы достигают точки, где поле максимально. Такие атомы поглощают свет и замедляются. Из-за изменения скорости меняется их доплеровский сдвиг, но это компенсируется изменением зеemanовского сдвига, так как атомы перемещаются в точку, где поле слабее. В этой точке в резонанс с полем входят и атомы с начальными скоростями несколько ниже v_0 и тоже начинают замедляться. Процесс продолжается, и быстрые первоначально атомы замедляются и остаются в резонансе, в то время как первоначально медленные атомы входят в резонанс и начинают замедляться несколько дальше вдоль оси соленоида. В конце концов все атомы с начальными скоростями ниже v_0 приобретают одну конечную скорость, которая зависит от параметров магнитного поля и настройки лазера.

Первые конусообразные соленоиды, которые мы с Хэлом Меткалфом использовали для зеemanовского охлаждения, имели всего несколько секций намотки и охлаждались воздухом от вентиляторов или мокрыми полотенцами, обмотанными вокруг катушки. Вскоре после нашего первого успеха в получении заметного замедления к нам присоединился мой первый постдок, Джон Продан. Мы разработали более сложные соленоиды, намотанные проволокой в несколько слоев различной длины, чтобы получить плавно меняющееся поле, которое позволило бы атомам замедлиться до полной остановки, оставаясь в резонансе с охлаждающим светом.

Эти более поздние соленоиды охлаждались водой, протекающей вокруг катушки. Чтобы улучшить теплопроводность, мы заполняли пространство между витками проволоки различными теплопроводящими материалами. Одним из них была белая силиконовая смазка, которую мы наносили на проволоку руками, когда наматывали катушку на токарном станке. Смазка имела почти такой же цвет и консистенцию, как мазь против сыпи, которой я в то время лечил своих маленьких дочек, так что был период, когда и дома, и на работе руки у меня были до локтей вымазаны белым.

Покрытые смазкой и охлаждаемые водой, соленоиды имели обыкновение плавиться и перегорать, так как во время работы проволока подвергалась электролизу. Иногда казалось, что мы не успеем получить какие-либо данные, прежде чем соленоид сгорит опять, и мы опять будем наматывать новый соленоид.

С другой стороны, постоянные перегорания давали возможность вносить в конструкцию изменения и улучшения. Вскоре мы поместили катушку в черную каучукоподобную смолу. Предполагалось, что она будет непроницаемой для воды, но она обладала плохой адгезией (за исключением того, что прилипла к одежде и к телу), и соленоиды продолжали перегорать. Наконец с помощью эпоксидного покрытия мы защитили соленоид от воды, которая вызывала электролиз, а позже заменили воду жидким четырехфтористым углеродом, который не проводит электричество и не вызывает электролиза. На пути к надежному соленоиду мы научились эффективно охлаждать и останавливать атомы [27, 35–41].

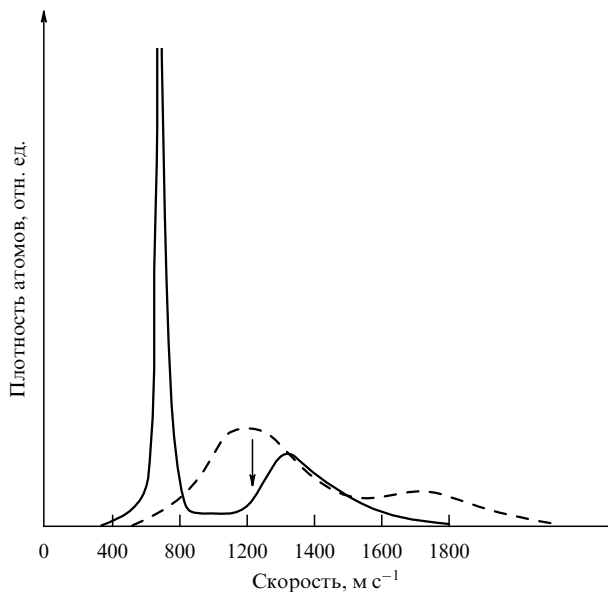


Рис. 5. Распределение по скоростям до (штриховая линия) и после (сплошная линия) зеемановского охлаждения. Стрелкой отмечена максимальная скорость, резонансная с замедляющим лазером (дополнительный максимум при 1700 м с^{-1} дают атомы в состоянии $F = 1$, которые оптически накачиваются в состояние $F = 2$ в течение процесса охлаждения).

Распределение по скоростям после замедления измеряется на некотором расстоянии от выходного конца соленоида. Здесь специальный лазер возбуждает флуоресценцию атомов, имеющих подходящую скорость, чтобы быть резонансными по отношению к этому лазеру. Сканируя частоту детектирующего лазера, можно измерить распределение атомов пучка по скоростям. Наблюдение с помощью детектирующего лазера проводилось только при выключенном охлаждающем лазере, чтобы избежать проблем, связанных с одновременной генерацией двух лазеров. На рисунке 5 показано распределение по скоростям, реализующееся при зеемановском охлаждении: большая часть начального распределения как бы сметена в узкую область конечных скоростей.

Одно из преимуществ зеемановского охлаждения состоит в легкости, с которой можно избежать проблемы оптической накачки. Так как атомы всегда находятся в сильном аксиальном магнитном поле (поэтому нужна обмотка подмагничивания, см. рис. 4), существует хорошо определенная ось квантования, что позволяет использовать правила отбора для излучательных переходов и избежать нежелательной оптической накачки. На рисунке 6 показаны энергетические уровни натрия в магнитном поле. Атом в состоянии $3S_{1/2}$ ($m_F = 2$), облучаемый светом с циркулярной поляризацией σ^+ , должен при поглощении фотона увеличить на единицу число m_F и поэтому может перейти только в состояние $3P_{3/2}$ ($m_F = 3$). Это состояние, в свою очередь, может распадаться только в $3S_{1/2}$ ($m_F = 2$), и процесс возбуждения может повторяться сколько угодно. Конечно, циркулярная поляризация не идеальна, так что возможны и другие переходы, и это может привести к распаду в другие состояния. К счастью, в сильных магнитных полях такие переходы очень маловероятны [35]: они либо требуют изменения проекции ядерного спина m_I ,

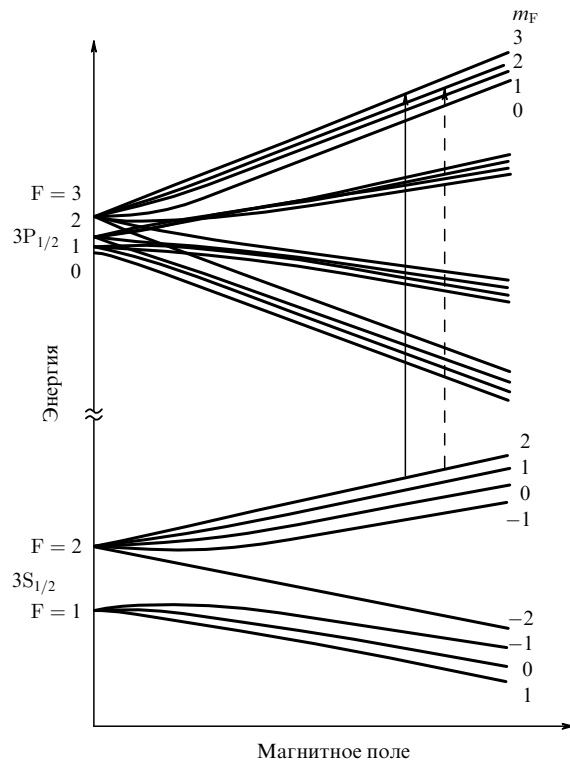


Рис. 6. Энергетические уровни атома натрия в магнитном поле. Переход, используемый для лазерного охлаждения, показан сплошной стрелкой, а один из почти запрещенных каналов возбуждения, ведущий к нежелательной оптической накачке, — штрихами.

которое запрещено в сильных полях, или оказываются далекими от резонанса. Эти особенности в комбинации с высокой чистотой циркулярной поляризации позволили нам реализовать без "плохих" переходов 3×10^4 возбуждений, необходимых для остановки атомов. Более того, циркулярная поляризация обеспечивает "хорошую" оптическую накачку: атомы, первоначально не находившиеся в состоянии $3S_{1/2}$ ($m_F = 2$), накачиваются в это "вытянутое" состояние с максимальной проекцией момента, поскольку они поглощают момент фотонов. Эти аспекты оптических правил отбора и оптической накачки делают зеемановское охлаждение очень эффективным процессом, позволяющим замедлить большую часть атомов пучка.

В 1983 г. мы обсудили ряд таких аспектов лазерного замедления, включая наши ранние результаты по "чирпированному" охлаждению, на двухдневном семинаре "Лазерное охлаждение и пленение атомов", состоявшемся в НБС в Гейзерсбурге [42]. Я считаю это совещание очень важным, так как оно и публикация его материалов стимулировали интерес к лазерному охлаждению. В начале 1984 г. Стиг Стенхолм, работавший тогда в университете в Хельсинки, организовал международную конференцию по лазерному охлаждению в Твярминне, на далеком полуострове в Финляндии. На рисунке 7 показана небольшая группа участников (я фотографировал), и только некоторые из этой группы активно занимались в то время лазерным охлаждением: это Стиг Стенхолм (автор пионерских работ по теории лазерного охлаждения и механического действия света на атомы [43–51]) со своими молодыми коллегами, Виктор Балыкин и Владимир Миногин из московской



Рис. 7. "Первая международная конференция по лазерному охлаждению", организованная Стигом Стенхолмом в марте 1984 г. в Твярминне. Во втором ряду слева направо: Джуха Джаванайнен, Маркус Линдберг, Стиг Стенхолм, Матти Кайвола, Нис Бьерре, неопознанный, Эрлинг Риис, Райнер Саломаа, Владимир Миногин. Первый ряд, слева направо: Юрген Млынек, Анжела Гузманн, Петер Юнгнер, Вольфганг Эртмер, Биргер Стелберг, Олли Серимаа, Жан Далибар, Клод Коэн-Тануджи, Виктор Балыкин.

группы, а также Клод Коэн-Тануджи и Жан Далибар из *Ecole Normale Supérieure* в Париже, которые начали работать над теорией лазерного охлаждения и пленения. Присутствовали также Юрген Млынек и Вольфганг Эртмер, они оба теперь руководят большими исследовательскими группами, работающими в области лазерного охлаждения и атомной оптики. Но в то время только наша и московская группы опубликовали экспериментальные результаты по охлаждению нейтральных атомов.

Многие дискуссии в Твярминне касались методов замедления пучка и проблемы оптической накачки. Описывая наши злключения с оптической накачкой, я с беспечным видом шутил, что все необъяснимые детали наших результатов, конечно же, можно списать на оптическую накачку. В *École Normale* оптическая накачка имела, разумеется, длинную и примечательную историю. Разработанный Альфредом Кастлером и Жаном Бросселем метод оптической накачки был основой многих экспериментов в Лаборатории спектроскопии (теперь это Лаборатория Кастлера–Бросселя). После одной дискуссии, в которой я опять пошутил насчет оптической накачки, Жан Далибар сказал мне в частном порядке: "Знаешь, Билл, в *École Normale* оптическая накачка — это не шутка". Его мягкое предостережение немного успокоило меня, кроме того, оно странным образом оказалось пророческим. Как мы поняли несколько лет спустя, оптическая накачка играет важную, замечательную и совершенно неожиданную роль в лазерном охлаждении, и это действительно не шутка.

3. Остановка атомов

Как бы много замедленных атомов мы ни получали при зеemanовском охлаждении (см. рис. 5), покоящихся атомов мы фактически не наблюдали и не пленяли их. Сейчас я вспоминаю беседу со Стивом Чу, которая состоялась у нас в 1983 г. на Международной конферен-

ции по лазерной спектроскопии в Интерлакене, где я представил наши результаты по замедлению пучка [27]. Стив занимался спектроскопией позитрония, но интересовался, нельзя ли сделать что-нибудь интересное в лазерном охлаждении нейтральных атомов. Я высказал мнение, что предстоит сделать еще много, и в частности, что пленение атомов остается еще не реализованной целью. Это было незадолго до того, как каждый из нас достиг этой цели сильно различающимися способами.

