КВАНТОВЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ

Оптическая система для выполнения точных двухкубитовых вентилей с нейтральными атомами

П.И.Бетлени, И.И.Бетеров

Рассмотрены схемы лазерного возбуждения ультрахолодных ридберговских атомов рубидия в оптических дипольных ловушках для выполнения двухкубитовых вентилей с нейтральными атомами. Обсуждаются достоинства и недостатки схем с использованием объективов, устанавливаемых снаружи стеклянной ячейки, и с использованием асферических линз, устанавливаемых внутри вакуумной камеры. Предложена схема объектива с числовой апертурой 0.39 и рабочим отрезком 19 мм, который может быть установлен внутри вакуумной камеры и совмещен с системой электродов для управления электрическим полем в области взаимодействия атомов с лазерным излучением.

Ключевые слова: *ридберговские атомы, дипольные ловушки, квантовые вычисления.*

1. Введение

Реализация квантового компьютера – одна из интереснейших задач современной физики [1]. В последнее время наблюдается значительный прогресс в реализации квантовых вычислений с использованием в качестве кубитов переходов Джозефсона в сверхпроводниках [2, 3], фотонов [4], ультрахолодных ионов [5].

Ультрахолодные нейтральные атомы – физическая платформа для реализации квантовых вычислений, преимущество которой заключается в практически неограниченном масштабировании благодаря идентичности атомов, захваченных в массивы оптических дипольных ловушек [6–9]. Экспериментально продемонстрированы двумерные и трехмерные массивы ультрахолодных атомов щелочных металлов [10–20]. Типичное число захваченных атомов (~100) в экспериментах [15–20] определяется мощностью лазерного излучения, требуемого для захвата атомов в оптические дипольные ловушки. Благодаря типичному межатомному расстоянию в несколько микрон, даже массив из более чем 10000 кубитов будет иметь линейные размеры, не превышающие 1 мм.

Эксперименты по захвату атомов в массивы оптических дипольных ловушек требуют использования линз или объективов с достаточной большой числовой апертурой (NA ~ 0.4–0.6) [10–20] для эффективной фокусировки лазерного излучения и сбора фотонов флуоресценции, необходимого для регистрации захваченных атомов. Те же самые объективы могут использоваться при выполнении однокубитовых и двухкубитовых вентилей с индивидуальной адресацией. С ультрахолодными нейтральными атомами продемонстрировано создание массивов без дефектов [12, 14, 19, 20], индивидуальная адресация к отдельным атомам с помощью акустооптических дефлекторов при лазерном возбуждении ридберговских состояний [16] и выполнении однокубитовых вентилей [21], а также выполнение однокубитовых вентилей с точностью, превышающей 99.99 % [22].

Основной проблемой является реализация двухкубитовых вентилей с нейтральными атомами [7, 8]. Для этого осуществляется кратковременное возбуждение атомов в высоковозбужденные (ридберговские) состояния, поскольку дальнодействующие диполь-дипольные взаимодействия ридберговских атомов позволяют получить их перепутанные состояния [23]. Для возбуждения ридберговских атомов, как правило, используются двухфотонные [7, 17, 24, 25] и трехфотонные [9] схемы возбуждения, в которых применяются лазеры видимого и ближнего ИК диапазонов. Важнейший для создания универсального квантового компьютера вентиль «Управляемое НЕ» (CNOT) был впервые продемонстрирован в работе [23], точность вентиля не превышала 0.73. Впоследствии двухкубитовые вентили, точность которых достигала 0.95–0.98, были продемонстрированы в работах [17, 20, 24].

Одним из факторов, ограничивающих точность квантовых вентилей, являются паразитные электрические поля в области взаимодействия атомов с излучением [6–8]. Для компенсации паразитных электрических полей, а также для управления электрическим полем внутри вакуумной камеры могут использоваться системы электродов. В то же время установка электродов внутри малогабаритной стеклянной ячейки, часто используемой в экспериментах с нейтральными атомами вместе с установленными снаружи ячейки объективами для захвата атомов, является технически сложной задачей [20].

