

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

**О влиянии межатомных взаимодействий на эффективность ридберговской блокады**Ю. В. Думин<sup>1,2, а</sup><sup>1</sup> *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Государственный астрономический институт имени П. К. Штернберга (ГАИШ МГУ) Россия, 119234, Москва, Университетский пр-т, д. 13*<sup>2</sup> *Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН) Россия, 117997, Москва, Профсоюзная ул., д. 84/32.*

Поступила в редакцию 06.08.2021, после доработки 11.09.2021, принята к публикации 13.09.2021.

Процесс ридберговской блокады, который рассматривается в настоящее время как один из наиболее перспективных подходов к реализации квантовых вычислений, может существенно терять свою эффективность из-за межатомных взаимодействий, сдвигающих частоту возбуждения первоначально заблокированных частиц в область резонанса с внешним лазерным излучением. В настоящей работе мы развиваем аналитическую теорию этого эффекта, основываясь на самосогласованной модели двух ридберговских атомов, воздействующих друг на друга своими дипольными электрическими полями и испытывающими штарковское расщепление уровней энергии под действием этих полей. Как следует из наших вычислений, типичное межатомное расстояние, на которых начинает проявляться эффект разблокировки из-за «паразитических» резонансов, приблизительно совпадает с ранее делавшимися качественными оценками; однако количество таких резонансов может оказаться значительно больше, чем в проводившихся в последнее время численных симуляциях некоторых конкретных систем. Таким образом, возможность нарушения ридберговской блокады на малых межчастичных расстояниях должна тщательно учитываться в любых будущих приложениях для квантовых вычислений.

*Ключевые слова:* ридберговские атомы, ридберговская блокада, эффект Штарка.

УДК: 539.18. PACS: 32.80.Ee, 32.60.+i.

**ВВЕДЕНИЕ**

Ридберговская блокада — это невозможность одновременного возбуждения нескольких близлежащих атомов узкополосным лазерным излучением в одно и то же ридберговское состояние, т. к. после возбуждения одного атома он возмущает своим электрическим полем энергетические уровни соседних атомов и тем самым выводит их из резонанса с внешним излучением. Данное явление было теоретически предложено в качестве инструмента для квантовой обработки информации еще в самом начале 2000-х годов [1], и несколько лет спустя его практическая осуществимость была подтверждена экспериментально [2, 3]. В настоящее время ридберговская блокада рассматривается в качестве одного из наиболее перспективных подходов к созданию квантового компьютера [4, 5]. В частности, именно этот эффект лежит в основе активно проводящихся в последнее время экспериментов по квантовым симуляциям в упорядоченных массивах ридберговских атомов [6, 7].

К сожалению, как было качественно показано в нашей работе [8], серьезная проблема, которая может возникнуть на данном пути, — это возможность нежелательного («паразитического») возбуждения близлежащего атома (в пределах стандартного радиуса блокады) на сильновозмущенные уровни энергии с соседними квантовыми числами (см., например, рис. 1 из статьи [8], а также последующий рис. 3 в настоящей статье). Иными словами, при слишком плотном расположении атомов ридбер-

говская блокада оказывается нарушенной. Позднее детальные расчеты этого эффекта были произведены в работе [9]. В частности, там были найдены как положения, так и скорости возбуждения основных резонансов, соответствующих квазимолекулярным состояниям двух атомов рубидия, находившимся асимптотически в состояниях  $100s$ , и обсуждены соответствующие последствия для надежности протоколов квантовых вычислений.

Однако, как будет показано далее, полное количество «паразитических» резонансов, приводящих к одновременному возбуждению двух близлежащих атомов, может оказаться гораздо больше, чем изображено на рис. 1 из процитированной выше статьи. По-видимому, это связано с ограниченной точностью вычислений в стандартных программах квантовой химии, использовавшихся в упомянутой работе. С другой стороны, излагаемый нами далее аналитический подход позволяет идентифицировать все возможные «паразитические» резонансы (хотя и не дает возможности детально рассчитать их параметры). В принципе, все они могут приводить к нарушению ридберговской блокады, хотя и с разной эффективностью, и поэтому их вредоносный эффект на надежность протоколов квантовых вычислений следует принимать во внимание.

Отметим, что возможность нарушения ридберговской блокады за счет влияния соседних квантовых состояний вкратце обсуждалась ранее также в работе [12]. Однако соответствующее рассмотрение было целиком основано на численных расчетах, причем авторами отмечалась их плохая сходимостью.

