

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Одноатомный мазер и другие эксперименты
квантовой электродинамики резонатора

Г. Вальтер

Дан краткий обзор экспериментов по квантовой электродинамике резонатора. Особое внимание уделено исследованиям одноатомных мазеров.

PACS numbers: 42.50.Ct, 42.50.Dv, **42.52.** + x

Содержание

1. Введение (777).
 2. Изменение скорости спонтанного перехода в замкнутой области пространства (778).
 3. Изменение энергии атомов в замкнутой области пространства (779).
 4. Одноатомный мазер (779).
 5. Теория одноатомного мазера (781).
 6. Динамика единичного атома (783).
 7. Субпуассоновская статистика фотонов в микромазере (784).
 8. Экспериментальные результаты — субпуассоновский пучок атомов (785).
 9. Квантовые скачки поля микромазера (788).
 10. Атомная интерферометрия в микромазере (789).
 11. Ширина линии и диффузия фазы одноатомного мазера (792).
 12. Микролазеры (793).
- Список литературы (793).

1. Введение

Простейшей и наиболее фундаментальной системой для исследования взаимодействия излучения с веществом является единичный двухуровневый атом, взаимодействующий с электромагнитным полем одной моды резонатора. Эта система вызвала значительный интерес вскоре после изобретения мазера. Однако в то время интерес был чисто академическим, поскольку матричные элементы, описывающие взаимодействие излучения с атомом, обычно очень малы. Поле одного фотона оказывается недостаточным для того, чтобы обеспечить время эволюции атомного поля меньшее по сравнению с другими характерными временами системы, такими как

время жизни возбужденного состояния, время пролета атома через резонатор и время релаксации резонатора. Поэтому не представлялось возможным экспериментально проверить фундаментальные теории взаимодействия излучения с веществом, которые, наряду с другими эффектами (см., например, [1]), предсказывали:

(а) изменение скорости спонтанного испускания отдельного атома в резонаторе;

(б) колебательный обмен энергией между единичным атомом и отдельной модой резонатора;

(в) исчезновение и возрождение квантовых нутаций Раби, возбуждаемых в единичном атоме резонансным полем.

Ситуация разительно изменилась после того, как появились лазеры с перестраиваемой частотой. Они позволяют создавать большие населенности сильно возбужденных атомных состояний, характеризующихся значением главного квантового числа валентного электрона $n \gg 1$. (Эти состояния обычно называются ридберговскими состояниями, поскольку их энергетический спектр может быть описан формулой Ридберга.) Такие возбужденные состояния являются очень удобными для наблюдения квантовых эффектов взаимодействия атома с излучением по трем причинам. Во-первых, ридберговские состояния очень хорошо связываются с полем излучения (амплитуды переходов между соседними уровнями возрастают как n^4); во-вторых, переходы оказываются в миллиметровом диапазоне длин волн, так что резонаторы с модами малого порядка могут быть сделаны достаточно большими, обеспечивая соответствующие времена взаимодействия; в-третьих, ридберговские состояния имеют относительно большие времена жизни по спонтанному излучению [2, 3].

Сильную связь ридберговских состояний с излучением, резонансным для переходов с $\Delta n = 1$, можно понять на основании принципа соответствия: с ростом n классическая частота обращения сильно возбужденного электрона становится равной частоте перехода на соседний уровень. Таким образом, атом соответствует большому диполью, колеблющемуся с резонансной частотой. Дипольный момент очень велик, поскольку радиус атома увеличивается как n^2 .

Г. Вальтер. Отделение физики Мюнхенского университета и Институт квантовой оптики общества Макса Планка, 85748 Гархинг, ФРГ

Статья поступила на английском языке 2 октября 1995 г.; перевод поступил в редакцию 16 февраля 1996 г.
Перевел М.Л. Городецкий
Научный консультант перевода В.Б. Брагинский

Чтобы понять, почему меняется скорость спонтанного излучения внутри резонатора, следует помнить, что в квантовой электродинамике эта скорость определяется плотностью мод электромагнитного поля (на частоте атомного перехода ω_0), которая зависит от квадрата частоты. Если атом находится не в свободном пространстве, а в резонаторе, континуум мод превращается в спектр дискретных мод, одна из которых может быть в резонансе с атомом. Скорость спонтанного излучения атома в резонаторе γ_{cav} будет в этом случае увеличена по сравнению со свободным пространством γ_{free} во столько раз, во сколько отличаются соответствующие плотности мод:

$$\frac{\gamma_{\text{cav}}}{\gamma_{\text{free}}} = \frac{\rho_{\text{cav}}(\omega_0)}{\rho_{\text{free}}(\omega_0)} = \frac{2\pi Q c^3}{V_{\text{cav}} \omega_0^3} = \frac{Q \lambda_0^3}{4\pi^2 V_{\text{cav}}},$$

где V_{cav} — объем резонатора и Q — добротность резонатора, характеризующая резкость моды. Для мод малого порядка в СВЧ диапазоне $V_{\text{cav}} \approx \lambda_0^3$, т.е. вероятность излучения возрастает примерно в Q раз. Однако, если резонатор отстроен, скорость излучения уменьшится. (В этом случае атом не может испустить фотон, поскольку резонатор не в состоянии его принять, и поэтому энергия вынужденно остается в атоме.) Недавно было проведено несколько экспериментов с ридберговскими атомами, для того чтобы продемонстрировать усиление или подавление спонтанного излучения в объемных резонаторах или резонатороподобных структурах. Краткий обзор этих экспериментов представлен в разделе 2.

Можно, кроме того, ожидать проявления и более тонких эффектов, связанных с изменением плотности мод: излучательные поправки, такие как лэмбовский сдвиг и аномальный магнитный дипольный момент электрона, модифицируются по сравнению с их значениями в свободном пространстве. Однако эти изменения не превышают точность измерений в настоящее время. Можно считать, что подобные эффекты определяются изменением виртуальных переходов, а не реальных, как в случае со спонтанным излучением. Краткий обзор работ на эту тему, в особенности, экспериментов, выполненных в последнее время, будет дан в разделе 3.

