

Захват и регистрация одиночных атомов рубидия в оптической дипольной ловушке с использованием длиннофокусного объектива

И.И.Бетеров, Е.А.Якшина, Д.Б.Третьяков, В.М.Энтин, У.Сингх, Я.В.Кудлаев, К.Ю.Митянин, К.А.Панов, Н.В.Альянова, И.И.Рябцев

Захват одиночных атомов в оптические дипольные ловушки широко используется в экспериментах по реализации квантовых процессоров на основе нейтральных атомов и исследованию межатомных взаимодействий. Как правило, в таких экспериментах применяются линзы с большой числовой апертурой ($NA > 0.5$), высокочувствительные EMCCD-камеры или счетчики фотонов. В настоящей работе продемонстрированы захват и регистрация одиночных атомов рубидия с использованием длиннофокусного объектива с числовой апертурой $NA = 0.172$ и sCMOS-камеры Flir Tau CNV.

Ключевые слова: одиночные атомы, дипольные ловушки, квантовые вычисления.

1. Введение

В последние годы проведен ряд экспериментов по захвату одиночных атомов щелочных металлов в оптические дипольные ловушки [1–10] и в массивы оптических дипольных ловушек [12–20]. Были продемонстрированы массивы большой размерности [12–19] и возможность произвольного перемещения атомов для достижения равномерного заполнения массива [14–16] и формирования произвольных пространственных конфигураций массива атомов [14, 15, 20]. На основе одномерных и двумерных массивов одиночных атомов были реализованы прототипы квантовых регистров [18, 19].

Для захвата атомов в оптические дипольные ловушки и последующей их регистрации методом резонансной флуоресценции, как правило, используются линзы с большой числовой апертурой ($NA > 0.5$) [1–21]. Это связано с возможностью с их помощью фокусировать лазерный пучок в пятно малого радиуса (~ 1 мкм) [1, 2], что обеспечивает локализацию захваченных атомов и создает условия для столкновительной блокады [2], когда загрузка более чем одного атома в дипольную ловушку становится невозможной. Кроме того, использование линз с большой числовой апертурой повышает эффективность сбора рассе-

янных фотонов при регистрации атомов методом резонансной флуоресценции [21].

В экспериментах по захвату одиночных атомов широко используются короткофокусные асферические линзы, установленные внутри вакуумной камеры [1, 2, 4, 9, 12–16], либо специально разработанные многолинзовые объективы [7, 8, 17, 18], размещаемые снаружи стеклянной ячейки или перед окном вакуумной камеры. Оптическая схема таких многолинзовых объективов компенсирует аберрации, возникающие вследствие прохождения сходящегося светового пучка через окно вакуумной камеры или стеклянной ячейки.

Несмотря на очевидные преимущества оптических схем, использующих линзы или объективы с большой числовой апертурой, принципиальной их особенностью является размещение оптических поверхностей на относительно небольшом расстоянии от облака холодных атомов. Для линз, размещаемых внутри вакуумной камеры, это расстояние обычно не превышает 5–10 мм [1, 2, 4, 9, 12–16], что приводит к потенциальному возникновению паразитных электрических полей при напылении атомов щелочных металлов на диэлектрические поверхности. Электронная структура атома изменяется при его осаждении на поверхности, происходит гибридизация уровней энергии. Это эквивалентно тому, что часть заряда передается подложке, на которой находится атом [22]. Возникающие при этом неконтролируемые электрические поля существенно затрудняют эксперименты с ридберговскими состояниями, необходимыми для реализации квантовых вычислений с использованием нейтральных атомов [23].

Установка объектива снаружи вакуумной камеры при типичном рабочем отрезке таких объективов 30–60 мм [7, 8, 17, 18] также создает существенные ограничения на размер вакуумной камеры или ячейки и объем используемого внутреннего пространства, в частности при размещении электродов для прецизионного контроля электрических полей внутри вакуумной камеры.

В связи с этим представляет интерес использование более длиннофокусных объективов для проведения экспериментов с одиночными атомами. Захват атомов в оптическую дипольную ловушку с помощью длиннофокусного

И.И.Бетеров. Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630092 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20; e-mail: betegov@isp.nsc.ru

Е.А.Якшина, Д.Б.Третьяков, В.М.Энтин, К.Ю.Митянин, Н.В.Альянова, И.И.Рябцев. Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2

У.Сингх, Я.В.Кудлаев. Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2

К.А.Панов. Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630092, Новосибирск, просп. К.Маркса, 20

Поступила в редакцию 11 марта 2020 г., после доработки – 2 апреля 2020 г.

объектива с рабочим отрезком длиной 119 мм и $NA = 0.172$ описан в работе [8]. В то же время в этой работе для регистрации изображения захваченных атомов применялся более короткофокусный объектив с рабочим отрезком длиной 65 мм и $NA = 0.291$. Регистрация захваченных атомов проводилась счетчиком фотонов. Высокая квантовая эффективность (более 90%) счетчиков фотонов предпочтительна для экспериментов с использованием линз с относительно малой числовой апертурой. При этом счетчики фотонов не позволяют достичь пространственного разрешения, необходимого для создания и исследования массивов одиночных атомов, что важно при создании масштабируемого квантового регистра.

В работе [9] была успешно продемонстрирована возможность регистрации одиночных атомов с помощью sCMOS-камеры, уступающей по своим характеристикам EMCCD-камерам, которые обычно используются для наблюдения атомов в массивах оптических дипольных ловушек. В то же время в этой работе для сбора рассеянных фотонов спонтанной флуоресценции использовались линзы с большой числовой апертурой ($NA = 0.5$).

Для EMCCD-камеры за счет умножения электронов шум чтения, отнесенный к коэффициенту усиления, не превышает одного электрона [9], тогда как в используемой нами sCMOS-видеокамере Flir Tau CNV он составляет два электрона, а в охлаждаемых CCD-камерах превышает шесть электронов [9]. Это существенно ухудшает отношение сигнал/шум при регистрации слабых сигналов. Кроме того, квантовая эффективность камеры Flir Tau CNV на длине волны 780 нм составляет $\sim 35\%$, в то время как для современных EMCCD-камер Andor Ixon 897 Ultra квантовая эффективность для данной длины волны равна $\sim 70\%$ [24].