Эта проблема может быть решена, если установить электроды внутри металлической вакуумной камеры и использовать для формирования оптических дипольных ловушек малогабаритные асферические линзы с большой числовой апертурой и малым фокусным расстоянием [25, 26]. В то же время, по нашим данным, до сих пор в экспериментальных установках с асферическими линза-

П.И.Бетлени. 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
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; Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630073 Новосибирск, просп. Карла Маркса, 20;
e-mail: beterov@isp.nsc.ru

Поступила в редакцию 23 мая 2022 г.

ми точные двухкубитовые вентили продемонстрированы не были. В качестве альтернативы можно рассматривать вакуумные камеры, имеющие хотя бы одно окно большого диаметра (несколько сантиметров) для установки объектива снаружи вакуумной камеры [23]. В этом случае установка системы электродов внутри вакуумной камеры затруднена вследствие необходимости иметь оптический доступ для охлаждающих лазерных пучков и пучка оптической дипольной ловушки.

В настоящей работе мы рассмотрели особенности лазерного возбуждения ридберговских состояний атомов рубидия, захваченных в оптическую дипольную ловушку, и предложили схему объектива с рабочим отрезком 19 мм и числовой апертурой 0.39. Такой объектив может быть установлен внутри вакуумной камеры и использован совместно с системой электродов для управления электрическими полями.

2. Схемы лазерного возбуждения ридберговских атомов в оптических дипольных ловушках

Эксперименты по захвату атомов в оптические дипольные ловушки проводятся в условиях сверхвысокого вакуума (давление не более 10^{-10} мм. рт. ст.). Несмотря на охлаждение атомов до температур менее 100 мкК (а в наиболее технически совершенных экспериментах и до 15 мкК [16]), остаточный эффект Доплера является одним из источников ошибок при выполнении квантовых вентилей [25]. При использовании двухфотонного лазерного возбуждения эффект Доплера может быть частично компенсирован за счет использования встречных лазерных пучков, как было сделано в работе [23]. При этом полная компенсация эффекта Доплера невозможна из-за существенного различия в длинах волн излучения первой и второй ступеней. Трехфотонное лазерное возбуждение позволяет полностью компенсировать эффект Доплера для геометрии лазерных пучков в форме звезды [27].

В экспериментах по захвату атомов в оптические дипольные ловушки и лазерному возбуждению ридберговских атомов, как правило, используются малогабаритные стеклянные ячейки либо вакуумные камеры, изготовленные из нержавеющей стали. Снаружи стеклянной ячейки размещаются специально разработанные объективы с большой числовой апертурой или специализированные микроскопные объективы [17]. Как правило, оптические схемы таких объективов разрабатываются с учетом толщины стенок стеклянной ячейки [28, 29]. На рис.1,*а* приведена оптическая схема лазерного возбуждения атомов в ридберговские состояния, использованная в работе [23]. Два встречных циркулярно поляризованных лазерных пучка с длинами волн 780 и 480 нм возбуждают ридберговское состояние $|97\mathrm{D}_{5/2}, M_J = 5/2\rangle$ из первоначально приготовленного состояния $|5\mathrm{S}_{1/2}, F = 2, M_F = 0\rangle$ (ось z задается направлением внешнего магнитного поля B) через промежуточное состояние $|5\mathrm{P}_{3/2}\rangle$ (D_2-линия рубидия). Это позволяет возбуждать только один магнитный подуровень ридберговского состояния. Аналогичная схема была реализована в работе [30]. При этом излучения лазера первой ступени с длиной волны 780 нм и лазера дипольной ловушки с длиной волны 1064 нм проходят через один и тот же объектив [23].