<sup>а</sup> E-mail: [dumin@sai.msu.ru](mailto:dumin@sai.msu.ru); [dumin@yahoo.com](mailto:dumin@yahoo.com)

## 1. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Вообще говоря, эффект ридберговской блокады может быть рассчитан различными способами. С нашей точки зрения, один из наиболее эффективных приемов — это рассмотреть штарковское расщепление уровней энергии каждого из атомов дипольным электрическим полем его партнера, уже возбужденного в ридберговское состояние. Именно этот подход уже был использован в наших предыдущих статьях [8, 10] для случая «последовательного» возбуждения двух ридберговских атомов, т.е. на масштабе времени, много большем, чем обратная частота Раби. Эта ситуация интересна в первую очередь для экспериментов с ультрахолодной ридберговской плазмой [11]. В настоящей статье мы ставим своей целью обобщить этот подход на случай «одновременного» возбуждения, который непосредственно связан с квантовыми вычислениями. (Подчеркнем, что именно такое же одновременное возбуждение было численно промоделировано в ранее упомянутой работе [9].)

Важной особенностью штарковского расщепления, которая должна быть принята во внимание в последующем анализе, является существенно неоднородный характер дипольного электрического поля, создаваемого ридберговскими атомами на характерных расстояниях, сопоставимых с их размерами. Насколько нам известно, единственное специальное рассмотрение эффекта Штарка в сильно неоднородном поле было произведено Бекенштейном и Кригером в 1970 г. [13] на основе весьма специфической версии квазиклассического приближения. В работе [10] мы проделали аналогичные вычисления без использования квазиклассического приближения и нашли некоторые поправки к формуле Бекенштейна–Кригера. (Однако они не слишком существенны для состояний с малыми орбитальными моментами, которые обычно используются в экспериментах по ридберговской блокаде.)

Таким образом, общее выражение для штарковского расщепления уровней энергии водородоподобного атома может быть записано в виде (здесь и далее используется атомная система единиц) [10]:

$$\delta E_n \equiv E_n + \frac{1}{2n^2} \approx g_1 \mathcal{E}_z - g_2 \mathcal{E}_z^2 + g_3 \frac{d\mathcal{E}_z}{dz}, \quad (1)$$

где коэффициенты  $g_i$  определены как

$$g_1 = \frac{3}{2} n \Delta, \quad (2a)$$

$$g_2 = \frac{n^4}{16} [17n^2 - 3\Delta^2 - 9m^2 + 19], \quad (2б)$$

$$g_3 = \frac{n^2}{4} [5\Delta^2 + 2n_1 n_2 + (n - m)(m + 1) + 1]. \quad (2в)$$

Здесь  $\mathcal{E}$  — напряженность электрического поля,  $n$  — главное квантовое число,  $n_1$  и  $n_2$  — параболические квантовые числа, традиционно используемые при решении уравнения Шредингера в параболических координатах ( $n_{1,2} \geq 0$ ),  $\Delta = n_1 - n_2$  — так называемое электрическое квантовое число и  $m$  — абсолютное значение магнитного квантового числа (т.е. мы следуем системе обозначений Бете–Салпитера [14]).

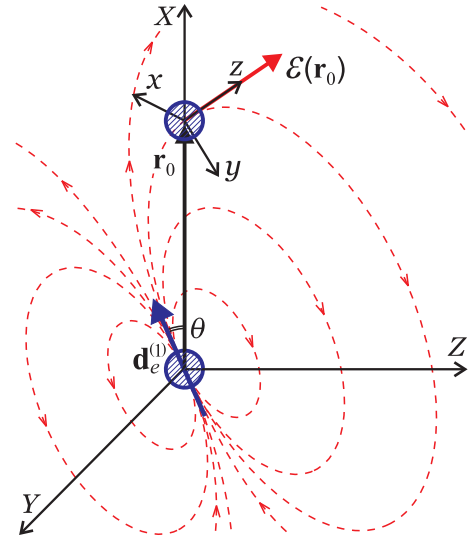


Рис. 1. Схема дипольного электрического поля, создаваемого одним из атомов в месте расположения второго атома

Как известно, вышеупомянутые квантовые числа связаны друг с другом соотношением:

$$n = n_1 + n_2 + m + 1,$$

так что выполняются следующие неравенства:

$$m \geq 0,$$

$$n \geq m + 1,$$

$$0 \leq n_1, n_2 \leq n - m - 1.$$

Кроме того, легко видеть, что  $g_{2,3} \geq 0$ .

Первые два члена в правой части формулы (1) представляют собой хорошо известные выражения для эффекта Штарка первого и второго порядка в однородном поле [14–16], в то время как третий член описывает вклад неоднородности электрического поля (см. его вывод в нашей статье [10]; как уже было упомянуто выше, он несколько отличается от квазиклассического результата [13]). В принципе, можно было бы включить сюда также и поправки более высокого порядка по амплитуде электрического поля (например, явные выражения для членов вплоть до четвертого порядка можно найти в работе [17], а общий алгоритм расчета членов произвольного порядка описан в [18]). Однако, как можно показать при более тщательном анализе, такие поправки совершенно незначительны для наших целей.<sup>1</sup> Отметим, однако, что включенный в формулу (1) градиентный член действительно важен.