Сенсор используемой нами камеры имеет разрешение 1024×960 пикселей, размер пикселя 6.5 мкм. Для сравнения: разрешение EMCCD-камеры Andor Ixon 897 составляет 512×512 пикселей, размер пикселя 16 мкм, а более совершенная и дорогостоящая EMCCD-камера Andor Ixon 888 имеет разрешение 1024×1024 пикселей и размер пикселя 13 мкм [24]. Эквивалентная шумовая освещенность камеры Flir Tau CNV составляет 3×10^8 фотон./см², тогда как типичные значения для EMCCD-камер равны 1×10^8 фотон./см² при времени измерения 33 мс [25].

В связи с этим регистрация одиночных атомов с использованием объективов с относительно малой число-

вой апертурой и sCMOS-камеры является достаточно сложной задачей. В настоящей работе мы продемонстрировали захват и регистрацию одиночных атомов рубидия с одновременным использованием длиннофокусного объектива с $NA = 0.172$ для захвата атомов в оптическую дипольную ловушку и сбор фотонов флуоресценции при регистрации одиночных атомов с помощью sCMOS-камеры с малым временем экспозиции (50–300 мс).

2. Схема экспериментальной установки

Мы использовали длиннофокусный объектив TRAP с длиной рабочего отрезка 119 мм и $NA = 0.172$, описанный в работе [8]. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Излучение лазера дипольной ловушки (непрерывный одночастотный Ti:сапфировый лазер с кольцевым резонатором, длина волны 820 нм) проходит через акустооптический модулятор, заводится в одномодовое поляризационно-устойчивое оптоволокно и на его выходе коллимируется триплетным коллиматором для получения пучка диаметром 3 мм. После этого оно отражается от дихроичного зеркала и фокусируется телескопом и объективом в облако холодных атомов рубидия в магнитооптической ловушке внутри вакуумной камеры.

Радиус гауссова пучка

$$w_0 = \frac{2\lambda f}{\pi d}. \quad (1)$$

Здесь λ – длина волны излучения; f – фокусное расстояние объектива; d – диаметр гауссова пучка на апертуре. Для увеличения диаметра падающего на объектив пучка в оптической схеме установлен шестикратный двухлинзовый телескоп. Таким образом, расчетный радиус сфокусированного лазерного пучка составляет 3.5 мкм.

Тот же объектив используется для сбора фотонов при регистрации одиночных атомов методом резонансной флуоресценции. Спонтанное излучение с длиной волны 780 нм, индуцированное охлаждающими лазерами магнитооптической ловушки, проходит через дихроичное зеркало и интерференционные фильтры, которые отсекают излучение лазера дипольной ловушки, отраженное от линз телескопа, объектива и окон вакуумной камеры. Затем спонтанное излучение фокусируется асферической линзой с фокусным расстоянием 25 мм на матрицу sCMOS-

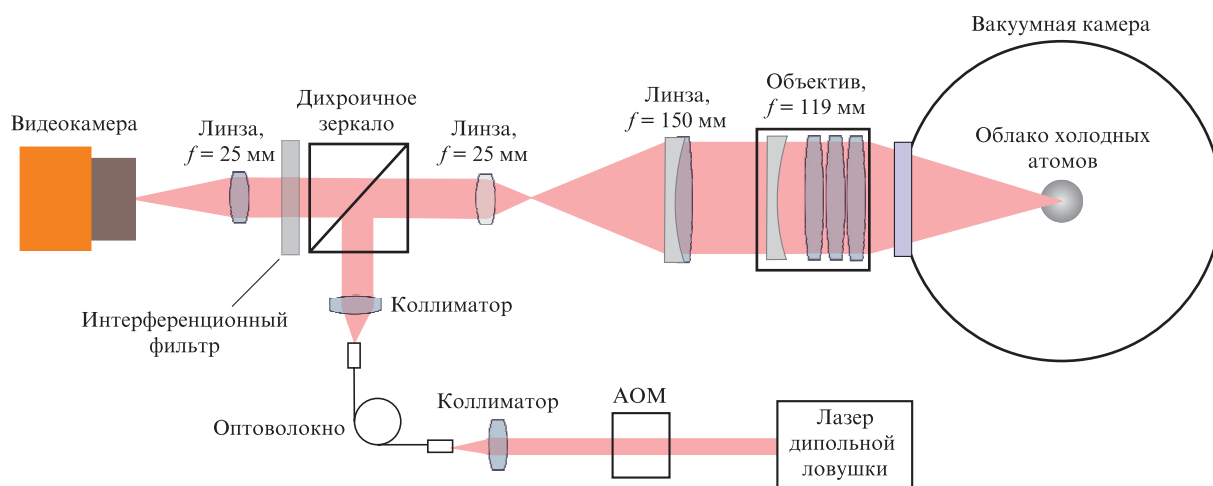


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для захвата и регистрации одиночных атомов рубидия в оптической дипольной ловушке.