В работах [17, 18] использовалась малогабаритная стеклянная ячейка. Захват и регистрация атомов проводились с помощью специализированных микроскопных объективов. Лазерное возбуждение ридберговских атомов проводилось коллинеарными пучками с длинами волн 420 и 1013 нм. В отличие от экспериментов, описанных в работах [20, 23], лазерные пучки направлялись ортогонально пучкам, формирующим массив атомов, фокусировались в пятна диаметром более 50 мкм и освещали одновременно все атомы в одномерном массиве. Индивидуальная адресация к отдельным атомам достигалась

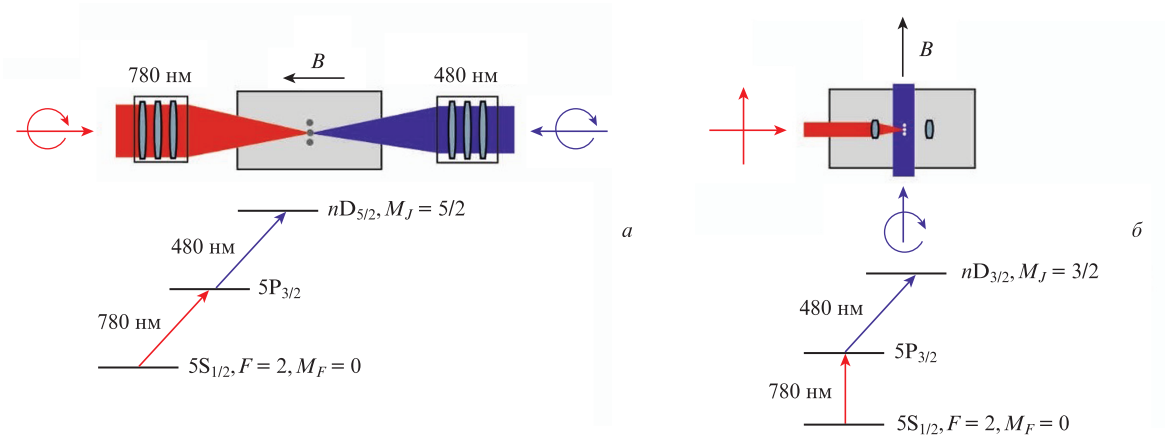

Рис.1. Оптическая схема (*а*) для лазерного возбуждения ридберговских атомов рубидия с использованием объективов, установленных снаружи стеклянной ячейки. Пучок с длиной волны 780 нм (D_2-линия рубидия) совмещается с нерезонансным лазерным пучком оптической дипольной ловушки с длиной волны 850 нм (на рисунке не показан). Расходимость лазерного пучка с длиной волны 780 нм подбирается для совмещения фокусов лазерных пучков с длинами волн 780 и 850 нм. Для частичной компенсации эффекта Доплера коллинеарные лазерные пучки с длинами волн 780 и 480 нм направлены навстречу друг другу. Циркулярная поляризация лазерных пучков, направленных вдоль вектора магнитного поля, позволяет возбуждать один магнитный подуровень ридберговского состояния. Оптическая схема (*б*) для лазерного возбуждения ридберговских атомов рубидия с использованием ортогональных лазерных пучков. Линейно поляризованный лазерный пучок с длиной волны 780 нм совмещается с лазерным пучком оптической дипольной ловушки с длиной волны 850 нм (на рисунке не показан). Расходимость лазерного пучка с длиной волны 780 нм подбирается для совмещения фокусов лазерных пучков с длинами волн 780 и 850 нм. Лазерный пучок с длиной волны 480 нм имеет циркулярную поляризацию и направлен вдоль вектора магнитного поля, что позволяет возбуждать один магнитный подуровень ридберговского состояния.

использованием дополнительного нерезонансного сфокусированного лазерного пучка с длиной волны 420 нм, направленного перпендикулярно лазерным пучкам, которые используются для ридберговского возбуждения [17].

Преимущества стеклянной ячейки заключаются в возможности относительно гибкой настройки оптической системы, установленной снаружи ячейки, и частичной компенсации эффекта Доплера в геометрии встречных лазерных пучков. Кроме того, типичное фокусное расстояние установленных снаружи объективов превышает 30 мм. Это позволяет расположить оптические дипольные ловушки на относительно большом расстоянии от стенок ячейки, что уменьшает влияние паразитных электрических полей, возникающих при осаждении атомов на диэлектрические поверхности [31].