Наш подход основывался на том, чтобы сначала остановить атомы. Проблема состояла в том, что зеemanовское охлаждение, в некотором смысле, слишком хорошо работало. Подстраивая частоту лазера и магнитное поле, мы могли с хорошей точностью выбрать конечную скорость атомов, подвергнувшихся замедлению. К сожалению, если мы выбирали слишком малую скорость, медленные атомы вовсе не появлялись в области детектирования. Замедленные до определенной скорости, около 200 м с^{-1} , атомы продолжали поглощать достаточно много света на пути от соленоида до области детектирования, чтобы остановиться, прежде чем достичь этой области. Перекрывая охлаждающий лазерный пучок и вводя задержку перед наблюдением, мы могли детектировать атомы со скоростью вплоть до 40 м с^{-1} и с шириной распределения 10 м с^{-1} , соответствующей температуре 70 мК [36].

Теперь нужно было остановить атомы в области наблюдения. К нам присоединился новый постдок Алан Мигдал, Жан Далибар из *École Normale* и Иван Со, студент Хэла Меткалфа. Мы решили, что нужно действовать, как прежде, перекрывая охлаждающий свет и позволяя медленным атомам двигаться в область наблюдения, но затем подать короткий световой импульс, дополнительно охлаждающий атомы, чтобы остановить их. Необходимая для этого последовательность лазерных импульсов — длинный импульс в несколько миллисекунд для начального замедления, последующая задержка, затем другой импульс в несколько сот микросекунд и снова задержка перед детектированием — обеспечивалась вращающимся прерывателем с рядом отверстий, обеспечивающих прохождение света на нужных интервалах времени. Сейчас мы получаем такую последовательность импульсов с помощью акустооптического модулятора, управляемого компьютером, но в те дни это требовало тщательного изготовления и балансировки быстро вращающегося прерывателя.

Используя эту последовательность импульсов, мы получили атомы, в среднем покоящиеся в нашей области наблюдения и имеющие ширину распределения по скоростям, соответствующую 100 мК [52]. Сразу после публикации этих результатов в нашей статье 1983 г. в *Physical Review Letters* появилось сообщение группы Яна Холла об успешной остановке атомов методом "чирпированного охлаждения" [31]. Наконец-то у нас были достаточно медленные атомы, чтобы можно было их пленить, и мы решили сначала сконцентрироваться на магнитостатическом пленении.

4. Магнитное пленение атомов

Идея магнитных ловушек впервые появилась в литературе в 1960 г. [53–55], хотя Вольфганг Пауль обсуждал их на лекциях в Боннском университете в середине 1950-х годов, как естественное развитие идеи магнитной фоку-

сировки атомных пучков [56–58]. Магнитное пленение привлекло наше внимание, в частности, в связи с успешным пленением холодных нейтронов [59]. Мы позже узнали, что в неопубликованных экспериментах лаборатории Пауля были указания на удержание натрия в магнитной ловушке [60].

Идея магнитного пленения состоит в том, что в магнитном поле атом с ненулевым магнитным моментом имеет квантовые состояния, магнитная или зеемановская энергия которых возрастает с увеличением поля, и состояния, энергия которых убывает (это зависит от ориентации момента относительно поля). Атомы в состояниях с увеличивающейся энергией, или "стремящиеся" в область слабого поля, могут быть захвачены магнитным полем с конфигурацией, при которой существует точка, где поле имеет локальный минимум (постоянное магнитное поле в свободном пространстве не может иметь локального максимума [61], поэтому атомы, стремящиеся в область сильного поля, не могут быть захвачены). Для устойчивого пленения атома нужно (помимо того, что его кинетическая энергия должна быть достаточно малой), чтобы магнитный момент двигался в поле адиабатически. Это означает, что ориентация магнитного момента атома по отношению к полю не должна меняться.

Мы рассмотрели несколько опубликованных конструкций ловушек для нейтронов, включая сферический шестиполюсник [62] — конфигурацию, содержащую три токовых петли, но нашли их далекими от идеала. Вместо них мы выбрали более простую конструкцию с двумя петлями, которую назвали сферическим квадруполем. Эта ловушка, линии магнитного поля и эквипотенциали в ней показаны на рис. 8. Хотя мы думали, что изобрели оригинальную конструкцию ловушки, позже мы узнали, что Вольфганг Пауль рассматривал ее много лет назад, но не уделил ей достаточно внимания, потому что атомы в такой ловушке связаны негармонически. Фактически в такой ловушке потенциал меняется линейно с удалением от центра, но имеет в центре излом.

Наша группа, в которую, кроме меня, входили Алан Мигдал, Джон Продан и Хэл Меткалф, при теоретической поддержке Тома Бергемана сумела пленить атомы в установке, показанной на рис. 9 [63]. Как и в экспериментах по остановке атомов, процесс начинается с зеемановского замедления атомов в соленоиде до скоростей $\sim 100 \text{ м с}^{-1}$. Затем замедляющий лазерный пучок выключается, давая атомам свободно двигаться в течение 4 мс к

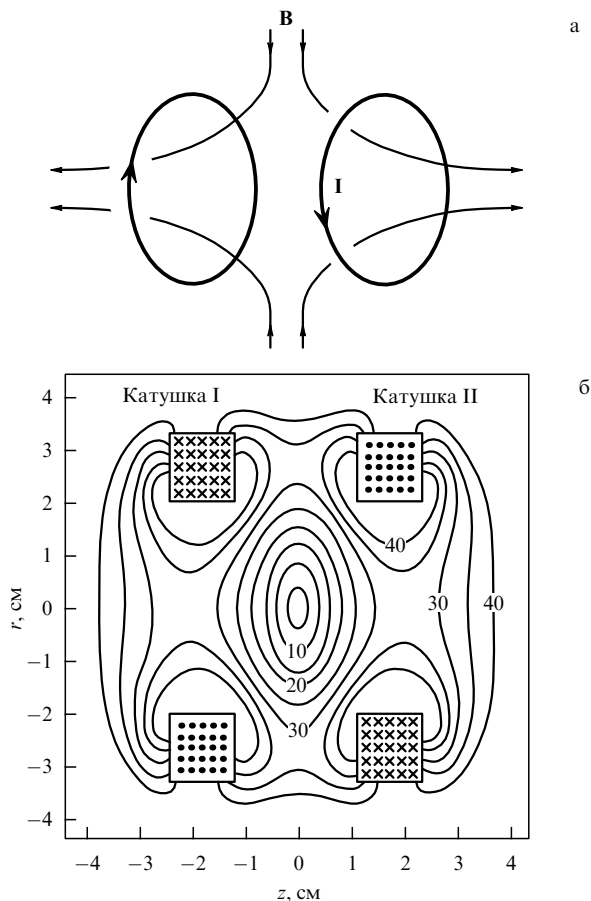


Рис. 8. Сферическая квадрупольная ловушка с линиями магнитного поля (а). Эквипотенциали нашей ловушки (линии равной напряженности в мТл) в плоскости, содержащей ось симметрии z (б).

магнитной ловушке. В этот момент ток протекает только по одной из двух катушек; она создает магнитное поле, которое вводит атомы в резонанс с охлаждающим лазером, когда он включается снова на 400 мкс, останавливая атомы. После того, как атомы остановлены, подается ток в другую катушку, создающую вместе с первой поле, показанное на рис. 8, и ловушка запущена. Атомы удерживаются в ловушке, пока она не выключается, либо пока молекулы остаточного газа, присутствующие в камере из-за неидеальности вакуума и имеющие комнатную температуру, не выбивают их

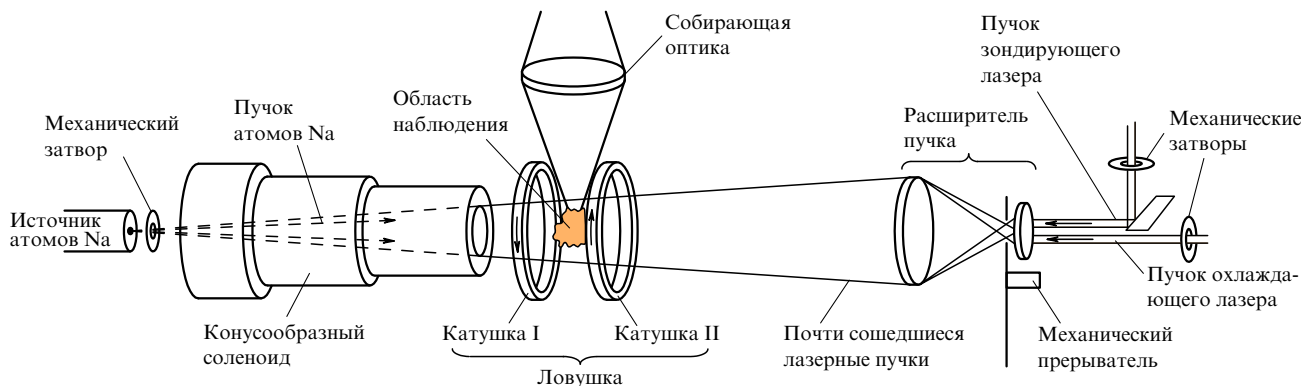


Рис. 9. Схема установки для магнитного пленения атомов.

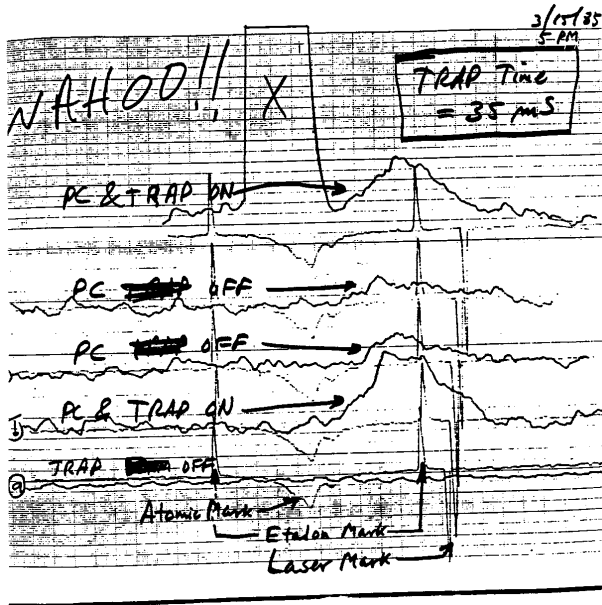


Рис. 10. Фрагмент бумажной ленты самописца от 15 марта 1985 г. "PC" и "по PC" означает наличие или отсутствие "постохлаждающего" импульса, останавливающего атомы в области ловушки.

оттуда. Через определенное время после пленения магнитное поле выключается и включается зондирующий лазер, чтобы определить, сколько атомов осталось в ловушке. Меня в последующих повторениях этой процедуры частоту зондирующего пучка, через доплеровские сдвиги атомов можно найти их распределение по скоростям.

Глубина нашей ловушки составляла около 17 мК (25 мТл), что соответствует скорости атомов натрия $3,5 \text{ м с}^{-1}$. В отсутствие захватывающего поля быстрые атомы уходят из области пленения за несколько миллисекунд. На рисунке 10 показан фрагмент бумажной ленты для самописца со спектрами атомов, оставшихся в этой области после удержания в течение 35 мс. Если бы ловушка не работала, то после столь длинного проме-

жутка времени мы бы не увидели там ничего, однако сигнал, каким бы он ни был зашумленным, был очевиден. Он исчезал при выключении ловушки, он также исчезал, если мы не подавали второй импульс охлаждающего света, чтобы остановить атомы, прежде чем пленять их. Это были как раз те признаки, которые мы искали, и Хэл Меткалф при виде хороших результатов выразил свойственный ему энтузиазм восторженным "WAAHOO" в верхней части графика.