Рассмотрим теперь возможность *одновременного* возбуждения двух близкорасположенных атомов в ридберговские состояния под воздействием узкополосного лазерного излучения. Каждый из таких атомов обладает дипольным электрическим полем<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Этот факт не является удивительным; мы будем интересоваться возмущениями порядка разности уровней энергии состояний с соседними значениями главного квантового числа, тогда как поправки высшего порядка становятся существенными лишь на масштабе энергии ионизации атома.

<sup>2</sup> Мы рассматриваем для простоты случай сильно вырожденных (водородоподобных) уровней энергии, когда возможно существование постоянного дипольного момента.

и тем самым возмущает своего партнера, производя соответствующее штарковское расщепление его уровней энергии. Таким образом, мы будем анализировать далее систему двух атомов, взаимно возмущающих друг друга.

Пусть первый атом расположен в начале системы координат  $(X, Y, Z)$ , а положение второго атома задается радиусом-вектором  $\mathbf{r}_0$ , направленным вдоль оси  $X$ , как изображено на рис. 1. Электрический дипольный момент  $\mathbf{d}_e^{(1)}$  первого атома наклонен под углом  $\theta$  к этой оси. Далее разместим начало системы координат  $(x, y, z)$  в центре второго атома, а ось  $z$  сориентируем вдоль направления электрического поля в этой точке  $\mathcal{E}(\mathbf{r}_0)$ ; так что, по определению, единственной ненулевой компонентой будет  $\mathcal{E}_z$ .

Электрический потенциал диполя, очевидно, дается формулой

$$\Phi = \frac{\mathbf{d}_e \cdot \mathbf{r}_0}{r_0^3},$$

а соответствующая напряженность электрического поля и ее градиент могут быть записаны следующим образом<sup>3</sup>:

$$\mathcal{E}_z = \frac{d_e}{r_0^3} (1 + 3 \cos^2 \theta)^{1/2},$$

$$\frac{d\mathcal{E}_z}{dz} = -\frac{3d_e}{r_0^4} \frac{3 + 5 \cos^2 \theta}{1 + 3 \cos^2 \theta} \cos \theta.$$

Для простоты мы проведем последующий детальный анализ лишь для случаев параллельной и антипараллельной ориентации диполей. Тогда вышеприведенные формулы сведутся к

$$\mathcal{E}_z = \frac{2d_e}{r_0^3}, \quad \frac{d\mathcal{E}_z}{dz} = -\epsilon_\theta \frac{6d_e}{r_0^4}, \quad (3)$$

где  $\epsilon_\theta = 1$  при  $\theta = 0$  и  $-1$  при  $\theta = \pi$ .

Так как электрическое поле  $\mathcal{E}$  рассматривается нами в классическом приближении, то его источником является среднее значение оператора электрического дипольного момента  $\hat{\mathbf{d}}_e = -\hat{\mathbf{r}}_e$ , где  $\mathbf{r}_e$  — радиус-вектор электрона внутри атома. Соответствующий матричный элемент хорошо известен, например, из расчетов эффекта Штарка первого порядка [14–16]. Таким образом, для первого атома (т.е., источника поля на рис. 1) проекция дипольного момента на ось  $X$  будет равна

$$d_{eX}^{(1)} = -\langle \hat{X}_e \rangle = -\frac{3}{2} n \Delta^{(1)},$$

а абсолютная величина соответственно

$$d_e^{(1)} = \frac{3}{2} n |\Delta^{(1)}| \quad (4)$$

<sup>3</sup> Тот факт, что в этих формулах фигурирует лишь один угол  $\theta$ , не должен вызывать удивления; мы рассматриваем ситуацию лишь в плоскости симметрии электрического поля, задаваемой направлением первого диполя  $\mathbf{d}_e^{(1)}$  и направлением на второй атом  $\mathbf{r}_0$ .

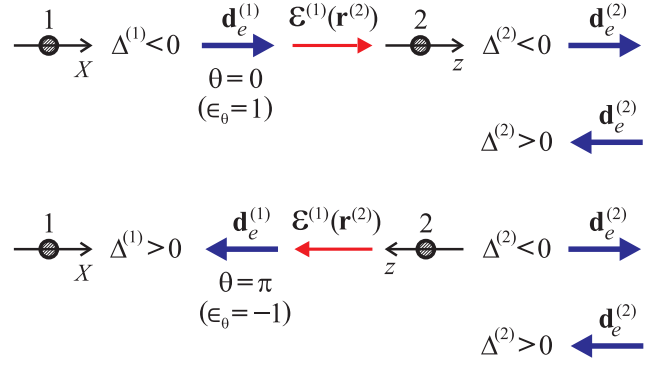


Рис. 2. Возможные взаимные ориентации электрических диполей и соответствующие им физические параметры, а также направления координатных осей

и аналогично для второго атома.<sup>4</sup> Очевидно, что

$$\epsilon_\theta = -\text{sign}(\Delta).$$

Четыре возможных варианта ориентации диполей  $\mathbf{d}_e^{(1)}$  и  $\mathbf{d}_e^{(2)}$  вместе с соответствующими им физическими параметрами изображены на рис. 2.