В разделе 4 описывается одноатомный мазер, представляющий собой идеализированный случай двухуровневого атома, взаимодействующего с одиночной модой поля излучения. Теория этой системы была разработана много лет назад [1]. Динамика взаимодействия атома с полем, предсказываемая этой теорией, описана в разделе 5. Некоторые черты этой динамики являются явным следствием квантовой природы электромагнитного поля: статистический и квантовый характер фотонов поля приводит к таким новым динамическим характеристикам, как коллапс и возрождение нутаций Раби. В разделах 6–11 приведен обзор экспериментов, выполненных с одноатомным мазером, для исследования динамики фотонного обмена между атомом и модой резонатора, статистики мазерного излучения, наблюдения квантовых скачков, проведения атомной интерферометрии в одноатомном мазере и в связи с планируемыми в дальнейшем работами. В разделе 12 кратко обсуждаются работы, посвященные оптическим микролазерам.

2. Изменение скорости спонтанного перехода в замкнутой области пространства

Скорость спонтанного распада возбужденного состояния атома пропорциональна плотности мод электромагнитного поля с частотами выше частоты атомного перехода. Вследствие этого вероятность спонтанного излучения возрастает, если атом окружен резонатором, настроенным на частоту перехода. Соответственно, если резонатор отстроен, скорость распада уменьшается. Это было замечено много лет назад [4].

Для того чтобы изменить скорость распада атомного состояния, наличие резонатора не обязательно. Любая проводящая поверхность вблизи излучателя влияет на плотность мод и, следовательно, на мощность спонтанного излучения. Параллельные проводящие пластины могут некоторым образом изменить скорость излучения, но они вследствие присутствия ТЕМ мод, распределение которых не зависит от расстояния между пластинами, в состоянии лишь уменьшить ее в 2 раза.

Для того чтобы экспериментально продемонстрировать изменение скорости спонтанного распада, нет необходимости использовать малые плотности, когда в среднем в резонаторе находится один атом. Эксперименты, в которых подавляется спонтанное излучение, могут быть проведены и с большим числом атомов. Однако в случае, когда наблюдается рост спонтанного излучения, большое число возбужденных атомов вследствие вынужденных переходов может исказить эксперимент. В первой экспериментальной работе по подавлению спонтанной эмиссии (см. [5]) исследовалась флуоресценция тонкой пленки красителя. Благодаря образованию конфигурации стоячих волн вблизи зеркала, происходило уменьшение флуоресцентного распада на величину до 25 %. В [6] описаны аналогичные эксперименты, проведенные недавно.

Подавленная спонтанная эмиссия наблюдалась также в элегантных экспериментах с отдельным электроном [7], помещенным в ловушку Пеннинга. Измерения показали, что циклотронные орбиты имеют времена жизни до 10 раз большие, чем рассчитанные для свободного пространства. Electroды ловушки образовывали полость, препятствующую связи циклотронного движения с полем излучения вакуума, что приводило к большим временам релаксации.

Для ридберговских атомов эксперименты по подавлению спонтанной эмиссии были выполнены в [8, 9]. В [9] подавлялся переход 3,4 мкм.

Результаты наблюдения усиленной спонтанной эмиссии в резонаторе были впервые опубликованы в [10]. Этот эксперимент был проведен с ридберговскими атомами Na, возбужденными на 23-й уровень и помещенными в ниобиевый сверхпроводящий резонатор с частотой резонанса 340 ГГц. Наблюдалось сокращение времени жизни уровня в зависимости от отстройки. Охлаждение резонатора позволяло подавить поле теплового излучения абсолютно черного тела. (Последний эффект полностью отсутствует при наблюдении оптических переходов.) В первых экспериментах с оптическими переходами удалось продемонстрировать усиление спонтанных переходов даже в оптических резонаторах для мод высокого порядка [11].

В современных полупроводниковых устройствах можно с высокой степенью точности добиться соедине-

ния требуемых электронных и оптических свойств. Поэтому электронно-дырочные пары, рождающие рекомбинационное излучение аналогичное излучению атомов, могут быть локализованы в резонатороподобных структурах, например в квантоворазмерных потенциальных ямах. Таким образом, получаются микрорезонаторы размером в половину или целую длины волны. В экспериментах [12] с полупроводниковыми микрорезонаторами были продемонстрированы эффекты как подавления, так и усиления спонтанного излучения. Подобные структуры были использованы для демонстрации запрета спонтанной эмиссии в определенных полосах частот в запрещенной зоне [13]. В последние годы использование полупроводниковых микроструктур сделало возможным производство микролазеров.

3. Изменение энергии атомов в замкнутой области пространства

Рассмотрим эффект сдвига энергетических уровней атомов вблизи проводящих стенок или в структурах типа объемного резонатора. Если вероятности излучения изменяются под действием компоненты поля, сдвинутой на четверть периода по отношению к фазе атомного диполя, то энергетические сдвиги вызываются дисперсионной частью взаимодействия, или, другими словами, сфазированной частью поля.

Следует различать резонансные и нерезонансные эффекты. Резонансный сдвиг уровней энергии в результате самовоздействия распадающегося атомного диполя вблизи проводящих стенок может быть определен из средней поляризационной энергии, образованной полем изображения диполя. Для расстояний z , сравнимых с длиной волны, выполняются условия ближней зоны, приводящие к зависимости вида z^{-3} для диполь-дипольного взаимодействия, характерной для энергии Ван-дер-Ваальса; в условиях дальней зоны зависимость от расстояния имеет вид z^{-1} . Поляризация атома нерезонансной частью широкополосного электромагнитного поля вызывает энергетические сдвиги, из которых наиболее примечателен лэмбовский сдвиг. В рамках нерелятивистского подхода Бете [14] мы можем описать главный вклад в этот сдвиг как результат испускания и обратного поглощения виртуальных фотонов. Так как реальное излучение фотонов в замкнутом пространстве модифицируется, вероятно, так же будет себя вести и виртуальный процесс. Этот "реальный" сдвиг излучаемой энергии является, таким образом, только следствием вакуумных флуктуаций. Он идентичен энергетическому сдвигу, предсказанному в [15], и аналогичен более известному результату [16] для силы, действующей между двумя плоскими нейтральными проводящими пластинами.