К вечеру мы сумели улучшить сигнал, но обнаружили, что атомы остаются в ловушке не очень долго, и это нас несколько огорчило. Наконец, поздно вечером мы решили пойти немного поесть, поговорить о том, что происходит и со свежими силами снова заняться делом. Когда через некоторое время мы вернулись, сигнал улучшился, и нам удавалось пленять атомы на значительно более длительное время. Мы вскоре сообразили, что во время нашего перерыва на ужин магнитная ловушка остыла и перестала "газить", так что вакуум в области ловушки значительно улучшился. После этого мы стали сознательно время от времени охлаждать магнит и смогли получить много полезных результатов. Мы продолжали измерения приблизительно до 5 часов утра, а около 6 моя жена Джейн, собираясь идти на работу, обнаружила на кухне меня и Хэла, поедающих мороженое. Ее тревога и удивление нашим поздним возвращением и странным для этого времени суток выбором пищи были частично развеяны уверениями Хэла, что в эту ночь мы совершили что-то очень важное.

На рисунке 11а представлена последовательность спектров, снятых при различных временах удержания. Видно, что сигнал уменьшается, по мере того как атомы выбиваются из ловушки из-за столкновений с молекулами остаточного газа. Из рисунка 11б видно, что, как и следовало ожидать, количество атомов в ловушке убывает экспоненциально, при этом в вакууме, в несколько раз превышающем 10^{-6} Па , время удержания немного меньше 1 с. Точка, снятая, когда вакуум ухудшился, иллюстрирует, что при плохом вакууме сигнал затухает быстрее. Позже мы и другие исследователи достигли значительно более длительных времен удержания, в основном, за счет улучшения вакуума. Сейчас в нашей

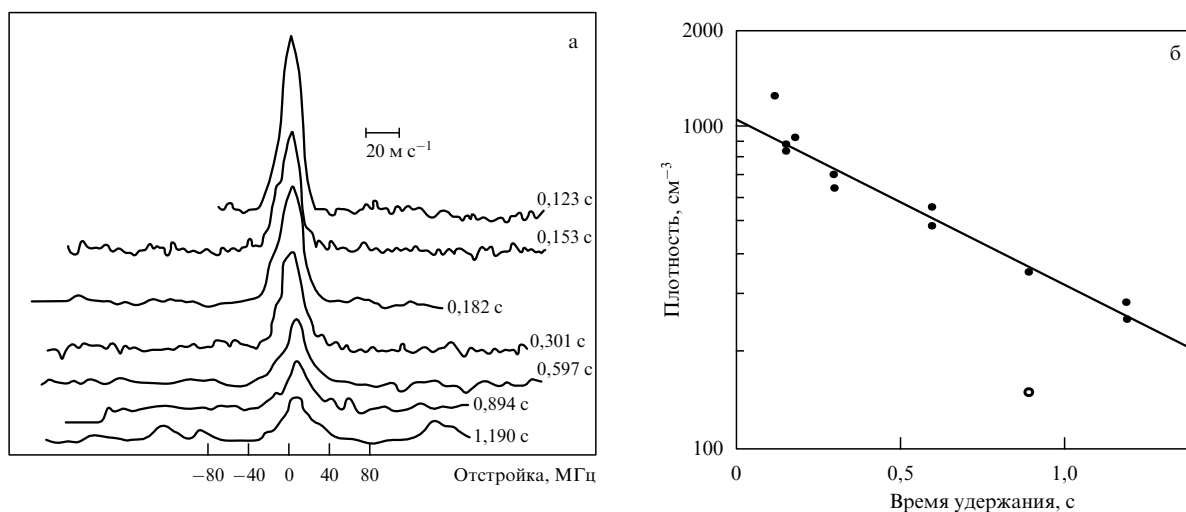


Рис. 11. Спектры атомов, остающихся в магнитной ловушке в течение различных времен (а). Уменьшение числа плененных атомов со временем. Светлый кружок представляет результат, полученный при давлении вдвое выше, чем то, при котором получены остальные данные (б).

лаборатории наблюдаются времена удержания в магнитных ловушках около одной минуты и более.

После нашего наблюдения магнитного пленения атомов в 1985 г. [63] использовалось много различных типов магнитных атомных ловушек. В МТИ группа Дейва Притчарда пленила [64] и охладила [65] атомы натрия в линейном квадрупольном магнитном поле, меняющемся вдоль оси, аналогичном полю в ловушке, обсуждавшейся Иоффе с сотрудниками в 1962 г. [66] и позже другими авторами [67, 68]. Аналогичные ловушки использовала группа Клеппнера и Грейтака для пленения [69] и испарительного охлаждения [70] атомарного водорода, а также группа Валравена для пленения [71] и лазерного охлаждения водорода [72]. Преимущество ловушки Иоффе заключается в том, что в ней магнитное поле в точке равновесия не равно нулю в противоположность сферическому квадруполью, в котором в точке равновесия поле равно нулю. Нулевое поле позволяет магнитному моменту атома перевернуться (перевороты Майораны), так что атом оказывается в незахватываемом спиновом состоянии. Хотя эта проблема не вызывала трудностей в нашем эксперименте 1985 г., для более холодных атомов, которые проводят больше времени вблизи центра ловушки, она может приводить к большим потерям [73, 74]. В 1995 г. проблема переворотов спинов вблизи центра ловушки была решена путем модификации простой квадрупольной ловушки, что позволило реализовать бозе-эйнштейновскую конденсацию [15, 16].

5. Оптическая патока

В то же самое время, когда мы проводили первые эксперименты с магнитной ловушкой в Гейзерсбурге, группа Стива Чу в Bell Labs работала над другим чрезвычайно важным свойством лазерного охлаждения. После замечательной демонстрации фокусировки атомного пучка с помощью оптических сил в 1978 г. [75] группа в Bell Labs провела ряд предварительных опытов по замедлению атомного пучка, а затем перешла к другим исследованиям. Воодушевленный экспериментами по замедлению пучка в Гейзерсбурге и в Боулдере, Стив Чу переформировал значительную часть группы и решил осуществить вариант лазерного охлаждения, предложенный в 1975 г. Хеншем и Шавловым [2]. Физические основы идеи Хенша и Шавлова, естественно, идентичны принципам лазерного охлаждения, сформулированным в 1975 г. Винландом и Демелтом [3], на основе которых уже было реализовано лазерное охлаждение плененных ионов [4, 5]. Однако акценты в работах [2, 3] были расставлены так, что идея Хенша – Шавлова связывалась с нейтральными атомами, а идея Винланда – Демелта — с ионами. Фактически тот же самый физический принцип доплеровского охлаждения приводит к сжатию распределения по скоростям, связанному с лазерным замедлением атомного пучка (см. [76], разделы 2 и 3). Тем не менее в 1985 г. лазерное охлаждение газа покоящихся нейтральных атомов, предложенное в [2], еще только предстояло реализовать.

Идея Хенша и Шавлова иллюстрируется на рис. 12. Газ атомов, представленный здесь в одном измерении, облучается с двух сторон лазерными пучками, слегка отстроенными по частоте ниже атомного резонанса. Атом, движущийся влево, "видит" встречный свет на

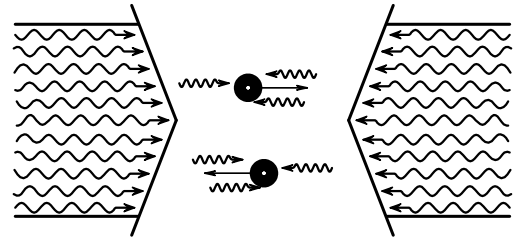


Рис. 12. Доплеровское охлаждение в одном измерении.

частоте, сдвинутой эффектом Доплера по направлению к резонансу. Свет же, распространяющийся в направлении, параллельном его скорости, он "воспринимает" на частоте, сдвинутой эффектом Доплера дальше от резонанса. Следовательно, атом сильнее поглощает встречный свет и замедляется. То же самое происходит с атомом, движущимся вправо, так что при таком расположении лазерных пучков все атомы замедляются. Добавляя пары встречных пучков, распространяющихся вдоль других осей, можно реализовать охлаждение в трех измерениях. Такое охлаждение сейчас называют доплеровским, поскольку определяющую роль в нем играет эффект Доплера.

Более поздние исследования [4, 5, 43, 46, 77–79] показали, что нижний предел температуры, которая может быть получена при таком охлаждении, составляет величину порядка $\hbar\Gamma$, где Γ — скорость спонтанного излучения из возбужденного состояния (Γ^{-1} есть время жизни возбужденного состояния). Эта температура определяется из условия равновесия между лазерным охлаждением и процессом нагревания, которое происходит из-за случайной природы как поглощения фотонов, так и их излучения. Случайные приращения импульса в переходах приводят к случайному блужданию атомного импульса и увеличивают его среднеквадратичное значение. Это нагревание уравнивается охлаждающей силой \mathbf{F} , направленной навстречу скорости. Так как доплеровский сдвиг пропорционален скорости, эта сила также пропорциональна скорости. В этом охлаждающая сила аналогична силе трения, действующей на тело, движущееся в вязкой жидкости. Скорость, с которой охлаждение уменьшает кинетическую энергию, есть $\mathbf{F} \cdot \mathbf{v}$, т.е. она пропорциональна v^2 , так что скорость охлаждения пропорциональна кинетической энергии. В противоположность этому, скорость нагревания, пропорциональная полной скорости рассеяния фотонов, при малых скоростях атомов не зависит от их кинетической энергии. В результате нагревание и охлаждение уравниваются при определенном значении средней кинетической энергии. Это и определяет температуру доплеровского охлаждения через соотношение

$$m\langle v_i^2 \rangle = k_B T = \frac{\hbar\Gamma}{4} \left(\frac{\Gamma}{2\delta} + \frac{2\delta}{\Gamma} \right), \quad (1)$$

где δ — угловая частота отстройки лазера от атомного резонанса, а v_i — скорость вдоль какой-либо оси. Это выражение справедливо для трехмерного охлаждения при низких интенсивностях и малой энергии отдачи $\hbar^2 k^2 / (2m) \ll \hbar\Gamma$. Интересно, что равновесное распределение по скоростям при доплеровском охлаждении является максвелл-большцмановским. Это следует из

того факта, что уравнение Фоккера – Планка, описывающее лазерное охлаждение и нагревание, совпадает по форме с уравнением, описывающим установление равновесия в газе столкновительным путем [51]. Численное моделирование реальных ситуаций, в которых энергия отдачи конечна, дает распределение, все еще очень близкое к максвелловскому [80]. Минимальное значение температуры $T_{\text{Допр}}$, которое называется доплеровским пределом охлаждения, реализуется при $\delta = \Gamma/2$,

$$k_B T_{\text{Допр}} = \frac{\hbar \Gamma}{2}. \quad (2)$$

По-видимому, первый строгий вывод выражения для предела охлаждения принадлежит Летохову, Миногину и Павлику [77] (хотя читатель должен заметить, что выражение (32) неправильно идентифицируется там со среднеквадратичной скоростью). Винланд и Итано [78] вывели выражения для ряда различных ситуаций, учитывая плененные и свободные атомы и включая случай, когда энергия отдачи не мала, но атомы находятся в столкновительном равновесии.

Предел доплеровского охлаждения для атомов натрия, охлаждаемых на резонансном переходе с длиной волны 589 нм, где $\Gamma/(2\pi) = 10$ МГц, составляет 240 мкК, что соответствует среднеквадратичной скорости 30 см с^{-1} вдоль одной из осей. Для других атомов и ионов получаются близкие значения доплеровского предела, и столь низкие температуры сразу привлекли к себе внимание. Но до 1985 г. эти предельные температуры не были получены ни на ионах, ни на нейтральных атомах.

