

## Управление нейтральными частицами

С. Чу

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

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

## Содержание

1. Введение (274).
  2. Переезд в Холмдел и разминка на подступах к лазерному охлаждению (274).
  3. Выход на охлаждение (276).
  4. На пути к оптическому пленению (278).
  5. Возвращение к оптической палочке (280).
  6. Применения лазерного охлаждения и пленения (283).
  7. Другие применения в атомной физике (288).
  8. Применения в биологии и в исследованиях полимеров (288).
  9. Заключение (289).
- Список литературы (290).

## 1. Введение

В печатной версии моей лекции изложено мое представление о развитии лазерного охлаждения и пленения. Не пытаясь дать объективную картину, я рассказываю о своем личном восприятии того, как мои коллеги и я создавали наше направление исследований.

Я поступил в Bell Laboratories<sup>1</sup> осенью 1978 г. по окончании работы в качестве аспиранта и постдока у Юджина Комминса в Беркли, где я занимался экспериментальными исследованиями несохранения четности в атомной физике [1].

Bell Labs была раем для исследователей. Наше руководство обеспечивало финансирование, защищало нас от бюрократии и побуждало нас развивать науку самого высокого качества. В тесноватых лабораториях и общежитиях мы терлись друг о друга плечами. Семинары часто прерывались возбужденными дискуссиями, а случайная беседа в буфете иногда знаменовала начало нового сотрудничества.

В мои первые годы в Bell Labs я писал реферат по рентгеновской микроскопии и занимался совместно с

Хайяттом Гиббсом и Сэмом Макколлом экспериментальными исследованиями переноса энергии в рубине с целью изучения локализации Андерсона [2, 3]. Эта работа привела нас к исследованиям с помощью пикосекундной лазерной техники возможности моттовских или андерсоновских переходов в других экситонных системах, таких как GaP:N [4]. Во время этой работы я случайно обнаружил, что пикосекундные импульсы распространяются с групповой скоростью, даже если она превосходит скорость света или становится отрицательной [5].

В то время, когда я изучал экситоны и конструирование пикосекундных лазеров, я начал работать с Алланом Миллсом, специалистом мирового уровня по позитронам и позитронию. Мы с ним обсуждали возможность совместной работы, когда я был еще в Беркли, но фактически эксперименты начались только в 1979 г. После трех долгих лет упорного труда, а порой и разочарований (по стандартам Bell Labs это большой срок) нам наконец удалось возбудить в позитронии переход  $1S \rightarrow 2S$  и измерить его энергию [6].

## 2. Переезд в Холмдел и разминка на подступах к лазерному охлаждению

Мое вхождение в область лазерного охлаждения и пленения произошло в результате того, что осенью 1983 г. покинул Мюррей Хилл, штат Нью Джерси, и возглавил Отдел исследований по квантовой электронике в нашем филиале в Холмделе. Из бесед с Артом Ашкином, кабинет которого в Холмделе находился рядом с моим, я узнал о его мечте: осуществить захват атомов с помощью света. Он нашел во мне чрезвычайно внимательного слушателя и стал снабжать копиями своих статей. В ту осень у меня появился новый постдок Лео Холлберг. Когда я брал его на работу, я планировал разработать спектрометр для измерения энергетических потерь электронов, основанный на пороговой ионизации атомного пучка светом пикосекундного лазера. Мы надеялись улучшить разрешение по энергии по сравнению с существовавшими спектрометрами, по крайней мере, на порядок и затем с помощью нового спектрометра исследовать молекулярные адсорбаты на поверхностях с оптическим разрешением и с электронной

© The Nobel Foundation 1998

© Перевод на русский язык — Российская академия наук, "Успехи физических наук" 1999

<sup>1</sup> Белл телефон лабораториз. Научно-исследовательская фирма в США.

чувствительностью. Однако Лео, который раньше специализировался в атомной физике, тоже проявлял интерес к возможности управления атомами с помощью света.

Однажды мы с Лео приняли спонтанное решение поехать в Массачусетс на семинар по пленению ионов и атомов, организованный Дэвидом Притчардом из МТИ. Я не разбирался в этих вопросах, мне не доставало простейшей интуиции, чтобы добавить что-нибудь новое в эту область. Чтобы показать степень моего непонимания, достаточно упомянуть, как глубоко я был удивлен дисперсионной природой "дипольной силы". Сила является притягивающей, когда частота света отстроена вниз от резонанса, отталкивающей при отстройке вверх и исчезает при настройке на резонанс. Оглядываясь назад, на эти блуждания в потемках, я чувствую смущение от того, как долго я осознавал, что этот эффект можно объяснить на основе начального курса физики. С другой стороны, интуиции не доставало не только у меня. Когда я спросил одного сослуживца по Bell Labs об этом эффекте, он ответил: "Только Джим Гордон действительно понимает дипольную силу!"

К 1980 г. природа сил, с которыми свет может действовать на вещество, была хорошо понята [7]. Выполненный Максвеллом расчет плотности потока импульса в световой волне [8] и лабораторные наблюдения давления света на макроскопические объекты, проведенные Лебедевым [9], а также Николсом и Халлом [10], дали первое количественное объяснение механического действия света на материальные объекты. Эйнштейн [11] указал на квантовую природу этих сил: атом, который поглощает фотон с энергией  $h\nu$ , получает импульс  $h\nu/c$  вдоль направления падающего фотона  $\mathbf{p}_{in}$ . Излучая фотон с импульсом  $\mathbf{p}_{out}$ , атом испытывает отдачу в противоположном направлении. Таким образом, в результате некогерентного рассеяния фотона импульс атома изменяется на  $\Delta\mathbf{p}_{атом} = \mathbf{p}_{in} - \mathbf{p}_{out}$ . В 1930 г. Фриш наблюдал отклонение атомного пучка светом резонансной натриевой лампы, при этом среднее изменение импульса атома соответствовало рассеянию одного фотона [12].

Поскольку рассеяние происходит в произвольных направлениях, суммарный эффект обусловлен только поглощаемыми фотонами и выражается в рассеивающей силе  $\mathbf{F}_{scatt} = N\mathbf{p}_{in}$ , где  $N$  — число фотонов, рассеиваемых за секунду. Типичный темп рассеяния при возбуждении атомов излучением, настроенным на сильную резонансную линию, составляет порядка  $10^7 - 10^8 \text{ с}^{-1}$ . Скорость атома натрия, например, меняется на  $3 \text{ см с}^{-1}$  в расчете на один поглощенный фотон. Сила рассеяния может в  $10^5$  раз превышать силу земного тяготения; которая ничтожна по сравнению с электромагнитными силами, действующими на заряженные частицы, но превосходит любую другую дальнедействующую силу, влияющую на нейтральные частицы.

Существуют силы другого типа, связанные с линзингом (т.е. когерентным рассеянием) фотонов. Линза изменяет распределение фотонов по импульсам и по третьему закону Ньютона должна испытывать реактивную силу, равную по величине и противоположную по знаку скорости изменения импульса светового поля. Например, положительная линза будет испытывать силу, направленную в область повышенной интенсивности света, как показано на рис. 1 [13]. В случае атома величину линзинга можно вычислить, складывая ампли-

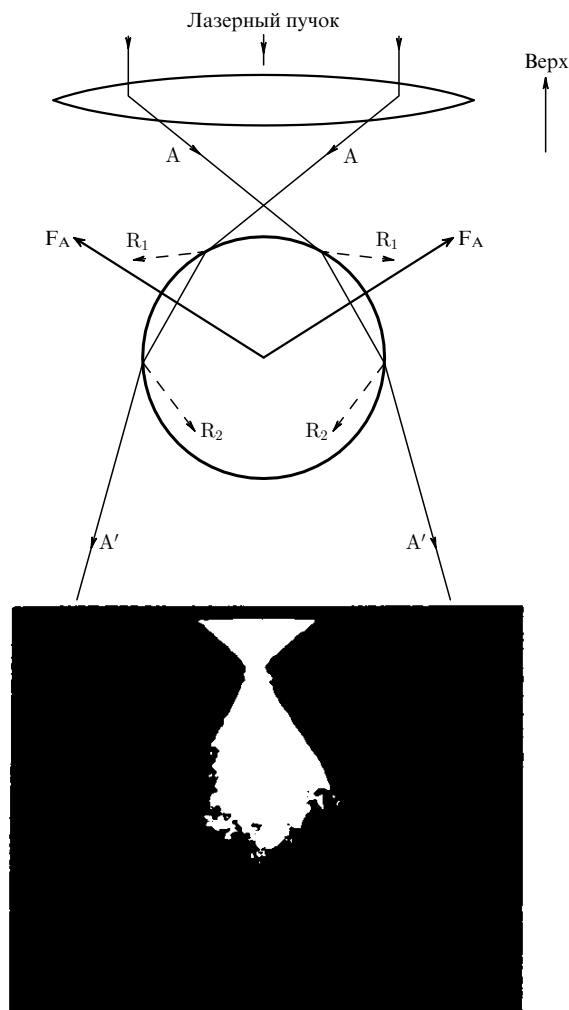


Рис. 1. Фотография стеклянного шарика диаметром 10 мкм, захваченного в воде зеленым светом аргонового лазера, падающим сверху. Фотография представляет собой флуоресцентное изображение, полученное с помощью фильтра, блокирующего зеленый свет и пропускающего красный. Выходящие (преломленные) лучи демонстрируют значительное уменьшение расходимости по сравнению с падающими лучами. Увеличение импульса, переносимого светом вперед, приводит к появлению противоположной силы, действующей на стеклянную частицу и уравновешивающей силу, связанную с рассеянием назад. Вид пучка, рассеянного вперед, характерен для рассеяния Ми.

туду падающего светового поля с дипольным полем, которое создается электронами атома, ускоряемыми падающим полем.

Эта сила реакции также называется "дипольной силой". Осциллирующее световое поле  $\mathbf{E}$  индуцирует дипольный момент  $\mathbf{p}$  на частице. Если индуцированный дипольный момент находится в фазе с полем, энергия взаимодействия  $-\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}$  ниже в области высоких полей. Если индуцированный момент находится в противофазе с действующим полем, энергия частицы возрастает с полем, и частица будет испытывать силу, выталкивающую ее из поля. Изменение знака дипольной силы легко понять на основе модели, представляющей атом или частицу как гармонический осциллятор с трением. На частотах ниже собственной частоты осциллятора отклик осциллятора оказывается в фазе с возбуждающим

полем, в то время как на частотах, превышающих собственную, осциллятор колеблется в противофазе с полем. В точном резонансе осциллятор смещен по фазе на  $90^\circ$ , и  $\mathbf{p} \cdot \mathbf{E} = 0$ .

Дипольная сила впервые обсуждалась Аскарьяном [14] в связи с плазмой и с нейтральными атомами. Возможность пленения атомов этой силой рассматривалась Летоховым [15], который показал, что атомы могут удерживаться вдоль одного направления в узлах или в пучностях стоячей световой волны, отстроеной по частоте далеко от атомного перехода. В 1970 г. Артур Ашкин сумел пленить частицы микронных размеров, используя два встречных сфокусированных лазерных пучка, как показано на рис. 2. Удержание в аксиальном направлении обусловлено силой рассеяния: смещение по направлению к одной из фокальных точек вызывает разбаланс в рассеянии, что приводит к появлению силы толкающей частицу обратно к центру ловушки. Вдоль радиального направления дипольная сила, направленная к оси, может подавить силу рассеяния, направленную наружу. В последующие годы Ашкин продемонстрировал устойчивое пленение частиц в ловушках с другой геометрией [16], а в 1978 г. предложил первые трехмерные ловушки для атомов [17]. В том же году, совместно с Джоном Бьеркхольмом и Ричардом Фриманом, он продемонстрировал действие дипольных сил, фокусируя атомный пучок с помощью сфокусированного лазерного пучка.

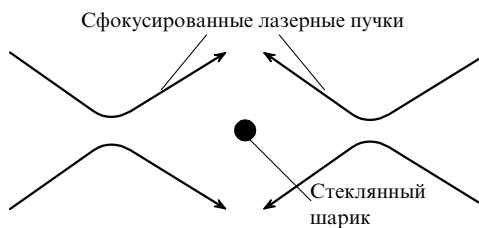


Рис. 2. Схематическая диаграмма захвата частицы, впервые реализованного Ашкином. Удержание в аксиальном направлении связано с разбалансом сил рассеяния, создаваемых пучками, распространяющимися влево и вправо. Удержание в радиальном направлении обусловлено дипольной силой, которая должна превосходить рассеивающую силу, направленную наружу.

Несмотря на этот прогресс, эксперименты в Bell Labs были через год приостановлены, так как осуществлению пленения препятствовали две основные причины. Во-первых, пленяющие силы, вызываемые интенсивным сфокусированным лазерным пучком, очень слабы. При комнатной температуре атомы обладают средней энергией  $3k_B T/2 \sim mv^2/2$ , т.е. на несколько порядков больше, чем могли бы удержать предложенные ловушки. Холодных источников атомов, обеспечивающих достаточно высокий поток, тогда не существовало и чтобы увеличить число плененных атомов, были нужны ловушки большого объема. Во-вторых, оказалось, что в оптической ловушке относительно большого объема, образуемой встречными световыми пучками, возникают серьезные проблемы, связанные с нагреванием. Атом может поглотить фотон из одного пучка и стимулированным образом излучить его во встречный пучок. В этом процессе он приобретает импульс, вдвое превышающий

импульс поглощаемого фотона. Но тот же атом может участвовать в процессе возбуждения и стимулированного излучения, направленном в противоположную сторону, приобретая импульс противоположного направления. Поскольку направление поглощения и стимулированного излучения случайно, этот процесс увеличивает случайную скорость атомов, они быстро нагреваются и "выкипают" из ловушки. Для двухуровневого атома эффект нагревания был строго рассчитан Джимом Гордоном и Ашкином [19].

### 3. Выход на охлаждение

Моя первая идея, связанная с загрузкой ловушки, была скромной, но она заставила меня серьезно задуматься над пленением атомов. Я предложил создать холодный источник атомов, поместив атомы натрия в матрицу замороженного инертного неона [20]. Я надеялся, что, подогревая с помощью импульсного лазера охлаждаемую подложку этой матрицы, можно будет создать клуб пара из атомов неона и натрия с температурой в несколько десятков градусов Кельвина. Достаточно большая часть натрия после испарения превратится в изолированные атомы, и клубообразное облачко пара будет содержать полное максвелл-болцмановское распределение по скоростям, включая самые медленные атомы. В обычном атомном пучке наиболее медленные атомы выбиваются с пути более быстрыми атомами, догоняющими их. В "клубообразном" источнике (puffed source) поверхность можно быстро нагревать и охлаждать, так что не будет быстрых атомов, налетающих сзади. Дополнительное достоинство состоит в том, что этот источник выключается быстро и полностью, поэтому можно будет зарегистрировать даже небольшое число плененных атомов.