В то же время в стеклянной ячейке достаточно сложно разместить электроды для прецизионного контроля электрических полей. Поскольку поляризуемость ридберговских состояний пропорциональна n^7, где n – главное квантовое число [32], даже слабые паразитные электрические поля приводят к существенным сдвигам ридберговских уровней энергии и, как следствие, к неконтролируемым изменениям отстроек от резонанса при лазерном возбуждении.

Альтернативный подход основан на использовании вакуумных камер, внутри которых размещаются короткофокусные асферические линзы с большой числовой апертурой для захвата и регистрации захваченных атомов. Наиболее широко применяются линзы LightPath 355561 с NA = 0.45, фокусным расстоянием 10.3 мм и рабочим отрезком 7 мм, разработанные группой из Института оптики (Франция) [33, 34]. Такие линзы можно комбинировать с системой электродов для управления электрическим полем внутри вакуумной камеры [26, 34]. Особенность этих линз заключается в том, что они оптимизированы для фокусировки лазерного излучения с длиной волны 780 нм в пятно радиусом менее 1 мкм. Эти линзы используются одновременно для захвата атомов в оптические дипольные ловушки излучением с длиной волны 830 или 850 нм, сбора фотонов флуоресценции на длине волны 780 нм и первой ступени лазерного возбуждения ридберговских состояний на длине волны 780 или 795 нм. На рис.2 приведены численно рассчитанные диаграммы пятна рассеяния для длин волн 780 нм (D_2-линия рубидия) и 480 нм для расстояний 0 – 100 мкм от фокуса. Видно, что для длины волны 480 нм характеристики данной асферической линзы значительно ухудшаются. Вследствие этого лазерное возбуждение с индивидуальной адресацией встречными лазерными пучками, аналогичное реализованному в работе [23] для установленных снаружи стеклянной ячейки объективов, с такими линзами существенно затруднено. Хотя могут быть разработаны асферические линзы, оптимизированные на длину волны 480 нм и обеспечивающие дифракционный предел фокусировки, в настоящее время, по нашим данным, они на рынке отсутствуют.

В работах [12, 14] асферические линзы служили для формирования двумерных массивов ультрахолодных нейтральных атомов. Лазерное возбуждение ридберговских состояний в работе [25], где для фокусировки излучения оптических дипольных ловушек также использовались асферические линзы, осуществлялось двумя лазерными пучками с длинами волн 795 нм (D_1-линия рубидия) и 474 нм, направленными ортогонально друг другу и ортогонально лазерным пучкам дипольной ловушки.

Данная схема может быть модифицирована для выполнения индивидуальной адресации при лазерном возбуждении ридберговских атомов (см. рис.1,*б*). В этом случае одни и те же объективы используются как для захвата одиночных атомов в оптические дипольные ловушки, так и для индивидуальной адресации при выполнении однокубитовых и двухкубитовых вентилей. Лазерные пучки оптической дипольной ловушки с длиной волны 850 нм и первой ступени лазерного возбуждения с длиной волны 780 нм направлены соосно друг другу. Расходимость пучка с длиной волны 780 нм подбирается такой, чтобы обеспечить совмещение фокусов обоих пучков на одном и том же расстоянии от поверхности линзы. Излучение с длиной волны 780 нм имеет линейную поляризацию вдоль вектора напряженности внешнего магнит-