Особенность лазерного охлаждения, недооценивавшаяся в первых работах, состоит в том, что в любой области разумных размеров движение атомов носит диффузионный характер. Например, простое вычисление [80] показывает, что атом натрия, охлажденный до доплеровского предела, имеет длину свободного пробега (среднее расстояние, которое он проходит, прежде чем его начальная скорость "забывается", и атом приобретает другую, случайную скорость) всего 20 мкм, в то время как размеры лазерного пучка, осуществляющего охлаждение, могут составлять один сантиметр. Таким образом, атом совершает диффузионное движение типа броуновского, и время, за которое он может уйти из области, где он охлаждается, значительно превышает время баллистического пролета через эту область. Это означает, что атом эффективно "увяз" в лазерном пучке, который его охлаждает. Это "увязание" и сходство лазерного охлаждения с вязким трением побудило группу из Bell Labs назвать пересекающиеся лазерные пучки "оптической патокой" [81]. Мы в НБС независимо использовали термин "патока" в описании этой конфигурации охлаждения, а также слово "увяз" [41]. Заметим, что оптическая патока — это не ловушка. В ней нет возвращающей силы, удерживающей атомы в патоке, только вязкость замедляет их уход.

Используя методы chirпированного охлаждения атомного пучка, развитые в отделении НБС в Баулдере [31], и новый импульсный источник пучка, группа Чу в Bell Labs сумела загрузить в оптическую патоку холодные атомы натрия [81]. Они наблюдали большое, как и ожидалось, "время жизни" патоки (время, которое нужно атомам, чтобы выбраться из лазерного пучка диффу-

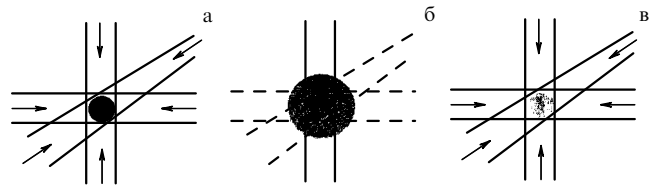


Рис. 13. Измерение температуры методом освобождения и перезахвата.

зионным путем) и разработали метод измерения температуры атомов, который теперь называется "освобождение и перезахват". Этот метод иллюстрируется на рис. 13. Сначала атомы захватываются и удерживаются в патоке, где в течение короткого промежутка времени они практически неподвижны, так как их движение сильно подавляется (рис. 13а). Затем лазерные пучки, создающие патоку, выключаются, что позволяет атомам баллистически уходить из области, в которой они первоначально удерживались из-за вязкости (рис. 13б). Наконец, лазерные пучки включаются снова, перезахватывая атомы, оставшиеся в области их пересечения (в патоке) (рис. 13в). Зная, какая часть атомов остается после баллистического разлета за различные промежутки времени, можно найти распределение по скоростям и, следовательно, температуру атомов в момент освобождения. Температура, измеренная в Bell Labs, составляла 240^{+200}_{-60} мкК [82]. Такая большая неопределенность результата связана с тем, что точность данного анализа сильно зависит от размеров и распределения плотности атомов в патоке, однако этот результат удовлетворительно согласуется с предсказанным доплеровским пределом охлаждения.

В конце 1986 г. в нашу группу вошли Фил Гоулд и Пол Летт, и мы получили оптическую патоку в нашей лаборатории в НБС, загружая патоку прямо из замедленного пучка (сейчас общепринятой стала также техника загрузки атомов непосредственно из неохлажденных паров [84, 85] в магнитооптическую ловушку (МОЛ) [83], а затем в патоку). Мы повторили измерения температуры методом освобождения и перезахвата, убедились, что наши результаты сопоставимы с опубликованными данными группы из Bell Labs и перешли к другим экспериментам. В частности, вместе с Полем Жульеном, Хелен Торсхейм и Джоном Винером мы сделали двухфокусную лазерную ловушку и с ее помощью выполнили первые измерения специфических столкновительных процессов (ассоциативной ионизации) для атомов, охлажденных лазером [86] (ранее Стив Чу и его сотрудники использовали оптическую патоку, чтобы загрузить однофокусную лазерную ловушку — это первая реализация оптической ловушки для атомов [87]). В некотором смысле, наши столкновительные эксперименты представляли для меня определенный заключительный этап, потому что в них была реализована двухфокусная ловушка, предложенная Ашкином в статье 1978 г., — той самой статье, которая побудила меня задуматься о лазерном охлаждении и пленении. Одновременно они явились важным отправным пунктом для нашей группы, так как стали началом нового и чрезвычайно продуктивного направления исследований в области холодных столкновений, дающих по-настоящему удивительные и важные результаты [88–94]. Тем не

менее, с другой стороны, эти эксперименты были некоторым отступлением от прямого пути, который вел к новому пониманию оптической патоки и механизма лазерного охлаждения.

6. Субдоплеровское лазерное охлаждение

В течение 1987 г. Гоулд, Летт и я провели более детальное исследование оптической патоки. Поскольку измерение температуры было связано со значительными трудностями, а погрешность результатов была велика, мы вместо этого сконцентрировали внимание на измерении времени жизни патоки, т.е. времени диффузии атомов из области пересечения лазерных пучков. Используя теорию доплеровского охлаждения, мы рассчитали, как будет меняться время жизни в зависимости от отстройки лазерной частоты и от интенсивности. Мы также рассчитали, как должно меняться время жизни, если разбалансировать два лазерных пучка, распространяющихся навстречу друг другу. Оставалось только сравнить экспериментальные результаты с нашими расчетами. Результаты повергли нас в удивление.

На рисунке 14 показаны результаты наших измерений времени жизни патоки в зависимости от частоты лазера [80] и кривая, предсказываемая теорией доплеровского охлаждения. Одномерная теория не дает количественного описания наблюдавшихся времен, но это и ожидалось. Удивление вызывали качественные расхождения: экспериментальное время жизни достигало максимума при отстройке от резонанса на величину, более чем втрое превышающую ширину линии, в то время как теория предсказывала максимум при отстройке меньшей, чем ширина линии. Мы не знали, как объяснить это расхождение; эффекты, вызванные разбалансировкой пучков, также находились в значительном противоречии с доплеровской теорией. В статье 1987 г. мы описали наши неудачные попытки привести теорию доплеровского охлаждения в согласие с полученными результатами и закончили статью словами: "Остается проверить, можно ли объяснить удивительное поведение оптической патоки, учитывая многоуровневую структуру уровней и

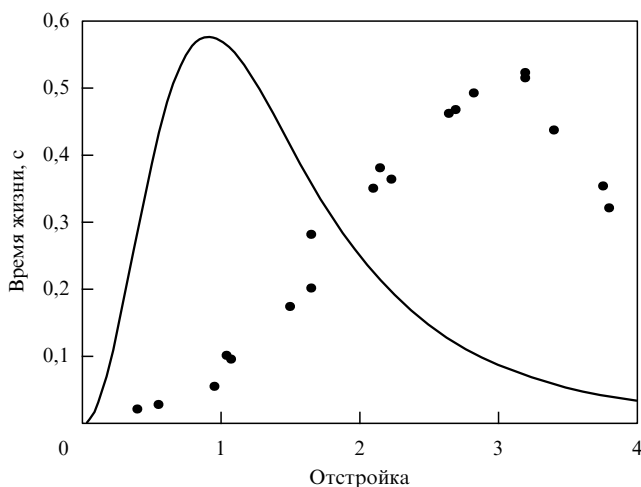


Рис. 14. Экспериментальное время жизни патоки (точки) и теоретическое время распада (кривая) в зависимости от отстройки создающей патоку лазера от резонанса. Отстройка в единицах ширины линии.

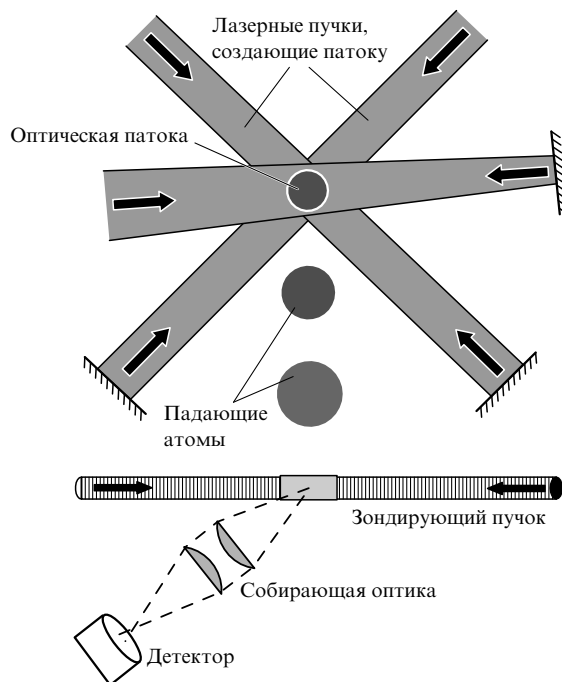


Рис. 15. Времяпролетный метод измерения температуры при лазерном охлаждении.

подуровней Na, многочастотную структуру лазерного излучения или детали трехмерного движения атомов". Конечно, это были только догадки, но оказалось, что они содержат элемент истины, как будет видно из дальнейшего изложения.

Видя такое явное расхождение между теорией доплеровского охлаждения и экспериментальными результатами, не имеющее видимого объяснения, мы, как экспериментаторы, решили получить больше данных. Пол Летт утверждал, что мы должны снова измерить температуру, на этот раз как функцию отстройки от резонанса, чтобы увидеть, будет ли эта зависимость отличаться от предсказаний теории. Мы считали, однако, что метод освобождения и перезахвата не подойдет из-за большой погрешности, которую он давал ранее. Хэл Меткалф предложил другой подход, проиллюстрированный на рис. 15.

В этом времяпролетном (ВП) методе атомы вначале захватываются оптической патокой, а затем освобождаются при выключении лазерных пучков, создающих патоку. Атомное облако расширяется баллистически, в соответствии с распределением атомов по скоростям. Когда атомы сталкиваются с пучком зондирующего лазера, они флуоресцируют, и временное распределение флуоресценции дает распределение атомов по временам пролета до зондирующего пучка. Из него можно извлечь температуру. Теперь работая в группе, в которую входили Пол Летт, Рич Ваттс, Крис Вестбрук, Фил Гоулд, а также Хэл Меткалф и я, мы выполнили ВП измерения температуры. В наших экспериментах зонд располагался на расстоянии 1 см от центра патоки, которая имела радиус около 4,5 см. При самой низкой ожидавшейся температуре, равной доплеровскому пределу в 240 мкК для атомов Na, значительная часть атомов смогла бы добраться до зонда, даже когда он был расположен над патокой. Из соображений удобства

мы поместили зонд над патокой, но флуоресценцию атомов, добравшихся от патоки до зондирующего пучка, не увидели. Значительное время было потрачено на проверку детектирующей системы, чтобы удостовериться, что все работает должным образом. Мы осторожно "впрыснули" атомы в зондирующий пучок, нагрев их парой лазеров в горизонтальной плоскости, и убедились, что такие нагретые атомы добираются от патоки до зонда и дают ожидаемый времяпролетный сигнал.

В конце концов, зонд был помещен *под* патокой. Сделав это, мы немедленно увидели ВП сигналы, однако мы не были готовы к выводу, что атомы холоднее, чем предсказывает теория доплеровского охлаждения, пока не завершили детальное моделирование ВП сигналов. На рисунке 16 показано типичное ВП распределение для одной из наблюдавшихся низких температур, а также результаты моделирования. Вывод был неизбежным: атомы имели температуру около 40 мК, значительно ниже доплеровского предела, равного 240 мК. Они не обладали достаточной кинетической энергией, чтобы добраться до зонда, когда он располагался над патокой. Как бы это ни было ясно, мы все же сомневались. Теория доплеровского предела была проста и неуязвима. В пределе малых интенсивностей вывод формулы для доплеровского предела занимал всего несколько строчек (см., например, [80]); наиболее полная теория охлаждения двухуровневого атома [96] не предсказывала более низкого значения. Конечно, все понимали, что атом натрия не является двухуровневым, но казалось невероятным, что это может сколь-нибудь существенно изменить картину (несмотря на наши предположения в [95]). При малой интенсивности температура зависит от отстройки лазера и от ширины перехода. Поскольку ширина идентична для всех возможных переходов D2 в натрия и поскольку охлаждающий переход ($3S_{1/2} (F=2) \rightarrow 3P_{3/2} (F=3)$) далеко отстоит от соседних переходов, а все зеемановские уровни вырождены, предположение, что многоуровневая структура не важна для определения предела охлаждения, представлялось вполне разумным.