Вскоре после моего превращения из заинтересованного наблюдателя в участника событий я понял, что путь к пленению проходит через лазерное охлаждение с помощью световых пучков, распространяющихся навстречу друг другу. Если лазер отстроен ниже атомного резонанса, для движущегося атома доплеровский сдвиг смещает частоту встречного пучка ближе к резонансу, а частоту попутного пучка отстраивает дальше от резонанса. Таким образом, атом эффективнее рассеивает встречные фотоны и испытывает результирующую силу, направленную навстречу его движению. В пределе достаточно медленного движения атомов, когда обусловленная эффектом Доплера разница в эффективности поглощения (рассеяния) линейно пропорциональна скорости, результирующая сила имеет характер силы вязкого трения,  $\mathbf{F} = -\alpha \mathbf{v}$ . Эта элегантная идея была предложена Хеншем и Шавловым в 1975 г. [21]. В том же году Винланд и Демелт предложили соответствующую схему охлаждения [22].

Равновесную температуру можно оценить, приравняв друг к другу скорость охлаждения в отсутствие нагревания и скорость нагревания в отсутствие охлаждения,  $dW_{\text{heating}}/dt = dW_{\text{cooling}}/dt = -\mathbf{F} \cdot \mathbf{v}$ . Нагревание обусловлено случайными толчками, которые атомы испытывают при хаотическом рассеянии фотонов из встречных световых пучков [19, 23]. Возрастание импульса атома  $p$  представляет собой процесс случайного блуждания в импульсном пространстве, поэтому средний квадрат импульса растет в соответствии с соотноше-

нием

$$\frac{dW_{\text{heating}}}{dt} = \frac{d p^2}{dt 2M} = \frac{N p_r^2}{2M},$$

где  $p_r$  — импульс отдачи, возникающей при излучении одного фотона, а  $N$  — число фотонных толчков в секунду. Приравняв скорости нагревания и охлаждения, можно вычислить равновесную температуру как функцию интенсивности света, ширины перехода и отстройки лазера от резонанса. Согласно теоретическим предсказаниям, минимальная равновесная температура  $k_B T_{\text{min}} = \hbar\Gamma/2$  ( $\Gamma$  — ширина перехода) реализуется при малых интенсивностях и при отстройке  $\Delta\nu = \Gamma/2$ , когда асимметрия доплеровского сдвига максимальна. В пределе малых интенсивностей все лазерные пучки действуют независимо и проблемы, связанные с нагреванием из-за стимулированных переходов между встречными лазерными пучками, можно не учитывать.

Свет не только охлаждает атомы, но и удерживает их. Схема лазерного охлаждения аналогична броуновскому движению частиц пыли в воде. На частицу действует сила трения, и время пребывания частицы в некоторой области пространства можно оценить, используя результат элементарной физики: среднеквадратичное смещение  $\langle x^2 \rangle$  за время  $\Delta t$  в процессе случайного блуждания выражается формулой  $\langle x^2 \rangle = 2D\Delta t$ , где коэффициент диффузии определяется из соотношения Эйнштейна  $D = k_B T/\alpha$ . На атомы, движущиеся с такими скоростями  $v$ , что  $kv < \Gamma$ , тоже будет действовать сила, имеющая характер вязкого трения,  $F = -\alpha v$ . "Окружая" атомы шестью световыми пучками, распространяющимися в направлениях  $\pm x$ ,  $y$  и  $z$ , можно создать море фотонов, которое будет вести себя, как исключительно вязкая жидкость — "оптическая патока" [24]. Если поддерживать интенсивность света на низком уровне, атомы будут быстро охлаждаться до температур, близких к  $T_{\text{min}}$ . После охлаждения они будут удерживаться в области с размерами порядка одного сантиметра, причем время удержания может достигать долей секунды.

Настал момент, когда мы с Лео "положили на полку" наш проект электронного спектрометра и посвятили свою энергию созданию оптической патоки. Мы быстро сконструировали клубообразный источник атомов натрия, необходимый для загрузки патоки. Чтобы упростить дело, мы начали с таблетки натрия, нагретой до комнатной температуры. Вместо того, чтобы бороться со сложностями, связанными с матрицами из благородных газов, мы решили, что прежде, чем приступить к экспериментам с оптической патокой, надо увеличить число холодных атомов, замедляя атомы из клубообразного источника. К тому времени уже было несколько экспериментов по замедлению атомов световыми пучками [25], но для того, чтобы можно было загрузить атомы натрия в ловушку, надо было предварительно замедлить их до скоростей порядка  $200\text{--}300 \text{ см с}^{-1}$  (почти остановить!). Две группы достигли этого рубежа в конце 1984 г.: группа Билла Филиппа из Национального бюро стандартов (НБС) в Гейзерсбурге, штат Мэриленд, использующая конусообразное магнитное поле [26], и другая группа из НБС под руководством Яна Холла — в Баулдере, Колорадо [27]. Мы решили воспроизвести методику Эртмера и др. [27] и использовать электрооптический генератор, чтобы получить

боковую частоту. Свет со сдвинутой частотой должен быть направлен навстречу атомам, вылетающим с поверхности натрия, и по мере замедления атомов необходимо менять частоту так, чтобы удерживать свет в резонансе с атомами при меняющемся доплеровском сдвиге.

Лео лучше меня разбирался в электронике и взял на себя радиочастотную часть проекта, а я занялся широкополосным электрооптическим модулятором на передающей линии. Одно из преимуществ работы в Bell Labs состоит в том, что в ней, как правило, можно найти нужного специалиста и проконсультироваться у него. Большая часть пионерских разработок электрооптических модуляторов была выполнена в Bell Labs в Холмделе в 60-е годы, и в 1983 г. мы все еще оставались лидерами в этой области. Я учился изготавливать электрооптические модуляторы по книге, написанной коллегой Иваном Каминовым [28]. Я привлек Лэрри Була, чтобы он вырезал и отполировал кристалл  $\text{LiTaO}_3$  для модулятора. Род Элфернесс научил меня согласовывать микроволновые импедансы и снабдил меня пускателями, необходимыми для согласования электроники Лео с моим модулятором на плоскопараллельной передающей линии. Через месяц после того, как мы решили предварительно охлаждать атомы лазером со свипируемой частотой, у нас был работающий широкополосный гигагерцовый электрооптический модулятор и драйвер, и мы могли проводить предварительное охлаждение атомов из клубообразного источника.

Ранней весной 1984 г. мы с Лео начали с совершенно голого оптического стола, без вакуумной камеры и без модулятора. В конце весны к нам присоединился Джон Бьеркхольм, который ранее продемонстрировал действие дипольной силы, фокусируя атомный пучок. В начале лета наши ряды пополнил Алекс Кейбл, недавний выпускник Рутгерса. Официально он был принят как техник, неофициально же работал как превосходный аспирант. Меньше чем за год, мы представили статью по оптической патоке [29, 30]. Две статьи об остановке атомного пучка [26, 27] были опубликованы месяцем раньше.

Итак, мы собрали установку для наблюдения оптической патоки. У нас имелась сверхвысоковакуумная камера, но мы не хотели, чтобы работу замедляло большое время отжига, необходимое для достижения высокого вакуума. Вместо этого мы установили охлаждаемый экран, покрытый аквадагом, веществом на основе графита. При охлаждении до температуры жидкого азота экран становился очень эффективным сорбирующим насосом: мы могли вскрыть вакуумную камеру, и уже на следующий день начать с ней работать. Возможность быстрой переборки всегда была важна для меня. Ошибки неизбежны, поэтому я всегда собирал установку так, чтобы можно было быстро устранить дефекты.

Как показали первые сигналы от атомов, удержанных в оптической патоке, времена удержания составляли несколько десятков миллисекунд, но вскоре мы улучшили это время более чем на порядок. Удивительно, но после создания патоки прошла неделя, прежде чем мы заглянули в вакуумную камеру своими глазами вместо фотоумножителя. Когда мы, наконец, сделали это, мы были вознаграждены необыкновенным зрелищем, открывшимся перед нами.

В этой первой работе мы направляли лазерные пучки навстречу друг другу так точно, как только могли. Годом позже мы случайно натолкнулись на "расстроенную" конфигурацию, которая позволила увеличить время удержания еще на порядок. Кроме того, эта так называемая "сверхпатоковая" настройка пучков приводила к тому, что область, занимаемая атомами, при начальных размерах порядка 1 см, сжималась примерно до 2 мм. Мы никак не могли понять это явление и после ряда попыток опубликовали краткий обзор этих результатов в трудах конференции [31].

На первом этапе работы с патокой мы поняли, что традиционные методы измерения температуры по доплеровскому уширению резонансной линии атомов не будут работать при низких температурах, которые мы надеялись получить. Вместо них я применил времяпролетный метод прямого измерения распределения атомов по скоростям. После того, как атомы в патоке достигали равновесия, мы выключали свет на различные промежутки времени. За это время быстрые атомы улетали из патоки баллистическим образом, а более медленные снова захватывались патокой. Этот метод позволил нам измерять непосредственно распределение по скоростям. Наши первые эксперименты дали температуру около 185 мкК, несколько ниже минимальной температуры, допускаемой теорией доплеровского охлаждения. И тут мы допустили главную ошибку экспериментаторов: вместо того, чтобы прислушиваться к Природе, мы слишком сильно поддались влиянию теоретических предсказаний. Введя в описание процедуры загрузки патоки атомами подгоночный коэффициент, мы сумели привести результаты измерений в согласие с теоретическими предсказаниями.

#### 4. На пути к оптическому пленению

Получив оптическую патоку, мы начали искать пути достижения первоначальной цели — оптического пленения атомов. Отправным пунктом стала работа Билла Филиппа с сотрудниками по магнитному пленению атомов натрия [32], опубликованная за две недели до выхода нашей статьи по оптической патоке. Хотя в наших первых экспериментах ожидаемое время удержания (по уровню  $1/e$ ) в патоке было вполне приемлемым,  $\tau \sim 0,36$  с, патока не обеспечивала возвращающей силы, которая толкала бы атомы к центру ловушки.

Несмотря на то, что мы располагали эффективным источником холодных атомов, путь к пленению оставался для нас неясным по ряду причин.

а. Оптическое пленение, основанное строго на силе рассеяния, представлялось невозможным в соответствии с так называемой "оптической теоремой Ирншоу". Эта теорема была опубликована в ответ на первые предложения по созданию оптических ловушек на силе рассеяния [33, 34].

б. Мы считали, что ловушка, основанная на геометрии встречных пучков, нежизнеспособна из-за сильного эффекта стимулированного нагревания.

в. Наконец, мы исключали использование одного сфокусированного пучка из-за очень малого объема пленения. Мы ошибались по всем пунктам.

Сразу после экспериментов с патокой, мы попытались реализовать ловушку большого объема с переменным освещением, предложенную Ашкином [35]. Наша

попытка окончилась неудачей, и через несколько месяцев мы стали обдумывать другие альтернативы. Одной из них была еще одна разновидность ловушки с переменным освещением, которую я предложил в докладе на конференции в декабре 1984 г. [36], но нам хотелось чего-нибудь попроще. Как-то зимой 1986 г. во время одного из наших мозговых штурмов по поводу того, что делать дальше, Джон Бьеркхольм попытался воскресить ловушку на одном сфокусированном пучке, впервые предложенную Ашкином в статье 1978 г. [17]. Я сразу отверг идею из-за малого объема ловушки. Одноваттный лазер, сфокусированный так, чтобы создать ловушку глубиной 5 мК, обеспечил бы объем пленения около  $10^{-7}$  см<sup>3</sup>. Поскольку плотность атомов в нашей оптической патоке составляла  $10^6$  атомов см<sup>-3</sup>, мы пленили бы менее одного атома в ловушку, окруженную  $10^6$  атомами в патоке. Через пару дней после того, как убедил группу, что ловушка на сфокусированном лазерном пучке не будет работать, я понял, что ловушка должна захватывать значительно больше атомов, чем дает моя первая оценка. Атом, оказавшийся вблизи ловушки, вероятно, не будет пленен немедленно, но возможность попасть в ловушку будет повторяться много раз при его случайном блуждании в патоке.

Ловушка работала. Фактически мы могли видеть хаотическую загрузку своими собственными глазами. Крошечная точка света становилась все более яркой, по мере того как все больше атомов оказывалось в ловушке. В первый день успешного пленения я бегал взад-вперед по холлу, затаскивая людей в лабораторию, чтобы они могли разделить нашу радость. Мой начальник Чак Шэнк проявил вежливый энтузиазм, но я не уверен, что он действительно разглядел сигнал на фоне отражений в окнах вакуумной камеры и флуоресценции. Арт Ашкин заболел гриппом вскоре после нашего первого успеха. Позже он мне признался, что у него были сомнения: поскольку он лежал в постели с высокой температурой, он не был уверен, не привиделось ли ему, что у нас есть работающая ловушка.

Мы попытались отобразить крохотное пятнышко света на фотоумножитель, но малейшие расстройку приводили к слишком сильной засветке от окружающей патоки. Это вызывало разочарование; ведь мы действительно видели атомы собственными глазами, но не могли получить повторяющийся сигнал с фотоумножителя. Потом меня озарило: если сигнал виден невооруженным глазом, то его можно заснять с помощью видеокамеры и проанализировать видеопленку! Местный представитель RCA, которого развеселило наше волнение, одолжил нам высокочувствительную видеокамеру. В нашей статье по пленению был фотоснимок плененных атомов — первый цветной рисунок, опубликованный в *Physical Review Letters* [37].

Когда мы начали заниматься пленением атомов, Арт решил пленить частицы стекла микронных размеров в *одиночном* сфокусированном пучке, чтобы проверить принцип атомной ловушки. Вместо атомов в оптической патоке он использовал шарики из плавленого кварца, помещенные в воду. Шарики микронных размеров обладают значительно большей поляризуемостью, чем атомы, и Ашкин интуитивно чувствовал, что они могут быть пленены при комнатной температуре, если осевая составляющая градиента интенсивности, которая тянет стеклянную бусинку к фокусу, преодолет силу рассея-

ния, выталкивающую частицу из ловушки. Эта более макроскопическая версия ловушки типа оптического пинцета вскоре была реализована, и это прибавило нам уверенности, что атомная ловушка может работать [38]. В то время никто из нас не предполагал, что этот простой "игрушечный" эксперимент так расцветет.

Вскоре после того, как мы продемонстрировали работу оптической ловушки, я принял в свой отдел на постоянную работу Мару Прентис. Она начала заниматься вместе с нами загадкой сверхпатоки, когда мне позвонил Дэйв Притчард из Массачусетского технологического института (МТИ). Он рассказал, что вместе со своим студентом Эриком Раабом он работает над созданием ловушки на силе рассеяния, надеясь обойти оптическую теорему Ирншоу [33]. Эта теорема утверждает, что ловушка на силе рассеяния невозможна, поскольку сила рассеяния  $F_{\text{scatt}}$  пропорциональна интенсивности лазерного света  $I$ . Доказательство простое:  $\mathbf{V} \cdot \mathbf{F}_{\text{scatt}} = 0$ , так как для любой области пустого пространства суммарный втекающий поток равен вытекающему. Таким образом, в пространстве не может быть области, где все силовые линии  $\mathbf{F}_{\text{scatt}}$  направлены к устойчивой точке пленения. Притчард, Карл Виман и их коллеги заметили, что предположение  $F_{\text{scatt}} \propto I$  не обязательно справедливо [39]. Они предложили комбинацию внешних магнитных и электрических полей, которую можно было использовать для создания устойчивой оптической ловушки.