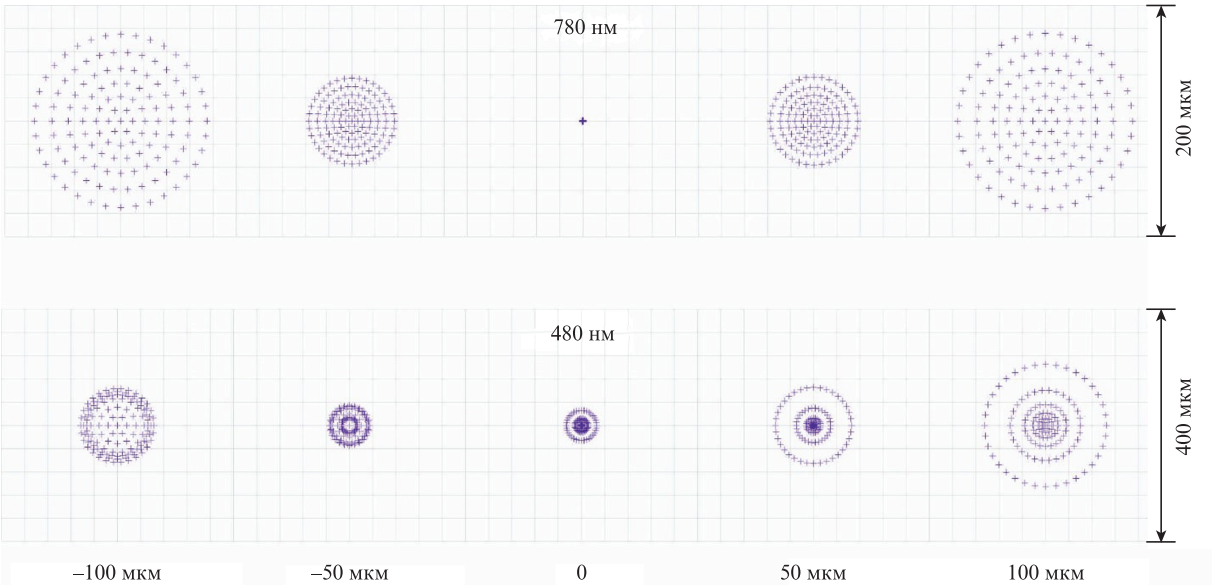

Рис.2. Численно рассчитанные диаграммы пятна рассеяния для линзы LightPath 355561 (длины волн 780 и 480 нм) для расстояний 0 – 100 мкм от фокуса.

ного поля. Такую же поляризацию должно иметь и излучение накачки, используемое для приготовления начального состояния кубита $|5S_{1/2}, F = 2, M_F = 0\rangle$.

Индивидуальная адресация при лазерном возбуждении ридберговских состояний в этой конфигурации обеспечивается фокусировкой лазерного пучка с длиной волны 780 нм в пятно диаметром менее 2 мкм. При этом излучение с длиной волны 480 нм освещает все атомы одновременно, но в отсутствие излучения первой ступени не индуцирует переходов из основного 5S-состояния. В данной конфигурации требуется высокая однородность интенсивности лазерного излучения с длиной волны 480 нм, поскольку это излучение вызывает световые сдвиги основного состояния атомов рубидия, что, в свою очередь, приводит к возникновению фазового сдвига логических состояний кубита.

Оптическая схема с асферическими линзами внутри вакуумной камеры позволяет установить электроды для управления электрическими полями. В то же время использование короткофокусных линз существенно затрудняет оптический доступ для лазерных пучков магнитооптической ловушки и ограничивает их диаметр. Из-за этого в работе [34] края линз были дополнительно обрезаны. Поскольку диэлектрические поверхности асферических линз находятся близко к области лазерного возбуждения ридберговских атомов, на линзы наносится проводящее покрытие, чтобы уменьшить паразитные электрические поля, возникающие при осаждении атомов щелочных металлов на поверхности линз. Аналогичные проблемы могут возникать и в малогабаритных стеклянных ячейках. Кроме того, проходящие близко к стеклянным поверхностям ячеек или линз пучки охлаждающих лазеров могут вызывать засветки, затрудняющие регистрацию одиночных атомов.

3. Схема объектива для установки внутри вакуумной камеры

В работе [29] была предложена схема объектива с NA = 0.45 и фокусным расстоянием 35 мм для установки снаружи стеклянной ячейки. Оптическая схема была оптимизирована с учетом толщины стекла ячейки. В этой схеме использовались стандартные линзы диаметром 50.8 мм из каталога Thorlabs.