Как выяснилось, это было совершенно неверно. Однако в то время наличие доплеровского предела казалось твердо обоснованным теоретически, и мы не

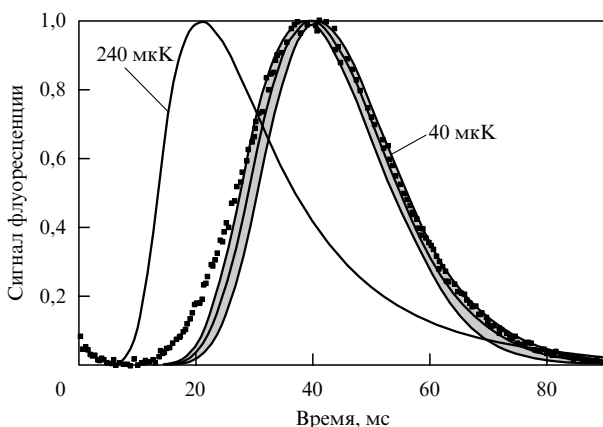


Рис. 16. Экспериментальное ВП распределение (точки) и теоретические кривые распределений при 40 мК и 240 мК (предсказанный нижний предел доплеровского охлаждения). Заштрихованная полоса, наложенная на кривую, соответствующую 40 мК, отражает неточность в определении геометрии патоки и зонда.

решались заявить, что это опровергается экспериментально. Поэтому мы хотели подтвердить наши результаты с помощью других методов измерения температуры. Одним из них был улучшенный вариант метода "освобождения и перезахвата", описанного выше. Большие погрешности, полученные в более ранних экспериментах [81], в основном возникали из-за неопределенностей в размерах патоки и объема перезахвата. Мы принялись за эту проблему, жестко задав апертуру лазерных пучков, создающих патоку, так что патока и объем перезахвата оказались хорошо определенными. Мы также пришли к выводу, что при анализе следует учитывать влияние гравитации (как мы уже сделали в ВП методе). Под влиянием силы тяжести освобожденные атомы падают, и число перезахватываемых атомов уменьшается; если гравитация не учитывается, это уменьшение может быть отнесено на счет более высокой, чем в действительности, температуры.

Другим методом был метод "фонтана". Здесь мы использовали нашу первоначальную неудачную попытку наблюдения ВП сигнала, когда зонд был расположен над патокой. Меняя высоту расположения зонда, можно было определить, как высоко поднимаются атомы, прежде чем упасть обратно под влиянием гравитации. По существу, это позволило нам определять кинетическую энергию атомов по их гравитационной потенциальной энергии, т.е. методом, принципиально отличающимся от времяпролетного. И наконец, мы использовали метод "душа". В нем определялось расстояние, на которое распространялись атомы в горизонтальном направлении, падая после освобождения из патоки. Для этого регистрировалась флуоресценция атомов, долетевших до горизонтального зондирующего пучка, в различных точках вдоль этого пучка. Из этого поперечного пространственного распределения можно было найти распределение по поперечным скоростям и, следовательно, температуру.

Очень важным элементом доказательства того, что температура атомов была значительно ниже доплеровского предела, являлось детальное моделирование ожидаемых сигналов в температурных измерениях, проводившихся различными методами. Главную роль в этом моделировании играл Рич Ваттс, который пришел к нам из лаборатории Хэла Меткалфа и защитил диссертацию под руководством Карла Вимана. Ранее он, вместе с Виманом, начал использовать для лазерного охлаждения полупроводниковые лазеры. Вместе с Меткалфом он впервые охладил лазером рубидий — элемент, на котором впервые наблюдалась бозе-эйнштейновская конденсация. Он был одним из первых исследователей лазерного охлаждения и по окончании работы в качестве постдока в нашей группе продолжил отличную научную карьеру в НИСТ. Рич умер в 1996 г. в возрасте 39 лет, и это огромная потеря.

Хотя ни один из дополнительных методов не оказался столь же точным, как времяпролетный (который стал стандартной техникой измерения температуры при лазерном охлаждении), все они дали значения температуры намного ниже доплеровского предела. Субдоплеровские температуры были не единственным поразительным результатом, который мы получили. Мы также (по оригинальному предложению Пола Летта) измерили температуру как функцию отстройки создающего патоку лазера от резонанса. На рисунке 17

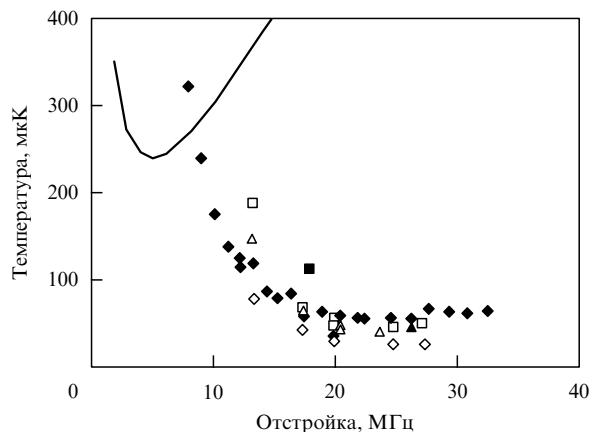


Рис. 17. Зависимость измеренной температуры в патке от отстройки лазера (точки) в сравнении с предсказаниями теории доплеровского охлаждения (кривая). Различными символами показаны точки, полученные при разных расстояниях между паткой и зондом.

показаны результаты измерений и предсказания теории доплеровского охлаждения. Экспериментальная зависимость поразительно отличается от теоретической, и их отличие напоминает расхождения, показанные на рис. 14. Наше предварительное исследование не обнаружило зависимости температуры от интенсивности лазера (хотя проведенные позже измерения [80, 97, 98] показали, что в действительности температура линейно зависит от интенсивности). Мы установили, что температура зависит от поляризации пучков, создающих патку, и очень чувствительна к магнитному полю. При отстройке лазера от резонанса на 20 МГц изменение поля на 0,2 мТл приводило к увеличению температуры от 40 мкК до 120 мкК (позже в экспериментах [80] наблюдались даже более сильные эффекты). Эта зависимость от поля особенно удивительна, учитывая, что переходы сдвигаются зеемановским эффектом на величину порядка 14 МГц мТл⁻¹, так что зеемановские сдвиги значительно меньше как расстройки, так и ширины линии, равной 10 МГц.

Вооруженные этими замечательными результатами, мы отправили в начале весны 1988 г. препринт статьи [99], где описывались наши исследования, нескольким экспериментальным и теоретическим группам, занимавшимся лазерным охлаждением. Я также съездил в некоторые лаборатории, лидирующие в области лазерного охлаждения, чтобы лично представить и обсудить результаты. Многие наши коллеги отнеслись к ним скептически, и они имели на это основания, учитывая, насколько поразительными были эти результаты. Однако в лабораториях Клода Коэна-Тануджи и Стива Чу ответ был таким: "Пойдем в лабораторию и посмотрим, так ли это". И вот, вскоре они сами получили субдоплеровские температуры и начали выяснять, каким образом могут реализоваться столь низкие температуры. Из этих исследований родился новый взгляд на механизм лазерного охлаждения, стало понятно, что он существенно отличается от первоначальных сценариев Хенша – Шавлова и Винланда – Демелта.

В течение весны и лета 1988 г. наша группа тесно контактировала с Жаном Далибаром и Клодом Коэном-Тануджи, так как они разрабатывали новую теорию лазерного охлаждения, а мы продолжали экспери-

менты. Они сосредоточились на многоуровневой природе атома натрия, поскольку для двухуровневого атома вывод доплеровского предела был проведен строго. Чувствительность температуры к магнитному полю и к поляризации света наводила на мысль о важной роли зеемановских подуровней, и она оказалась верной. Стив Чу (теперь он в Стенфорде) с коллегами следовал похожим курсом, но физическая картина, разработанная Далибаром и Коэном-Тануджи, вышла за рамки многоуровневого лазерного охлаждения. В ней учитывается комбинация факторов: многоуровневая природа атома, градиенты поляризации, световые сдвиги и оптическая накачка. Как все это вместе обеспечивает лазерное охлаждение, в упрощенном виде показано на рис. 18. Но читателю рекомендуется посмотреть нобелевские лекции Коэна-Тануджи и Чу, а также более обстоятельные статьи [100–103].

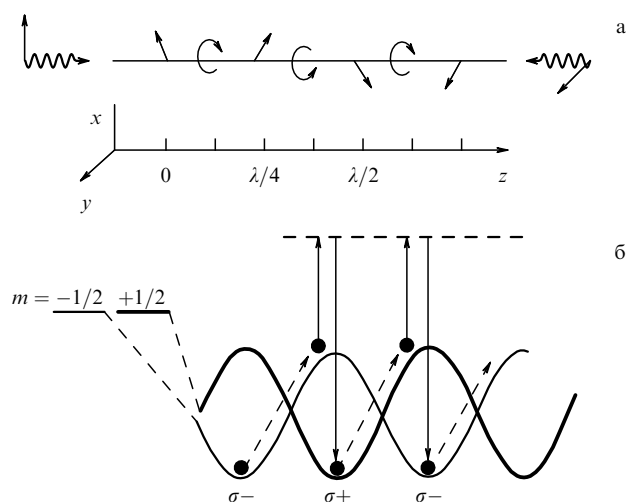


Рис. 18. Интерферируя встречные пучки с перпендикулярными линейными поляризациями, создают поле с меняющейся в пространстве поляризацией (градиент поляризации) (а). Различные зеемановские подуровни испытывают различные сдвиги в световых полях с разной поляризацией; оптическая накачка стремится перевести атомы на наинизший энергетический уровень, но неадиабатическое движение вызывает сизифово охлаждение (б).

На рисунке 18а показана одномерная система встречных пучков с одинаковой интенсивностью и с ортогональной друг другу линейной поляризацией. Интерференция этих пучков порождает стоячую волну, в которой поляризация меняется на расстояниях, масштаб которых меньше длины волны. В точках пространства, где поля обоих плоско поляризованных пучков по фазе совпадают друг с другом, суммарное поле поляризовано линейно, вдоль биссектрисы угла между направлениями поляризации встречных пучков. Там, где фазы различаются на четверть периода, результирующая поляризация циркулярна, а в других местах она эллиптическая. Для атома в такой стоячей волне возникает благоприятная комбинация световых сдвигов и оптической накачки.

Из-за различающихся коэффициентов Клебша – Гордана, определяющих взаимодействие между различными основными и возбужденными подуровнями атомов, световые сдвиги для разных подуровней отличаются и меняются с изменением поляризации (и, следовательно, от точки к точке). На рисунке 18б показано синусоидаль-

ное изменение энергии уровней основного состояния (отражающее изменение световых сдвигов и дипольных сил) гипотетической атомной системы с переходом $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$. Теперь представим, что атом покоится в точке с циркулярной поляризацией σ^- , как при $z = \lambda/8$ на рис. 18а. Если атом поглощает свет с положительным направлением момента и излучает, возвращаясь в основное состояние, он, в конце концов, будет накачан в основное состояние с $m_g = -1/2$ и будет просто циркулировать между этим состоянием и возбужденным состоянием с $m_e = -3/2$. При достаточно малой интенсивности и достаточно большой отстройке можно не учитывать, что атом проводит часть времени в возбужденном состоянии, и рассматривать его движение в потенциале, соответствующем основному состоянию. В состоянии с $m_g = -1/2$ атом находится на нижнем энергетическом уровне при $z = \lambda/8$, как показано на рис. 18б. Когда атом движется, он взбирается на потенциальный холм состояния $m_g = -1/2$, но когда он приближается к вершине холма при $z = 3\lambda/8$, поляризация меняется на σ^+ , и оптическая накачка стремится возбудить атом таким образом, что он переходит в состояние $m_g = +1/2$. В состоянии $m_g = +1/2$ атом теперь снова находится у подножия холма и снова взбирается на холм, теряя кинетическую энергию. Постоянное восхождение на холмы напоминает греческий миф о Сизифе и потому этот процесс, в котором атом быстро замедляется, путешествуя по градиентам поляризации, называется сизифовым охлаждением. Далибар и Коэн-Тануджи уже описали другой вид сизифова охлаждения — для двухуровневого атома [104], так что механизм и название были известны. В обеих разновидностях сизифова охлаждения излучаемые фотоны имеют по сравнению с поглощаемыми небольшой избыток энергии, равный световому сдвигу. В противоположность этому при доплеровском охлаждении избыток энергии возникает из-за доплеровского сдвига.

