Письма в ЖЭТФ, том 95, вып. 3, с. 148 – 152

Бозе-эйнштейновская конденсация атомов рубидия

П. Л. Чаповский[1)]

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 1 ноября 2011 г.

После переработки 27 декабря 2011 г.

Создана установка для получения бозе-эйнштейновского конденсата атомов рубидия. Конденсат содержит 10^5–10^6 атомов ^{87}Rb, находящихся в сверхтонком состоянии $F_g = 2$ основного электронного состояния. Наблюдается три ключевых признака конденсации: резкое увеличение фазовой плотности атомов, пороговое появление двух фракций в облаке и анизотропный разлет конденсированных атомов.

Создание методов лазерного охлаждения [1–4] радикально изменило атомную физику. За короткое время световое давление из тонкого (ускользающего) эффекта превратилось в надежное средство управления движением частиц. Бозе-эйнштейновская конденсация (БЭК) разреженных газов [5–7] позволила шагнуть еще дальше и получать макроскопические количества атомов в квантовых состояниях с предельно полно определенными характеристиками.

Однако экспериментальная реализация БЭК до сих пор остается сложной задачей. Каждая БЭК-установка имеет свои особенности и позволяет решать свои задачи. В этом сообщении мы приводим описание установки для получения БЭК атомов ^{87}Rb, созданной в ИАиЭ СО РАН (Новосибирск).

Бозе-эйнштейновская конденсация возникает при фазовой плотности атомов $\rho = n\lambda^3 \sim 1$ [8]. Здесь n – плотность частиц, λ – их длина волны де Бройля. В нашей установке получение БЭК стартует с давления паров рубидия $\sim 10^{-9}$ Торр при комнатной температуре ($\rho \sim 10^{-19}$). Необходимо же достичь фазовой плотности $\rho \sim 1$. Это иллюстрирует сложность эксперимента.

Этапы получения БЭК схематически представлены на рис. 1. Фотография установки приведена на рис. 2. Охлаждение и конденсация атомов рубидия осуществляются в вакуумной камере с давлением остаточных газов $\sim 10^{-13}$ Торр. Камера постоянно откачивается магниторазрядным и титановым сублимационным насосами. Оптически прозрачная часть камеры изготовлена из молибденового стекла. Она состоит из цилиндра (диаметр 50 мм), соединенного со сферой (диаметр 60 мм). Источником рубидия природного изотопного состава служит диспенсер фирмы Saes Getters (Италия). Для получения высокого вакуума вся вакуумная система предварительно помещалась для очистки в специальную "духовку"

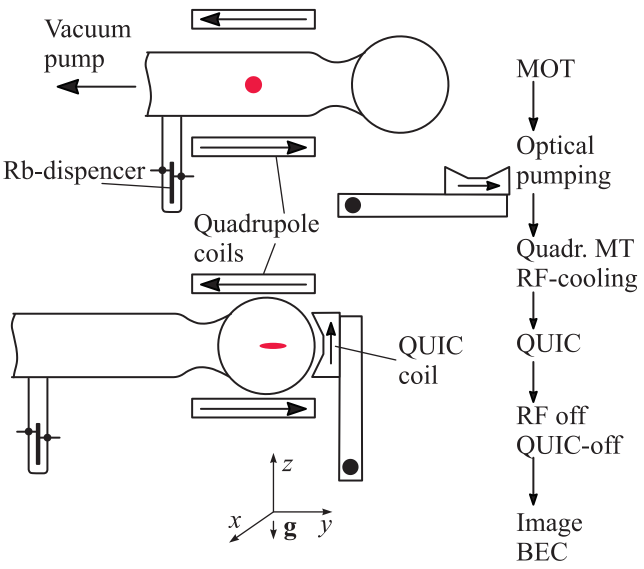

Рис. 1. Схема получения БЭК рубидия. Верхний рисунок – этап МОТ; нижний рисунок – этап QUIC. Показаны система координат и направление свободного падения облака

и прогревалась в течение 7 суток при температуре 200 °C и постоянной откачке турбомолекулярным насосом.