Вопрос об изменении атомных энергий в замкнутом пространстве недавно вызвал значительный интерес. Было проведено много расчетов этого эффекта (см., например, [17, 18]). Расчеты сдвига энергетических уровней ридберговских атомов, которые представляют особый интерес для экспериментальных исследований, выполнены в [19], где были оценены прямое электростатическое взаимодействие с проводящей стенкой и эффекты, вызванные излучением (самосопряженные). Результат состоит в том, что в случае двух параллельных пластин электростатический эффект доминирует, когда расстояние L между пластинами мало, $L < n^3 a_0 / \alpha$

(n — главное квантовое число, a_0 — боровский радиус и α — постоянная тонкой структуры); радиационный эффект преобладает для больших расстояний $L > n^3 a_0 / \alpha$.

Экспериментальное измерение силы Казимира – Полдера по отклонению атомов от первоначальной траектории между проводящими пластинами было проведено в [20]. Было ясно продемонстрировано различие между силами в режимах ближней и дальней зоны.

Первые экспериментальные данные о радиационных сдвигах уровней ридберговских атомов рубидия были получены в [21, 22]. Для измерений использовался метод разнесенных полей Рамзея. Двухфотонное возбуждение атомов в ридберговские s -состояния ($n \approx 30$) осуществлялось с помощью сверхстабильного лазера на красителе с шириной линии менее 10 Гц. Излучение лазера усиливалось в резонаторе специальной формы, привязанном к частоте лазера. Обе зоны взаимодействия, требуемые в методе Рамзея, оказывались внутри этого резонатора.

Между двумя областями взаимодействия атомы пролетали мимо пары проводящих пластин, расстояние L между которыми могло меняться. Измерялся сдвиг рамзеевских интерференционных максимумов как функция расстояния между пластинами. Использование метода Рамзея имеет то преимущество, что сдвиг уровней может быть определен без непосредственного измерения энергии атомов в пространстве между пластинами.

Особенно большие сдвиги уровней были обнаружены, когда частота отсечки, определяемая системой пластин (мода с поляризацией параллельной пластинам), согласуется с частотой перехода атома на соседний более низкий или более высокий уровень [23]. В этих измерениях сдвиги уровней дополнительно усиливались тепловыми фотонами. Изменение сдвига в области отсечки составляло примерно 1 кГц. Ширина линии осцилляций Рамзея составила 7,4 кГц, что соответствовало времени пролета между двумя областями взаимодействия. Предполагается, что чисто радиационный сдвиг будет наблюдаться при охлаждении всей установки до более низких температур для того, чтобы исключить влияние тепловых фотонов.

Следует отметить, что сдвиг, обусловленный энергетическим самовоздействием, вызванный отраженным полем распадающихся атомов, также был измерен [24]. Этот сдвиг, конечно же, гораздо больше, чем чисто радиационный сдвиг Казимира – Полдера.

4. Одноатомный мазер

В одноатомном мазере (микромазере) единичный атом взаимодействует с отдельной модой резонатора. Эта система, на первый взгляд, кажется еще одним примером мысленного эксперимента, но такой одноатомный мазер, действительно, существует [25] и, более того, может быть использован для изучения основных принципов взаимодействия излучения с веществом.

Это первый мазер, поддерживающий генерацию при среднем числе атомов в резонаторе много меньшем единицы. Перечислим главные достоинства такого устройства. Одноатомный мазер позволяет:

а) изучать динамику обмена энергией между атомом и одной модой поля резонатора в соответствии с моделью Джейнса – Каммингса [1];

б) подробно исследовать условия, требуемые для получения неклассического излучения, в особенности

излучения с субпуассоновской статистикой фотонов непосредственно в мазерной системе;

в) изучать различные эффекты квантового поля, такие как квантовые скачки и нелокальные аспекты процесса квантовых измерений.

Что требуется для работы подобного устройства? Появление одноатомного мазера стало возможным лишь благодаря колоссальному прогрессу в создании сверхпроводящих резонаторов с высокой добротностью в сочетании с технологией лазерного приготовления сильно возбужденных (ридберговских) атомов [25]. Ридберговские атомы получают при переходе одного из внешних электронов атома на уровень, близкий к порогу ионизации. Главное квантовое число электрона в этом случае оказывается обычно порядка 60–70. Такие атомы, обладающие замечательными свойствами [2, 3], идеальны для мазерных экспериментов. Вероятность вынужденных переходов между соседними уровнями ридберговского атома растет как n^4 . Соответственно, малого числа фотонов оказывается достаточно для насыщения перехода между ближайшими уровнями. Более того, время жизни сильно возбужденного состояния очень велико. Мазер получают, инжектируя ридберговские атомы в сверхпроводящий резонатор с высокой добротностью. Скорость инжекции такова, что в среднем в резонаторе находится много меньше одного атома.

Экспериментальное устройство одноатомного мазера показано на рис. 1. Хорошо коллимированный пучок рубидиевых атомов проходит через селектор скоростей Физо. Перед вхождением в сверхпроводящий резонатор, атомы возбуждаются на верхний мазерный уровень $63p_{3/2}$ с помощью излучения ИК кольцевого лазера на красителе, прошедшего через удвоитель частоты. Ниобиевый сверхпроводящий резонатор мазера охлаждается до температуры 0,5 К в криостате на ^3He . При этой температуре число тепловых фотонов в резонаторе составляет около 0,15 при частоте 21,5 ГГц. Добротность резонатора может достигать 3×10^{10} , что соответствует времени релаксации фотонов 0,2 с. Изучаются два мазерных перехода с уровня $63p_{3/2}$: на уровень $61d_{3/2}$ и на уровень $61d_{5/2}$. В новой установке, оборудованной криостатом растворения, достигаются температуры порядка 0,1 К. Некоторые из экспериментов, описываемых в данном обзоре, были проведены на этой установке.