Детали этой теории все еще разрабатывались, когда летом 1988 г. в Париже состоялась Международная конференция по атомной физике. На заседаниях были доклады об экспериментах по субдоплеровскому лазерному охлаждению и о новых идеях для их объяснения. Помимо этого у меня были оживленные дискуссии о новой теории с Далибаром и Коэном-Тануджи. Одним из результатов этих обсуждений стало объяснение высокой чувствительности температуры к магнитному полю, которую мы наблюдали. Дело было не в том, какова величина зеemanовского сдвига по сравнению с шириной линии или с отстройкой. Скорее, когда зеemanовский сдвиг был сравним со значительно более малыми световыми сдвигами (≈ 1 МГц) и со скоростями оптической накачки, нарушались механизмы охлаждения, которые зависят от этих явлений. Тогда мы предложили решающий тест: влияние магнитного поля должно уменьшаться при повышении интенсивности. Из Парижа я позвонил в лабораторию в Гейзерсбурге и убедил моих коллег провести соответствующие измерения.

Результаты подтвердили наши ожидания. На рисунке 19 показана температура в зависимости от магнитного поля при двух интенсивностях света. В магнитном поле выше 100 мкТл (1 Гс) температура была ниже при более высокой интенсивности, т.е. нарушалась обычная линейная зависимость температуры от интенсивности [80, 98]. Мы расценили это как важное качественное подтвержде-

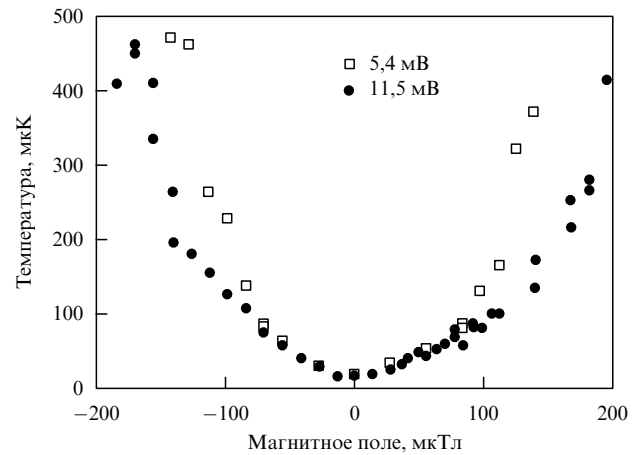


Рис. 19. Температура в зависимости от магнитного поля в трехмерной патоке. Наблюдение более низкой температуры при более высокой интенсивности в сильном магнитном поле стало одним из первых подтверждений новой теории субдоплеровского охлаждения.

ние правильности новой теории, подтверждение центральной роли, которую играют световые сдвиги и магнитные подуровни в механизме охлаждения. Вместе со Стивом Ролстоном и Кэрл Таннер мы (Пол Летт, Рич Ваттс, Крис Вестербрук и я) провели дополнительные исследования свойств оптической патоки, которые позволили осуществить количественное сравнение с предсказаниями новой теории. В нашей статье 1989 г. под названием "Оптическая патока" [80] обобщались эти экспериментальные результаты, а также сравнивались предсказания теории доплеровского охлаждения и новой теории. В это же время группа Стива Чу также опубликовала дополнительные данные [105]. Другие, еще более детальные, измерения в Париже [98] (где мне было предоставлено удовольствие провести 1989–1990 академический год) практически не оставили места для сомнений в справедливости новой картины лазерного охлаждения. В этих экспериментах мы охладили атомы цезия до 2,5 мкК. Это было действительно восхитительное время, когда теоретики и экспериментаторы как бы подталкивали друг друга к более глубокому пониманию и к достижению более низких температур. Приблизительно в это время Ян Холл (чьи пионерские работы по чирпированному охлаждению [31] так сильно способствовали взрыву активности за несколько лет до этого) заметил, что участие в исследованиях в области лазерного охлаждения подобно пребыванию в Париже во времена импрессионистов. Рисунок 20 символизирует справедливость этого замечания.

7. Оптические решетки

В 1989 г. мы начали различные измерения с оптически охлажденными атомами, измерения, которые впоследствии привели нас к новому, очень плодотворному направлению исследований. Нас всегда немного беспокоило то, что все наши измерения температуры дают информацию о распределении атомов по скоростям *после* их освобождения из оптической патоки, и нам нужен был способ измерения *in situ*. Фил Гоулд предложил измерять спектр, который излучают атомы еще



Рис. 20. Слева направо: Хэл Меткалф, Клод Коэн-Тануджи и автор на знаменитом мосту в саду Моне в Живерни (около 1990 г.).

охлаждаемые светом. При непрерывном одночастотном облучении с малой интенсивностью и большой отстройкой свет флуоресценции, рассеиваемый атомами, в основном, рассеивается "упруго", а не связан с "триплетом Моллоу" высокоинтенсивной резонансной флуоресценции [106]. Этот упруго рассеиваемый свет будет доплеровски сдвинут движущимися атомами, а его спектр будет иметь доплеровское уширение, характеризующее температуру атомного образца. Спектр также будет содержать флуктуации частоты самого лазера, но в лазере на красителях они относительно медленные, поэтому Гоулд предложил использовать гетеродинамный метод детектирования, в котором свет флуоресценции смешивается на фотодиоде со светом, отведенным от создающего пачку лазерного пучка, давая сигнал биеений, свободный от флуктуаций лазерной частоты.

Эксперименты были нелегкими, и шли, в основном, благодаря мастерству и настойчивости Криса Вестбрука. Пример удивительного спектра, который мы получили [104], показан на рис. 21. Широкий пьедестал вполне соответствовал тому, чего мы ожидали на основании времяпролетных измерений температуры в аналогичной оптической пачке, но узкий центральный пик был загадкой. После того, как были отброшены такие дикие предположения, как достижение бозе-конденсации (рис. 21 замечательно похож на распределение по скоростям в частично бозе-конденсированном газе), мы поняли, что ответ прост: мы наблюдали сужение линии из-за эффекта Лэмба–Дике [105] на атомах, локализованных в областях с размерами меньше длины волны света. Атомы были пленены дипольными силами в пространственно периодических потенциальных ямах,

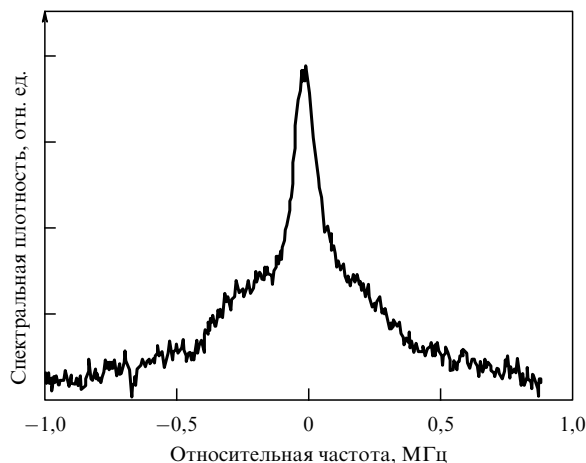


Рис. 21. Гетеродинамный спектр флуоресценции атомов натрия в оптической пачке. Широкая компонента соответствует температуре 84 мК, близкой к температуре 87 мК, измеренной ВП методом. Узкая компонента указывает на локализацию атомов в областях с масштабами меньше длины волны.

подобных показанным на рис. 18б. Мы знали как из теории, так и из эксперимента, что тепловая энергия атомов меньше, чем световой сдвиг, создающий потенциальные ямы, так что вполне естественно, атомы должны были захватываться. Удерживаемые в области много меньшей, чем длина волны света, они излучают спектр, в котором доплеровское уширение подавлено, т.е. проявляется эффект Лэмба–Дике, аналогичный эффекту Мёссбауэра. Эти эксперименты [107] знаменовали зарождение нашего интереса к тому, что мы теперь называем оптическими решетками: пространственно периодическим потенциальным ямам, создаваемым световыми сдвигами, в которых могут быть пленены и хорошо локализованы атомы. Они также представляют собой реализацию идеи Летохова 1968 г.: уменьшить доплеровскую ширину путем пленения атомов в стоячей волне [14].

Вместе с присоединившимся к нам Полом Джессеном, который делал диссертационную работу в нашей лаборатории, мы усовершенствовали гетеродинамный метод и измерили спектр атомов рубидия в одномерном оптическом потенциале, аналогичном показанному на рис. 18а. Результаты этих измерений [109] показаны на рис. 22, на котором кроме центрального упругого пика видны хорошо выраженные боковые полосы. Они отнесены от центрального пика на частоту колебаний атома в одномерной потенциальной яме. Наличие боковых полос можно интерпретировать, как спонтанное рамановское рассеяние, стоксовское и антистоксовское, на переходах, начинающихся на некотором квантовом колебательном уровне атома, связанного в оптическом потенциале, и заканчивающихся на соседнем верхнем (нижняя боковая полоса), исходном (упругий пик) или на соседнем нижнем уровне (верхняя боковая полоса). В более ранних экспериментах с трехмерной шестипучковой оптической пачкой [109] мы не наблюдали боковых полос; по меньшей мере частично это можно объяснить недостаточной фазовой стабильностью лазерных пучков [111]. Мы увидели хорошо разрешенные боковые полосы в трехмерной четырехпучковой решетке [112].

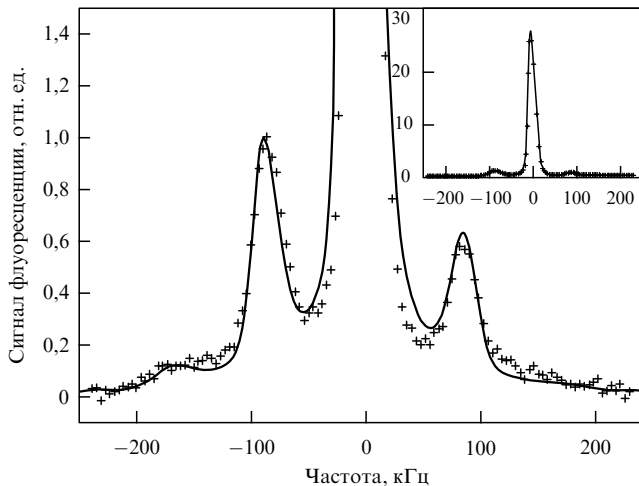


Рис. 22. Вертикальное расширение спектра, излучаемого атомами рубидия в одномерной оптической решетке. Крестиками показаны данные из работы [109]; кривая — расчет спектра из первых принципов [110]. В вычислениях не использовалось подгоночных параметров, кроме инструментального уширения. На вставке — нерасширенный спектр.

Спектр, показанный на рис. 22, дает богатую информацию о пленении атомов в потенциальных ямах. Отношение интенсивностей боковых полос и упругого пика дает степень локализации, отношение интенсивностей боковых полос друг к другу — температуру, а расстояние между боковыми полосами — глубину потенциальной ямы. Как показали эксперименты, выполненные ранее в Париже [113], аналогичная, но во многих отношениях дополняющая информация может быть получена из спектров поглощения в таких оптических решетках. Этот спектр был рассчитан из первых принципов [110], и сравнение экспериментального и теоретического спектров, показанных на рис. 22, является одним из наиболее детальных подтверждений того, что поведение атомов, охлажденных лазером, можно предсказывать теоретически.