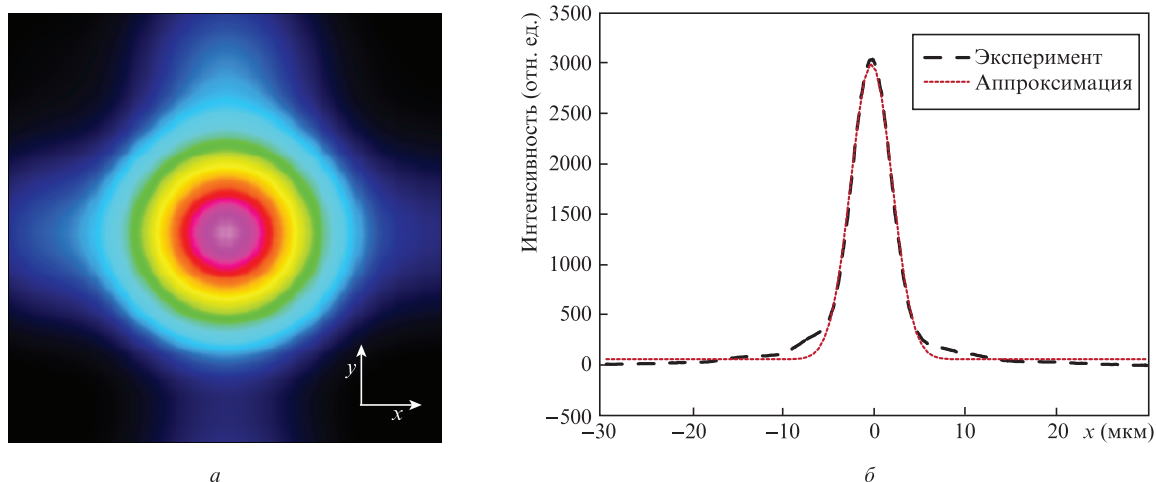


Рис.2. Реконструированное распределение интенсивности сфокусированного лазерного пучка с длиной волны 820 нм (а) и профиль распределения интенсивности сфокусированного лазерного пучка вдоль оси x (б).

видеокамеры Flir Tau CNV. Записанное видеокамерой изображение через интерфейс CameraLink сохраняется в виде цифрового массива.

Для контроля размера пятна сфокусированного излучения лазера дипольной ловушки мы использовали измеритель пространственного распределения лазерного пучка со сканирующими щелями. Измеренный двумерный профиль интенсивности приведен на рис.2,а, а сечение пучка вдоль оси x – на рис.2,б. Аппроксимация измеренного профиля гауссовым распределением дает радиус перетяжки 4.5 мкм, что несколько уступает расчетному значению. Кроме того, на краях измеренного распределения наблюдаются отклонения от гауссова профиля, что связано с аберрациями оптической системы.

Глубина оптического потенциала в дипольной ловушке для атомов щелочных металлов и линейно поляризованного излучения может быть оценена следующим образом [21]:

$$U(r) = \frac{\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} \left(\frac{2}{\Delta_2} + \frac{1}{\Delta_1} \right) I(r). \quad (2)$$

Здесь $I(r)$ – интенсивность лазерного излучения в перетяжке в зависимости от расстояния r от оси пучка; ω_0 – средняя частота перехода для D-линии; Δ_1 и Δ_2 – отстрой-

ки частоты излучения лазера дипольной ловушки от резонанса для D_1 - и D_2 -линий; Γ – естественная ширина D-линии; c – скорость света. Рассчитанная по формуле (2) глубина оптического потенциала для атомов рубидия в центре ловушки при использовании гауссова пучка излучения с длиной волны 820 нм и радиусом перетяжки 4.5 мкм при мощности 200 мВт составляет 6 мК, что достаточно для захвата атомов в дипольную ловушку в стандартных условиях эксперимента [21].

3. Регистрация одиночных атомов в оптической дипольной ловушке

Для калибровки системы переноса изображения захваченных атомов лазерное излучение с длиной волны 820 нм, сфокусированное объективом, было заведено в одномодовое оптоволокно. Затем с противоположного конца оптоволокна было заведено лазерное излучение с длиной волны 780 нм. Таким образом, светящийся торец оптоволокна оказался точно в том месте, где должен происходить захват атомов в оптическую дипольную ловушку. Изображение торца оптоволокна, зарегистрированное цифровой видеокамерой, приведено на рис.3,а. Фокусировка излучения на один пиксель видеокамеры целесообразна для достижения наибольшего отношения сигнал/шум

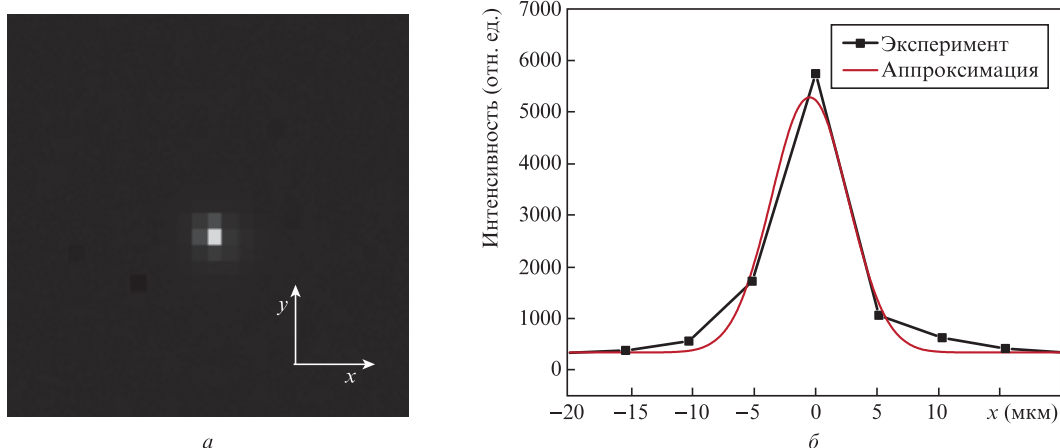


Рис.3. Изображение торца одномодового оптоволокна, размещенного в фокусе объектива (а), и профиль распределения интенсивности вдоль оси x для этого изображения и его аппроксимация гауссовой функцией (б).

при регистрации одиночных атомов. В то же время малое увеличение оптической системы из-за конечного размера пикселя видеокамеры ухудшает пространственное разрешение, что нежелательно при проведении экспериментов с массивами дипольных ловушек.