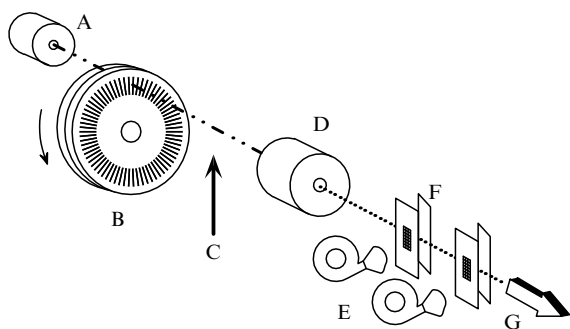


Рис. 1. Схема одноатомного мазера: А — источник атомов, В — селектор скоростей Физо, С — излучение лазера, D — резонатор мазера, E — каналотронные детекторы, F — полевая ионизация, G — атомный пучок. Для подавления, вызванных тепловым излучением абсолютно черного тела переходов на соседние уровни, ридберговские атомы возбуждаются в области охлаждаемой жидким гелием.

Ридберговские атомы на верхнем и нижнем мазерных уровнях детектируются двумя отдельными полевыми ионизационными детекторами. Напряженность поля выбрана таким образом, что в первом детекторе ионизируются только атомы, находящиеся на верхнем уровне. Ионизация нижнего уровня происходит в поле второго детектора. Для демонстрации работы мазера резонатор настраивается на соответствующий переход и одновременно регистрируется поток атомов в возбужденном состоянии.

На рисунке 2 показаны результаты, полученные для перехода $63p_{3/2} \rightarrow 61d_{3/2}$. Переходы из предварительно приготовленного состояния на уровень $61d_{3/2}$ (21,50658 ГГц) определялись по уменьшению скорости отсчетов электронов.

Измерения проводились при температуре резонатора 0,5 К. Уменьшение сигнала на уровне $63p_{3/2}$ отчетливо видно для атомных потоков меньших $1750 \text{ атомов с}^{-1}$. Возрастание потока приводит к уширению спектра и малому сдвигу. Этот сдвиг, соответствующий эффекту Штарка в переменном поле, в основном обусловлен виртуальными переходами на соседние ридберговские уровни. В диапазоне от 1750 до 28000 атомов с^{-1}

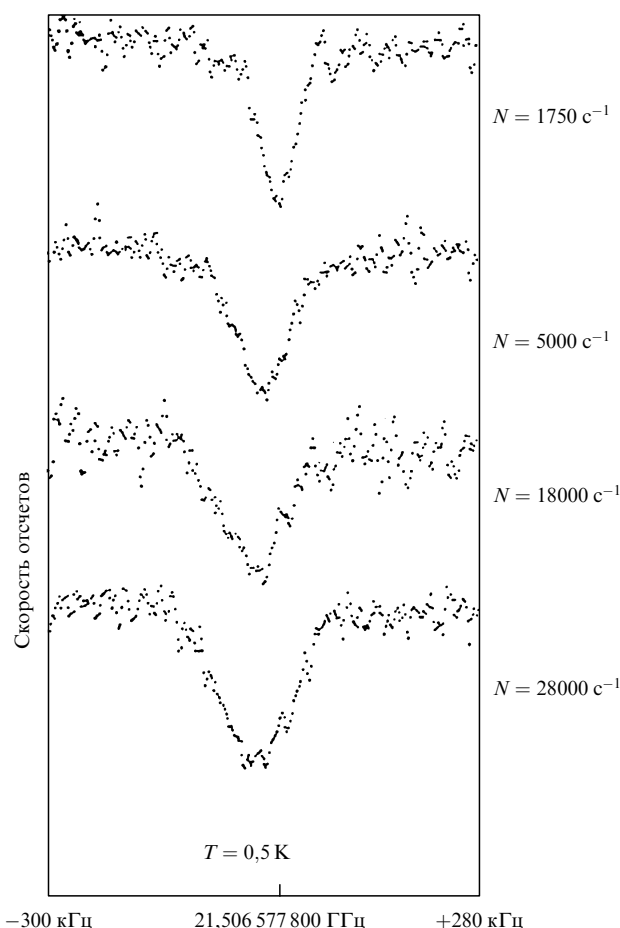


Рис. 2. Мазерный переход $63p_{3/2} - 61d_{3/2}$ (21,506 577 800 ГГц) в одноатомном мазере проявляется в уменьшении числа атомов ^{85}Rb в возбужденном состоянии. Поток возбужденных атомов N задает интенсивность накачки. Уширение резонансной линии показывает, что происходит многократный обмен фотонами между полем резонатора и пролетающим сквозь резонатор атомом.

величина ионизационного сигнала не зависит от потока частиц, что свидетельствует о насыщении перехода. Это, а также наблюдаемое уширение, показывает, что между ридберговскими атомами и резонатором происходит многократный обмен энергией.

При среднем времени пролета ридберговских атомов через резонатор равном 50 мкс и потоке 1750 атомов с^{-1} в резонаторе в среднем находится 0,09 ридберговских атомов. В соответствии с распределением Пуассона это означает, что более 90 % всех событий обусловлено отдельными атомами. Следовательно, отдельные атомы могут поддерживать в резонаторе непрерывные колебания с амплитудой поля, соответствующей среднему числу фотонов от единиц до нескольких сотен.

Измерения динамики обмена фотонами между отдельным атомом и модой резонатора проведены в [26, 27].

5. Теория одноатомного мазера

Простейшая форма взаимодействия между двухуровневым атомом и отдельной квантуемой модой электромагнитного поля описывается гамильтонианом Джейнса – Каммингса [1, 28]

$$H = \frac{1}{2} \hbar \omega_0 \sigma_z + \hbar \omega a^\dagger a + \hbar (g a^\dagger \sigma_- + \text{э.с.}) = H_0 + V,$$

где

$$H_0 = \frac{1}{2} \hbar \omega_0 \sigma_z + \hbar \omega a^\dagger a, \quad V = \hbar (g a^\dagger \sigma_- + \text{э.с.}).$$

Здесь ω_0 — частота атомного перехода, ω — частота поля, a и a^\dagger — операторы уничтожения и рождения фотонов поля моды ($[a, a^\dagger] = 1$), σ_z , σ_+ и σ_- — атомные операторы псевдоспина ($[\sigma_+, \sigma_-] = \sigma_z$) и

$$g = \frac{p E_\omega}{2 \hbar} \sin(KZ)$$

— дипольный матричный элемент атома в точке Z , где E_ω — поле на один фотон, $E_\omega = (\hbar \omega / \varepsilon_0 V)^{1/2}$.