Мы разработали аналогичную схему объектива с NA = 0.39 и рабочим отрезком 19 мм для размещения внутри вакуумной камеры. Этот объектив предполагается использовать как для захвата атомов в массивы оптических дипольных ловушек, так и для сбора фотонов флуоресценции и первой ступени возбуждения ридберговских атомов с индивидуальной адресацией. Схема объектива приведена на рис.3. Объектив состоит из четырех линз A, B, C, D диаметром 25.4 мм, выбранных из каталога Thorlabs, а также изготовленной из стекла BK-7 мениcковой линзы E толщиной 4 мм с радиусами кривизны оптических поверхностей 19 и 29.9 мм. Уменьшение диаметра менисковой линзы до 21 мм обеспечивает лучший оптический доступ к области лазерного возбуждения. Поскольку фокусируемый объективом пучок не проходит через окно вакуумной камеры, необходимость учета толщины стекла в данной оптической схеме отсутствует.

В отличие от специализированных микроскопных объективов (например, установленных снаружи стеклянной ячейки в работе [17]), совместимость разработанной нами оптической системы с требованиями сверхвысокого

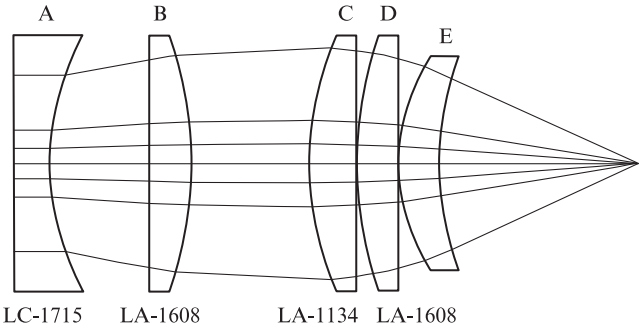

Рис.3. Оптическая схема объектива для установки внутри вакуумной камеры. Названия линз приведены в соответствии с каталогом компании Thorlabs.

вакуума может обеспечиваться размещением линз в изготовленных из нержавеющей стали оправках, закрепленных на стержнях.

Оптические схемы объективов, оптимизированных для фокусировки лазерного излучения с длинами волн 480 и 850 нм, различаются расстояниями между линзами A–B (9.1 мм при оптимизации на длину волны 480 нм, 10 мм при 850 нм) и B–C (12.6 мм при 480 нм, 11.7 мм при 850 нм). Объектив, оптимизированный на длину волны 850 нм (предназначен для захвата атомов в оптическую дипольную ловушку) используется также для фокусировки излучения с длиной волны 780 нм.

Диаграммы пятна рассеяния для оптимизированных объективов приведены на рис.4 для длин волн 780 и 480 нм для расстояний 0–100 мкм от фокуса. Фокусировка излучения в случае оптимизированной схемы оптического объектива дает величину, близкую к дифракционному пределу. Незначительное увеличение пятна рассеяния для длины волны 780 нм связано с тем, что оптическая схема этого объектива оптимизирована на длину волны 850 нм, поскольку в экспериментах необходимо в первую очередь обеспечить эффективную фокусировку излучения оптических дипольных ловушек. Совмещение фокусных пятен с длинами волн 850 и 780 нм (при фокусировке коллимированных пучков фокусные расстояния различаются менее чем на 0.1 мм) обеспечивается регулировкой расходимости падающего на объектив лазерного пучка с длиной волны 780 нм.

Такие объективы могут быть установлены в вакуумной камере вместе с электродами для управления внешними электрическими полями. К недостаткам предложенной нами схемы следует отнести сложность изготовления объектива для размещения внутри вакуумной камеры, необходимость использования нестандартной менисковой линзы и относительно небольшую числовую апертуру объектива (NA = 0.39). В то же время в работе [35] нами была продемонстрирована уверенная регистрация одиночных атомов с использованием объектива с существенно меньшей числовой апертурой, 0.17.

4. Заключение

В работе рассмотрены оптические системы для лазерного возбуждения ультрахолодных ридберговских атомов в оптических дипольных ловушках. Одни и те же объективы применяются как для захвата атомов в оптические дипольные ловушки, так и для индивидуальной адресации при выполнении квантовых вентилей. При использо-