Профиль распределения интенсивности полученного изображения вдоль оси x приведен на рис.3,б. Для пространственной калибровки изображения в фокусе объектива устанавливалась штриховая мира ГОСТ 15114-78. По изображению миры было определено, что эффективный размер пикселя видеокамеры в пространстве предметов составляет 5.15 мкм . Радиус измеренного изображения в перетяжке при аппроксимации гауссовым профилем составил $5.6 \pm 0.1 \text{ мкм}$. Поскольку для используемого оптоволокна средний диаметр моды (MFD) равен $5.3 \pm 0.1 \text{ мкм}$, для функции распределения точки (PSF) можно оценить среднеквадратичное отклонение $\sigma = 2.5 \pm 0.2 \text{ мкм}$, что в целом согласуется с приведенными для объектива TRAP данными: $\sigma = 1.8 \pm 0.2 \text{ мкм}$ [8]. Некоторое ухудшение функции распределения точки связано с aberrациями оптической системы, состоящей из телескопа и асферической линзы, фокусирующей излучение на цифровую матрицу.

Для получения изображения атомов в дипольной ловушке используется регистрация фотонов флуоресценции, индуцированной излучением охлаждающих лазеров. Скорость рассеяния фотонов Γ_{sc} определяется естественной шириной перехода Γ , отношением интенсивности лазерного излучения к интенсивности насыщения $S = III_s$ и отстройкой частоты лазерного излучения от резонанса Δ [21]:

$$\Gamma_{sc} = \frac{\Gamma}{2} \frac{III_s}{1 + III_s + 4(\Delta/\Gamma)^2}. \quad (3)$$

В наших экспериментах типичное значение параметра насыщения $S \approx 15$ (в экспериментах с изотопом ^{87}Rb) и $S \approx 20$ (в экспериментах с изотопом ^{85}Rb). При отстройке $\Delta = 2\Gamma$ и $S \approx 15$ одиночный атом рассеивает $\sim 9 \times 10^6$ фотон./с. Без учета потерь в оптической системе доля собираемых объективом фотонов, определяемая величиной $NA^2/4$, не превышает 0.7%, что дает поток $\sim 7 \times 10^4$ фотон./с.

Вместе с тем, индуцированные излучением лазера дипольной ловушки световые сдвиги выводят атом из резонанса с излучением охлаждающих лазеров. Для компенсации световых сдвигов мы использовали амплитудную модуляцию излучения лазера дипольной ловушки меандром в диапазоне частот 250 кГц–1 МГц. Для устранения параметрического нагрева атомов в дипольной ловушке частота амплитудной модуляции должна существенно превышать удвоенную резонансную частоту колебаний атома в дипольной ловушке [1], которая, по расчетам, в наших экспериментах не превышает 50 кГц. Кроме того, время выключения лазера дипольной ловушки должно быть достаточно малым, чтобы атомы не успели ее покинуть. В наших экспериментах максимальное время выключения лазера не должно было превышать 2 мкс. Вероятность потерь атомов в оптической дипольной ловушке уменьшается с увеличением частоты модуляции. В то же время максимальная частота амплитудной модуляции ограничена длительностью фронта лазерного импульса, формируемого акустооптическим модулятором (типичное значение в наших экспериментах – 100 нс). В режиме амплитудной модуляции при большой глубине оптического потенциала атомы эффективно взаимодействуют с резонансным лазерным излучением только тогда, когда лазер дипольной ловушки выключен. Это приводит к уменьшению эффективного времени экспозиции в два раза при модуляции меандром. Подбор скважности модулирующего сигнала в небольших пределах может быть использован для оптимизации параметров захвата и наблюдения одиночных атомов [9].

Временная диаграмма эксперимента приведена на рис.4. Атомы рубидия загружаются в дипольную ловушку из магнитооптической ловушки в течение 100 мс–1 с (в зависимости от концентрации атомов в вакуумной камере). Затем выключаются градиент магнитного поля, охлаждающий лазер и лазер перекачки. В течение 100 мс происходит разлет атомов из магнитооптической ловушки, что необходимо для устранения фоновых сигналов от атомов, не захваченных в дипольную ловушку. После этого для регистрации атомов в дипольной ловушке охлаждающий

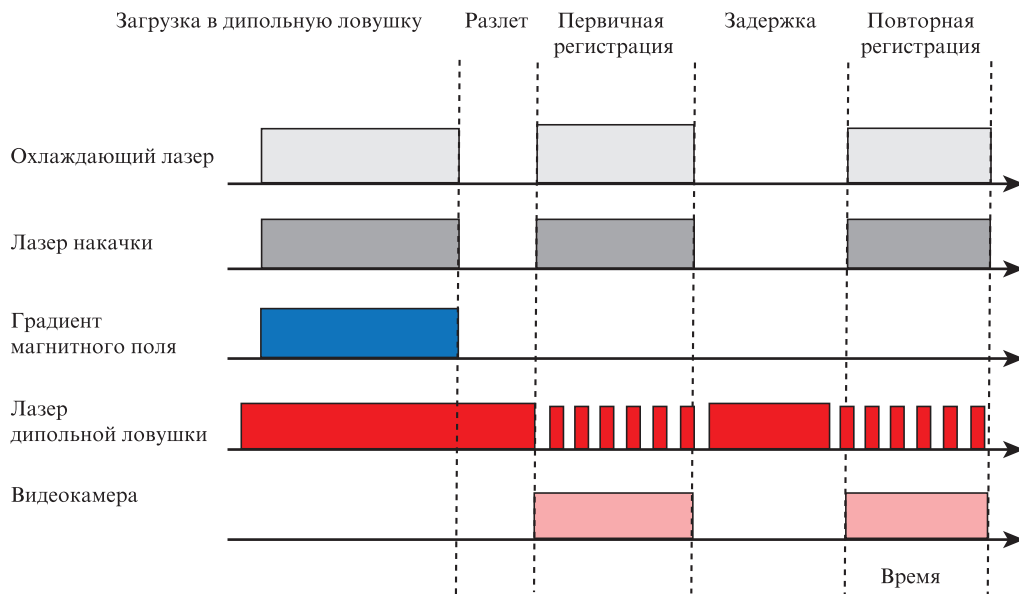


Рис.4. Временная диаграмма эксперимента по захвату и регистрации атомов рубидия в оптической дипольной ловушке.