Каждый цикл (продолжительность 143 с) получения конденсата начинается с захвата атомов рубидия магнитооптической ловушкой (МОТ) из находящихся в камере паров рубидия и их охлаждения [9]. Охлаждающий лазер отстроен на 18 МГц в красную область от центра циклического перехода $F_g = 2 \to F_e = 3$. Перекачивающий лазер настроен на центр перехода $F_g = 1 \to F_e = 2$ (рис. 3). Для МОТ используется лазерная система, описанная в [11], к которой добавлен полупроводниковый усилитель излучения охлаждающего лазера. Мощность охлаждающего излучения составляет теперь 40 мВт в каждом из 6 лучей, образующих МОТ. Диаметры охлаждающего и перекачивающего лучей 50 мм. Магнитооптическая ловушка

[1)]e-mail: chapovsky@iae.nsk.su

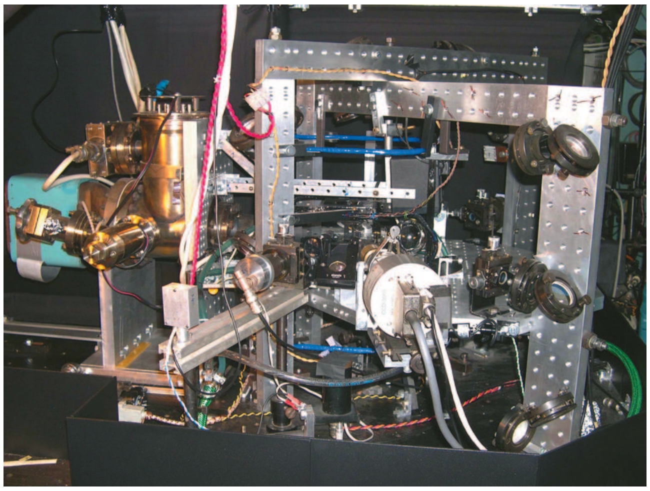

Рис. 2. Фотография установки для получения БЭК атомов ^{87}Rb, созданной в ИАиЭ СО РАН

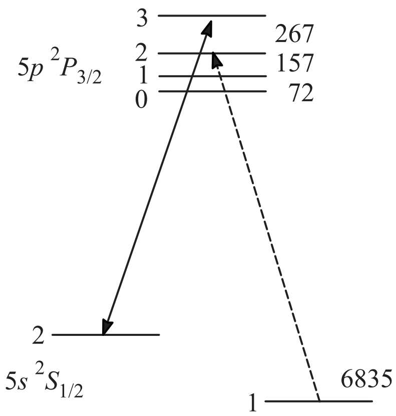

Рис. 3. Схема энергетических уровней атомов ^{87}Rb. Цифры слева указывают полный угловой момент сверхтонкого состояния; цифры справа указывают величину сверхтонкого расщепления в МГц [10]

захватывает $3\cdot10^9$ атомов ^{87}Rb и охлаждает их до ~ 200 мкК [1, 12].

В установке осуществляется конденсация атомов ^{87}Rb в состоянии $F_g = 2$. Магнитная ловушка с минимумом магнитного поля в центре способна удерживать атомы рубидия в зеемановских состояниях $f = 2$ и 1, где f – проекция полного момента на направление локального магнитного поля. В работающей МОТ, однако, большая часть атомов сосредоточена на уровне $|F_g = 2, f = -2\rangle$. Ловушкой они не удерживаются. Поэтому после завершения работы МОТ и выключения охлаждающего лазерного излучения осуществляется оптическая накачка атомов рубидия на уровень $|F_g = 2, f = 2\rangle$. Для этого на 4 мс включается слабое однородное магнитное поле и атомы освещаются импульсом циркулярно поляризованного излучения, резонансного переходу $F_g = 2 \to F_e = 2$. Излучение для оптической накачки генерирует специальный полупроводниковый лазер с повышенной стабильностью частоты излучения. Этот лазер используется также и для оптической диагностики холодных атомов рубидия и конденсата по поглощению излучения на переходе $F_g = 2 \to F_e = 3$.