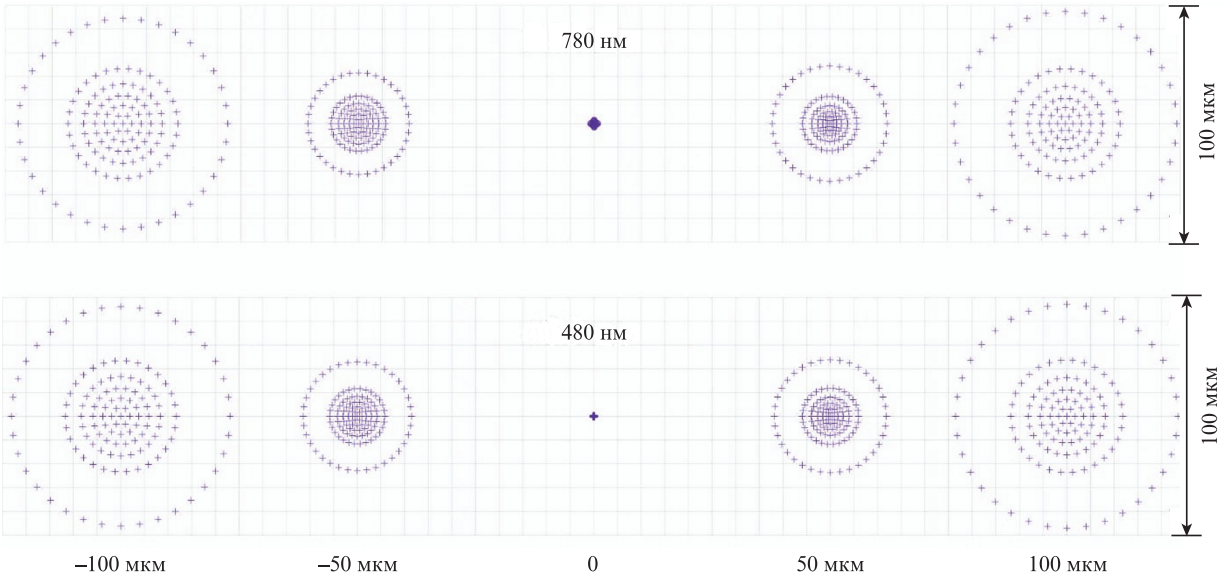

Рис.4. Численно рассчитанные диаграммы пятна рассеяния для разработанного нами объектива для длин волн 780 нм (при оптимизации оптической схемы на длину волны 850 нм) и 480 нм для расстояний 0–100 мкм от фокуса.

вании объективов, установленных снаружи стеклянной ячейки, может быть обеспечена частичная компенсация эффекта Доплера и индивидуальная адресация к отдельным атомам в массиве оптических дипольных ловушек. При этом управление электрическим полем внутри стеклянной ячейки затруднено. Оптическая схема с асферическими линзами, установленными внутри вакуумной камеры, позволяет разместить систему электродов для управления электрическим полем. Недостатками этой схемы являются близкое расположение области взаимодействия атомов с излучением к поверхности линз, ограниченный оптический доступ для охлаждающих лазерных пучков и трудность компенсации эффекта Доплера.

Нами предложена схема объектива с NA = 0.39 для установки внутри вакуумной камеры. Малогабаритный объектив с линзами диаметром 25.4 мм совместим с системой электродов для управления электрическими полями. За счет увеличения рабочего отрезка до 19 мм обеспечивается лучший оптический доступ для охлаждающих лазерных пучков, чем при использовании асферических линз.