При последующем рассмотрении будет удобно измерять штарковские сдвиги энергии не относительно того же невозмущенного уровня  $n$ , а по отношению к невозмущенному состоянию с главным квантовым числом  $\bar{n}$ , блокада которого изучается (и которое будет обозначаться черточкой сверху). Иными словами, энергия возмущенного уровня может быть записана с одной стороны как  $-1/(2n^2) + \delta E_n$ , а с другой стороны — как  $-1/(2\bar{n}^2) + \delta E_{\bar{n}}$ . Комбинируя эти два выражения, получим:

$$\delta E_{\bar{n}} \equiv \frac{1}{2\bar{n}^2} - \frac{1}{2n^2} + \delta E_n.$$

Кроме того, мы будем нормировать все длины и энергии на характерный размер и энергию этого состояния  $\bar{n}$  и соответствующие величины будут обозначаться тильдами:

$$r_0 = \bar{n}^2 \tilde{r}, \quad E = \tilde{E}/(2\bar{n}^2). \quad (5)$$

(Для краткости нормированный радиус-вектор атома записан без индекса «0».)

Наконец, комбинируя формулы (1), (2a), (3), (4) и (5), получаем сдвиги уровней энергии второго атома, производимые первым атомом:

$$\delta \tilde{E}_{\bar{n}}^{(2)} = 1 - \frac{\bar{n}^2}{n^{(2)2}} + 9 \left[ \frac{1}{\tilde{r}^3} \frac{n^{(1)} n^{(2)} |\Delta^{(1)}| |\Delta^{(2)}|}{\bar{n}^4} - \frac{2}{\tilde{r}^6} \frac{g_2^{(2)} n^{(1)2} \Delta^{(1)2}}{\bar{n}^{10}} + \frac{2}{\tilde{r}^4} \frac{g_3^{(2)} n^{(1)} \Delta^{(1)}}{\bar{n}^6} \right],$$

где верхние индексы в скобках обозначают номер атома (скобки использованы, чтобы избежать

<sup>4</sup> Используемые здесь параболические квантовые числа, вообще говоря, будут иметь разные знаки, если оси  $X$  и  $z$  ориентированы противоположно друг другу. Поскольку, однако, всюду в дальнейшем будут использоваться лишь абсолютные значения дипольных моментов, то можно считать, что они определены в одной и той же системе координат.

путаницы с показателями степени). Аналогичная формула со взаимно переставленными индексами будет, очевидно, давать сдвиги энергии в первом атоме.

Чтобы избежать громоздких расчетов, рассмотрим далее в деталях лишь два «симметричных» типа возбуждений в такой двухатомной системе<sup>5</sup>:

$$\begin{aligned} \text{(а)} \quad & |n_1, n_2, m\rangle^{(1)} |n_1, n_2, m\rangle^{(2)}, \\ & \text{т. е. } n \equiv n^{(1)} = n^{(2)}, \quad \Delta \equiv \Delta^{(1)} = \Delta^{(2)}, \\ \text{(б)} \quad & |n_1, n_2, m\rangle^{(1)} |n_2, n_1, m\rangle^{(2)}, \\ & \text{т. е. } n \equiv n^{(1)} = n^{(2)}, \quad \Delta \equiv \Delta^{(1)} = -\Delta^{(2)}. \end{aligned}$$

Другими словами, оба атома возбуждаются либо в одни и те же состояния, либо в состояния со взаимно переставленными параболическими квантовыми числами. Легко показать, что случай (а) соответствует параллельной ориентации диполей, а случай (б) — антипараллельной (навстречу либо в противоположные стороны друг от друга).