Модель Джейнса – Каммингса играет центральную роль в квантовой оптике. Она дает простейшее описание биений Раби в квантуемом поле и простейшую иллюстрацию спонтанного излучения. Более того, она имеет точное решение и поэтому удобна для описания реального квантового поведения одноатомного мазера, например, коллапса и возрождения атомной инверсии. Модель позволяет детально разобраться в сложностях атомно-полевой динамики в самом простом случае.

Рассмотрим некоторые следствия модели Джейнса – Каммингса.

Собственные значения гамильтониана Джейнса – Каммингса таковы:

$$E_{1n} = \hbar \left[-\frac{1}{2} \omega_0 + (n+1)\omega + \frac{1}{2}(\Omega_n + \delta) \right],$$

$$E_{2n} = \hbar \left[\frac{1}{2} \omega_0 + n\omega - \frac{1}{2}(\Omega_n + \delta) \right],$$

где $\delta = \omega_0 - \omega$ — отстройка атома от поля, Ω_n — обобщенная n -фотонная частота биений Раби,

$$\Omega_n = \sqrt{4g^2(n+1) + \delta^2}.$$

Соответствующие собственные функции являются состояниями "одетого" (dressed) атома.

$$|1, n\rangle = \sin \theta_n |a, n\rangle + \cos \theta_n |b, n+1\rangle,$$

$$|2, n\rangle = \cos \theta_n |a, n\rangle - \sin \theta_n |b, n+1\rangle,$$

где состояния $|a\rangle$ и $|b\rangle$ — верхнее и нижнее атомные состояния соответственно, а $|n\rangle$ — n -состояние поля моды $a^\dagger |n\rangle = n |n\rangle$. Фаза θ определяется соотношениями

$$\cos \theta_n = \frac{\Omega_n - \delta}{[(\Omega_n - \delta)^2 + 4g^2(n+1)]^{1/2}},$$

$$\sin \theta_n = \frac{2g\sqrt{n+1}}{[(\Omega_n - \delta)^2 + 4g^2(n+1)]^{1/2}}.$$

Заметим, в частности, что

$$\cos 2\theta_n = -\frac{\delta}{\Omega_n}$$

и

$$\sin 2\theta_n = \frac{2g\sqrt{n+1}}{\Omega_n}.$$

В вакуумном поле при $n=0$ и в случае резонанса ($\omega_0 = \omega$) одетые состояния отстоят друг от друга по частоте на величину $\Omega_0 = 2g$, обычно называемую вакуумным расщеплением Раби.

Одним из наиболее интересных эффектов, описываемых моделью Джейнса – Каммингса, является динамическое поведение системы. Предположим, что атом сначала находится в верхнем состоянии $|a\rangle$, а поле — в состоянии $|n\rangle$, тогда для вероятности найти атом в верхнем состоянии получаем

$$|C_{an}(t)|^2 = \cos^2(gt\sqrt{n+1}).$$

Следовательно, населенность верхнего уровня периодически осциллирует с частотой Раби, как и в случае классического поля. Если поле описывалось статистикой фотонов p_n , полученный выше результат следует обобщить:

$$|C_a(t)|^2 = \sum_n p_n \cos^2(gt\sqrt{n+1}).$$

Было показано, что в случае, когда поле моды изначально находится в когерентном состоянии, $|C_a(t)|^2$ испытывает коллапс с последующими возрождениями [26]. Коллапс обусловлен деструктивной интерференцией квантовых биений Раби с различными частотами. Похожий эффект может возникнуть также и в классическом поле, однако возрождения являются чисто квантовомеханическим эффектом, возникающим из-за дискретности квантовых полей. Коллапс и возрождения наблюдались в микромазерном эксперименте [27]. В этом эксперименте варьировалось время взаимодействия атома с резонатором, и изучалась вероятность вылета из резонатора атома, находящегося в возбужденном состоянии. Как будет показано ниже, статистика фотонов в резонаторе изменяется, когда варьируется время взаимодействия, поэтому статистика фотонов p_n не является распределением, соответствующим чистому

состоянию. Тем не менее возрождения возникают, что было подтверждено также компьютерным моделированием результатов на основе модели Джейнса–Каммингса [27].

Перечислим основные результаты квантовой теории одноатомного лазера. Поскольку атомно-полевое взаимодействие происходит в замкнутой полости одномодового резонатора, спонтанное излучение в моды свободного пространства отсутствует. Вследствие чрезвычайно высоких добротностей, достигнутых в сверхпроводящих резонаторах, время жизни фотонов очень велико по сравнению с временем пролета атомов через резонатор. Это означает, что пока атом взаимодействует с полем, можно практически игнорировать затухание в резонаторе. Поскольку атомный поток поддерживается слабым, для того чтобы в резонаторе в любой момент находилось не более одного атома, большую часть времени резонатор пуст и можно, таким образом, пренебречь затуханием в тех редких эпизодах, когда атом взаимодействует с модой резонатора.

Таким образом, теория одноатомного лазера строится следующим образом [29]: пока атом находится в резонаторе, связанная система атом–поле описывается гамильтонианом Джейнса–Каммингса, а в остальное время поведение матрицы плотности для поля описывается уравнением эволюции, учитывающим затухание и, дополнительно, среднее число тепловых фотонов в резонаторе.