У Рааба в МТИ были трудности с запуском ловушки на силе рассеяния, и прежде чем прекратить работу, они, в качестве последней попытки, спросили, не заинтересованы ли мы в сотрудничестве с ними по этой теме. Основная идея иллюстрируется на рис. 3 для случая атома с  $F = 1$  в основном состоянии и  $F = 2$  в возбужденном

состоянии, где  $F$  — полный угловой момент атома. Слабое магнитное поле сферической квадрупольной ловушки расщепляет зеемановские подуровни многоуровневого атома, освещаемого встречными циркулярно поляризованными лазерными пучками. Благодаря небольшому зеемановскому сдвигу, атом, находящийся справа от центра ловушки, оптически накачивается преимущественно в состояние с  $m_F = -1$ . Если атом находится в этом состоянии, большая разница в скоростях рассеяния света с поляризацией  $\sigma^-$  и  $\sigma^+$  вызывает результирующую силу рассеяния, направленную к центру ловушки. Атом левее центра эффективнее рассеивает фотоны из пучка с  $\sigma^+$ -поляризацией. Если лазерные пучки отстроены ниже всех зеемановски расщепленных линий, реализуется охлаждение оптической патокой. Обобщение на три измерения проводится просто.

Идея была чрезвычайно остроумной и чтобы ее опробовать, надо было всего лишь вставить в нашу установку пару катушек, создающих умеренное магнитное поле. Я изготовил часть трубок для охлаждения магнитных катушек, но вынужден был отвлечься, чтобы сдержать данное ранее обещание помочь в наладке эксперимента по спектроскопии мюония, проводившегося совместно с Алланом Миллсом, Кеном Нагамине и другими сотрудниками [40]. Через несколько дней патока снова работала, и Алекс позвонил мне на мюонную фабрику в Японии, при этом его голос дрожал от возбуждения. Ловушка работала великолепно, а атомное облако было ослепительно ярким по сравнению с нашей дипольной ловушкой. Вместо жалких 1000 атомов, которые мы имели в первой ловушке, они получали от  $10^7$  до  $10^8$  атомов [41].

Основная идея ловушки была подсказана Жаном Далибаром, подопечным Клода Коэна-Тануджи. На эту мысль его навел доклад Дэйва Притчарда о том, как можно обойти теорему Ирншоу. Узнав об этом, я позвонил Жану в Париж с намерением убедить его, что его имя должно присутствовать в статье, которую мы писали. Жан столь же скромный, сколь и блестящий, и он счел, что ему не следует быть соавтором, так как он не участвовал в работе [42].

Магнитооптическая ловушка (обычно называемая МОЛ) сразу завладела вниманием растущего сообщества "холодильщиков" и "захватчиков". Группа Карла Вимана показала, что в нее можно загружать атомы непосредственно из разреженных паров, минуя промежуточный этап замедления атомного пучка [43]. Увеличив размер лазерных пучков, используемых в ловушке, мы с Куртом Гибблом продемонстрировали, что можно пленить до  $\sim 4 \times 10^{10}$  атомов [44]. Вольфганг Кеттерле, Притчард и др. [45] показали, что можно значительно увеличить плотность атомов в МОЛ, уменьшая рассеяние в центральной части ловушки путем блокировки перекачивающего пучка в этой области пространства. Под впечатлением их идеи затенения мы с моими сотрудниками в Станфорде продемонстрировали, что простое ослабление перекачивающего света на последнем этапе резко увеличивает плотность низкотемпературных атомов в МОЛ [46].

Изобретение и усовершенствование МОЛ дает пример того, как новая дисциплина — лазерное охлаждение и пленение — выростала из обмена идеями и сотрудничества международного сообщества ученых. Поэтому я нахожу особенно справедливым, что магнитооптическая

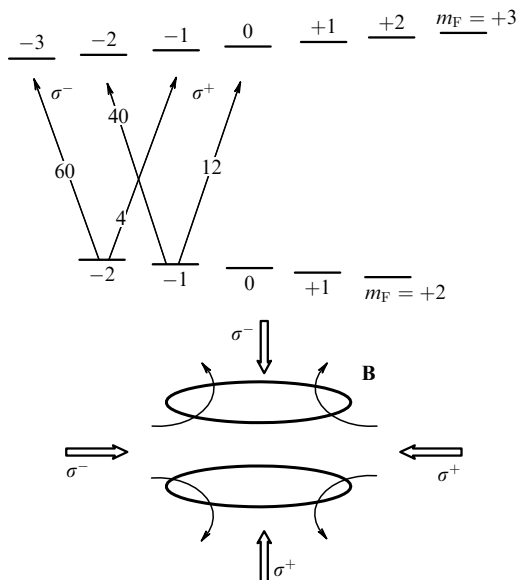


Рис. 3. Магнитооптическая ловушка для атомов с  $F = 2$  в основном состоянии и  $F = 3$  в возбужденном состоянии. Небольшой сдвиг зеемановских подуровней вызывает нарушение симметрии и оптическую накачку атомов, преимущественно в состояние с  $m_F = 2$  ( $m_F = -2$ ) при  $\mathbf{B} < 0$  ( $\mathbf{B} > 0$ ). В оптически накачиваемых состояниях атомы подталкиваются по направлению к  $\mathbf{B} = 0$  из-за большой разницы в скоростях переходов. Показаны относительные скорости переходов для состояний с  $m_F = -2$  и  $-1$  при  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризации света.

ловушка является отправным пунктом для большинства экспериментов с атомами, охлажденными лазером.

## 5. Возвращение к оптической патоке

Зимой 1987 г. я решил покинуть Bell Labs — эту "башню из слоновой кости" и принял предложение стать профессором в Станфорде. Как раз перед моим отъездом мы продемонстрировали эффективность магнитооптической ловушки, и было ясно, что она обеспечивает идеальную стартовую позицию для многих экспериментов. Я прибыл в Станфорд осенью 1987 г., еще не зная, как долго придется создавать новую исследовательскую группу [47]. Билл Филипс и Клод Коэн-Тануджи собирали сильные команды ученых, что было невозможно в Станфорде. Дэйв Притчард взращивал мощную группу в МТИ. Другие "сильные игроки" в атомной физике, такие, как Карл Виман и Ален Аспект, только что вышли на поле. А я тем временем должен был начинать все сначала, рассылая предложения и встречаясь с предполагаемыми аспирантами. Если бы я раньше задумался о том, как я буду создавать новую лабораторию в условиях такой конкуренции, я, вероятно, не решился бы на этот шаг.

Как и во многих других случаях в моей карьере, я, возможно, не сделал ловкий ход, но сделал удачный. Годы с 1988-го по 1993-й были и остаются самыми продуктивными в моей научной карьере. Моими первыми тремя аспирантами стали Марк Касевич, Дэйв Вейс и Майк Фи. У меня также было два постдока, — Яков Шеви и Эрлинг Риис, которые пришли в группу в мой первый год в Станфорде. К январю 1988 г. Дэйв и Яков сделали магнитооптическую ловушку, работающую в той же камере, которую мы использовали для демонстрации оптической патоки и дипольной ловушки. План состоял в том, чтобы улучшить методику оптического пленения и затем использовать новую технику лазерного охлаждения и пленения для изучения новых физических явлений, которые можно наблюдать, имея холодные атомы.

Марк и Эрлинг собирали другую камеру, намереваясь исследовать "квантовое отражение" атомов от холодных поверхностей. Во время работы в Bell Labs я под влиянием Аллана Миллса и Фила Платцмана заинтересовался квантовым отражением сверххолодных атомов. Проблему можно поставить следующим образом. Рассмотрим атом с большой длиной волны де Бройля  $\lambda$ , падающий на идеализированный короткодействующий *притягивающий* потенциал. В общем случае имеются прошедшая и отраженная волны, но в пределе, когда  $\lambda$  значительно превышает пространственный масштаб потенциала, можно прийти к выводу, противоречащему интуитивным ожиданиям, что вероятность отражения стремится к единице. Потенциал реальной поверхности является притягивающим по степенному закону вида  $1/z^n$  и не имеет характерного масштаба длины. Вблизи поверхности на атом действует притягивающая сила Ван-дер-Ваальса с потенциалом  $1/z^3$ , а вдали от нее за счет эффектов "запаздывающего потенциала", впервые обсуждавшихся Казимиром, притягивающий потенциал приобретает зависимость  $1/z^4$ . Кроме того, имеются некоторые тонкости, возникающие при учете неупругих каналов рассеяния. Эта проблема привле-

кала внимание значительного числа теоретиков и экспериментаторов.

Мой план вскоре был "выброшен в корзину" из-за открытия, которое вызвало шок в сообществе исследователей, занимающихся лазерным охлаждением. К 1987 г. другие группы стали создавать оптическую патоку и получали в измерениях температуры атомов, близкие к ожидаемому пределу [48, 49]. Однако весной 1988 г. группа Билла Филипса из Национального института стандартов и технологии (НИСТ) сообщила, что атомы натрия в оптической патоке могут быть охлаждены до температур значительно ниже предела, предсказанного теоретически. Они опубликовали данные, показывающие, что температура атомов натрия, охлажденных в оптической патоке, составляет  $43 \pm 20$  мК и что температура не подчиняется частотной зависимости, предсказываемой теорией [50]. Этот результат был столь поразительным, что они использовали три разных времяпролетных метода для его проверки. Через несколько месяцев три независимые группы под руководством Вимана, Коэна-Тануджи и моим подтвердили, что атомы натрия и цезия в оптической патоке могут быть охлаждены значительно ниже доплеровского предела.

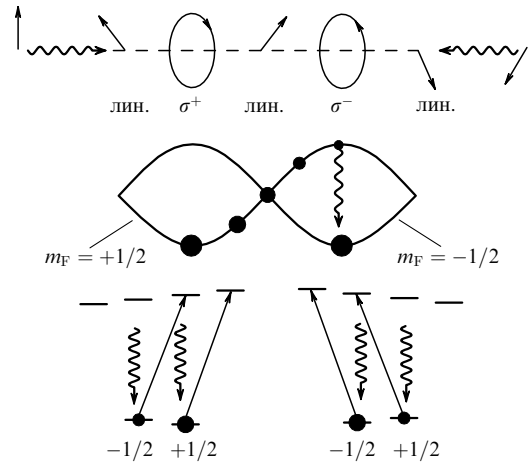
Как и в случаях с другими "большими сюрпризами", были более ранние указания, что здесь что-то неладно. Я и мои сотрудники рассказывали на конференциях о проблеме "сверхпатоки" с 1986 г. На конференции 1987 г. по лазерной спектроскопии в Оре, Швеция, группа из НИСТ сообщила о наблюдении времени жизни патоки с частотной зависимостью, сильно отличающейся от предсказываемой простой формулой  $\langle x^2 \rangle = 2D\tau/\alpha^2$ , которую мы опубликовали в нашей первой статье по патоке [51]. Эта группа также обнаружила, что ловушка более устойчива к разбалансу пучков, чем ожидалось. В атмосфере коллективной эйфории по поводу охлаждения и пленения атомов никому из исследователей не пришло в голову провести стандартные контрольные эксперименты по измерению характеристик оптической патоки, и я был виноват в этом больше всех.

В конце июня 1988 г. мы с Клодом встретились на конференции по спин-поляризованным квантовым системам в Турине, Италия. В докладе, полном самобичевания, я кратко рассказал о новых сюрпризах в лазерном охлаждении, известных к тому времени. После того, как я и Клод сделали свои доклады, мы с ним во время ланча сравнили новые результаты, полученные в наших лабораториях. Теория, предсказывающая минимальную температуру для двухуровневых атомов, была вне подозрений. Мы интуитивно чувствовали, что более низкие температуры должны быть связаны с тем, что атомы, с которыми мы имели дело, были *реальными* атомами с зеemanовскими подуровнями и сверхтонким расщеплением. Мы догадывались, что механизм охлаждения, по видимому, связан со структурой зеemanовских подуровней, а не со сверхтонкой структурой, поскольку температуры для цезия ( $\Delta v_{\text{hfs}} = 9,19$  Гц) и натрия ( $\Delta v_{\text{hfs}} = 1,77$  Гц) оказывались близкими, если измерять их в масштабе температуры отдачи фотона  $kT/2 = mv_{\text{rms}}^2/2$ , где  $v_{\text{rms}} \sim (4-5)v_{\text{recoil}}$ , а  $v_{\text{recoil}} = \hbar k/M$  есть изменение скорости, которое испытывает атом при поглощении одного фотона с волновым вектором  $k = 2\pi/\lambda$ . К тому времени мы также знали, что для достижения наиболее глубокого охлаждения нужно уменьшить магнитное поле ниже 0,05 Гс.

После конференции Клод вернулся в Париж, а я "попался в ловушку", пообещав сделать еще несколько докладов в Европе. Моя следующая остановка была в Мюнхене, где я сообщил Теду Хеншу, что, на мой взгляд, это должно быть связано с оптической накачкой. У меня были лишь зачаточные знания об оптической накачке, поэтому я провел полдня в библиотеке, читая о ней. Я становился все более обескураженным, просматривая статью, в которой упоминались "состояния Козна-Тануджи". Мне стало ясно, что у Клода и Жана были более выигрышные позиции для разгадки этой головоломки.

После Мюнхена я поехал в Пизу, где сделал доклад о нашей работе по спектроскопии позитрония и мюония [53–55]. Именно там я, наконец, понял, как паточка охлаждает атомы. Идея возникла во время выступления одного из докладчиков в связи с его интуитивным замечанием: "... атомная поляризация реагирует на направление задающего светового поля ...". Это замечание напомнило мне о моей идеализированной модели атома в виде электрона (облака), связанного слабо демпфированной гармонической силой с тяжелым ядром. Я понял, что охлаждение обусловлено комбинацией оптической накачки, световых сдвигов и того факта, что поляризация в оптической паточке изменяется в пространстве от точки к точке. Линейно поляризованное лазерное поле заставляет атомное облако двигаться взад-вперед, тогда как циркулярно поляризованное направляет его по кругу. В оптической паточке пучки, распространяющиеся вдоль направлений  $x$ ,  $y$  и  $z$ , линейно поляризованы перпендикулярно друг другу, и поляризация суммарного поля меняется от точки к точке. В качестве простого примера, рассмотрим одномерный случай, когда два встречных пучка линейно поляризованы в перпендикулярных направлениях, как показано на рис. 4. Электронное облако стремится двигаться по эллиптической спирали, вид которой зависит от положения атома в пространстве.

Другой эффект, который нужно учесть, — это высокочастотный штарковский (световой) сдвиг. В присутствии света энергетические уровни атома смещаются, и величина этого смещения пропорциональна связывающей силе света. Предположим, что атом с моментом  $F=2$  находится в световом поле с поляризацией  $\sigma^+$ , отстроенном от резонанса вниз. Он будет оптически накачиваться в состояние  $m_F = +2$ , и его внутренняя энергия в поле будет уменьшаться. Если он затем переместится в область пространства с поляризацией света  $\sigma^-$ , то вероятность перехода будет очень мала и, следовательно, мал высокочастотный штарковский сдвиг. Для натрия в состоянии  $m_F = +2$  понижение энергии в поле с  $\sigma^+$ -поляризацией в 15 раз превышает то, которое возникает в случае  $\sigma^-$ -поляризации. Следовательно, при перемещении атома в область с  $\sigma^-$ -поляризацией его внутренняя энергия увеличивается. Это увеличение внутренней энергии атома происходит за счет его кинетической энергии. И наконец, в новой области пространства атом будет оптически накачиваться в состояние  $m_F = -2$ . Таким образом, благодаря оптической накачке, он снова окажется в нижнем энергетическом состоянии. Ансамбль атомов теряет энергию, поскольку спонтанно излучаемые фотоны слегка сдвинуты в голубую сторону относительно падающих (лазерных) фотонов.