Таким образом, в любом случае сдвиги энергии в обоих атомах будут одинаковыми:

$$\begin{aligned} \delta \tilde{E}_{\bar{n}} &\equiv \delta \tilde{E}_{\bar{n}}^{(1)} = \delta \tilde{E}_{\bar{n}}^{(2)} = \\ &= 1 - \frac{\bar{n}^2}{n^2} + 9 \left[ \frac{1}{\tilde{r}^3} \frac{n^2 \Delta^2}{\bar{n}^4} \epsilon \operatorname{sign}(\Delta) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{2}{\tilde{r}^6} \frac{g_2 n^2 \Delta^2}{\bar{n}^{10}} + \frac{2}{\tilde{r}^4} \frac{g_3 n \Delta}{\bar{n}^6} \right], \quad (6) \end{aligned}$$

где  $\epsilon = 1$  и  $-1$  для параллельной и антипараллельной ориентации диполей соответственно. Отметим, что первый и второй члены в квадратных скобках возникают за счет эффекта Штарка первого и второго порядка в однородном поле, а третий член соответствует возмущению первого порядка от градиента электрического поля.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Представленные в предыдущем разделе формулы могут быть применены для расчета ридберговской блокады любого интересующего нас состояния. Рассмотрим, например, блокаду  $100s$ -состояния водородоподобных атомов ( $\bar{n} = 100$ ,  $m = 0$ ). Поведение нескольких испытывающих штарковский сдвиг уровней энергии в окрестности этого состояния в зависимости от межатомного расстояния, рассчитанное по формуле (6), представлено на рис. 3. Для наглядности ширина полосы лазерного излучения, изображенная штриховкой вдоль горизонтальной оси, была взята достаточно большой,  $\Delta \tilde{E} = 5 \cdot 10^{-3}$  (в реальных экспериментах она на один—два порядка уже). Кроме того, чтобы не загромождать рисунок, мы не стали изображать здесь всю совокупность расщепленных уровней; для каждого из значений главного квантового числа представлены лишь

кривые, соответствующие пяти параболическим квантовым числам.

Прокомментируем вкратце относительную роль различных членов формулы (6) в поведении результирующих кривых. Как следует из более детального анализа, основной вклад проистекает из хорошо известного эффекта Штарка первого порядка в однородном поле. Градиентный член первого порядка также достаточно важен и, более того, он качественно меняет поведение энергетических кривых при малых  $\tilde{r}$  в случае антипараллельной ориентации диполей. Влияние эффекта Штарка второго порядка для однородного поля, как правило, незначительно. Оно становится более или менее заметным лишь на малых расстояниях при антипараллельной ориентации диполей, когда возмущения первого порядка по амплитуде поля и его градиенту в значительной степени компенсируют друг друга.

На рис. 3 наглядно виден физический механизм возникновения ридберговской блокады: когда два атома приближаются друг к другу, энергетические уровни возбуждаемого состояния  $\bar{n}$  (которые на больших расстояниях были вырождены и находились в резонансе с лазерным излучением) испытывают все большие и большие возмущения и в конце концов покидают полосу возбуждения. Именно благодаря этому и развивается эффект блокады.

Однако, когда межатомное расстояние еще более уменьшается, сильно возмущенные уровни энергии из состояний с соседними значениями главного квантового числа ( $n \neq \bar{n}$ ) начинают заходить в полосу лазерного излучения и тем самым восстанавливается возможность возбуждения двух возмущающих друг друга атомов. Таким образом, ридберговская блокада оказывается нарушенной на некоторой совокупности «резонансных» радиусов.<sup>6</sup>

Полное количество уровней с соседними значениями главного квантового числа  $n$ , участвующих в нарушении ридберговской блокады, трудно определить точно, поскольку оно ограничено областью применимости теории возмущений. Грубо говоря, оно дается условием, что сдвиг энергии должен быть меньше, чем ее абсолютное значение в невозмущенном состоянии:

$$|E_n - E_{\bar{n}}| \lesssim |E_n|; \quad (7)$$

откуда вытекает, что для вышележащих состояний должно выполняться условие  $n \lesssim \sqrt{2} \bar{n}$ . С другой стороны, легко видеть, что для всех нижележащих состояний,  $n < \bar{n}$ , условие применимости теории возмущений (7) автоматически выполнено.

Наиболее интересный и важный результат, вытекающий из нашего анализа, состоит в том, что полное количество резонансных радиусов оказывается гораздо большим, чем количество «квазилокулярных» резонансов, полученных путем компьютерного моделирования методами квантовой хи-

<sup>5</sup> Во избежание недоразумений подчеркнем, что ситуация с равенством главных квантовых чисел двух атомов, вообще говоря, не является каким-либо образом «выделенной» с физической точки зрения. Это в данном случае лишь предположение для упрощения расчетов.

<sup>6</sup> Мы не изображали на рис. 3 эффект «антипересечения» энергетических кривых, поскольку ключевым вопросом нашего рассмотрения являются именно точки их пересечения с узкой полосой возбуждения вдоль горизонтальной оси; поведение же кривых вне этой области не представляет интереса.