В наших дальнейших исследованиях оптических решеток мы использовали адиабатическое расширение, что позволило достичь температур вплоть до 700 нК [114], применили брэгговское рассеяние для изучения динамики атомного движения [115–118] и распространили гетеродинные спектральные измерения на трехмерный случай [112]. Парижская группа также продолжала выполнять разнообразные эксперименты с оптическими решетками [119–122], как и ряд других групп по всему миру.

Работы с оптическими решетками показали, что обычно атом очень хорошо локализуется в их потенциальных ямах. Это предполагает картину физического процесса, довольно сильно отличающуюся от сизифова охлаждения, показанного на рис. 18, где атомы перемещаются от одной ямы к другой. Хотя в случае атомов, плененных в решетках, численные расчеты дают результаты, великолепно согласующиеся с экспериментом, физический сценарий, равный по простоте и эффективности первоначальной картине сизифова охлаждения, не вырисовывается. Тем не менее простота экспериментальных результатов заставляет думать, что такой сценарий существует и его еще предстоит найти. Возможно, работы [123, 124] указывают путь к его пониманию.

8. Заключение

Я рассказал только часть истории лазерного охлаждения и пленения, реализованного в НИСТ в Гейзерсбурге и оставил в стороне большую часть работ, которые были выполнены в других лабораториях по всему миру. Я рассказал, как лично я видел развитие этой истории со своей позиции экспериментатора из Гейзерсбурга. Читатель получит намного более полную картину, прочитав также нобелевские лекции Стива Чу и Клода Коэна-Тануджи. Описывая работу моей лаборатории, я старался придерживаться основной линии, которая ведет от лазерного замедления и охлаждения атомных пучков [30, 35, 36, 52] к магнитному пленению [63], открытию субдоплеровского охлаждения [80, 99] и к первым исследованиям оптических решеток [107, 109]. Такие темы, как более поздние исследования решеток, проводимые Стивом Ролстоном, изучение столкновений, которое проводится Полом Леттом, были только упомянуты, а другие области, такие, как работы с оптическими пинцетами, которые ведет Крис Хелмерсон, были опущены совсем.

История лазерного охлаждения и пленения все еще активно развивается, и одной из наиболее быстро прогрессирующих областей являются приложения. К ним относятся "практические" приложения, такие как атомные часы, атомные интерферометры, атомная литография и атомные пинцеты, а также "научные" приложения, например, изучение столкновений, проблема несохранения четности и конденсация Бозе–Эйнштейна (последняя представляет собой особенно красивый и вдохновляющий плод лазерного охлаждения и пленения. Со времени нобелевских торжеств 1997 г. к нашей лаборатории присоединяется все больше групп, осуществивших бозе-конденсацию (рис. 23)). Большую часть этих приложений было совершенно невозможно себе представить, когда лазерное охлаждение еще только начиналось, и многие из них оказались бы невозможными, если бы не неожиданное появление субдоплеровского охлаждения.

С самого начала мотивация к исследованию лазерного охлаждения и пленения представляла собой "смесь" из практических применений и фундаментальной любознательности. Когда я начинал заниматься охлаждением, я четко представлял себе, что хочу улучшить атомные часы. С другой стороны, к открытию субдоплеровского охлаждения привело желание лучше понять фундаментальную природу процесса охлаждения. Тем не менее без субдоплеровского охлаждения современное поколение атомных фонтанных часов не было бы создано.

Я не решаюсь предсказать, что будет с лазерным охлаждением и пленением даже через несколько лет. Подобные прогнозы в прошлом часто оказывались ошибочными и, как правило, слишком пессимистическими. Но я твердо уверен, что прогресс и в практических приложениях, и в фундаментальном понимании этих явлений будет наиболее быстрым, если и далее исследователей будут вдохновлять оба стимула.

Благодарности.

Я в большом долгу перед всеми исследователями во многих лабораториях всего мира, которые внесли большой вклад в область лазерного охлаждения и пленения нейтральных атомов. Их дружеское соперничество и щедрость в обмене идеями и интуитивными догадками

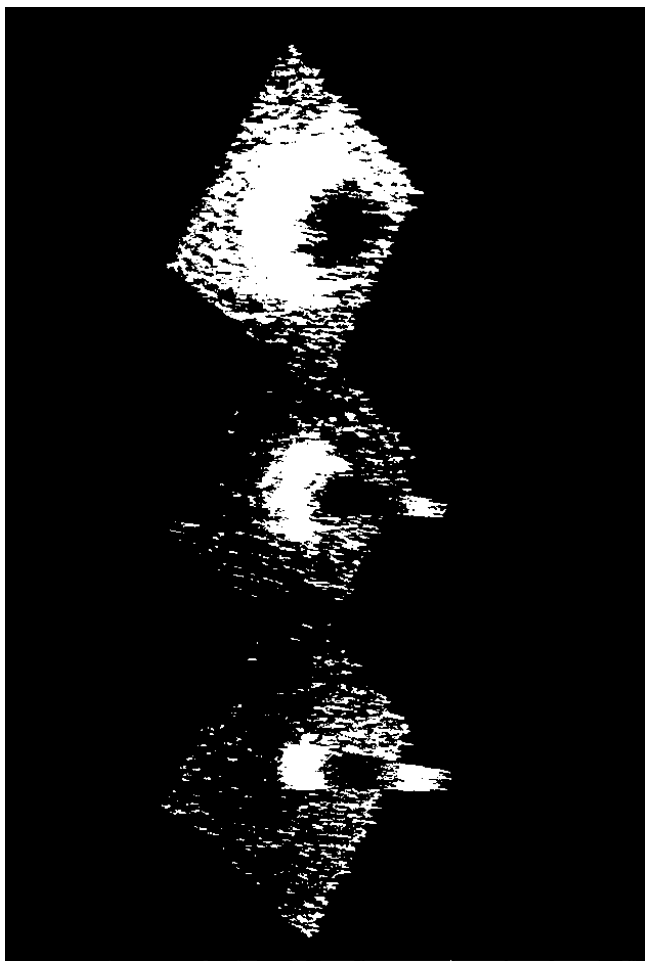


Рис. 23. Одним из последних применений лазерного охлаждения и пленения является бозе-эйнштейновская конденсация атомных паров. На рисунке показан ряд двумерных распределений по скоростям в газе атомов натрия на различных этапах испарительного охлаждения при переходе БЭК. Распределение меняется от широкого теплового (вверху) к содержащему узкий пик конденсата (в центре) и, наконец, к характерному для почти чистого конденсата (внизу). Данные получены в нашей лаборатории в феврале 1998 г. Л. Денгом, Э. Хагли, К. Хелмерсоном, М. Козумой, Р. Лутваком, Ю. Овчинниковым, С. Ролстоном, Дж. Венном и автором. Наша методика была аналогична той, которая использовалась в первом подобном наблюдении БЭК в рубидии в НИСТ, Баулдер, в 1995 г. [15].

вдохновляли меня и неоценимо обогащали знаниями. Я особенно благодарен тем исследователям, с которыми мне посчастливилось работать здесь, в Гейзерсбурге: Хэлу Меткалфу, который с самого начала участвовал в экспериментах по лазерному охлаждению и с которым выполнена большая часть работ, описанных в этой статье; постдокам Джону Продану, Алану Мигдалу, Филу Гоулду, Крису Вестбруку и Ричу Ваттсу, чьи работы привели нашу группу к открытию субдоплеровского охлаждения и которые теперь успешно работают в других местах; Полу Летту, Стиву Ролстону и Крису Холмерсону, которые также были основными фигурами в развитии лазерного охлаждения и пленения в Гейзерсбурге и образовали ядро современной Группы лазерного охлаждения и пленения (и любезно помогли мне подготовить эту рукопись), и всем другим постдокам, приглашенным исследователям и аспирантам, так обогатив-

шим наши исследования. Всем им я благодарен не только за научные достижения, но и за дружбу.

Я знаю, что Клод Коэн-Тануджи и Стив Чу разделяют мое убеждение, что Нобелевская премия 1997 года по физике является признанием не только наших достижений, но и достижений всех других исследователей в этой области, которые сделали лазерное охлаждение и пленение столь благодарным и волнующим поприщем.

Я хочу поблагодарить НИСТ за обеспечение интеллектуальной атмосферы и ресурсов, вскормивших новую область научных исследований, позволивших нескольким элементарным идеям вырасти в важную ветвь современной физики. Я хочу также поблагодарить Военно-морское ведомство США, которое оказало мне решающую поддержку, когда я и мои идеи не находили признания, и которое продолжает оказывать мне неоценимую материальную и моральную поддержку.

Поддержка многих друзей, родственников и учителей также была для меня очень важна. Я особенно благодарен моей жене и дочерям, которые поддерживали и ободряли меня и обеспечили ту эмоциональную и духовную основу, которая побуждает стремиться к достижениям. Наконец, я благодарю Бога за создание столь чудесного и интригующего мира, который мы можем исследовать, за удовольствие узнавать новое об этом мире и за то, что я могу делать это в обществе таких замечательных друзей и коллег.

Список литературы

1. Ashkin A *Phys. Rev. Lett.* **40** 729 (1978)
2. Hänsch T, Schawlow A *Opt. Commun.* **13** 68 (1975)
3. Wineland D, Dehmelt H *Bull. Am. Phys. Soc.* **20** 637 (1975)
4. Wineland D, Drullinger R, Walls F *Phys. Rev. Lett.* **40** 1639 (1978)
5. Neuhauser W, Hohenstatt M, Toschek P, Dehmelt H *Phys. Rev. Lett.* **41** 233 (1978)
6. Lebedev P *Ann. Phys.* **6** 433 (1901)
7. Nichols E F, Hull G F *Phys. Rev.* **13** 307 (1901)
8. Nichols E F, Hull G F *Phys. Rev.* **17** 26 (1903)
9. Frisch R Z. *Phys.* **86** 42 (1933)
10. Ashkin A *Phys. Rev. Lett.* **25** 1321 (1970)
11. Schieder R, Walther H, Woste L *Opt. Commun.* **5** 337 (1972)
12. Picque J-L, Vialle J-L *Opt. Commun.* **5** 402 (1972)
13. Аскарьян Г А *ЖЭТФ* **42** 1567 (1962) [*Sov. Phys. JETP* **15** 1088 (1962)]
14. Летохов В С *Письма в ЖЭТФ* **7** 348 (1968) [*Sov. Phys. JETP Lett.* **7** 272 (1968)]
15. Anderson M H et al. *Science* **269** 198 (1995)
16. Davis K B et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969 (1995)
17. Nagourney W et al. *Phys. Rev. Lett.* **56** 2797 (1986)
18. Sauter Th et al. *Phys. Rev. Lett.* **57** 1696 (1986)
19. Bergquist J C, Hulet R G, Itano W M, Wineland D J *Phys. Rev. Lett.* **57** 1699 (1986)
20. Monroe C et al. *Science* **272** 1131 (1996)
21. Monroe C et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 4714 (1995)
22. Minogin V G *Opt. Commun.* **34** 265 (1980)
23. Андреев С В, Балькин В И, Летохов В С, Миногин В Г *Письма в ЖЭТФ* **34** 463 (1981) [*Sov. Phys. JETP Lett.* **34** 442 (1981)]
24. Letokhov V S, Minogin V G, Pavlik B D *Opt. Comm.* **19** 72 (1976)
25. Балькин В И, Летохов В С, Мишин В И *Письма в ЖЭТФ* **29** 614 (1979) [*Sov. Phys. JETP Lett.* **29** 560 (1979)]
26. Balykin V I *Opt. Comm.* **33** 31 (1980)
27. Phillips W, Prodan J, Metcalf H, in *Laser Spectroscopy VI* (Springer Series in Optical Sciences, Vol. 40, Eds H P Weber, W Luthy) (Berlin: Springer-Verlag, 1983) p. 162
28. Phillips W D, Prodan J V, in *Laser-Cooled and Trapped Atoms* (Eds W D Phillips) (Washington DC: Natl. Bur. Stand., 1983) Vol. Spec. Publ. 653, p. 137
29. Prodan J V, Phillips W D *Prog. Quant. Electr.* **8** 231 (1984)
30. Phillips W D, Prodan J V, in *Coherence and Quantum Optics* (Eds V L Mandel, E Wolf) (New York: Plenum, 1984) p. 15