**Рис. 4.** Поляризационно-градиентное охлаждение атома с  $F=1/2$  в основном состоянии и  $F=3/2$  в возбужденном состоянии. Интерференция двух встречных пучков, линейно поляризованных в ортогональных плоскостях, создает поле с меняющейся эллиптичностью поляризации, как показано на рисунке. При слабом возбуждении атом проводит большую часть времени в основном состоянии. Показана энергия подуровней  $m_F = \pm 1/2$  основного состояния в зависимости от положения в лазерном поле. Атом в  $\sigma^+$ -поле оптически накачивается преимущественно в состояние  $m_F = +1/2$ , нижнее энергетическое состояние. Если атом перемещается в область пространства с  $\sigma^-$ -светом, то его внутренняя энергия увеличивается благодаря уменьшению светового сдвига (высокочастотного штарковского сдвига) состояния  $m_F = +1/2$  в таком поле. Атом замедляется, так как он поднимается на потенциальный холм, создаваемый сдвигом энергетического уровня. Приблизившись к вершине холма, атом начинает оптически накачиваться в состояние  $m_F = -1/2$  и снова переводится в нижнее энергетическое состояние. Лазерное охлаждение с повторяющимся восхождением на потенциальные холмы было названо "сизифовым охлаждением".

Охлаждение на градиентах поляризации родственно механизму охлаждения, который проявляется в двухуровневой системе в присутствии двух встречных лазерных пучков. Как впервые указали Хенш и Шавлов [21], в пределе малых интенсивностей силу можно найти, исходя из интуитивных представлений о рассеянии света из двух независимых пучков. Однако при высоких интенсивностях сила меняет знак, так что охлаждающая сила реализуется при положительной отстройке частоты. Эта охлаждающая сила была рассмотрена Гордоном и Ашкином для любых интенсивностей в пределе малых скоростей [19], а Миногиным и Серимаа для любых скоростей в пределе высоких интенсивностей [56]. Для случая высоких интенсивностей физическая интерпретация охлаждающей силы на основе модели одетого атома дана Далибаром и Козном-Тануджи [57]. В их трактовке атом, двигаясь в поле стоячей световой волны, получает приращение внутренней энергии, расходуя на это кинетическую энергию движения. Это приращение теряется в процессах спонтанного излучения, которые происходят с большей вероятностью, когда внутренняя энергия атома максимальна. Когда атом совершает переход, он чаще оказывается у подножия потенциальных холмов одетого состояния. Вслед за Альбером Камю Жан и Клод вновь возродили "Миф о Сизифе"<sup>2</sup>, назвав этот вид охлаждения

<sup>2</sup> Имеется в виду произведение французского писателя А. Камю "Le Mythe de Sisyphe", содержащее философскую интерпретацию древнегреческого мифа о Сизифе. (Примеч. ред.)



по имени персонажа из древнегреческой мифологии. Сизиф был приговорен богами вечно вкатывать большой камень на гору, но, едва достигнув вершины, он снова оказывался у подножия горы.

Соткрытием этой новой формы охлаждения название "оптическая патока" приобретает более глубокий смысл. Первоначально я придумал это название, имея в виду, что густая, вязкая жидкость ассоциируется с холодом: "тянется, как патока в январе"<sup>3</sup>. Теперь, на новом уровне понимания, мы знаем, что охлаждение в оптической патоке состоит из двух этапов: атомы с высокими скоростями испытывают силу вязкого трения, но при малых скоростях, когда доплеровским сдвигом можно пренебречь, основную роль играет оптическая накачка. Атом в патоке словно идет по болоту. "Ставя ногу", он каждый раз опускается в нижнее энергетическое состояние<sup>4</sup>. Следующий шаг требует затрат энергии, чтобы вытащить другую ногу из трясины<sup>5</sup>, и так, с каждым шагом атом теряет энергию (см. рис. 2 в нобелевской лекции К. Коэна-Тануджи, с. 296). (*Примеч. ред.*)

Конференция в Пизе закончилась в пятницу, а в воскресенье я поехал в Париж на Международную конференцию по атомной физике. В то воскресенье после полудня мы встретились с Жаном и обменялись мнениями. Сразу стало очевидно, что моя модель охлаждения совпадает с моделью Жана и Клода. Жан, доклад которого уже был включен в программу конференции, выступил с кратким сообщением их модели [58]. Мне великодушно дали время "post-post-deadline", предоставив возможность предложить свою интерпретацию нового механизма охлаждения [59].

Подробные объяснения лазерного охлаждения в световых полях с градиентами поляризации появились годом позже в специальном выпуске *Journal of the Optical Society of America*, посвященном охлаждению и пленению. Далибар и Коэн-Тануджи дали элегантное квантово-механическое описание простых модельных систем [60]. Они обсудили охлаждение в двух различных случаях: когда встречные пучки поляризованы линейно во взаимно перпендикулярных направлениях и когда они имеют  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ -поляризации. С помощью своего метода они получили выражение для охлаждающей силы и диффузии импульса (нагревание) в зависимости от таких параметров, как отстройка, ширина атомной линии, время оптической накачки и т.д., которые можно проверить экспериментально.

В том же выпуске я и мои аспиранты представили нашу версию механизма сизифова охлаждения [61]. Чтобы получить количественные оценки, которые можно было бы сравнить с нашими экспериментальными результатами, мы использовали для расчета охлаждающих сил оптические уравнения Блоха, обобщенные на случай перехода в натрия между основным состоянием с  $F=2$  и возбужденным состоянием с  $F=3$ . Подобно Далибару и Коэну-Тануджи, мы вывели выражение для стационарной охлаждающей силы, как функции скорости атома, для тех же двух простых конфигу-

раций поляризации, но применительно к атому натрия, а не к модельной системе. Далее мы показали, что для оценки распределения по скоростям *нельзя* использовать стационарную силу, и что в патоке с градиентами поляризации существенную роль играют переходные процессы в атомах [62]. Слабое место нашей статьи состояло в том, что при рассмотрении диффузии импульса мы использовали специальные предположения, и рассчитанные методом Монте-Карло распределения по скоростям сильно зависели от деталей этих предположений. Впоследствии были развиты более строгие методы квантового Монте-Карло.

В сопутствующей экспериментальной работе [63] мы измерили нетепловые распределения по скоростям атомов, охлажденных в лазерных полях, рассмотренных в нашей теоретической статье. Мы также измерили распределения по скоростям атомов, охлажденных пучками с поляризацией  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ . В этих условиях атомы натрия оптически накачиваются в состояния эффективной двухуровневой системы, состоящей из термов  $3S_{1/2}$ ,  $F=2$ ,  $m_F=+2$  и  $3P_{3/2}$ ,  $F=3$ ,  $m_F=+3$ . Эта конфигурация позволила нам наконец подтвердить предсказываемую теорией частотную зависимость температуры двухуровневого атома, три года спустя после первого наблюдения доплеровского охлаждения. В процессе этих экспериментов Дэйв Вейсс открыл эффект охлаждения, индуцированного магнитным полем [63], который можно интерпретировать в терминах сизифо-подобных эффектов и оптической накачки [61]. Этот механизм охлаждения был более подробно исследован Хэлом Меткалфом с сотрудниками [65].

Открытие группой из НИСТ субдоплеровского охлаждения доказало, что предельная температура, вычисленная на основе эффекта Доплера, фактически не была предельной. Эксперименты показали, что атомы могут быть охлаждены до температур, соответствующих среднеквадратичным скоростям порядка 4–5 скоростей отдачи. Что же такое фундаментальный предел лазерного охлаждения? Можно подумать, что таким является предел отдачи  $k_B T \sim p_r^2/2M$ , поскольку последний спонтанно излученный фотон придает атому случайное по направлению изменение скорости, соответствующее этой температуре отдачи. Но даже этот барьер можно обойти. Например, ион, прочно удерживаемый в ловушке, может использовать массу ловушки для поглощения импульса отдачи. В так называемой схеме охлаждения боковыми частотами, предложенной Демелтом и Винландом [66] и осуществленной Винландом с сотрудниками [67], можно, в принципе, охлаждать ион так, что отношение населенностей двух состояний, разделенных по энергии на  $\Delta E$ , характеризуется меньшей эффективной температурой  $T_{\text{eff}}$ , чем температура отдачи ( $T_{\text{eff}}$  определяется через  $\exp(-\Delta E/k_B T)$ ).

В случае свободных атомов с помощью селективных по скоростям методов тоже можно охладить ансамбль атомов так, что ширина распределения по скоростям оказывается меньше, чем скорость отдачи. Исследователи из *Ecole Normale Supérieure* разработали хитроумную селективную по скоростям схему, основанную на явлении, которое они назвали "селективное по скоростям когерентное пленение населенностей" [68]. В их первой работе метастабильные атомы гелия были охлаждены вдоль одного направления (поперечного по отношению к пучку) до температуры 2 мК, которая вдвое ниже

<sup>3</sup> "As slow as molasses in January" (*амер. идиома*) — очень медленный, медлительный. Соответствует русскому "ползет как черепаха". (*Примеч. ред.*)

<sup>4</sup> Т.е. излучая фотон, атом оказывается на нижнем подуровне основного мультиплета. (*Примеч. пер.*)

<sup>5</sup> Т.е. чтобы переместиться в ту область пространства, где упомянутый подуровень оказывается верхним. (*Примеч. пер.*)

температуры однофотонной отдачи. Эффективная температура селективируемых по скоростям атомов примерно обратно пропорциональна квадратному корню из времени, в течение которого свет производит селекцию, так что при более длительных временах охлаждения можно получить значительно более низкие температуры. В последующих экспериментах они использовали атомы, предварительно охлажденные в оптической палочке и достигли значительно более низких температур в двух и в трех измерениях [69]. Важно подчеркнуть, что этот метод не имеет строгого предела охлаждения: чем дольше время охлаждения, тем уже распределение по скоростям. Однако существует взаимосвязь между конечной температурой и числом атомов, охлажденных до этой температуры, поскольку хаотически блуждающим атомам оказывается все труднее попадать во все более малый объем в пространстве скоростей. В конечном счете, селективное по скоростям охлаждение становится "селекцией" скоростей, в том смысле, что число атомов в состоянии с селективируемой скоростью начинает уменьшаться.

## 6. Применения лазерного охлаждения и пленения

В то время, когда мы изучали поляризационно-градиентное охлаждение, мы также стремились найти применения методов новых охлаждения и пленения. С группой из 3–4 аспирантов и одного постдока я стал работать над осуществлением проектов, которые я написал по прибытии в Станфорд, но даже эти планы были вскоре оставлены.

После завершения исследований поляризационно-градиентного охлаждения в оптической палочке Эрлинг Риис, Дэйв Вейсс и Кэм Молер сконструировали двумерный вариант магнитооптической ловушки, где атомы натрия из замедленного пучка собирались, охлаждались во всех трех измерениях и компрессировались в радиальном направлении, затем атомы получали возможность покинуть ловушку в аксиальном направлении [70]. Эта "оптическая воронка" увеличивала плотность атомного пучка в фазовом пространстве на 5 порядков. Еще 5 порядков можно было получить с цезиевым пучком при оптимальном вбрасывании атомов в поле с движущимися градиентами поляризации. Эртмер с сотрудниками разработали схему двумерной компрессии и охлаждения в магнитооптической ловушке [71]. Эти два эксперимента продемонстрировали, что лазерное охлаждение с легкостью может быть использовано для "фокусировки" атомного пучка, без ограничений, накладываемых оптической "теоремой яркости".

В качестве первого шага в эксперименте по квантовому отражению Марк Касевич и Эрлинг Риис получили задание создать в другой нашей вакуумной камере атомный фонтан. Я планировал, что этот эксперимент будет диссертационной работой Марка. Идея состояла в том, чтобы вбросить в фонтан атомы с небольшой горизонтальной скоростью. Тогда, достигнув зенита, атомы будут ударяться о вертикально ориентированную поверхность. Когда Марк с Эрлингом заканчивали монтаж, я предложил им переключиться и провести первый из нескольких "экспериментов на скорую руку" — так я называл кратковременные отклонения от основного маршрута, обычно обещая, что это займет

всего несколько недель. Первое изменение курса состояло в том, чтобы использовать атомный фонтан для прецизионной спектроскопии.

В начале 50-х годов Захариас пытался создать атомный фонтан, направляя пучок атомов вверх. Хотя большая часть атомов должна была натолкнуться на крышку вакуумной камеры, ожидалось, что атомы с самыми малыми скоростями из максвелловского распределения будут двигаться по баллистической траектории и под действием силы тяжести вернуться в точку вбрасывания. Цель эксперимента Захариаса состояла в том, чтобы возбуждать атомы в фонтане с помощью рамзеевской техники раздельно осциллирующих полей — метода, используемого в цезиевых атомных часах [72]. Атомы в начальном состоянии  $|1\rangle$  проходят на пути вверх через микроволновой резонатор и переводятся полем в суперпозицию двух квантовых состояний  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ . Далее относительная фаза двух состояний этой суперпозиции меняется с частотой  $\hbar\omega = E_1 - E_2$ . Когда атом пролетает через резонатор на пути вниз, он снова испытывает действие микроволнового поля. Если микроволновой генератор настроен точно на атомную частоту  $\omega$ , второй импульс полностью переводит атом в состояние  $|2\rangle$ . Если фаза микроволнового источника отстроена от фазы атома на  $\pi$  рад (на половину периода), второй импульс возвращает атом в состояние  $|1\rangle$ . При времени  $\Delta t$ , разделяющем два импульса, "ширина линии" генерации  $\Delta\omega_{rf}$  удовлетворяет условию  $\Delta\omega_{rf}\Delta t = \pi$ .

Такое поведение является проявлением принципа неопределенности Гайзенберга: произведение неопределенности  $\Delta E$  в измерении энергии на неопределенность  $\Delta t$  в измерении времени должно быть больше, чем постоянная Планка  $\Delta E\Delta t \geq \hbar$ . Время измерения в атомном фонтане должно возрасти более чем на два порядка по сравнению с обычными атомными часами с горизонтальными тепловыми атомными пучками. Захариас надеялся измерить гравитационное красное смещение, предсказанное Эйнштейном: одинаковые часы, расположенные в гравитационном поле на разной высоте, будут сдвинуты по частоте друг относительно друга. Движущиеся атомные фонтанные часы показали бы меньшее время, чем неподвижные.