лазер и лазер перекачки включаются на время 30–200 мс. Одновременно с этим включается амплитудная модуляция лазера дипольной ловушки для уменьшения влияния световых сдвигов на интенсивность резонансной флуоресценции. Экспозиция видеокамеры управляется внешним триггером через интерфейс CameraLink. После первичной регистрации атомов на заданное время 50 мс–2 с выключаются все лазеры, кроме лазера дипольной ловушки. Затем проводится повторная регистрация атомов в дипольной ловушке, что позволяет оценить потери одиночных атомов между кадрами. По окончании экспериментального цикла вновь включается градиент магнитного поля, и начинается повторная загрузка атомов в магнитооптическую и дипольную ловушки.

На рис.5 приведены полученные с помощью цифровой видеокамеры изображения, соответствующие отсутствию атомов в дипольной ловушке (рис.5,а), захвату одного атома (рис.5,б) и захвату двух атомов (рис.5,в). На рис.5,г приведены последовательно измеренные интенсивности излучения атомов в дипольной ловушке после вычитания уровня засветок, усредненного по четырем пикселям. Длительность экспозиции составляла 200 мс. Хорошо различаются уровни сигнала, соответствующие шумовым сигналам, а также захвату одного и двух атомов в дипольную ловушку. Это позволило нам провести классификацию изображений, примеры которых приведены на рис.5,а–в, и определить число атомов, зарегистрированных на каждом изображении.

Следует отметить, что размер изображения флуоресцирующего атома на рис.5,б соответствует размеру изображения торца оптоволоконна на рис.3,а. В то же время диаметр поля моды для данного оптоволоконна составляет 5.3 мкм, что существенно меньше диаметра сфокусированного лазерного пучка (согласно данным рис.2). Это указывает на лучшую локализацию атомов в дипольной ловушке в области диаметром не более 6 мкм.

Мы также провели эксперимент по регистрации одиночных атомов ^{87}Rb в непрерывном режиме. Охлаждающий лазер и лазер перекачки были включены непрерывно. Отстройка частоты излучения охлаждающего лазера от резонанса с частотой перехода $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=3)$ в ^{87}Rb в красную сторону составляла 19.4 МГц. Излучение лазера дипольной ловушки модулировалось по амплитуде меандром на частоте 1 МГц для уменьшения влияния световых сдвигов на интенсивность сигнала флуоресценции. Для достижения одноатомного режима скорость загрузки атомов в магнитооптическую ловушку была подобрана изменением тока, проходящего через диспенсеры, служащие источником атомов рубидия. Изображения атомов непрерывно регистрировались видеокамерой Flir Tau CNV с частотой 5 кадр./с (экспозиция 199 мс). Зависимость интенсивности сигнала оптической дипольной ловушки от времени приведена на рис.6. Эта зависимость имеет вид хорошо известного «телеграфного» сигнала [1]: в отсутствие атомов в оптической дипольной ловушке регистрируется шумовой сигнал вблизи нуля, при захвате ато-