После завершения оптической накачки излучение всех лазеров выключается, ток в квадрупольных катушках МОТ увеличивается за 2 мс до 11 А (градиент магнитного поля вдоль оси z 70 Гс/см) и атомы захватываются в квадрупольную магнитную ловушку. Затем ток в катушках поднимается до 30 А за 1 с и далее поддерживается постоянным вплоть до выключения магнитного поля в конце цикла.

Центр МОТ находится в цилиндрической части системы вблизи рубидиевого диспенсера (рис. 1), где давление паров рубидия достаточно велико для эффективного заполнения МОТ. Вместе с тем присутствие теплых атомов рубидия мешает длительному удержанию холодных атомов в магнитной ловушке. Поэтому мы переносим охлажденные атомы в центр сферы, где давление паров рубидия существенно ниже. Перенос атомов осуществляется в установке нестандартным способом: вакуумная система передвигается налево (рис. 1), а ловушка и облако атомов остаются при этом неподвижными.

Низкое давления рубидия в сферической части системы подтверждается большим временем жизни атомов в магнитной ловушке QUIC, которое составляет 1–5 мин в зависимости от подготовки вакуумной системы. Низкое давление рубидия в этой части системы можно объяснить тем, что поверхность стеклянной сферы сама работает как сорбционный насос. Сорбционные способности стеклянной сферы поддерживаются круглосуточным прогревом сферы в перерывах между экспериментами. Кроме того, в каждом цикле получения конденсата мы осуществляем очистку внутренней поверхности сферы от атомов рубидия несколькими импульсами света мощной ультрафиолетовой лампы-вспышки. Фотодесорбция рубидия использовалась нами и ранее для заполнения МОТ [13].

Достижение большой фазовой плотности в квадрупольных магнитных ловушках невозможно [14]. Этому препятствуют потери атомов при переориентации магнитного момента атома относительно локального магнитного поля при пролете атомов через центр ловушки, где поле равно нулю (эффект Майораны). Потери атомов малы при относительно высоких их температурах, но становятся значительными при низких температурах, когда холодные атомы концентрируются в малом объеме вблизи нуля квадрупольного магнитного поля.

Уменьшить потери атомов можно несколькими способами. Один из них основан на использовании ловушек со специальной конфигурацией магнитного поля, имеющего ненулевое значение в минимуме магнитного потенциала. В нашей установке для этого применяется магнитная ловушка типа QUIC [15]), имеющая вблизи своего центра гармонический потенциал цилиндрической формы. Расчетные частоты осцилляций атомов ^{87}Rb в состоянии $|F_g = 2, f = 2\rangle$ составляют 12.6 Гц в аксиальном и 255 Гц в радиальном направлениях. Магнитное поле в минимуме потенциала QUIC равно 0.4 Гс (зеемановское расщепление 0.3 МГц).

Перенос холодных атомов из квадрупольной ловушки в ловушку QUIC осуществляется одновременно с переносом атомов в сферу. Для этого синхронно с перемещением вакуумной системы катушка QUIC (рис. 1) поднимается и занимает фиксированное положение, образуя вместе с двумя квадрупольными катушками ловушку QUIC. Центр магнитной ловушки QUIC смещен на 8 мм вправо относительно центра квадрупольной магнитной ловушки. Конструирование ловушки QUIC выполнено на основе детального расчета магнитных полей с учетом фактического пространственного расположения витков всех трех катушек. Катушки охлаждаются дисциллированной водой постоянной температуры при давлении 2 атм. Электрическое питание катушек осуществляется стабилизированным источником питания мощностью 3 кВт. Для быстрого прерывания тока через катушки последовательно с ними установлен транзистор IJBT. Время выключения тока через катушки QUIC составляет 250 мкс.

Измерение формы облака атомов рубидия сразу после их переноса в ловушку QUIC показало, что перенос сопровождается нагревом атомов до 1 мК (фазовая плотность 10^{-7}–10^{-8}). Этот нагрев происходит, по-видимому, из-за плохо согласованных пространственных характеристик МОТ, квадрупольной магнитной ловушки и QUIC.