К сожалению, эксперимент Захариаса не удался. Самые медленные атомы в распределении Максвелла–Больцмана рассеивались более быстрыми атомами, догоняющими их сзади, и не возвращались в микроволновой резонатор. Несмотря на неудачу, попытка была во многих отношениях замечательной. Аспирант и постдок, работавшие над этой темой, все-таки сделали хорошие работы, и идея осталась в сознании физиков [73]. Так как у нас был источник атомов, охлажденных лазером, нам было нетрудно создать атомный фонтан [74]. Атомы сначала собирались в магнитооптической ловушке и затем подбрасывались вверх другим лазерным пучком, толкающим их снизу. В верхней точке баллистической траектории мы облучали атомы двумя микроволновыми импульсами, разнесенными по времени на 0,25 с, что дает ширину линии 2 Гц. К нам присоединился Ральф де Во из Исследовательского центра ИВМ в Алмадене и оказал нам большую помощь в области микроволновой техники. На нашем демонстрационном фонтане мы измерили сверхтонкое расщепление основного состояния натрия с относительной точностью  $10^{-9}$ .

После того, как была разработана теория поляризационно-градиентного охлаждения, мы поняли, что есть значительно более хороший способ катапультировать атомы. Когда один лазерный пучок толкает атомы снизу, они нагреваются из-за случайных толчков отдачи, сопровождающих рассеяние фотонов. Но если частота пучков, создающих патоку, меняется так, что система координат, связанная с поляризационными градиентами, движется относительно лабораторной системы координат, то в движущейся системе атомы охлаждаются. Таким способом можно катапультировать атомы с определенными скоростями и без повышения температуры [75].

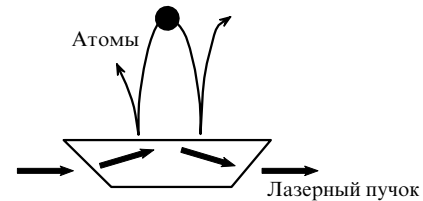
Первый цезиевый атомный фонтан реализовал Андре Клерон с сотрудниками [76]. Мы с Куртом Гибблом проанализировали потенциальную точность эталона частоты на атомном фонтане и высказали предположение, что фактором, ограничивающим точность таких часов, могут быть фазовые сдвиги, связанные со столкновениями [77]. Затем мы сконструировали источник частоты на атомном фонтане, кратковременная стабильность которого была выше, чем у первичных цезиевых эталонов, хранящихся в лабораториях стандартов [78]. В этой работе мы также измерили частотный сдвиг, связанный со сверххолодными столкновениями в фонтане, — систематический эффект, который может ограничивать точность цезиевых часов. Недавно Клерон и его сотрудники добились более высокой кратковременной стабильности, чем полученная нами. Что более важно, они достигли относительной точности в  $\Delta\nu/\nu \leq 2 \times 10^{-15}$ , ограниченной стабильностью эталонного водородного мазера [79]. Такие часы, запущенные в момент возникновения Вселенной, ушли бы к сегодняшнему дню (т.е. приблизительно за 15 миллиардов лет) менее чем на четыре минуты.

Следующий "эксперимент на скорую руку" по исследованию атомного фонтана заключался в демонстрации отражения атомов, падающих по нормали, от волны, испытывающей полное внутреннее отражение. Балыкин и др. [80] отклонили атомный пучок на малый угол с помощью светового слоя над поверхностью стеклянной призмы, формирующегося при полном внутреннем отражении. Если свет отстроен от атомного резонанса вверх, индуцированный дипольный момент  $\mathbf{p}$  оказывается в противофазе с возбуждающим полем. Тогда атом с энергией  $-\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}$  отталкивается от света дипольной силой. Демонстрация отражения при нормальном падении атомов, охлажденных светом, была необходимым первым шагом в поисках квантового отражения. Поскольку мы располагали медленными атомами, мы хотели создать "атомный батут", отражая атомы от искривленной световой поверхности, возникающей при внутреннем отражении лазерного пучка в плоско-вогнутой линзе. К сожалению, линза, которая у нас была, давала относительно много рассеянного света и искажала свет, "левитирующий" атомы, что затрудняло наблюдение отскоков атомов. Марк заказал линзу хорошего качества, а пока мы занялись отражением атомов от поверхности призмы [81], намереваясь закончить прерванную работу, когда доставят линзу. Но мы так и не использовали заказанную линзу из-за нового поворота в исследованиях. Через несколько лет батут был создан группой Козна-Тануджи [82]. Эволюция гравитационно-оптических ловушек иллюстрируется на рис. 5.

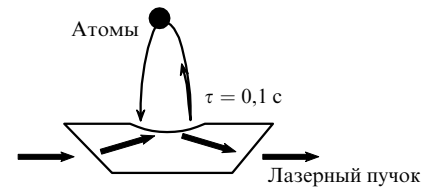
Балыкин, Летохов, Овчинников, Сидоров (1987 г.)



Касевич, Вейсс, Чу (1989 г.)



Аминофф и др. (1993 г.)



Г. Дж. Ли и др. (1996 г.)



Рис. 5. Основные этапы в развитии исследований отражения атомов от слоя света, отстроенного в голубую сторону от атомного резонанса. Поскольку атомы проводят в свободном падении достаточно много времени, оптическая ловушка с голубой отстройкой позволяет довольно эффективно охлаждать атомы импульсами, стимулирующими рамановские переходы. В ловушке в форме перевернутой пирамиды свыше  $3 \times 10^6$  атомов натрия было охлаждено за счет рамановских переходов до температуры отдачи при плотностях  $2 \times 10^{11}$  атомов в кубическом сантиметре.

В ожидании доставки линзы мы начали обдумывать следующий этап эксперимента по квантовому отражению. В нем ширина распределения атомов по скоростям в горизонтальном направлении должна была определяться коллимирующей щелью, но с этим планом мне не повезло. Для эксперимента по квантовому отражению требовались исключительно холодные атомы с шириной распределения, соответствующей эффективной температуре в малую долю микрокельвина. Из-за конечных размеров атомов, удерживаемых в МОЛ, очень узкие коллимирующие щели снижали бы поток атомов до огорчительно низкого уровня. Наконец, коллимирующие щели вызвали бы дифракцию атомов.

Решение проблемы селекции по скоростям пришло ко мне, когда я спешил домой после лекции. Вместо того, чтобы использовать коллимирующие щели, можно было провести селекцию скоростей, используя эффект Доплера. Обычно чувствительность к эффекту Доплера ограничена шириной оптического перехода. Но если индуцировать двухфотонный переход между двумя подуровнями основного состояния лазерами с частотами  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , возбужденное ("промежуточное") состояние не вносит вклада в ширину линии. Если частота  $\nu_2$  генерируется с

помощью электрооптического модулятора, так что  $v_2 = v_1 + v_{\text{rf}}$ , флуктуации частоты возбуждающего лазера также не проявляются, поскольку переход зависит от разности частот  $v_2 - v_1 = v_{\text{rf}}$ . Ширина  $\Delta\nu$  ограничена временем  $\Delta t$ , в течение которого индуцируется двухфотонный переход, а наш атомный фонтан предоставлял нам уйму времени. И несмотря на то, что переход происходит на *разностной* частоте, доплеровский сдвиг определяется *суммой* частот, если возбуждающие пучки распространяются навстречу друг другу. Основываясь на этой идее, мы смогли бы достичь чувствительности к эффекту Доплера, эквивалентной чувствительности ультрафиолетового перехода, но при этом мы могли бы управлять частотой микроволнового диапазона и осуществить это было легко. В эксперименте по проверке этой идеи мы создали ансамбль атомов с шириной распределения около  $270 \text{ мкм с}^{-1}$ , соответствующей эффективной одномерной "температуре" около 24 пикокельвинов и длине волны де Бройля около 51 нм. Мы также использовали доплеровскую чувствительность для измерения распределения по скоростям с субнанокельвиновым разрешением.

К 1990 г. мы знали о попытках нескольких групп создать атомный интерферометр, используя дифракцию атомов на механических щелях или на дифракционных решетках, и их усилия стимулировали нас на поиски других подходов к атомной интерферометрии. Мы знали, что существует взаимно-однозначное соответствие между чувствительностью к эффекту Доплера и отдачей, которую испытывает атом, совершая оптический переход. В двухфотонном рамановском<sup>6</sup> переходе, возбуждаемом встречными пучками света, отдача составляет  $\Delta p = \hbar k_{\text{eff}}$ , где  $k_{\text{eff}} = k_1 + k_2$ , и именно этот эффект отдачи позволил нам разработать новый тип атомного интерферометра.

Если атом с импульсом  $p$  и в состоянии  $|1\rangle$  (т.е. в комбинированном квантовом состоянии  $|1, p\rangle$ ) возбуждается так называемым  $\pi/2$ -импульсом когерентного света, то он переходит в суперпозицию состояний  $|1, p\rangle$  и  $|2, p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle$  с равными весами. Через некоторое время  $\Delta t$  два волновых пакета будут разнесены на расстояние  $(\hbar k_{\text{eff}}/M) \Delta t$ . Под действием  $\pi$ -импульса "часть атома", находившаяся в состоянии  $|1, p\rangle$ , совершает переход  $|1, p\rangle \rightarrow |2, p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle$ , а часть, находившаяся в состоянии  $|2, p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle$  — переход  $|2, p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle \rightarrow |1, p\rangle$ . По истечении еще одного интервала  $\Delta t$  "части" атома "собираются вместе", и следующий  $\pi/2$ -импульс с подходящим фазовым сдвигом относительно атомной фазы может перевести атом либо в состояние  $|1, p\rangle$ , либо в  $|2, p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle$ . Такой атомный интерферометр является аналогом оптического интерферометра Маха–Цандера и близок к атомному интерферометру, впервые описанному Борде [84]. В сотрудничестве с группой из Physikalische Technische Bundesanstalt в Берлине, возглавляемой Хельмке, Борде использовал этот интерферометр для наблюдения вращений [85].

К январю 1991 г., вскоре после наблюдения интерференционных полос, мы узнали, что группа в Констанце

под руководством Юргена Млынека реализовала вариант двухщелевого атомного интерферометра Юнга [86], а группа из МТИ под руководством Дэйва Притчарда сумела создать решеточный интерферометр [87]. В нашем интерферометре вместо теплового пучка атомов использовался фонтан атомов, охлажденных лазером. Мы знали, что благодаря длительному времени измерения, наш интерферометр является совершенным измерительным устройством, и, прежде чем представлять публикацию, хотели что-нибудь измерить.

Когда мы обдумывали, что мы могли бы легко измерить, Марк случайно сделал открытие: атомный интерферометр показывал некоторый фазовый сдвиг, который зависел от времени задержки  $\Delta t$  между  $\pi/2$ - и  $\pi$ -импульсами как  $(\Delta t)^2$ . Марк правильно определил, что этот фазовый сдвиг возникает из-за ускорения атомов, обусловленного силой тяжести. Ускоряющийся атом испытывает доплеровский сдвиг по отношению к неподвижным в лабораторной системе координат лазерам, свет которых распространяется вдоль  $g$ . Даже если свет номинально распространялся в горизонтальной плоскости, "разъесть" в несколько миллирадиан обеспечивала легко наблюдаемый фазовый сдвиг.

В первой публикации, описывающей наш атомный интерферометр, мы в общих чертах представили теорию этого фазового сдвига, основанную на технике фейнмановских интегралов по траекториям [88], и дали ее подробное изложение в последующих публикациях [89–92]. Вдобавок, Стори и Коэн-Тануджи опубликовали великолепное вводное руководство по этой технике [93]. Рассмотрим лазерный пучок, распространяющийся вдоль направления силы тяжести, как показано на рис. 6. Фаза атома содержит две части: (а) фаза в слабом, описывающем свободную эволюцию  $e^{-iS_{\text{Cl}}/\hbar}$ , где  $S_{\text{Cl}} = \int_{\text{Cl}} L dt$  есть действие, вычисленное вдоль классической траектории, и (б) фаза, обусловленная взаимодействием со светом. Вычисление интегралов по обоим

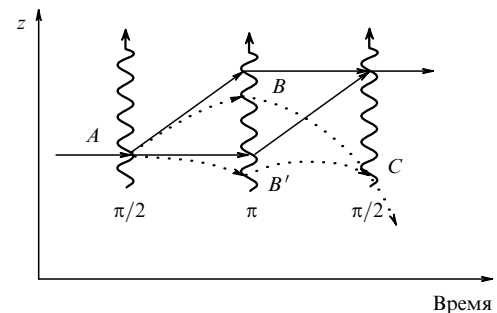


Рис. 6. Атомный интерферометр на основе оптических импульсов. Фаза светового поля считывается атомом в процессе оптического перехода из одного состояния в другое. В отсутствие гравитации (сплошные линии) "часть атома", движущаяся по верхнему пути от первого импульса  $\pi/2$  до  $\pi$ -импульса, испытывает набег фазы на три периода меньше, чем "часть атома", движущаяся по нижнему пути. На нижнем пути такой же дефицит в набеге фазы имеет место на отрезке времени между  $\pi$ -импульсом и вторым импульсом  $\pi/2$ . Если возбуждающее поле находится в точном резонансе с атомом, атом возвращается обратно в исходное состояние. В присутствии гравитации (пунктир) дефицит фазы на верхнем пути больше, чем на нижнем, поскольку  $z_C - z_{B'}$  больше, чем  $z_B - z_A$ . Таким образом, измеряя набег фазы за время  $\Delta t$ , можно измерить изменение скорости, обусловленное  $g$  или эффектами фотонной отдачи (рис. 7), во "временном представлении".

<sup>6</sup> В российской научной литературе вместо термина "эффект Рамана" принято использовать термин "комбинационное рассеяние света", введенный Г.С. Ландсбергом и Л.И. Мандельштамом, открывшими это явление в 1928 г. (об истории открытия см. УФН 168 (12) 1341 (1998)). (Примеч. ред.)

путям показывает, что часть, описывающая свободную эволюцию, не вносит результирующего фазового сдвига между двумя плечами интерферометра<sup>7</sup>. Часть фазы, связанную со взаимодействием света с атомом, можно вычислить, используя тот факт, что атом, который совершает переход  $|1, p\rangle \rightarrow |2, p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle$ , приобретает фазовый множитель  $\exp[-i(k_L z - \omega t)]$ , где  $z$  — координата вдоль вертикальной оси, а  $k_L = k_1 + k_2$  — эффективный  $k$ -вектор света. Переход  $|2, p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle \rightarrow |1, p\rangle$  дает фазовый множитель  $\exp[+i(k_L z - \omega t)]$ . Если атом не совершает перехода, фазовый множитель, обусловленный светом, равен единице. Если  $k_L$  параллелен  $g$ , на верхней траектории (рис. 6) атом приобретает под действием света суммарную фазу  $\phi_{\text{upper}} = k_L(z_A - z_B)$ , а на нижней траектории — фазу  $\phi_{\text{lower}} = k_L(z_{B'} - z_C)$ . В отсутствие гравитации  $z_A - z_B = z_{B'} - z_C$ , и фазовые набег на разных траекториях не различаются. Но при наличии гравитации  $z_B - z_A = g(\Delta t)^2/2$ , в то время как  $z_{B'} - z_C = 3g(\Delta t)^2/2$ . Таким образом, результирующий фазовый сдвиг составляет  $\Delta\phi = k_L g(\Delta t)^2$ . Заметим, что ускорение измеряется во "временном представлении" (in time domain): мы регистрируем изменение фазы  $\Delta\phi = k_L \Delta z$ , которое происходит за время  $\Delta t$ <sup>8</sup>.