Кроме микроскопической теории существует и макроскопическая теория, основанная на квантовой теории лазера [30]. Получающееся распределение вероятностей числа фотонов зависит характерным образом от уровня накачки и от времени взаимодействия t_{int} атомов с полем резонатора. Для вероятности $P(n)$ нахождения в резонаторе лазера n фотонов в стационарном случае получается следующее выражение:

$$P(n) = P_0 \left[\frac{n_b}{n_b + 1} \right]^n \prod_{m=1}^n \left[1 + \frac{N}{n_b \gamma} \frac{\sin^2(g\sqrt{m}t_{\text{int}})}{m} \right],$$

где N — скорость атомной накачки, n_b — число тепловых фотонов, а γ — затухание в резонаторе. P_0 определяется из условия нормировки $\sum P(n) = 1$. Теперь можно получить среднее число фотонов $\langle n \rangle$ и дисперсию поля в форме параметра Q_f :

$$Q_f = \frac{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 - \langle n \rangle}{\langle n \rangle}.$$

На рисунке 3 показано среднее число фотонов в зависимости от времени взаимодействия атомов с резонатором. Число фотонов масштабировано на N_{ex} , где N_{ex} — среднее число атомов влетающих в резонатор за время релаксации резонатора, $N_{\text{ex}} = N/\gamma$. В стационарных условиях статистика фотонов поля существенно определяется безразмерным параметром $\Theta = (N_{\text{ex}} + 1)^{1/2} \Omega t_{\text{int}}$, который можно понимать как параметр накачки для одноатомного лазера [29]. Здесь N_{ex} — среднее число атомов, попадающих в резонатор за время релаксации поля, t_{int} — время пролета атомов через резонатор и Ω — константа связи атома с полем (однофотонная частота Раби). Порог генерации лазера оказывается при $\Theta = 1$, а области субпуассоновской статистики лежат между $\Theta = \pi$ и 2π , так же как и между 3π и 4π . Субпуассонов-

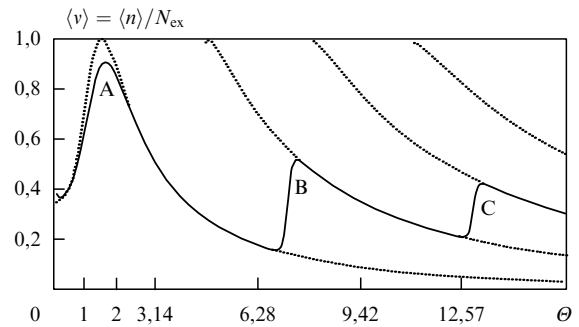


Рис. 3. Зависимость среднего значения числа фотонов $\nu = n/N_{\text{ex}}$ от параметра накачки Θ , где величина Θ изменяется в зависимости от N_{ex} . Сплошной линией показано решение для микролазера при $\Omega = 36$ кГц, $t_{\text{int}} = 35$ мкс и $T = 0.15$ К. Пунктирные линии — полуклассические стационарные решения, соответствующие фиксированному числу фотонов при равновесии усиления и потерь. Точки пересечения линии $\Theta = \text{const}$ с пунктирными линиями соответствуют значениям, при которых достигается минимум потенциала Фоккера–Планка $V(\nu)$.

ский характер статистики приводит к отрицательным значениям Q_f . Большая отрицательная величина достигается вблизи 2π [28, 29].

Чтобы лучше почувствовать этот эффект, вспомним, что селектор скоростей Физо осуществляет предварительную селекцию атомов по скоростям. Поэтому время взаимодействия хорошо определено, что приводит к условиям, как правило, не реализуемым в обычном лазере. При нарастании интенсивности поля в лазере, когда все больше и больше атомов передают свою энергию возбуждения полю, даже в случае отсутствия диссипации рост числа фотонов прекращается, когда увеличение частоты Раби приводит к тому, что атомы поглощают фотоны и покидают резонатор в верхнем состоянии. Эта ситуация близка к случаю квантово-неразрушающих измерений. Для любого числа фотонов такая ситуация может быть реализована надлежащей подстройкой скорости атомов. Тогда распределение числа фотонов в резонаторе будет субпуассоновским [29, 30].

К сожалению, измерение неклассической статистики фотонов не является прямым. Процесс измерения поля включает связь с измерительным устройством, и тогда потери неизбежно ведут к разрушению неклассических свойств. Для получения информации о поле используются сами ридберговские атомы: для этой цели населенность и статистика атомов на верхнем и нижнем лазерных уровнях определяется уже после вылета из резонатора. Соответственно, атомы играют двойную роль: они возбуждают моду резонатора и используются для диагностики. Эти две роли мешают друг другу, поскольку детектирование атомов в известном конечном состоянии приводит к квантовомеханической редукции состояния фотонов в резонаторе. Частое детектирование сопровождается квазинепрерывной редукцией, что может помешать полю резонатора релаксировать к тому равновесному состоянию, которое достигалось бы в отсутствие измерений. Тем не менее, свойства равновесного состояния определяют статистику отсчетов, записываемых атомными детекторами.

Теоретическое рассмотрение одноатомного лазера дает предсказания как о фотонах поля, так и о вылетаю-

щих атомах. Лишь последние предсказания могут быть экспериментально проверены, и успех такой проверки подкрепляет нашу уверенность в предсказаниях о квантованном поле излучения внутри резонатора. Атомы накачки в экспериментах с одноатомным мазером являются статистически независимыми, поэтому время их прибытия в резонатор подчиняется пуассоновской статистике.

Ввиду того, что атомы прибывают случайным образом, они равным образом регистрируются в случайные моменты времени, поэтому единственными воспроизводимыми данными являются статистические. Соответственно, это приводит к необходимости изучения статистики отсчетов детектора. Численное моделирование, исследующее эффект воздействия повторяющихся атомных измерений на эволюцию поля резонатора, было проведено в [31, 32]. Соотношение между статистикой отсчетов детектируемых атомов, вылетающих из резонатора, и статистикой числа фотонов в резонаторе было аналитически изучено в [33], а также в [34]. В [33] полученные результаты сравниваются с результатами численного моделирования и показывается их хорошее согласие; экспериментальные результаты представлены в [35].

Недавно был предложен общий метод вычисления различных статистических свойств распределения отсчетов [36]. Этот метод не требует численного моделирования. Естественно, принимается во внимание и эффективность детекторов, которая, к сожалению, далека от идеальных 100 %. Основным инструментом, использованным в этом методе, является нелинейное уравнение эволюции, которое управляет динамикой поля фотонов в промежутках между сигналами детектора. Нелинейность возникает из необходимости различать понятия наблюдения и детектирования. Когда детекторы активны, наблюдаются все вылетающие атомы, но лишь часть из них в действительности детектируется. Большую часть времени экспериментатор наблюдает, но не детектирует; он слушает, но не слышит.