Дальнейшее охлаждение атомов и повышение фазовой плотности до $\rho \sim 1$ выполняются с помощью ВЧ испарительного охлаждения [14]. Для этого вблизи стеклянной сферы установлена ВЧ-антенна, которая создает переменное магнитное поле, направленное вдоль оси z. Высокочастотный сигнал генерируется цифровым синтезатором и усиливается 5-ваттным усилителем. Частота ВЧ-поля варьируется в течение 40 с от 22 МГц до $\nu_{\rm final} \approx 0.3$ МГц. Высокочастотное охлаждение начинается с момента переноса атомов в квадрупольную магнитную ловушку. Величина $\nu_{\rm final}$ определяет конечную температуру атомов. Изменение частоты ВЧ-сигнала во времени состоит из 10 линейных отрезков, наклон в каждом из которых подбирается экспериментально по максимальной фазовой плотности атомов в конце цикла ВЧ-охлаждения.

Характеристики холодных атомов измеряются по форме свободно падающего облака. Для этого в конце цикла ВЧ-охлаждения ток в катушках QUIC выключается и после установленной задержки во времени цифровая видеокамера делает три снимка: снимок распределения интенсивности пробного излучения, прошедшего через облако холодных атомов вдоль оси x, снимок распределения пробного излучения без атомов и фоновый снимок без освещения. Импульс пробного излучения формируется акустооптическим модулятором и имеет длительность 300 мкс. Частота пробного излучения тщательно стабилизирована относительно частоты циклического перехода рубидия $F_g = 2 \to F_e = 3$. Она устанавливается программно. Три видеофайла передаются на специальный компьютер для математической обработки.

Пространственные характеристики облака свободно падающих атомов измеряются с помощью аппроксимации оптической плотности атомов гауссовой функцией. Для определения кинетической энергии разлетающихся атомов и фазовой плотности атомов в ловушке необходимо еще знать размеры облака в магнитной ловушке. Аксиальный размер облака в ловушке мы измеряем по размеру облака непосредственно после выключения магнитной ловушки. Прямое измерение радиального размера облака в ловушке таким способом оказывается невозможным из-за недостаточного пространственного разрешения оптической системы. Поэтому радиальный размер облака рассчитывается по его измеренному аксиальному размеру и частотам аксиальных и радиальных колебаний атомов рубидия в магнитной ловушке в предположении термического равновесия атомов в ловушке [8].

При оптимально подобранных параметрах охлаждения мы получаем бозе-эйнштейновский конденсат, содержащий 10^5–10^6 атомов. Экспериментально наблюдается три ключевых признака бозе-эйнштейновской конденсации. Во-первых, фазовая плотность атомов в ловушке резко возрастает при приближении $\nu_{\rm final}$ к своему предельному значению, равному зеемановскому расщеплению в минимуме потенциала QUIC.

Во-вторых, мы наблюдаем появление двух фракций в облаке свободно падающих атомов. На рис. 4

представлена форма облака после свободного падения в течение 30 мс для неконденсированных атомов (температура 0.6 мкК, $\nu_{\rm final} = 350$ кГц), час-

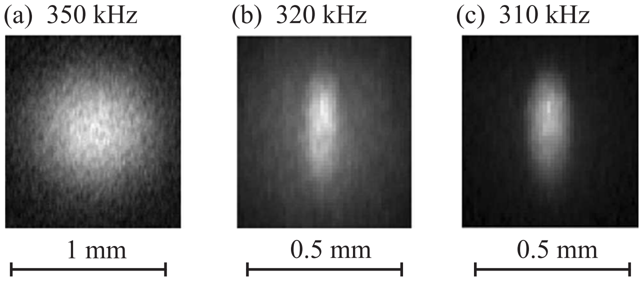

Рис. 4. Оптическая плотность облака вдоль оси x после свободного падения в течение 30 мс для неконденсированных (a) и конденсированных (b), (c) атомов. Аксиальная ось симметрии (ось y) расположена на рисунке горизонтально. Все распределения приведены к одинаковой амплитуде в максимуме

тично конденсированных атомов ($\nu_{\rm final} = 320$ кГц) и практически полностью конденсированных атомов ($\nu_{\rm final} = 310$ кГц). На рис. 5 представлено аксиальное