Фазовый набег в интерферометре измеряется путем сравнения разности между фазами волновых пакетов, проходящих по двум траекториям, с фазой света в точке С. Если свет находится в фазе с атомом, второй импульс  $\pi/2$  возвращает атом в состояние  $|1, p\rangle$ . Если свет и атом находятся в противофазе, атом переводится в состояние  $|2, p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle$ . Таким образом, фазовый сдвиг измеряется через относительные населенности этих двух состояний.

Для больших времен  $\Delta t$ , которые могут быть получены в атомном фонтане, фазовый сдвиг может быть огромным. При  $\Delta t = 0,2$  с разность фаз между двумя плечами интерферометра соответствует более чем  $4 \times 10^6$  периодам. В нашей первой статье по атомному интерферометру приводилось разрешение в измерении  $g$  порядка  $\Delta g/g = 10^{-6}$ . Улучшив вибрационную изоляцию, мы достигли разрешения  $\Delta g/g < 3 \times 10^{-8}$  [89]. После ряда усовершенствований, включая систему активной антивибрационной стабилизации [94], мы могли поддерживать контраст в измерениях при временах вплоть до 0,2 с и улучшили разрешение до  $10^{-10}$  [92].

Вскоре по завершении наших первых измерений с атомным интерферометром Марк Касевич придумал способ охлаждения атомов с помощью стимулированных рамановских переходов [95]. Поскольку ширина линии рамановского перехода определяется временем, в течение которого происходит переход, мы получили метод, с помощью которого можно из ансамбля, уже охлажденного методом поляризационно-градиентного охлаждения, выделять атомы со скоростями, образующими очень тонкий слой в пространстве скоростей. Вначале атомы оптически накачиваются в определенное состояние сверхтонкой структуры  $|1\rangle$ . За счет рамановского перехода  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  небольшое подмножество атомов испытывает толчок по направлению к  $v = 0$ . Изме-

няя для каждого последующего импульса разность частот  $\nu_1 - \nu_2$ , можно толкать по направлению к  $v = 0$  разные группы атомов из распределения по скоростям, аналогично тому, как "чирп частоты" используется для замедления атомного пучка. Принципиальное различие состоит в том, что использование рамановских переходов обеспечивает значительно более высокую доплеровскую селективность. После каждого импульса, вызывающего рамановские переходы, следует импульс, оптически накачивающий атом обратно в состояние  $|1\rangle$ . В течение этого процесса атом спонтанно излучает один или более фотонов и может остаться вблизи точки  $v = 0$ . Настройка частот в оптических импульсах производится так, чтобы для атома, который в процессе рассеяния оказывается в состоянии со скоростью близкой к  $v = 0$ , вероятность последующего возбуждения была низкой. Этот метод охлаждения аналогичен селективному по скоростям когерентному пленению населенностей с тем отличием, что блуждания в пространстве скоростей направлены к точке  $v = 0$ . В нашей первой работе, посвященной этому способу охлаждения, атомы натрия были охлаждены в одном измерении ниже температуры  $0,1 T_{\text{recoil}}$  при 8-кратном увеличении числа атомов со скоростями вблизи  $v = 0$ . В более поздней работе мы распространили эту технику на два и три измерения [96].

Было показано, что эта техника работает также в оптических дипольных ловушках. Вернуться к дипольным ловушкам нас побудили работы групп Филиппа [97] и Дэна Хейнзена [98], которые создали дипольные ловушки, отстроенные очень далеко от резонанса. В ловушке этого типа нагревание, связанное с рассеянием пленяющего света, сильно ослаблено. Как оказалось, недиссипативную дипольную ловушку можно использовать для целого ряда приложений. Для ловушки, сформированной слоем отстроенного в голубую сторону света (развитие идеи батута), мы показали, что, несмотря на сотни отскоков, атомная когерентность может сохраняться в течение 4 секунд [99]. Кроме того, мы продемонстрировали испарительное охлаждение в дипольной ловушке, содержащей два пересекающихся световых пучка, отстроенных в красную сторону [100, 101]. За счет рамановских переходов атомы в дипольных ловушках могут охлаждаться при отстройках как в голубую, так и в красную сторону [46, 102]. В нашей последней работе свыше  $10^6$  атомов было охлаждено за счет рамановского процесса до температуры ниже  $T_{\text{recoil}}$  в дипольной ловушке с отстройкой в голубую сторону. Это приблизительно в 300 раз ниже, чем нужно для бозе-конденсации, но в 400 раз выше "темных пятен" плотности в фазовом пространстве магнитооптической ловушки. К сожалению, процесс нагревания не позволил нам достичь в оптической ловушке бозе-конденсации при испарительном охлаждении. Недавно Вольфганг Кеттерле с сотрудниками загрузили оптическую дипольную ловушку бозе-конденсатом, созданным в магнитной ловушке [103]. С помощью этой ловушки они смогли наблюдать резонансы Фешбаха [104], рассчитанные для натрия [105], в которых длина рассеяния  $s$ -волн меняет знак. Поскольку ширина этого резонанса составляет всего один гаусс, его значительно легче зарегистрировать в немагнитной ловушке. Оптические ловушки могут также использоваться в прецизионной атомной интерферометрии для удержания бозе-конденсатов в нечувствительных к магнитному полю состояниях.

<sup>7</sup> Здесь и ниже под плечом интерферометра понимается отрезок времени  $\Delta t$ , на котором меняется фаза. Двум плечам соответствуют два состояния суперпозиции, а не две области пространства. (Примеч. пер.)

<sup>8</sup> Плечи интерферометра "расположены" во времени, см. примечание 7. (Примеч. пер.)

То, что мы умели с помощью стимулированных рамановских переходов измерять малые изменения скорости, подсказало нам еще одно применение атомной интерферометрии. Когда атом поглощает фотон с импульсом  $p_\gamma = \hbar v/c$ , его скорость меняется в соответствии с соотношением  $\Delta p = M\Delta v$ . Таким образом,  $\hbar/M = c\Delta v/v$ , и, поскольку  $\Delta v$  можно измерить по смещению частоты, мы получаем возможность прецизионного измерения отношения  $\hbar/M$ . Осознав это, я позвонил Барри Тейлору в НИСТ и спросил его, не может ли это измерение, вместе с независимым измерением постоянной Планка, быть положено в основу атомного эталона массы. Он ответил, что первым применением прецизионного измерения  $\hbar/M$  могло бы стать уточнение постоянной тонкой структуры  $\alpha$ , поскольку  $\alpha$  можно выразить как

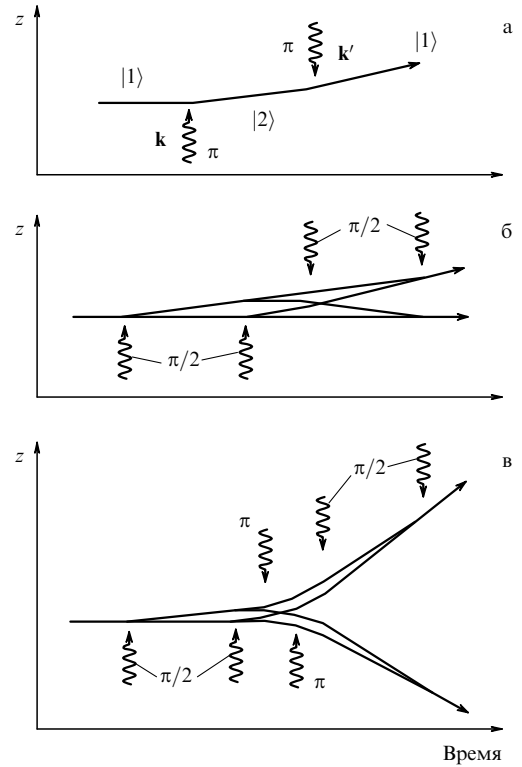
$$\alpha^2 = \frac{2R_\infty}{c} \frac{m_p}{m_e} \frac{M_{\text{атом}}}{m_p} \frac{\hbar}{M_{\text{атом}}}.$$

Все величины в этом соотношении могут быть определены с высокой точностью через частоты или частотные сдвиги [106].

План диссертации Дэйва Вейсса был изменен, чтобы измерить  $\hbar/M$  на основе достигнутой нами доплеровской чувствительности. Геометрия интерферометра, которую он выбрал, обсуждалась ранее как распространение рамеезовской техники на область оптики [84]. Если используются два набора импульсов  $\pi/2$ , получается два интерферометра со смещенными концевыми точками, как показано на рис. 7. Смещение регистрируется по разности фаз в относительных населенностях в двух интерферометрах аналогично тому, как мы измеряли гравитационное ускорение. Это смещение увеличивается с помощью сэндвича из  $\pi$ -импульсов, расположенных между двумя парами импульсов  $\pi/2$ . Дэйв Вейсс совместно с Брентом Янгом получили в измерении  $\hbar/M_{\text{Cs}}$  разрешение примерно  $10^{-7}$  [107, 108]. В этой работе наблюдались систематические отклонения на уровне  $10^{-6}$ , но вместо того, чтобы тратить значительное время на их объяснение, мы решили разработать новый метод атомной интерферометрии для измерения  $\hbar/M$  в вертикальной геометрии.

Вместо того, чтобы использовать импульсы отдачи, возникающие вследствие рамановского возбуждения нерезонансными полями, я решил использовать метод адиабатических переходов, реализованный Клаусом Бергманом с сотрудниками [109]. Прелесть метода адиабатических переходов состоит в нечувствительности к малым изменениям экспериментальных параметров таких, как интенсивность и частота, которые вредны в случае нерезонансных  $\pi$ -импульсов. Кроме того, мы показали, что высокочастотный штарковский сдвиг, потенциальный источник систематических ошибок при использовании нерезонансных рамановских переходов, отсутствует при использовании адиабатических переходов в строго трехуровневой системе [110].

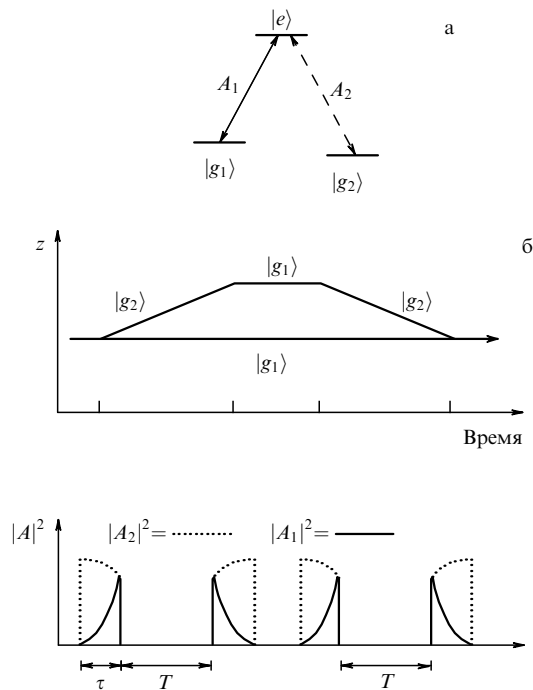
Рассмотрим атом с дублетным основным состоянием и синглетным возбужденным, как показано на рис. 8а. Бергман и др. показали, что диагонализированная система атом-свет всегда имеет "темное" собственное состояние, не связанное с возбужденным. Предположим для простоты, что амплитуды  $A_1 = \langle e|H_{\text{EM}}|g_1\rangle$  и  $A_2 = \langle e|H_{\text{EM}}|g_2\rangle$  равны ( $H_{\text{EM}}$  — гамильтониан взаимо-



**Рис. 7.** Основным методом измерения скорости отдачи требует использования двух встречных импульсов света. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что возбуждающий свет должен удовлетворять условию  $\hbar\omega - \hbar\omega_{12} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \pm (\hbar\mathbf{k})^2/(2m)$ , где  $\mathbf{v}$  — скорость атома, а знак зависит от того, выше или ниже расположено начальное состояние относительно конечного. Неподвижный атом в основном состоянии  $|1\rangle$  возбуждается  $\pi$ -импульсом с частотой  $\omega = \omega_{12} + \hbar\mathbf{k}^2/(2m)$ . Атом, имеющий в состоянии  $|2\rangle$  скорость отдачи  $\mathbf{v} = \hbar\mathbf{k}/m$ , возвращается в состояние  $|1\rangle$  встречным фотоном  $\omega' = \omega_{12} + \hbar\mathbf{k}'^2/(2m) - \hbar\mathbf{k}\mathbf{k}'/m$ . Два резонанса сдвинуты друг относительно друга на  $\Delta\omega = \omega' - \omega = \hbar(k + k')^2/(2m)$  (а). Чтобы улучшить разрешение, не проигрывая в скорости счета, мы используем две серии встречных импульсов  $\pi/2$  вместо двух  $\pi$ -импульсов. Так мы естественным путем приходим к использованию двух атомных интерферометров, концевые точки которых разнесены в пространстве, благодаря эффекту отдачи. Поскольку измерение основано на сравнении двух аналогичных атомных интерферометров, реализуется вычитание "общих мод", повышающее точность, присущую эксперименту (б). Чтобы еще больше повысить разрешение, мы используем сэндвич из многих  $\pi$ -импульсов, направления распространения которых чередуются. Показано только два  $\pi$ -импульса, но в реальном эксперименте используется до 60  $\pi$ -импульсов, причем каждый импульс вносит в скорость, разделяющую интерферометры, вклад  $4\hbar\mathbf{k}/m$  (в).

действия атома со светом). Если атом первоначально находился в состоянии  $|g_1\rangle$ , то при условии, что включен только свет с частотой  $\omega_2$ , темным состоянием будет состояние  $|g_1\rangle$ . Если теперь медленно увеличивать интенсивность света с частотой  $\omega_1$  до тех пор, пока интенсивности двух пучков не сравняются, темное состояние адиабатически эволюционирует в суперпозицию  $(|g_1\rangle - |g_2\rangle)/\sqrt{2}$ . Далее, если медленно выключить интенсивность света с частотой  $\omega_2$ , оставляя свет с частотой  $\omega_1$  включенным, атом эволюционно переходит в состояние  $|g_2\rangle$ . Таким образом, можно перевести атом из состояния  $|g_1\rangle$  в  $|g_2\rangle$ , минуя возбужденное состояние.

Работа Бергмана побудила Марта, Золлера и Холла предположить, что этот процесс перехода можно исполь-



**Рис. 8.** Атомная система, состоящая из основных состояний  $|g_1\rangle$  и  $|g_2\rangle$  и возбужденного состояния  $|e\rangle$ , связанного с основными амплитудами  $A_1$  и  $A_2$  (а). В этой пространственно-временной диаграмме нашего адиабатического интерферометра первое взаимодействие переводит атом из состояния  $|g_1\rangle$  в суперпозицию  $(|g_2\rangle + |g_1\rangle)/\sqrt{2}$ . Во второй области обе частоты включаются одновременно, проектируя атомное состояние  $|\Psi(T + \tau)\rangle$  на темное состояние  $|\Psi(T + \tau)\rangle_D$ , определяющееся условиями на фронте импульса. Это состояние затем адиабатически эволюционирует в состояние  $|g_1\rangle$  под действием света с профилем, показанным во второй области взаимодействия. Затем последовательность импульсов повторяется, вызывая адиабатический переход в обратном направлении, как показано на рис. 7. Пути атома, не дающие вклады в интерференционный сигнал, на рисунке не показаны (б).