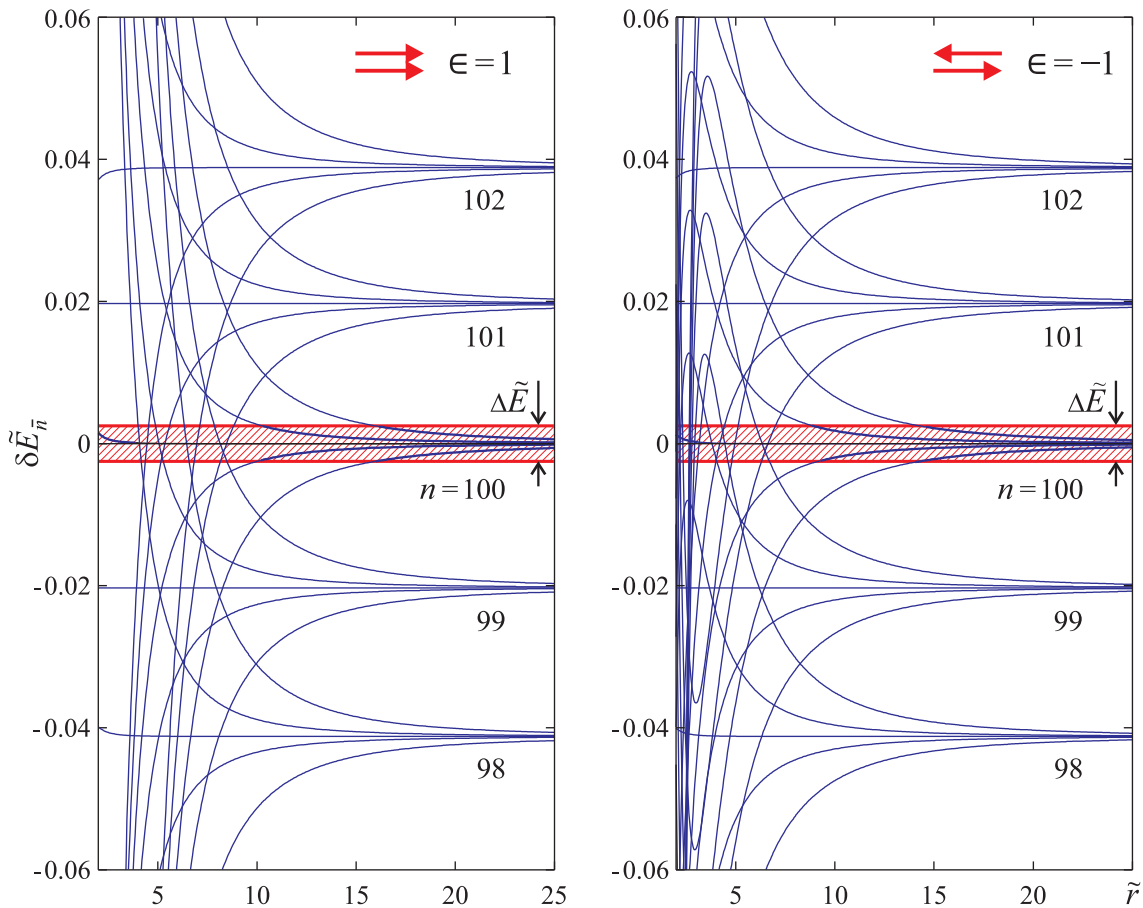


Рис. 3. Штарковские сдвиги уровней энергии  $\delta\tilde{E}_n$  в каждом из взаимодействующих атомов в зависимости от расстояния  $\tilde{r}$  между ними для параллельной ( $\epsilon = 1$ ) и антипараллельной ( $\epsilon = -1$ ) ориентации диполей. При  $n = \bar{n} = 100$  изображены кривые для параболических квантовых чисел  $n_1 = 0, 25, 50, 75, 99$ ; при  $n = 99$  — для  $n_1 = 0, 25, 49, 73, 98$ ; при  $n = 98$  — для  $n_1 = 0, 25, 49, 73, 97$ ; при  $n = 101$  — для  $n_1 = 0, 25, 50, 75, 100$ ; и при  $n = 102$  — для  $n_1 = 0, 25, 50, 75, 101$ . Заштрихованные горизонтальные области вблизи горизонтальной оси изображают полосу возбуждения лазерным излучением,  $\Delta\tilde{E} = 5 \cdot 10^{-3}$

мии [9]. Для конкретного случая 100s-состояний этот факт проиллюстрирован на рис. 4: количество резонансов  $N_{\text{res}}$  в диапазоне межатомных расстояний  $r_0 \geq 2$  мкм оказывается в наших расчетах на порядок больше, чем в квазимолекулярном приближении в случае антипараллельной ориентации диполей, и на два порядка больше — в случае параллельной ориентации.<sup>7</sup>