1. Nielsen M.A., Chuang I.L. *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambrige University Press, 2011).
2. Arute F., Arya K., Babbush R., et al. *Nature*, **574**, 505 (2019); https://doi.org/10.1038/s41586-019-1666-5.
3. Wu Yulin et al. *Phys. Rev. Lett.*, **127**, 180501 (2021); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.180501.
4. Zhong Han-Sen et al. *Phys. Rev. Lett.*, **127**, 180502 (2021); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.180502.
5. Egan L., Debroy D.M., Noel C., et al. *Nature*, **598**, 281 (2021); https://doi.org/10.1038/s41586-021-03928-y.
6. Ryabtsev I.I., Tretyakov D.B., Beterov I.I. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **38**, S42 (2005); https://doi.org/10.1088/0953-4075/38/2/032.
7. Saffman M., Walker T.G., Mølmer K. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 2313 (2010); https://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.2313.
8. Saffman M. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **49**, 202001 (2016); https://doi.org/10.1088/0953-4075/49/20/202001
9. Рябцев И.И., Бетеров И.И., Третьяков Д.Б., Энтин В.М., Якшина Е.А. *УФН*, **186**, 206 (2016).
10. Bergamini S., Darquié B., Jones M., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, 1889 (2004); https://doi.org/10.1364/JOSAB.21.001889.
11. Nogrette F., Labuhn H., Ravets S., et al. *Phys. Rev. X*, **4**, 021034 (2014); https://doi.org/10.1103/PhysRevX.4.021034.
12. Barredo D., de Léséleuc S., Lienhard V., et al. *Science*, **354**, 1021 (2016); https://doi.org/10.1126/science.aah3778.
13. Barredo D., Lienhard V., de Léséleuc S., et al. *Nature*, **561**, 79 (2018); https://doi.org/10.1038/s41586-018-0450-2.
14. Samoylenko S., Lisitsin A., Schepanovich D., et al. *Laser Phys. Lett.*, **17**, 025203 (2020); https://doi.org/10.1088/1612-202X/ab6729.
15. Piotrowicz M.J., Lichtman M., Maller K., et al. *Phys. Rev. A*, **88**, 013420 (2013); https://doi.org/10.1103/PhysRevA.88.013420.
16. Graham T.M., Kwon M., Grinkemeyer B., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **123**, 230501 (2019); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.230501.
17. Levine H., Keesling A., Semeghini G., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **123**, 170503 (2019); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.170503.
18. Ebadi S., Wang T.T., Levine H., et al. *Nature*, **595**, 227 (2021); https://doi.org/10.1038/s41586-021-03582-4.
19. Sheng C., Hou J., He X. *Phys. Rev. Research*, **3**, 023008 (2021); https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.3.023008.
20. Graham T.M., Song Y., Scott J., et al. ArXiv:2112.14589 (2021).
21. Xia T., Lichtman M., Maller K. *Phys. Rev. Lett.*, **114**, 100503 (2015); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.100503.
22. Sheng C., He X., Xu P., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **121**, 240501 (2018); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.240501.
23. Isenhower L., Urban E., Zhang X.L., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 010503 (2010); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.010503.
24. Fu Z., Xu P., Sun Y., et al. ArXiv:2109.02491 (2021).
25. Ravets S., Labuhn H., Barredo D., et al. *Nature Phys.*, **10**, 914 (2014); https://doi.org/10.1038/nphys3119.
26. de Léséleuc S., Barredo D., Lienhard V., et al. *Phys. Rev. A*, **97**, 053803 (2018); https://doi.org/10.1103/PhysRevA.97.053803.
27. Ryabtsev I.I., Beterov I.I., Tretyakov D.B., et al. *Phys. Rev. A*, **84**, 053409 (2011); https://doi.org/10.1103/PhysRevA.84.053409.
28. Pritchard J.D., Isaacs J.A., Saffman M. *Rev. Sci. Instrum.*, **87**, 073107 (2016).
29. Li X., Zhou F., Ke M., et al. *Appl. Opt.*, **57**, 7584 (2018); https://doi.org/10.1364/AO.57.007584.
30. Zeng Y., Xu P., He X., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **119**, 160502 (2017); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.160502.
31. McGuirk J.M., Harber D.M., Obrecht J.M., Cornell E.A. *Phys. Rev. A*, **69**, 062905 (2004); https://doi.org/10.1103/PhysRevA.69.062905.
32. Gallagher T.F. *Rydberg Atoms* (Cambridge University Press, 1994).
33. Picken C.J., Legaie R., Pritchard J.D. *Appl. Phys. Lett.*, **111**, 164102 (2017); https://doi.org/10.1063/1.5003304.
34. Busche, H. http://etheses.dur.ac.uk/12238/.
35. Бетеров И.И., Якшина Е.А., Третьяков Д.Б. и др. *Квантовая электроника*, **50**, 543 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 543 (2020)]; http://dx.doi.org/10.1070/QEL17336.