зовать также для того, чтобы вызывать изменение импульса атома [111]. Вскоре механический эффект такого перехода был продемонстрирован группами Мары Прентис [112] и Билла Филиппа [113]. В их экспериментах временная задержка между световыми импульсами была обусловлена тем, что атомы пересекали пространственно смещенные друг относительно друга лазерные пучки. Мы же, располагая атомами, медленно движущимися в атомном фонтане, могли независимо изменять интенсивность каждого пучка с помощью акустооптических модуляторов. Эта степень свободы позволила нам создать атомный интерферометр на основе метода адиабатических переходов [114]. В разные моменты взаимодействия атома со светом требуются импульсы, профилированные различным образом, как показано на рис. 8. Например, первое расщепление пучка требует, чтобы пучок света с частотой  $\omega_2$  был включен первым, а выключались одновременно оба пучка, в то время как во второй момент взаимодействия пучки включаются вместе, и затем пучок  $\omega_1$  выключается первым. С помощью техники интерферометрии на адиабатических переходах мы можем разнести два атомных интерферометра по импульсу на величину, достигающую  $\sim 250 \hbar k$ , без значительных потерь в отношении сигнал/шум.

В настоящее время наш метод измерения  $h/M_{Cs}$  с помощью атомного интерферометра имеет разрешение порядка  $2 \times 10^{-9}$  (для  $\alpha 1 \times 10^{-9}$ , или 1 ppb), соответствующее разрешению по скоростям менее 1/30 атомного диаметра в секунду. В терминах доплеровской спектроскопии это отвечает разрешению в измерении доплеровского сдвига менее 100 мкГц при частоте  $\sim 10^{15}$  Гц. В течение последних пяти месяцев мы занимались поисками источников систематических ошибок и осталось выполнить еще несколько контрольных измерений, прежде чем опубликовать значение для  $h/M$ . Измерения других величин, необходимых для определения  $\alpha$ , таких как отношения масс  $m_e/m_p$ ,  $m_p/M_{Cs}$  и частота линии  $D_1$  в Cs будут выполнены с точностью лучше, чем  $10^{-9}$ , уже в ближайшем будущем. Интересно, что некоторые из наиболее точных методов определения  $\alpha$  являются прямыми приложениями открытий, отмеченных тремя Нобелевскими премиями — это эффект Джозефсона (56 ppb), квантовый эффект Холла (24 ppb) и сравнение магнитного момента электрона, измеренного в ионной ловушке, с результатами квантово-электродинамических расчетов (4,2 ppb) [115].

## 7. Другие применения в атомной физике

Вопросы, которые я обсудил в разделе 6, представляют собой небольшую, отвечающую моим личным предпочтениям, выборку из многих применений новой технологии лазерного охлаждения и пленения атомов. Эти методы уже применялись в нелинейно-оптических и в квантово-оптических экспериментах. Атомы, охлажденные лазером, стимулировали многочисленные работы по изучению сверххолодных столкновений. С атомными ловушками связаны надежды, что с помощью радиоактивных изотопов можно будет с большей точностью исследовать эффекты несохранения четности, обусловленные слабым взаимодействием, и более тщательно проводить поиски нарушения инвариантности по отношению к обращению времени.

Особенно эффектным применением техники холодных атомов явилась демонстрация бозе-конденсации в разреженном газе Эриком Корнеллом, Карлом Виманом и сотрудниками [116] и позже группами под руководством Вольфганга Кеттерле [117] и Рэнди Хьюлета [118]. Получение этого нового состояния вещества открывает захватывающие перспективы для изучения коллективных эффектов в квантовом газе мощными диагностическими методами лазерной спектроскопии. Повышение фазовой плотности бозе-конденсированных атомов вызовет новые применения, точно так же, как повышение фазовой плотности, достигнутое благодаря лазерному охлаждению и пленению, положило начало развитию ряда новых областей исследований.

## 8. Применения в биологии и в исследованиях полимеров

В 1986 г. научный мир был взволнован пленением атомов. В то время Арт Ашкин занимался захватом частиц микронных размеров с помощью оптического пинцета. Проводя эксперименты с вирусами табачной мозаики, он заметил в образце крошечные полупрозрачные объекты [119]. Ворвавшись в мою лабораторию он взволнованно объявил, что он "открыл Жизнь". Я пошел

в его лабораторию, про себя думая, что волнения последних лет, в конце концов, надломили его. В его лаборатории объектив микроскопа фокусировал луч аргонового лазера в чашку Петри, наполненную водой. Сбоку стоял старый оптический микроскоп. Посмотрев в микроскоп, я увидел свои ресницы. Вглядываясь внимательно, я время от времени замечал какие-то полупрозрачные объекты. Многие из них в действительности представляли собой "мушки" — неоднородности стекловидного тела в моем глазу и перемещались, когда я мигал. Арт уверял, что есть *другие* объекты, которые не сместятся, если я мигну. И, действительно, в воде были объекты, которые, возможно, были захвачены светом и уплыли бы при его выключении. Арт обнаружил в своей установке "нечто", но это было реальное "нечто" — бактерии, которые со временем выросли в его образцах мозаики и в воде.

За этим открытием быстро последовала его публикация о том, что, сфокусировав инфракрасный свет до мегаватт на квадратный сантиметр, можно часами удерживать живые бактерии *e. coli* и дрожжевые грибы без какого-либо повреждения [120]. В другой работе проводились манипуляции с внутренними элементами растительных клеток и простейших, а также растягивание вязкоупругой цитоплазмы [121]. Стив Блок и Ховард Берг вскоре адаптировали технику оптического пинцета для изучения механических свойств двигательных белков бактериальных жгутиков [122], а Майкл Бернс с сотрудниками использовали пинцет для манипулирования живой спермой [123]. С помощью оптического пинцета можно также управлять объектами молекулярного масштаба. Блок и др. нанесли слой малой плотности из молекул двигательного белка кинезина на шарик и поместили шарик в микротрубку. Когда кинезин был активирован АТФ, оказалось возможным измерить силу и смещение, производимые одной молекулой кинезина [124]. Похожие эксперименты с молекулярной двигательной системой актин–миозин, связанной со скелетными мускулами, были выполнены Джеффом Финером, Бобом Симмонсом и Джимом Спудичем [125], при этом использовался оптический пинцет с активной обратной связью, который мы четвером разработали в моей лаборатории [126]. Мы со Стивом Кроном создали метод, позволяющий удерживать и одновременно наблюдать одиночную молекулу ДНК, прикрепив полистироновые держатели к концам молекулы [127, 128]. В этих экспериментах был создан важный инструмент для биологов, позволяющий работать как на клеточном, так и на молекулярном уровне. Область применения этого инструмента в биологии расширяется очень быстро и со временем, возможно, сравнится с применением в атомной физике [129].

Моей первоначальной целью, связанной с развитием методов управления ДНК, было изучение в реальном времени движения энзимов, действующих на молекулу. Однако, как только мы занялись молекулами, мы сразу заметили, что растянутая молекула ДНК снова сжимается, как резиновая тесьма, когда растягивающая сила выключается. "Пружинистость" молекулы обусловлена энтропией: вероятность реализации той или иной конфигурации гибкого полимера определяется путем подсчета числа способов, которым он может до нее добраться, совершая большое, но конечное число случайных шагов. Растянутая молекула находится в мало-

вероятной конфигурации, и система движется к значительно более вероятной равновесной конфигурации спирали. Наше случайное наблюдение "резинки" из одной молекулы привело к новой "смене курса". Дело в том, что ДНК из вируса лямбда-фага достаточно велика, чтобы визуализировать ее и манипулировать ею, и все же достаточно мала для того, чтобы основные уравнения движения, описывающие полимер, оставались справедливыми. Мы наткнулись на новый способ разрешения вопросов, давно стоявших в динамике полимеров, и приступили к серии экспериментов по этой динамике, которая продолжается и сегодня [130–137].

## 9. Заключение

Техника, которую я обсудил, позволила нам, заимствуя рекламный лозунг АТ&Т, "дотянуться и потрогать" ("reach out and touch") атомы и другие нейтральные частицы мощными новыми методами. Лазерный пучок может сегодня проникнуть в вакуумную камеру, захватить и охладить атомы до микрокельвиновых температур и подбросить их вверх в виде фонтана. На основе этой техники развивается новое поколение атомных часов. В интерферометре атомы квантовомеханически расщепляются и затем собираются обратно, что позволило создать исключительно прецизионные инерциальные сенсоры и измерять фундаментальные константы с беспрецедентной точностью. Методы пленения и охлаждения позволяют реализовать бозе-конденсацию атомов газа. Получение бозе-конденсата дало возможность исследовать многочастичные эффекты в совершенно новом режиме. Конденсаты дадут нам еще более яркий источник неподвижных атомов, который можно использовать. Лазерные ловушки позволяют удерживать живые клетки и органеллы в клетках, не прокалывая клеточную мембрану. Одиночные молекулы ДНК используются для изучения фундаментальных вопросов динамики полимеров. В настоящее время можно измерить силу и смещение, производимые молекулой динеина при сжигании *одной* молекулы АТФ. Это распространение применений в физике, химии, биологии и медицине произошло менее чем за десятилетие и продолжается далее и, без сомнения, мы увидим дальнейшие применения этих новых методов управления материей.

В 1985 г., когда мои коллеги и я впервые продемонстрировали оптическую палочку, я не предвидел обилия приложений, которые последовали в течение всего лишь нескольких лет. Я проявил близорукость. Вместо того, чтобы работать с ясным видением будущего, я следовал своему чутью, наклонив голову к земле, где запах следов сильнее.

Все мои публикации, цитированные в этой лекции, были результатом совместной работы с многочисленными одаренными сотрудниками, которых я здесь упомянул. Без них я сделал бы намного меньше. В более общем масштабе знания, которых мы достигаем в науке, аддитивны. Ее основу составляет наша способность создавать новое, опираясь на знания, добытые другими. Прелесть науки состоит в том, что открытия не обязательно делаются гигантами, которые видят далеко вперед, стоя на плечах гигантов-предшественников.

Область охлаждения и пленения выросла из переплетения достижений многочисленных исследователей. Когда я и мои сотрудники вдохновлялись работами



других, наши коллеги по всему миру уже внесли огромный вклад в наши достижения. Я рассматриваю эту Нобелевскую премию как признание наших коллективных усилий. Как все ученые, я надеюсь, что другие примут во внимание наши работы и используют их для того, чтобы прокладывать пути, которых мы и не представляли. Действуя таким образом, мы будем наращивать наше гигантское коллективное научное наследие.

## Список литературы

- Conti R, Bucksbaum P, Chu S, Commins E, Hunter L *Phys. Rev. Lett.* **42** 343 (1979); см. также Chu S, Commins E, Conti R *Phys. Lett. A* **60** 96 (1977)
- Chu S, Gibbs H M, McCall S L, Passner A *Phys. Rev. Lett.* **45** 1715 (1980)
- Chu S, Gibbs H M, McCall S L *Phys. Rev. B* **24** 7162 (1981)
- Hu P, Chu S, Gibbs H M, in *Picosecond Phenomena II* (Springer Series in Chemical Physics, Vol. 14, Eds R M Hochstrasser, W Kaiser, C V Shank) (Berlin: Springer-Verlag, 1980) p. 308
- Chu S, Wong S *Phys. Rev. Lett.* **48** 738 (1982); см. также "Comments" *Phys. Rev. Lett.* **49** 1293 (1982)
- Chu S, Mills A P *Phys. Rev. Lett.* **48** 1333 (1982); Chu S, Mills A P (Jr), Hall J L *Phys. Rev. Lett.* **52** 1689 (1984)
- Более полное изложение истории этого начального периода можно найти в кн.: Minogin V G, Letokhov V S *Light pressure on atoms* (New York: Gordon Breach Science, 1987)
- Maxwell J C A *Treatise on Electricity and Magnetism*, 3 rd ed. (1897), Reprint (New York: Dover Publications, 1954)
- Lebedev P *Ann. Phys.* **6** 433 (1901)
- Nichols E F, Hull G F *Phys. Rev.* **17** 26 (1903), *ibid.* p. 91
- Einstein A *Phys. Z.* **18** 121 (1917) [Англ. перевод см. в *Sources of Quantum mechanics* (Ed. B L van der Waerden) (Amsterdam: North-Holland, 1967)]
- Frisch O R *Zs. Phys.* **86** 42 (1933)
- Детальный расчет лензинга в рассеянии Ми (когда длина волны света меньше диаметра частицы) можно найти в ряде публикаций. См., например, Ashkin A *Biophys. J.* **61** 569 (1992)
- Аскарьян Г А *ЖЭТФ* **42** 1567 (1962)
- Летохов В С *Письма в ЖЭТФ* **7** 348 (1968)
- Ashkin A *Science* **210** 1081 (1980)
- Ashkin A *Phys. Rev. Lett.* **40** 729 (1978)
- Bjorkholm J E, Freeman R R, Ashkin A, Pearson D B *Phys. Rev. Lett.* **41** 1361 (1978)
- Gordon J P, Ashkin A *Phys. Rev. A* **21** 1606 (1980)
- Chu S, AT&T Internal Memo 11311-840509-12TM (1984)
- Hänsch T W, Schawlow A L *Opt. Commun.* **13** 68 (1975)
- Wineland D J, Itano W M *Bull. Am. Phys. Soc.* **20** 637 (1975)
- Wineland D J, Itano W M *Phys. Rev. A* **20** 1521 (1979)
- Я хотел, чтобы статья называлась "Демонстрация оптической патоки". Джон Бьеркхольм был пуристом и считал это выражение жаргонным в худшем смысле слова. Мы пришли к компромиссу и изъяли выражение "оптическая патока" из названия, но ввели его в текст статьи.
- Подробное обсуждение работ до 1985 г. см. в Phillips W D, Prodan J V, Metcalf H J *J. Opt. Soc. Am. B* **2** 1751 (1985)
- Prodan J, Migdall A, Phillips W D, So I, Metcalf H, Dalibard J *Phys. Rev. Lett.* **54** 992 (1985)
- Ertmer W, Blatt R, Hall J L, Zhu M *Phys. Rev. Lett.* **54** 996 (1985)
- Kaminow I P, in *An Introduction to Electrooptic Devices* (New York: Academic Press, 1974) p. 228
- Chu S, Hollberg L, Bjorkholm J E, Cable A, Ashkin A *Phys. Rev. Lett.* **55** 48 (1985)
- В экспериментальную установку входили узлы, которые использовались в предыдущих экспериментах: лазер на красителях, необходимый для создания оптической патоки, и импульсный ИАГ лазер ранее использовались в системе генератор–усилитель на красителе в экспериментах по спектроскопии позитрония. Запасная вакуумная камера отдела разработок Bell Labs стала нашей камерой для патоки
- Chu S, Prentiss M G, Cable A, Bjorkholm J E, in *Laser Spectroscopy VIII* (Springer Series in Optical Sciences, Vol. 55, Eds W Persson, S Svanberg) (Berlin: Springer-Verlag, 1987) p. 64
- Migdall A L, Prodan J V, Phillips W D, Bergeman T H, Metcalf H J *Phys. Rev. Lett.* **54** 2596 (1985)
- Ashkin A, Gordon J P *Opt. Lett.* **8** 511 (1983)
- Краткое изложение этой теоремы и других теорем о невозможности удержания (no trapping theorems) можно найти в: Chu S, in *Laser Manipulation of Atoms and Ions* (Proc. Intern. School of Physics "Enrico Fermi", Course 118, Eds E Arimondo, W D Phillips, F Strumia) (Amsterdam: North-Holland, 1992) p. 239
- Ashkin A *Opt. Lett.* **9** 454 (1984)
- Chu S, Bjorkholm J E, Ashkin A, Hollberg L, Cable A, in *Methods of Laser Spectroscopy* (Eds Y Prior, A Ben-Reuven, M Rosenbluh) (New York: Plenum Press, 1986) p. 41. Труды этой конференции дают моментальный снимок понимания проблемы на том этапе, в декабре 1985 г.
- Chu S, Bjorkholm J E, Ashkin A, Cable A *Phys. Rev. Lett.* **57** 314 (1986)
- Ashkin A, Dziedzic J M, Bjorkholm J E, Chu S *Opt. Lett.* **11** 288 (1986)
- Pritchard D E, Raab E L, Bagnato V S, Weiman C E, Watts R N *Phys. Rev. Lett.* **57** 310 (1986)
- Аллан Миллис убедил меня участвовать в эксперименте по спектроскопии мюония, и с 1985 г. я занимаюсь этой работой параллельно с лазерным охлаждением и пленением.
- Raab E L, Prentiss M, Cable A, Chu S, Pritchard D E *Phys. Rev. Lett.* **59** 2631 (1987)
- Я дал краткое изложение этих событий в [34]. См. также Pritchard D, Ketterle W, in *Laser Manipulation of Atoms and Ions* (Proc. Intern. School of Physics "Enrico Fermi", Course 118, Eds E Arimondo, W D Phillips, F Strumia) (Amsterdam: North-Holland, 1992) p. 473
- Monroe C, Swann W, Robinson H, Wieman C E *Phys. Rev. Lett.* **65** 1571 (1990). Рааб и Притчард пробовали создать в МТИ ловушку на силе рассеяния, пытаясь захватывать атомы прямо из пара, но давление пара оказалось слишком высоким для эффективного пленения.
- Gibble K, Kasapi S, Chu S *Opt. Lett.* **17** 526 (1992)
- Ketterle W, Davis K, Joffe M, Martin A, Pritchard D *Phys. Rev. Lett.* **70** 2253 (1993)
- Lee H J, Adams C S, M Kasevich M, Chu S *Phys. Rev. Lett.* **76** 2658 (1996)
- Я пытался убедить Алекса Кейбла поехать со мной и стать моим первым аспирантом. К этому времени он уже был первокурсным исследователем, и я считал, что он будет хорошим аспирантом в Станфорде. Он отклонил мое предложение и годом позже уволился из Bell Labs. В то время, когда он работал у меня техником, он основал фирму по изготовлению оптической оправы. Сейчас его компания Thor Labs является крупным поставщиком комплектующих для оптики.
- Sesko D, Fan C, Weiman C J *Opt. Soc. Am. B* **5** 1225 (1988)
- Phillips W D private communication
- Lett P, Watts R N, Westbrook C, Phillips W D *Phys. Rev. Lett.* **61** 169 (1988)
- Gould P, Lett P, Phillips W, in *Laser Spectroscopy VIII* (Springer Series in Optical Sciences, Vol. 55, Eds W Persson, S Svanberg) (Berlin: Springer-Verlag, 1987) p. 64
- Shevy Y, Weiss D, Chu S, in *Spin Polarized Quantum Systems* (Ed. S Stingari) (Singapore: World Scientific, 1989)
- Chu S, in *The Hydrogen Atom* (Eds G F Bassani, M Inguscio, T W Hänsch) (Berlin: Springer-Verlag, 1989) p. 144
- Fee M S, Mills A P, Chu S, Shaw E D, Danzmann K, Chichester R J, Zuckerman D M *Phys. Rev. Lett.* **70** 1397 (1993); Fee M S, Chu S, Mills A P, Shaw E D, Danzmann K, Chichester R J, Zuckerman D M *Phys. Rev. A* **48** 192 (1993)
- Chu S, Mills A P, Jr., Yodh A G, Nagamine K, Miyake H, Kuga T *Phys. Rev. Lett.* **60** 101 (1988)
- Minogin V G, Serimaa O T *Opt. Commun.* **30** 373 (1979); см. также Minogin V G *Opt. Commun.* **37** 442 (1981)
- Dalibard J, Cohen-Tannoudji C *J. Opt. Soc. Am. B* **2** 1707 (1985)
- Dalibard J, Salomon C, Aspect A, Arimondo E, Kasier R, Vansteenkiste N, Cohen-Tannoudji C, in *Atomic Physics II* (Eds