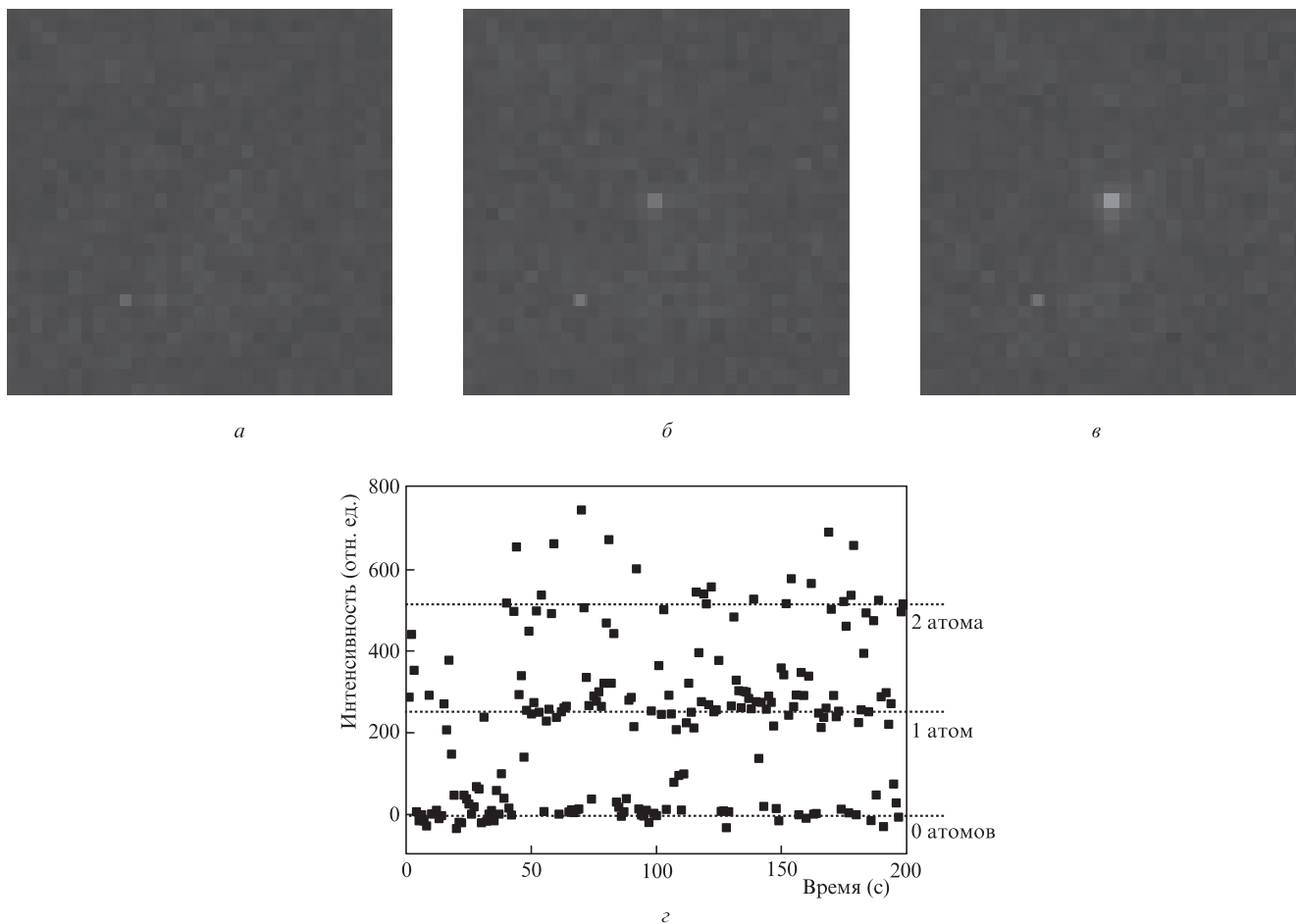


Рис.5. Изображения, полученные видеокамерой в случае отсутствия атомов в дипольной ловушке (а), захвата одного атома (б) и захвата двух атомов (в); г – зарегистрированная интенсивность излучения атомов в дипольной ловушке в течение 200 последовательных измерений с интервалом 1 с.

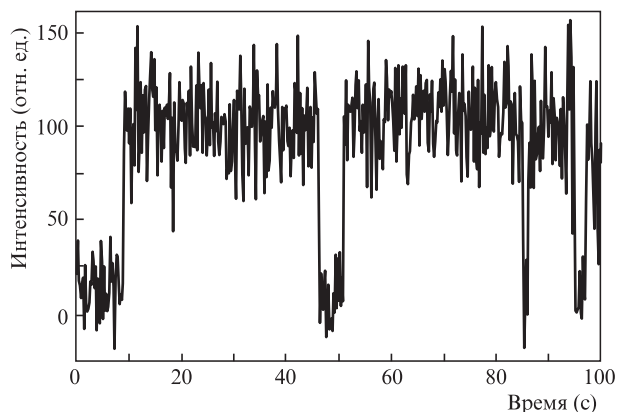


Рис.6. Зависимость интенсивности сигнала флуоресценции атомов в оптической дипольной ловушке от времени.

ма регистрируется практически постоянный средний уровень сигнала, который уменьшается до нуля при вылете атома из дипольной ловушки. В наших экспериментах максимальное время наблюдения одиночных атомов составило около 40 с.

4. Анализ статистики регистрации атомов в дипольной ловушке

Для более детального анализа статистики регистрации одиночных атомов были построены гистограммы распределения интенсивностей излучения атомов в дипольной ловушке после вычитания усредненного уровня шума для

времени экспозиции 30, 50, 100 и 200 мс (рис.7). Каждая гистограмма была построена по результатам 200 последовательных измерений (первичная регистрация на рис.4). Видно, что распределение интенсивностей имеет вид дискретных пиков.

Загрузка атомов в дипольную ловушку имеет стохастический характер. Поскольку число фотонов, испускаемых каждым атомом в дипольной ловушке за время наблюдения, много больше единицы, распределение интенсивности флуоресценции для каждого пика имеет вид гауссовой функции

$$G_i(x) = \frac{A_i}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x - a_i)^2}{2\sigma_i^2}\right], \quad (4)$$

где A_i – площадь под графиком; a_i – центр профиля; σ_i – среднеквадратичное отклонение. Разрешение по числу атомов достигается тогда, когда гистограмма распределения интенсивности состоит из хорошо различимых пиков, соответствующих шумовому уровню сигнала, флуоресценции одного атома, а также флуоресценции двух атомов в тех случаях, если вероятностью их одновременной загрузки в дипольную ловушку нельзя пренебречь (рис.7,б–г). Тогда можно установить пороговое значение уровня сигнала, отделяющее одноатомный сигнал от шумового или от двухатомного. Например, на рис.7,г пороги для одноатомного сигнала приняты на уровне интенсивности 150 и 400 относительных единиц (фотоотчетов).

Если два соседних гауссовых пика заметно перекрываются, то относящийся к области их перекрытия результат измерения нельзя однозначно отнести к одному или