К сожалению, практически невозможно сравнить конкретные положения резонансов, полученных в наших расчетах, с теми, что были найдены в работе [9], т. к. моделировавшиеся там атомы рубидия обладают значительными квантовыми дефектами. (Вероятно, именно с этим связано появление в рубидии двух резонансов на весьма больших расстояниях — около 6 мкм.) С другой стороны, огромное различие в *полном количестве* резонансов, изображенных на рис. 4, явно не может быть связано лишь с квантовыми

дефектами. Это расхождение вероятнее всего связано с ограниченной точностью численных расчетов, выполняемых с помощью стандартных компьютерных программ квантовой химии. Возможно также, что значительная часть резонансов, найденных в наших расчетах, имеет весьма малую эффективность возбуждения, в результате чего они и не были

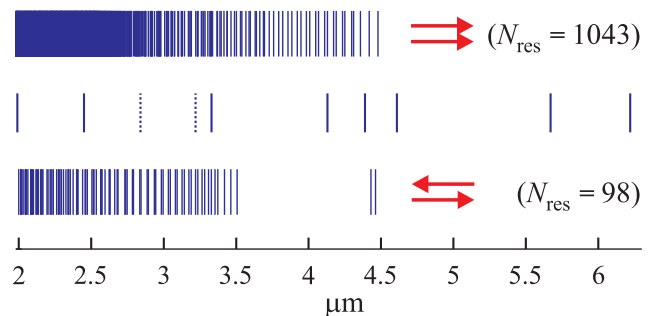


Рис. 4. Схема «квазимолекулярных» резонансов для 100s состояния рубидия [9] (средняя полоса) в сравнении со всеми возможными резонансами того же состояния водородоподобных атомов (верхняя полоса — при параллельной ориентации диполей, и нижняя — при антипараллельной). Пунктиром нанесены два квазимолекулярных резонанса, представленных на рис. 1 из работы [9], но не перечисленных в табл. 1 той же статьи

<sup>7</sup> Отметим, что представленная картина резонансов малочувствительна к ширине полосы возбуждающего излучения  $\Delta\tilde{E}$ . Действительно, как видно на рис. 3, развитие ридберговской блокады существенно зависит от  $\Delta\tilde{E}$  — чем уже эта полоса, тем больше размер блокированной зоны. Однако те радиусы, где блокада нарушается, почти не зависят от  $\Delta\tilde{E}$ , поскольку соответствующие энергетические кривые пересекают горизонтальную ось почти что вертикально.

идентифицированы при численном моделировании. (На это указывают и результаты более ранней работы [12]; см., например, рис. 2 из упомянутой статьи.)

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возможность нарушения ридберговской блокады на малых межатомных расстояниях за счет воздействия сильновозмущенных соседних уровней энергии была качественно предсказана ранее в наших работах [8, 10]. Это было сделано для случая «последовательного» возбуждения двух атомов (т.е. на масштабе времени, много большем обратной частоты Раби), что представляет интерес в основном для экспериментов с ридберговской плазмой [11]. В настоящей работе аналогичный аналитический подход, основанный на штарковском сдвиге уровней энергии, был развит для случая «одновременного» возбуждения, представляющего основной интерес в задачах квантовой информации [4], а также в экспериментах по детальному пространственному исследованию ридберговской блокады [19].

Проводившиеся с той же целью другими авторами численные симуляции нарушения ридберговской блокады [9] были основаны на использовании стандартных вычислительных пакетов квантовой химии. Они позволили рассчитать лишь несколько основных резонансов; но их большая часть вообще не была идентифицирована. В этом смысле наш аналитический подход позволяет дать более адекватную картину полной совокупности «паразитических» резонансов, хотя и не позволяет получить их точные параметры, так как он ограничен лишь водородоподобным приближением, а также дипольным характером взаимодействия.

Высокая плотность резонансов на малых межатомных расстояниях, полученная в наших расчетах, указывает на то, что эффект нарушения ридберговской блокады может играть большую роль и должен очень тщательно приниматься во внимание при создании любых экспериментальных установок, предназначенных для реализации квантовых вычислений. Еще один, принципиально иной механизм нарушения ридберговской блокады был указан ранее в работе [20]. Это специфическая суперпозиция возбуждений в системе из трех (или более) атомов. Такой механизм представляется, однако, менее опасным, чем рассматриваемый нами, т.к. он требует одновременного сближения трех частиц.