- S Haroche, J C Gay, G Grynberg) (Singapore: World Scientific, 1989) p. 199
59. Chu S, Weiss D, Shevy Y, Ungar P, in *Atomic Physics II* (Eds S Haroche, J C Gay, G Grynberg) (Singapore: World Scientific, 1989) p. 636
  60. Dalibard J, Cohen-Tannoudji C *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2023 (1989)
  61. Ungar P J, Weiss D S, Riis E, Chu S *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2058 (1989)
  62. См. рис. 13 в [60]
  63. Weiss D S, Riis E, Shevy Y, Ungar P J, Chu S *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2072 (1989)
  64. Shevy Y, Weiss D S, Ungar P J, Chu S *Phys. Rev. Lett.* **62** 1118 (1988); в этой работе мы показали, что линейная зависимость силы от скорости  $F(v) = -\alpha v$  приводит к распределению Максвелла – Больцмана.
  65. Shang S-Q, Sheehy B, van der Straten P, Metcalf H *Phys. Rev. Lett.* **65** 317 (1990)
  66. См., например, Dehmelt H *Science* **247** 539 (1990)
  67. Diedrich F, Berquist J C, Itano W, Wineland D J *Phys. Rev. Lett.* **62** 403 (1989)
  68. Aspect A, Arimondo E, Kaiser R, Vansteenkiste N, Cohen-Tannoudji C *Phys. Rev. Lett.* **62** 826 (1988); см. также работы этих же авторов в *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2112 (1989)
  69. Lawall J, Kulin S, Saubamea B, Bigelow N, Leduc M, Cohen-Tannoudji C *Phys. Rev. Lett.* **75** 4194 (1995)
  70. Riis E, Weiss D S, Moler K A, Chu S *Phys. Rev. Lett.* **64** 1658 (1990)
  71. Nellessen J, Werner J, Ertmer W *Opt. Commun.* **78** 300 (1990)
  72. См., например, Ramsey N F *Molecular Beams* (Oxford: Oxford University Press, 1956)
  73. См., например, De Marchi A, Rovera G D, Premoli A *Metrologia* **20** 37 (1984). Я слышал об этой работе еще будучи аспирантом в Беркли. Мы обсудили преимущества атомных часов на цезиевом фонтане в: Gibble K, Chu S *Metrologia* **29** 201 (1992)
  74. Kasevich M A, Riis E, Chu S, De Voe R G *Phys. Rev. Lett.* **63** 612 (1989)
  75. Weiss D S, Riis E, Kasevich M, Moler K A, Chu S, in *Light Induced Kinetic Effects on Atoms, Ions, and Molecules* (Eds L Moi, S Gozzini, Gabbanini C, Arimondo E, Strumia F) (Pisa: ETS Editrice, 1991) p. 35
  76. Clairon A, Salomon C, Guellati S, Phillips W D *Europhys. Lett.* **16** 165 (1991)
  77. Gibble K, Chu S *Metrologia* **29** 201 (1992)
  78. Gibble K, Chu S *Phys. Rev. Lett.* **70** 1771 (1993)
  79. Ghezali S, Laurent Ph., Lea S N, Clairon A *Europhys. Lett.* **36** 25 (1996)
  80. Balykin V I, Letokhov V S, Ovchinnikov Yu B, Sidorov A I *Phys. Rev. Lett.* **60** 2137 (1988)
  81. Kasevich M A, Weiss D S, Chu S *Opt. Lett.* **15** 667 (1990)
  82. Aminoff C G, Steane A M, Bouyer P, Desbiolles P, Dalibard J, Cohen-Tannoudji C *Phys. Rev. Lett.* **71** 3083 (1993)
  83. Kasevich M, Weiss, Riis E, Moler K, Kasapi S, Chu S *Phys. Rev. Lett.* **66** 2297 (1991)
  84. Bordè Ch *Phys. Lett. A* **140** 10 (1989)
  85. Riehle F, Kisters Th, Witte A, Helmcke S, Bordè Ch *Phys. Rev. Lett.* **67** 177 (1991)
  86. Carnal O, Mlynek J *Phys. Rev. Lett.* **66** 2689 (1991)
  87. Keith D, Eksstrom C, Turchette O, Pritchard D *Phys. Rev. Lett.* **66** 2693 (1991)
  88. Kasevich M, Chu S *Phys. Rev. Lett.* **67** 181 (1991)
  89. Kasevich M, Chu S *Appl. Phys. B* **54** 321 (1992)
  90. Moler K, Weiss D S, Kasevich M, Chu S *Phys. Rev. A* **45** 342 (1991)
  91. Young B, Kasevich M, Chu S, in *Atom Interferometry* (Ed. P Berman) (New York: Academic Press, 1997) p. 363
  92. Peters A, Chung K Y, Yong B, Hensley J, Chu S *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A* **355** 2223 (1997)
  93. Storey P, Cohen-Tannoudji C *J. Phys. (Paris)* **4** 1999 (1994)
  94. Hensley J, Peters A, Chu S submitted to *Rev. Scient. Instr.* (1998)
  95. Kasevich M, Chu S *Phys. Rev. Lett.* **69** 1741 (1992)
  96. Davidson N, Lee H J, Kasevich M, Chu S *Phys. Rev. Lett.* **72** 3158 (1994)
  97. Rolston S, Gerz C, Helmerston K, Jessen P S, Lett P D, Phillips W D, Spreeuw R J C, Westbrook C I, in *Proc. SPIE* Vol. 1726 (Bellinghow: SPIE, 1992) p. 205
  98. Miller J D, Cline R, Heinzen D *Phys. Rev. A* **47** R4567 (1993)
  99. Davidson N, Lee H J, Adams C S, Kasevich M, Chu S *Phys. Rev. Lett.* **74** 1311 (1995)
  100. Adams C S, Lee H J, Davidson N, Kasevich M, Chu S *Phys. Rev. Lett.* **74** 3577 (1995)
  101. Улучшенные результаты см. в: H J Lee, Adams C A, Davidson N, Young B, Weitz M, Kasevich M, Chu S, in *Atomic Physics 14* (Eds C Weiman, D Wineland) (New York: AIP, 1995)
  102. Kasevich M, Lee H J, Adams C A, Chu S, in *Laser Spectroscopy 12* (Eds M Inguscio, M Allegrini, A Sasso) (World Scientific, 1996) p. 13
  103. Stamper-Kurn D M, Andrews M R, Chikkatur A P, Inouye S, Meisner H-J, Strenger J, Ketterle W *Phys. Rev. Lett.* **80** 2072 (1998)
  104. Feshbach H *Ann. Phys.* **19** 287 (1962)
  105. Moerdijk A J, Verhaar B J, Axelsson A *Phys. Rev. A* **51** 4852 (1995)
  106. Скорость света теперь измерена с высокой точностью, "2" тоже хорошо известно.
  107. Weiss D S, Young B C, Chu S *Phys. Rev. Lett.* **70** 2706 (1993)
  108. Weiss D S, Young B C, Chu S *Appl. Phys. B* **59** 217 (1994)
  109. Gaubatz U, Rudecker P, Becker M, Schiemann S, Kùltz M, Bergmann K *Chem. Phys. Lett.* **149** 463 (1988)
  110. Weitz M, Young B, Chu S *Phys. Rev. A* **50** 2438 (1994)
  111. Marte P, Zoller P, Hall J L *Phys. Rev. A* **44** R4118 (1991)
  112. Lawall J, Prentiss M *Phys. Rev. Lett.* **72** 993 (1994)
  113. Goldner L S, Gerz C, Spreew R J C, Rolston S L, Westbrook C I, Phillips W, Marte P, Zoller P *Phys. Rev. Lett.* **72** 997 (1994)
  114. Weitz M, Young B C, Chu S *Phys. Rev. Lett.* **73** 2563 (1994)
  115. Обзор современного состояния измерений  $\alpha$  см. в: Kinoshita T *Rep. Prog. Phys.* **59** 1459 (1996)
  116. Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, Weiman C E, Cornell E A *Science* **269** 198 (1995)
  117. Davis K B, Mewes M-O, Anderson M R, Van Druten N J, Durfee D S, Kurn D M, Ketterle W *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969 (1995)
  118. Bradley C C, Sackett C A, Hulet R G *Phys. Rev. Lett.* **78** 985 (1997)
  119. Ashkin A, Dziedzic J M *Science* **235** 1517 (1987)
  120. Ashkin A, Dziedzic J M, Yamane T *Nature (London)* **330** 769 (1987)
  121. Ashkin A, Dziedzic J M *Science* **253** 1517 (1987); *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **86** 7914 (1989)
  122. Block S, Blair D F, Berg H C *Nature (London)* **338** 514 (1989)
  123. Tadir Y, Wright W, Vafa O, Ord T, Asch R, Burns M *Fertil. Steril.* **52** 870 (1989)
  124. Block S, Goldstein L, Schnapp B *Nature (London)* **348** 348 (1990); см. также K Svoboda and S Block, *Cell* **77** 773 (1994) и ссылки в этой статье
  125. Finer J T, Simmons R M, Spudich J A *Nature (London)* **368** 113 (1994)
  126. Warrick H M, Simmons R M, Finer J F, Uyeda T Q P, Chu S, Spudich J A, in *Methods in Cell Biology* Vol. 37 Ch. 1 (San Diego: Academic Press, 1993) p. 1; Simmons R M, Finer J T, Chu S, Spudich J A *Biophys. J.* **70** 1813 (1996)
  127. Chu S, Kron S *Int. Quantum Electronics Conf. Tech. Digest* (Washington DC: Optical Soc. of Am., 1990) p. 202; Kasevich M, Moler K, Riis E, Sunderman E, Weiss D, Chu S, in *Atomic Physics 12* (AIP Conference Proc., Vol. 233, Eds J C Zorn, R R Lewis) (New York: AIP, 1991) p. 47
  128. Chu S *Science* **253** 861 (1991)
  129. Обзор значительной части этих исследований содержится в: Ashkin A *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **94** 4853 (1997)
  130. Предварительные результаты опубликованы в: Chu S *Science* **253** 861 (1991)
  131. Perkins T, Smith D E, Chu S *Science* **64** 819 (1994)
  132. Perkins T T, Quake S R, Smith D E, Chu S *Science* **264** 822 (1994)
  133. Perkins T T, Smith D E, Larson R G, Chu S *Science* **268** 83 (1994)
  134. Smith D E, Perkins T T, Chu S *Phys. Rev. Lett.* **75** 4146 (1995)
  135. Smith D E, Perkins T T, Chu S *Macromolecules* **29** 1372 (1996)
  136. Quake S R, Chu S *Nature (London)* **388** 151 (1997)
  137. Perkins T T, Smith D E, Chu S *Science* **276** 2016 (1997)