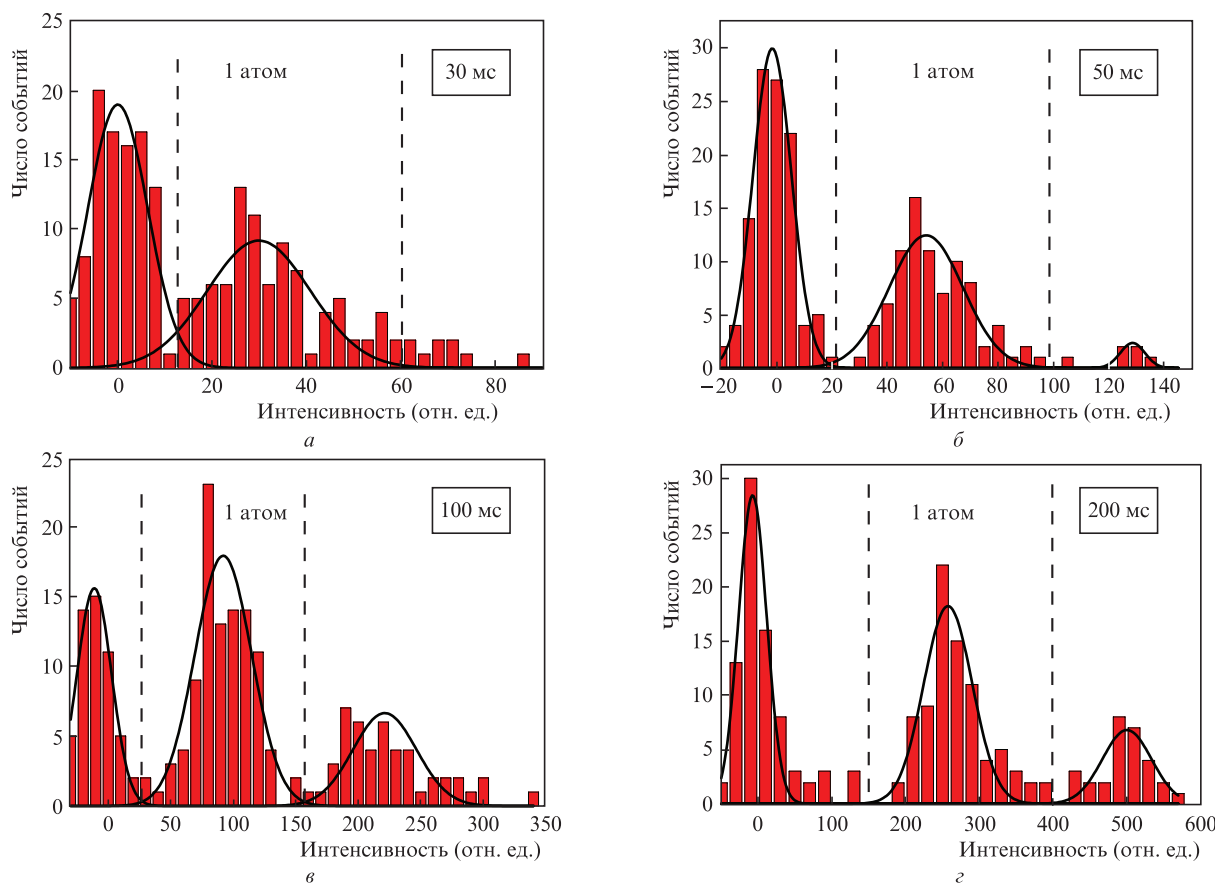


Рис.7. Распределения интенсивности излучения атомов в дипольной ловушке после вычитания усредненного уровня шума для времени экспозиции 30 (а), 50 (б), 100 (г) и 200 мс (з).

другому пику. Это позволяет оценить погрешность в определении числа атомов, используя аппроксимацию экспериментальных данных гауссовыми функциями. В качестве меры ошибки мы ввели отношение суммы интегралов перекрытия одноатомного и шумового пика S_{01} , а также одноатомного и двухатомного пика S_{12} к площади пика S_1 , соответствующего сигналу от одного атома:

$$Q = \frac{S_{01} + S_{12}}{S_1}. \quad (5)$$

Область перекрытия двух гауссовых пиков схематически показана на рис.8. Для двух гауссовых функций, описываемых параметрами $A_{1,2}$, $a_{1,2}$, $\sigma_{1,2}$, координата точки их пересечения в случае, когда $a_1 < a_2$ и $\sigma_1 \neq \sigma_2$, дается выражением

$$c_{12} = \frac{a_2\sigma_1^2 - a_1\sigma_2^2}{\sigma_1^2 - \sigma_2^2} - \frac{\sqrt{\sigma_1^2\sigma_2^2\{(a_1 - a_2)^2 - 2(\sigma_1^2 - \sigma_2^2)\ln[A_1\sigma_2/(A_2\sigma_1)]\}}}{\sigma_1^2 - \sigma_2^2}. \quad (6)$$

В тривиальном случае при $\sigma_1 = \sigma_2$ координата $c_{12} = (a_2 + a_1)/2$. Интеграл области перекрытия выражается через функцию ошибки:

$$S_{12} = \frac{A_1}{2} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{c_{12} - a_1}{\sigma_1\sqrt{2}}\right) \right] + \frac{A_2}{2} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{c_{12} - a_2}{\sigma_2\sqrt{2}}\right) \right]. \quad (7)$$

При времени экспозиции 50 и 100 мс сделанная нами оценка погрешности не превышает 2.5%. При времени экспозиции 30 мс погрешность в определении числа атомов превышает 12%. Таким образом, эффективное наблюдение одиночных атомов в нашем эксперименте возможно для времени экспозиции 50 мс, что типично также и для экспериментов с использованием более совершенных EMCCD-камер.

Для оценки потерь атомов в дипольной ловушке по измеренным гистограммам были определены пороговые уровни сигналов, соответствующие регистрации одного атома при каждом времени экспозиции. После этого были отобраны записи, соответствующие регистрации только одного атома во время первичной регистрации. Затем из них были выбраны записи, в которых атом оставался и во время вторичной регистрации с задержкой между кадра-

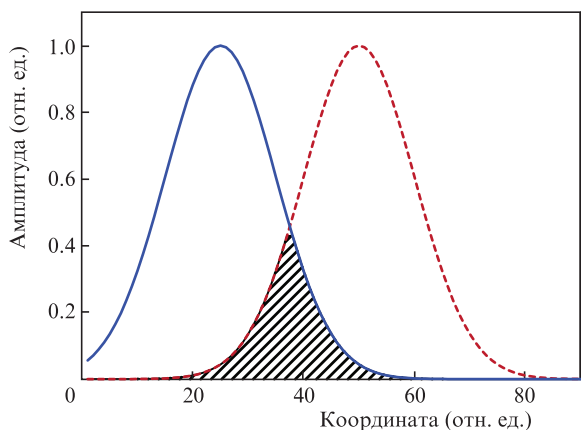


Рис.8. Область перекрытия двух гауссовых функций.

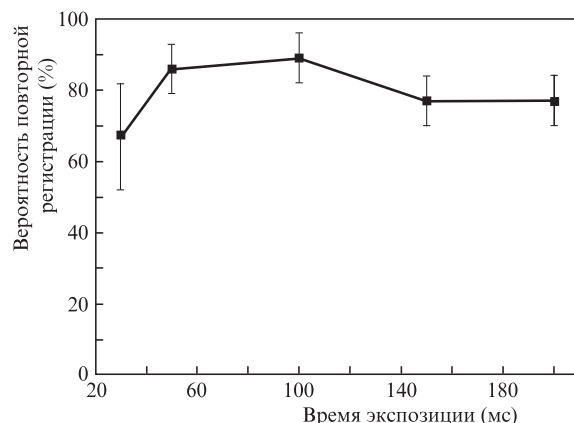


Рис.9. Зависимость вероятности повторной регистрации атомов в дипольной ловушке от времени экспозиции.