31. Ertmer W, Blatt R, Hall J, Zhu M *Phys. Rev. Lett.* **54** 996 (1985)
32. Hoffnagle J *Opt. Lett.* **13** 102 (1988)
33. Zhu M, Oates C W, Hall J L *Phys. Rev. Lett.* **67** 46 (1991)
34. Phillips W D *Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms Proposal to the Office of Naval Research from the National Bureau of Standards*, 1979
35. Phillips W, Metcalf H *Phys. Rev. Lett.* **48** 596 (1982)
36. Prodan J, Phillips W, Metcalf H *Phys. Rev. Lett.* **49** 1149 (1982)
37. Phillips W D, Prodan J V, Metcalf H J, in *Laser-Cooled and Trapped Atoms* (Ed. W D Phillips) (Washington DC: Natl. Bur. Stand., 1983), Vol. Spec. Publ. 653, p. 1
38. Phillips W D, Prodan J V, Metcalf H J, in *Atomic Physics IX* (Eds R S Van Dyck, E N Fortson) (Singapore: World Scientific, 1984) p. 338
39. Phillips W D, Prodan J V, Metcalf H J *Prog. Quant. Electr.* **8** 119 (1984)
40. Metcalf H, Phillips W D *Comments At. Mol. Phys.* **16** 79 (1985)
41. Phillips W D, Prodan J, Metcalf H J *J. Opt. Soc. Am. B* **2** 1751 (1985)
42. *Laser-Cooled and Trapped Atoms* (Ed. W D Phillips) (Washington DC: Natl. Bur. Stand., 1993) Spec. Publ. 653 (1993)
43. Stenholm S *Phys. Rep.* **43** 151 (1978)
44. Stenholm S *Appl. Phys.* **15** 287 (1978)
45. Javanainen J, Stenholm S *Appl. Phys.* **21** 35 (1980)
46. Javanainen J, Stenholm S *Appl. Phys.* **21** 163 (1980)
47. Javanainen J, Stenholm S *Appl. Phys.* **21** 283 (1980)
48. Javanainen J, Stenholm S *Appl. Phys.* **24** 71 (1981)
49. Javanainen J, Stenholm S *Appl. Phys.* **24** 151 (1981)
50. Stenholm S *J. Opt. Soc. Am. B* **2** 1743 (1985)
51. Stenholm S *Rev. Mod. Phys.* **58** 699 (1986)
52. Prodan J, Migdall A, Phillips W D, So I, Metcalf H, Dalibard J *Phys. Rev. Lett.* **54** 992 (1985)
53. Heer C V, in *Quantum Electronics* (Ed. C H Townes) (New York: Columbia Univ. Press, 1960) p. 17
54. Владимирский В В *ЖЭТФ* **39** 1062 (1960) [*Sov. Phys. JETP* (1961)]
55. Heer C V *Rev. Sci. Instrum.* **34** 532 (1963)
56. Vauthier R C *R. Acad. Sci.* **228** 1113 (1949)
57. Friedburg H, Paul W *Optische Abbildung mit Neutralen Atomen, Naturwissenschaften* **38** 159 (1951)
58. Friedburg H Z *Phys.* **130** 493 (1951)
59. Kugler K-J, Paul W, Trinks U *Phys. Lett. B* **72** 422 (1978)
60. Martin B, Thesis Universitat Bonn, Report No. Bonn-IR-75-8 (1975)
61. Wing W *Prog. Quant. Electr.* **8** 181 (1984)
62. Golub R, Pendlebury J *Rep. Prog. Phys.* **42** 439 (1979)
63. Migdall A, Prodan J, Phillips W, Bergeman T, Metcalf H *Phys. Rev. Lett.* **54** 2596 (1985)
64. Bagnato V S et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 2194 (1987)
65. Helmerson K, Martin A, Pritchard D *J. Opt. Soc. Am. B* **9** 1988 (1992)
66. Gott Y V, Ioffe M S, Telkovsky V G, in *Nuclear Fusion* (Vienna: IAEA, 1962) p. 1045
67. Pritchard D E *Phys. Rev. Lett.* **51** 1336 (1983)
68. Bergeman T, Erez G, Metcalf H J *Phys. Rev. A* **35** 1535 (1987)
69. Hess H F, Kochanski G P, Doyle J M, Masuhara N, Kleppner D, Greytak T J *Phys. Rev. Lett.* **59** 672 (1987)
70. Masuhara N, Doyle J M, Sandberg J C, Kleppner D, Greytak T J, Hess H F, Kochanski G P *Phys. Rev. Lett.* **61** 935 (1988)
71. van Rooijen R et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 931 (1988)
72. Setija I D et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 2257 (1993)
73. Petrich W et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 3352 (1995)
74. Davis K B, Mewes M-O, Joffe M A, Andrews M R, Ketterle W *Phys. Rev. Lett.* **74** 5202 (1995)
75. Bjorkholm J, Freeman R, Ashkin A, Pearson D *Phys. Rev. Lett.* **41** 1361 (1978)
76. Phillips W D, in *Laser Manipulation of Atoms and Ions* (Proc. Int. School Phys. "Enrico Fermi", Course 118, Eds E Arimondo, W Phillips, F Strumia) (Amsterdam: North-Holland, 1992) p. 289
77. Летохов В С, Миногин В Г, Павлик Б Д *ЖЭТФ* **72** 1328 (1977) [*Sov. Phys. JETP* **45** 698 (1977)]
78. Wineland D, Itano W *Phys. Rev. A* **20** 1521 (1979)
79. Javanainen J *Appl. Phys.* **23** 175 (1980)
80. Lett P D, Phillips W D, Rolston S L, Tanner C E, Watts R N, Westbrook C I *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2084 (1989)
81. Chu S, Hollberg L, Bjorkholm J, Cable A, Ashkin A *Phys. Rev. Lett.* **55** 48 (1985)
82. Впоследствии выяснилось, что высокая температура, наблюдавшаяся в этом эксперименте, была связана с присутствием паразитного магнитного поля от ионного насоса. Chu S *Private communication* (1997)
83. Raab E, Prentiss M, Cable A, Chu S, Pritchard D *Phys. Rev. Lett.* **59** 2631 (1987)
84. Monroe C et al. *Phys. Rev. Lett.* **65** 1571 (1990)
85. Cable A, Prentiss M, Bigelow N P *Opt. Lett.* **15** 507 (1990)
86. Gould P L, Lett P D, Julienne P S, Phillips W D, Thorsheim H R, Weiner J *Phys. Rev. Lett.* **60** 788 (1988)
87. Chu S, Bjorkholm J, Ashkin A, Cable A *Phys. Rev. Lett.* **57** 314 (1986)
88. Lett P D, Jessen P S, Phillips W D, Rolston S L, Westbrook C I, Gould P L *Phys. Rev. Lett.* **67** 2139 (1991)
89. Lett P D, Helmerson K, Phillips W D, Ratliff L P, Rolston S L, Wagshul M E *Phys. Rev. Lett.* **71** 2200 (1993)
90. Ratliff L P, Wagshul M E, Lett P D, Rolston S L, Phillips W D *J. Chem. Phys.* **101** 2638 (1994)
91. Lett P D, Julienne P S, Phillips W D *Annu. Rev. Phys. Chem.* **46** 423 (1995)
92. Jones K, Julienne P, Lett P, Phillips W, Tiesinga E, Williams C *Europhys. Lett.* **35** 85 (1996)
93. Tiesinga E, Williams C J, Julienne P S, Jones K M, Lett P D, Phillips W D *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **101** 505 (1996)
94. Walhout M et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 506 (1995)
95. Gould P L, Lett P D, Phillips W D, in *Laser Spectroscopy VIII* (Springer Series in Optical Sciences, Vol. 55, Eds W Persson, S Svanberg) (Berlin: Springer-Verlag, 1987) p. 64
96. Gordon J P, Ashkin A *Phys. Rev. A* **21** 1606 (1980)
97. Phillips W D, Westbrook C I, Lett P D, Watts R N, Gould P L, Metcalf H J, in *Atomic Physics II* (Eds S Haroche, J C Gay, G Grynberg) (Singapore: World Scientific, 1989) p. 633
98. Salomon C, Dalibard J, Phillips W D, Clairon A, Guellati S *Europhys. Lett.* **12** 683 (1990)
99. Lett P D, Watts R N, Westbrook C I, Phillips W D, Gould P L, Metcalf H J *Phys. Rev. Lett.* **61** 169 (1988)
100. Dalibard J, Cohen-Tannoudji C *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2023 (1989)
101. Ungar P J, Weiss D S, Riis E, Chu S J *Opt. Soc. Am. B* **6** 2058 (1989)
102. Cohen-Tannoudji C N, Phillips W D *Physics Today* **43** (10) 33 (1990)
103. Cohen-Tannoudji C N, in *Fundamental Systems in Quantum Optics* (Eds. J Dalibard, J-M Raimond, J Zinn-Justin) (Amsterdam: North Holland, 1992) p. 1
104. Dalibard J, Cohen-Tannoudji C *J. Opt. Soc. Am. B* **2** 1707 (1985)
105. Weiss D S, Riis E, Shevy Y, Ungar P J, Chu S J *Opt. Soc. Am. B* **6** 2072 (1989)
106. Mollow B R *Phys. Rev.* **188** 1969 (1969)
107. Westbrook C I, Watts R N, Tanner C E, Rolston S L, Phillips W D, Lett P D, Gould P L *Phys. Rev. Lett.* **65** 33 (1990)
108. Dicke R H *Phys. Rev.* **89** 472 (1953)
109. Jessen P S, Gerz C, Lett P D, Phillips W D, Rolston S L, Spreuw R J C, Westbrook C I *Phys. Rev. Lett.* **69** 49 (1992)
110. Marte P, Dum R, Taieb R, Lett P, Zoller P *Phys. Rev. Lett.* **71** 1335 (1993)
111. Grynberg G et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 2249 (1993)
112. Gatzke M, Birkel G, Jessen P S, Kastberg A, Rolston S L, Phillips W D *Phys. Rev. A* **55** R3987 (1997)
113. Verkerk P, Lounis B, Salomon C, Cohen-Tannoudji C, Courtois J-Y, Grynberg G *Phys. Rev. Lett.* **68** 3861 (1992)
114. Kastberg A, Phillips W D, Rolston S L, Spreuw R J C, Jessen P S *Phys. Rev. Lett.* **74** 1542 (1995)
115. Birkel G, Gatzke M, Deutsch I H, Rolston S L, Phillips W D *Phys. Rev. Lett.* **75** 2823 (1995)
116. Raithel G, Birkel G, Kastberg A, Phillips W D, Rolston S L *Phys. Rev. Lett.* **78** 630 (1997)
117. Raithel G, Birkel G, Phillips W D, Rolston S L *Phys. Rev. Lett.* **78** 2928 (1997)
118. Phillips W D *Mater. Sci. Engineer. B* **48** 13 (1997)
119. Lounis B et al. *Europhys. Lett.* **21** 13 (1993)
120. Meacher D R, Boiron D, Metcalf H, Salomon C, Grynberg G *Phys. Rev. A* **50** R1992 (1994)
121. Verkerk P et al. *Europhys. Lett.* **26** 171 (1994)
122. Meacher D R et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 1958 (1995)
123. Castin Y, Doctoral Dissertation (Paris: Ecole Normale Supérieure, 1992) (See section IV 3 e)
124. Castin Y et al. *Phys. Rev. A* **50** 5092 (1994)