При другом подходе, основанном на концепции статистики отсчетов световых пучков, рассчитываются вероятности атомных отсчетов, распределение времен ожидания и двухатомные корреляционные функции. Аналитически показано, как распределение времен ожидания преобразуется в атомную корреляционную функцию при уменьшении эффективности детектирования [37].

В стационарных условиях, как отмечалось выше, число фотонов и статистика числа фотонов в мазере определяются безразмерным параметром Θ . Величина $\langle v \rangle = \langle n \rangle / N_{\text{ex}}$ демонстрирует следующее общее поведение (см. рис. 3): она резко нарастает при пороговом значении $\Theta = 1$ и достигает максимума при $\Theta \approx 2$. При дальнейшем росте Θ $\langle v \rangle$ уменьшается и достигает минимума при $\Theta \approx 2\pi$, а затем резко нарастает до второго максимума. Это поведение воспроизводится примерно через целое число периодов 2π , но становится менее выраженным при больших Θ . Причиной периодичности максимумов $\langle v \rangle$ является то, что при $\Theta \approx 2\pi$ и кратных этой величине значениях, атомы накачки совершают почти целое число циклов биений Раби и начинают следующее биение при несколько большем значении Θ , что приводит к усилению фотонной эмиссии. Мазерный порог при $\Theta = 1$ демонстрирует характеристики непрерывного фазового

перехода; последующие максимумы $\langle v \rangle$ могут быть интерпретированы как фазовые переходы второго рода [28, 29]. В промежутках между точками фазовых переходов, статистика фотонов, в основном, субпуассоновская. Для всех фазовых переходов поле суперпуассоновское. Сильные флуктуации числа фотонов при $\Theta \gtrsim 2\pi$ и кратных этой величине значений обусловлены присутствием двух максимумов в распределении числа фотонов $P(n)$. Они возникают из-за того, что атомы могут либо остаться на верхнем мазерном уровне, либо перейти в нижнее состояние.

Эффект существования двух близких максимумов в $P(n)$ был также изучен с помощью полуэмпирического подхода Фоккера–Планка [29]. В этом случае распределение числа фотонов заменяется вероятностной функцией $P(v, \tau)$ с непрерывными переменными $\tau = t/\tau_{\text{cav}}$ и $v(n) = n/N_{\text{ex}}$, здесь последняя переменная заменяет число фотонов n . Стационарное решение для $P(v, \tau)$, $\tau \gg 1$ может быть построено с помощью эффективного потенциала $V(v)$, имеющего минимумы там, где находятся максимумы $P(v, \tau)$. Вблизи $\Theta \approx 2\pi$ и кратных этой величине значений, эффективный потенциал имеет два, одинаково притягивающих минимума, расположенных в точках устойчивого равновесия усиления и потерь мазера. Механизм упомянутых фазовых переходов всегда один и тот же: минимум $V(v)$ теряет свой глобальный характер при возрастании Θ , и его роль начинает выполнять следующий минимум. Такое рассуждение является следствием теории фазовых переходов второго рода Ландау, где $\sqrt{\langle v \rangle}$ — параметр порядка. Эта аналогия приводит к пониманию того, что в пределе $N_{\text{ex}} \rightarrow \infty$ изменения поля микромазера вблизи кратных $\Theta \approx 2\pi$ значений могут быть интерпретированы как фазовые переходы второго рода.

В области фазовых переходов второго рода можно ожидать большие значения постоянной времени эволюции поля τ_{field} . Этот, а также и такие сопутствующие эффекты, как спонтанные квантовые скачки между минимумами с одинаковым притяжением $V(v)$, бистабильность и гистерезис экспериментально продемонстрированы в [38]. Некоторые из этих эффектов были предсказаны в двухфотонном микромазере [39].

Далее нам хотелось бы обсудить некоторые эксперименты с одноатомным мазером. Первый из них — наблюдение обмена энергией между единичным атомом и модой резонатора, затем измерение статистики фотонов одноатомного мазера, и, наконец, наблюдение квантовых скачков и бистабильности в поле мазера в точках фазовых переходов второго рода. Мы также обсудим относительно недавние эксперименты по атомной интерферометрии в микромазере.

6. Динамика единичного атома

При очень низких значениях потока атомов резонатор одноатомного мазера, в сущности, содержит только тепловые фотоны, число которых случайным образом изменяется, подчиняясь статистике Бозе–Эйнштейна. При сильных потоках атомы вносят в резонатор энергию, и мазер достигает порога, так что число фотонов, запасенных в резонаторе, возрастает, изменяется и их статистика.

Для когерентного поля распределение вероятности является пуассоновским, что приводит к дефазировке

колебаний Раби, и поэтому вероятность обнаружения атома на верхнем атомном уровне $P_e(t)$ коллапсирует. После коллапса $P_e(t)$ очень сложным образом начинает осциллировать снова. Такие изменения периодически воспроизводятся с временным интервалом, пропорциональным квадратному корню из числа фотонов, запасенных в резонаторе. Как коллапс, так и возрождение в когерентном состоянии являются чисто квантовыми особенностями, не имеющими классических соответствий (см., например, [26]).

Коллапс и возрождение также возникают в случае теплового поля Бозе–Эйнштейна, когда распределение фотонов гораздо шире, чем в когерентном состоянии, и время коллапса гораздо короче. Более того, возрождения полностью перекрываются и интерферируют, приводя к очень нерегулярной временной эволюции. С другой стороны, в классическом тепловом поле, представленном экспоненциальным распределением интенсивности, коллапс тоже проявляется, но при полном отсутствии возрождений. Отсюда следует, что возрождения являются чисто квантовой особенностью поля теплового излучения, тогда как коллапс труднее представить как квантовый эффект [40, 41].