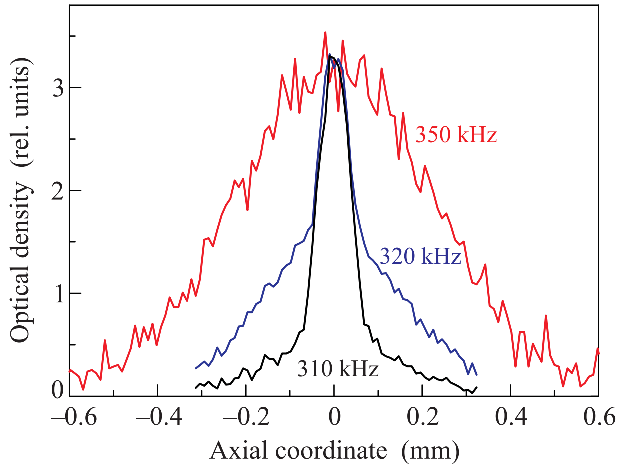

Рис. 5. Аксиальное распределение атомов в облаке после свободного падения в течение 30 мс для неконденсированных и конденсированных атомов

распределение атомов в облаке (вдоль оси y). Две фракции особенно хорошо видны при частичной конденсации ($\nu_{\rm final} = 320$ кГц).

Третьим ярким эффектом является специфическая трансформация формы конденсированной фракции в облаке разлетающихся атомов, рис. 6. Облако ультрахолодных, но не конденсированных атомов (левая колонка на рис. 6) разлетается изотропно. Атомы в конденсированной фракции (правая колонка на рис. 6) разлетаются с малой кинетической энергией в аксиальном направлении (энергия разлета меньше

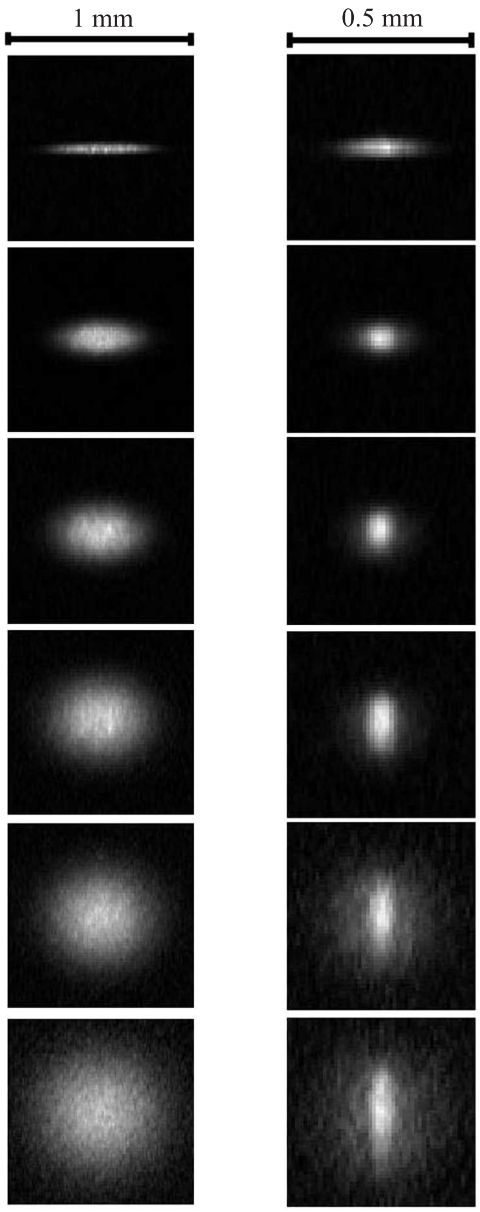

Рис. 6. Свободное падение классических атомов, имеющих температуру 0.6 мкК (левая колонка), и конденсата (правая колонка) после выключения магнитной ловушки QUIC. Снимки сделаны с интервалом 5 мс

точности измерений и составляет $\lesssim 50$ пкК) и со значительно большей энергией (130 нК) в радиальном направлении. При этом неконденсированная фракция в облаке разлетается изотропно.