ми 200 мс. Это позволило определить вероятность повторной регистрации одиночного атома. Зависимость измеренной вероятности от времени приведена на рис.9. В наших экспериментах максимальная вероятность повторной регистрации одиночных атомов не превышает 90%, что может быть связано с их столкновениями с горячими атомами из источника атомного пучка. Вместе с тем при увеличении экспозиции существенного снижения вероятности повторной регистрации не наблюдается (несмотря на общее увеличение времени наблюдения для получения двух снимков). Это указывает на то, что даже при длительном наблюдении атомов в условиях их взаимодействия с излучением охлаждающих лазеров и амплитудной модуляции излучения лазера дипольной ловушки значительный нагрев атомов отсутствовал. Наоборот, регистрация атомов с использованием охлаждающих лазеров может приводить к уменьшению их температуры [9].

5. Заключение

В настоящей работе мы продемонстрировали захват одиночных атомов рубидия в оптическую дипольную ловушку с использованием длиннофокусного объектива с относительно малой числовой апертурой ($NA = 0.172$) и sCMOS-видеокамеры для регистрации захваченных атомов методом резонансной флуоресценции. Мы оценили погрешность в измерении числа захваченных атомов и измерили вероятность повторной регистрации одиночных атомов в зависимости от времени экспозиции.

Несмотря на то что в экспериментах с одиночными атомами для регистрации широко используются высокочувствительные EMCCD-камеры и счетчики фотонов, параметры современных sCMOS-камер достаточны для успешного проведения экспериментов с одиночными атомами и атомными массивами большого размера благодаря низкому уровню темновых шумов. Это позволяет их применять даже в экспериментах, где эффективность сбора фотонов ограничена малой числовой апертурой используемой оптики. В то же время, в отличие от счетчиков фотонов, sCMOS-камеры имеют пространственное разрешение, позволяющее выполнять эксперименты с массивами атомов.

Авторы выражают благодарность Mark Saffman, Peng Xu, С.С.Страупе и П.Л.Чаповскому за ценные обсуждения.

Работа поддержана Фондом перспективных исследований в части захвата одиночных атомов в оптическую дипольную ловушку, их регистрации и оценки погрешности измерения числа захваченных атомов. Работа по измерению зависимости вероятности повторной регистрации от длительности экспозиции поддержана РФФИ (проект № 18-12-00313), а также Новосибирским государственным университетом и РАН.

1. Schlosser N., Reymond G., Protsenko I., Grangier P. *Nature*, **411**, 1024 (2001).
2. Schlosser N., Reymond G., Grangier P. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 023005 (2002).
3. Weber M., Volz J., Saucke K., Kurtsiefer C., Weinfurter H. *Phys. Rev. A*, **73**, 043406 (2006).
4. Sortais Y.R.P., Marion H., Tuchendler C., Lance A.M., Lamare M., Fournet P., Armellin C., Mercier R., Messin G., Browaeys A., Grangier P. *Phys. Rev. A*, **75**, 013406 (2007).
5. Zuo Z., Fukusen M., Tamaki Y., Watanabe T., Nakagawa Y., Nakagawa K. *Opt. Express*, **17**, 22898 (2009).
6. Xu P., He X., Wang J., Zhan M. *Opt. Lett.*, **35**, 2164 (2010).
7. Li X., Zhou F., Ke M., Xu P., He X., Wang J., Zhan M. *Appl. Opt.*, **57**, 7584 (2018).
8. Pritchard J.D., Isaacs J.A., Saffman M. *Rev. Sci. Instr.*, **87**, 073107 (2016).
9. Picken C.J., Legaie R., Pritchard J.D. *Appl. Phys. Lett.*, **111**, 164102 (2017).
10. Urban E., Johnson T.A., Henage T., Isenhower L., Yavuz D.D., Walker T.G. Saffman M. *Nature Phys.*, **5**, 110 (2009).
11. Bochmann J., Mücke M., Guhl C., Ritter S., Rempe G., Moehring D.L. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 203601 (2010).
12. Bergamini S., Darquié B., Jones M., Jacubowicz L., Browaeys A., Grangier P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, 1889 (2004).
13. Nogrette F., Labuhn H., Ravets S., Barredo D., Béguin L., Vernier A., Lahaye T., Browaeys A. *Phys. Rev. X*, **4**, 021034 (2014).
14. Barredo D., de Léséleuc S., Lienhard V., Lahaye T., Browaeys A., *Science*, **354**, 1021 (2016).
15. Barredo D., Lienhard V., Léséleuc S. de, Lahaye T., Browaeys A., *Nature*, **561**, 79 (2018).
16. Samoylenko S., Lisitsin A., Schepanovich D., Bobrov I., Straupe S., Kulik S. arXiv:2001.02979 (2020).
17. Piotrowicz M.J., Lichtman M., Maller K., Li G., Zhang S., Isenhower L., Saffman M. *Phys. Rev. A*, **88**, 013420 (2013).
18. Graham T.M., Kwon M., Grinkemeyer B., Marra Z., Jiang X., Lichtman M.T., Sun Y., Ebert M., Saffman M. *Phys. Rev. Lett.*, **123**, 230501 (2019).
19. Levine H., Keesling A., Semeghini G., Omran A., Wang T.T., Ebadi S., Bernien H., Greiner M., Vuletić V., Pichler H., Lukin M.D. *Phys. Rev. Lett.*, **123**, 170503 (2019).
20. Lee W., Kim M., Jo H., Song Y., Ahn J. *Phys. Rev. A*, **99**, 043404 (2019).
21. Grimm R., Weidemüller M., Ovchinnikov Y.B. *Opt. Phys.*, **42**, 95 (2000).
22. McGuirk J.M., Harber D.M., Obrecht J.M., Cornell E.A. *Phys. Rev. A*, **69**, 062905 (2004).
23. Abel R.P., Carr C., Krohn U., Adams C.S. *Phys. Rev. A*, **84**, 023408 (2011).
24. www.andor.oxinst.com.
25. Communal J. *6th Workshop on Hyperspectral Image and Signal Processing: Evolution in Remote Sensing (WHISPERS)* (Lausanne, 2014, pp 1–4).