Автор благодарен Институту физики комплексных систем им. Макса Планка (Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, Dresden, Germany)

за создание благоприятных условий для работы во время его визитов и в особенности директору института проф. Я.-М. Росту (J.-M. Rost) за многочисленные полезные обсуждения. Автор также благодарен А. А. Боброву, Е. В. Вильшанской, В. С. Воробьеву, Б. Б. Зеленеру, Б. В. Зеленеру, С. А. Саакяну, В. А. Саутенкову, С. А. Тригеру и А. Л. Хомкину за плодотворные обсуждения настоящей работы на семинарах Объединенного института физики высоких температур РАН.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lukin M. D., Fleischhauer M., Cote R. et al. // Phys. Rev. Lett.* 2001. **87**. P. 037901.
2. *Tong D., Farooqi S. M., Stanojevic J. et al. // Phys. Rev. Lett.* 2004. **93**. P. 063001.
3. *Singer K., Reetz-Lamour M., Amthor T. et al. // Phys. Rev. Lett.* 2004. **93**. P. 163001.
4. *Saffman M., Walker T. G., Mølmer K. // Rev. Mod. Phys.* 2010. **82**. P. 2313.
5. *Рябцев И. И., Бетеров И. И., Третьяков Д. Б. и др. // УФН.* 2016. **186**. С. 206 (*Ryabtsev I. I., Beterov I. I., Tretyakov D. B. et al. // Phys. Usp.* 2016. **59**. P. 196).
6. *Ebadi S., Wang T. T., Levine H. et al. // Nature.* 2021. **595**. P. 227.
7. *Scholl P., Schuler M., Williams H. J. et al. // Nature.* 2021. **595**. P. 233.
8. *Dumin Yu. V. // J. Phys. B.* 2014. **47**. P. 175502.
9. *Derevianko A., Kómár P., Topcu T. et al. // Phys. Rev. A.* 2015. **92**. P. 063419.
10. *Dumin Yu. V. // J. Phys. B.* 2015. **48**, P. 135002.
11. *Robert-de-Saint-Vincent M., Hofmann C. S., Schempp H. et al. // Phys. Rev. Lett.* 2013. **110**, P. 045004.
12. *Keating T., Goyal K., Jau Y.-Y. et al. // Phys. Rev. A.* 2013. **87**. P. 052314.
13. *Bekenstein J. D., Krieger J. B. // J. Math. Phys.* 1970. **11**. P. 2721.
14. *Бете Г., Соллнер Э.* Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М.: Государственное издательство физико-математич. литературы, 1960. (*Bethe H. A., Salpeter E. E.* Quantum Mechanics of One- and Two- Electron Atoms. Acad. Press, NY, 1957.)
15. *Gallagher T. F.* Rydberg Atoms. Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 1994.
16. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая механика: нерелятивистская теория (Теоретическая физика, Т. III). 3-е изд., М.: Наука, 1974. (*Landau L. D., Lifshitz E. M.* Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory (Course of Theoretical Physics, V. 3.) 3rd ed., Pergamon Press, Oxford, UK, 1977.)
17. *Аллильев С. П., Малкин И. А. // Журн. эксп. теор. физ.* 1974. **66**. С. 1283 (*Alliluev S. P., Malkin I. A. // Sov. Phys.-JETP.* 1974. **39**. P. 627.)
18. *Silverstone H. J. // Phys. Rev. A.* 1978. **18**. P. 1858.
19. *Schauß P., Cheneau M., Endres M. et al. // Nature.* 2012. **491**. P. 87.
20. *Pohl T., Berman P. R. // Phys. Rev. Lett.* 2009. **102**, P. 013004.

### On the Effect of Interatomic Interactions on the Efficiency of the Rydberg Blockade

Yu. V. Dumin<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Lomonosov Moscow State University, P.K. Sternberg Astronomical Institute. Moscow 119234, Russia

<sup>2</sup>Space Research Institute, Russian Academy of Sciences. Moscow 117997, Russia

E-mail: [dumin@sai.msu.ru](mailto:dumin@sai.msu.ru), [dumin@yahoo.com](mailto:dumin@yahoo.com)

The process of the Rydberg blockade, which is currently regarded as one of the most promising approaches to quantum computation, can become significantly less effective due to interatomic interactions that shift the

excitation frequency of initially blocked particles to the region of resonance with external laser radiation. In this article, we develop an analytical theory of this effect based on a self-consistent model of two Rydberg atoms acting on each other with their dipole electric fields and experiencing a Stark splitting of energy levels under the action of these fields. It follows from our calculations that the typical interatomic distances at which the unblocking effect due to «parasitic» resonances begins to occur are in rough agreement with earlier qualitative estimates; however, the number of such resonances can be much larger than in recent numerical simulations of some particular systems. Therefore, the possibility of breaking the Rydberg blockade at small interatomic distances should be carefully taken into account in any future applications to quantum computing.

*Keywords:* Rydberg atoms, Rydberg blockade, Stark effect.

PACS: 32.80.Ee, 32.60.+i.

*Received 06 August 2021.*

*Moscow University Physics Bulletin. 2021. 76, No. 6. Pp. 440.*

**Сведения об авторе**

Думин Юрий Викторович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, доцент; e-mail: [dumin@yahoo.com](mailto:dumin@yahoo.com).