Анизотропный разлет облака БЭК обусловлен квантовомеханическим распределением частиц в анизотропном потенциале [16]. Как и во многих других работах по БЭК рубидия, мы наблюдаем более медленное увеличение отношения радиального размера облака к аксиальному, чем это было бы в случае невзаимодействующих бозонов, находящихся на низшем уровне в анизотропном гармоническом потенциале. Этот эффект обусловлен тем, что при наших плотностях атомов в конденсате, $\sim 10^{14}$ см$^{-3}$, уже необходимо учитывать взаимодействие атомов между собой [8].

Наблюдаемое нами поведение свободно падающих ультрахолодных атомов и конденсата (после выключения магнитной ловушки, в нулевом магнитном поле) в основном подобно наблюдавшемуся ранее. Оно соответствует теоретическим представлениям. Есть, однако, и загадки. Так, мы наблюдаем почти двукратное уменьшение аксиального размера облака конденсированных атомов в течение первых нескольких мс после выключения ловушки. Похожий эффект наблюдался в работе [17]. Там он объяснялся сжатием конденсированных атомов из-за взаимодействия с неконденсированными атомами в облаке. Однако мы наблюдаем сжатие и ультрахолодных неконденсированных атомов на $\sim 20\%$. По-видимому, это указывает на другую причину сжатия облака атомов сразу после их освобождения из ловушки. Отметим, что измерение пространственных размеров конденсата непосредственно после выключения ловушки оказалось сложным из-за малого размера облака и присутствия в нем неконденсированных атомов.

Еще одна загадка заключается в том, что конденсат имеет у нас вершинку, более острую, чем это определяется "перевернутой параболой" – теоретическим распределением конденсированных взаимодействующих бозонов [8].

Итак, создана установка для получению бозе-эйнштейновской конденсации атомов рубидия. Конденсат содержит $10^5 - 10^6$ атомов ^{87}Rb, находящихся в сверхтонком состоянии $F_g = 2$ основного электронного состояния. Выполнены измерения пространственного распределения свободно падающих атомов после их освобождения из магнитной ловушки.

Автор приносит искреннюю благодарность А.Г. Альтурмесову, В.Н. Затолокину, Л.В. Ильичеву, В.И. Литвинцеву, Л.А. Мироненко, М.А. Никулину, П.А. Чубакову и А.В. Яковлеву за существенную поддержку этой работы. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты # 06-02-08134-офи, 06-02-16415, 09-02-00801), Президиума СО РАН и программы Отделения физических наук РАН "Фундаментальная оптическая спектроскопия и ее приложения".

1. V. I. Balykin, V. G. Minogin, and V. S. Letokhov, Rep. Progr. Phys. **63**, 1429 (2000).
2. S. Chu, Rev. Mod. Phys. **70**, 685 (1998).
3. C. Cohen-Tannoudji, Rev. Mod. Phys. **70**, 707 (1998).
4. W. D. Phillips, Rev. Mod. Phys. **70**, 721 (1998).
5. A. Einstein, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., Phys. Math. Kl. 3 (1925).
6. E. A. Cornell and C. E. Wieman, Rev. Mod. Phys. **74**, 875 (2002).
7. W. Ketterle, Rev. Mod. Phys. **74**, 1131 (2002).
8. F. Dalfovo, S. Giorgini, and L. P. Pitaevskii, Rev. Mod. Phys. **71**, 463 (1999).
9. C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990).
10. D. A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, USA, 2003, p. 29.
11. П. Л. Чаповский, ЖЭТФ **130**, 820 (2006).
12. П. Л. Чаповский, Письма в ЖЭТФ **86**, 84 (2007).
13. П. Л. Чаповский, Квантовая электроника **36**, 257 (2006).
14. W. Ketterle and N. J. Van Druten, Advances in Atomic Molecular and Optical Physics **37**, 181 (1996).
15. T. Esslinger, I. Bloch, and T. W. Hansch, Phys. Rev. A **58**, 2664 (1998).
16. Yu. Kagan, E. L. Surkov, and G. V. Shlyapnikov, Phys. Rev. A **55**, R18 (1997).
17. M. Zawada, R. Abdoul, J. Chwedenczuk et al., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **41**, 241001 (2008).