Вышеупомянутые эффекты были экспериментально продемонстрированы [27] с использованием селектора скоростей Физо для изменения времени пролета атомов через резонатор (см. рис. 1). На рисунке 4 показана серия измерений, полученных с одноатомным лазером, где P_e представлена как функция от времени взаимодействия атомов с резонатором для различных атомных потоков N . Сильное изменение P_e для времен взаимодействия между 50 и 80 мкс исчезает для больших N . Для $N = 3000 \text{ с}^{-1}$ при временах взаимодействия больших 140 мкс появляется эффект возрождения. Среднее число фотонов в резонаторе варьируется от 2,5 до 5, из которых около 2 фотонов в резонаторе обусловлено излучением абсолютно черного тела, соответствующим температуре 2,5 К.

7. Субпуассоновская статистика фотонов в микролазере

Рассмотрим один из наиболее интересных вопросов, связанных с одноатомным лазером — статистику фотонов электромагнитного поля, генерируемого в сверхпроводящем резонаторе.

Электромагнитное излучение может проявлять неклассические свойства (см. [44, 45]), которые не могут быть объяснены в рамках классической теории. Мы знаем по крайней мере три эффекта, которые демонстрируют неклассические черты света: антигруппировка фотонов [46, 47], субпуассоновская статистика фотонов [48, 49] и сжатие (см., например, [50]). Для генерации неклассического излучения чаще всего используются методы нелинейной оптики. Однако флуоресцентный свет от отдельного атома, пойманный в ловушку, также проявляет неклассические свойства [49, 51].

Другим источником неклассического излучения является одноатомный лазер. В случае, когда распределение числа фотонов в резонаторе является субпуассоновским, т.е. уже, чем распределение Пуассона, может быть даже сгенерировано n -состояние, т.е. состояние с хорошо определенным числом фотонов [52], при использовании резонатора с достаточно высокой доброт-

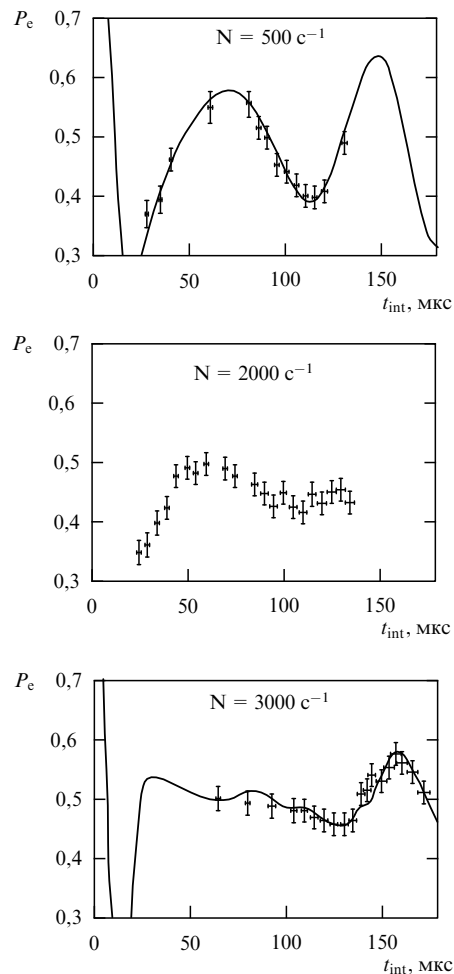


Рис. 4. Зависимость вероятностей нахождения атома на верхнем лазерном уровне P_e от времени пролета атома через резонатор для различных значений потока атомного пучка N_{ex} ; квантовый коллапс и возрождение в одноатомном лазере на переходе $63p_{3/2} - 61d_{5/2}$ атомов ^{85}Rb . Измерения проводились при температуре резонатора 2,5 К [27]. Сплошные линии соответствуют модели Джейнса–Каммингса.

ностью. Если в резонаторе нет тепловых фотонов (условие, выполняемое при охлаждении резонатора до температуры ниже 100 мК), то проявляются очень интересные особенности, такие как состояния с захватом [42]. Исследование этих состояний подробно обсуждается в [43]. Кроме того, в поле одноатомного лазера можно получать стационарные макроскопические квантовые суперпозиции, когда двухуровневые атомы инжектируются в когерентной суперпозиции их нижнего и верхнего состояний [50].

Исследование динамики проведения атомов в поле излучения коллапса и возрождения колебаний Раби является одной из возможностей измерения статистики фотонов. Однако, поскольку статистика фотонов зависит от времени взаимодействия атомов с резонатором, которое нужно варьировать при измерении коллапса и возрождения, гораздо лучше определять населенность атомов на нижнем и верхнем лазерном уровнях после того, как эти атомы покидают резонатор. В этом случае время взаимодействия поддерживается постоянным. Более того, это достаточно простое измерение, по-

скольку для селективной ионизации атомов можно использовать электрическое поле. Чувствительность детектирования достаточна для исследования атомной статистики. Этот метод воспроизводит статистику фотонов поля внутри резонатора с помощью статистики атомов, а затем число фотонов лазера может быть определено из числа атомов, зарегистрированных в нижнем состоянии. Дополнительно дисперсия распределения числа фотонов может быть получена из флуктуации числа атомов в нижнем состоянии [33]. Таким образом, для экспериментальных исследований основной интерес представляют атомы на нижнем лазерном уровне. Эксперименты, проведенные по намеченной схеме [35], описаны в следующем разделе.

8. Экспериментальные результаты — субпуассоновский пучок атомов

В стационарных условиях статистика фотонов поля существенно определяется безразмерным параметром Θ . Порог одноатомной лазерной генерации достигается при $\Theta = 1$. При этом значении, а также при $\Theta = 2\pi$ и кратных этой величине значениях статистика фотонов суперпуассоновская. В этих точках поле лазера испытывает фазовый переход второго рода [29]. В областях между этими точками ожидается субпуассоновская статистика. Экспериментальное исследование флуктуаций числа фотонов является предметом последующего обсуждения.

В [35] подсчитывалось число атомов N на нижнем атомном уровне в течение фиксированного интервала времени T примерно равного времени релаксации резонатора T_{cav} . При многократном повторении этого измерения получается распределение вероятности $P(N)$ обнаружения N атомов на нижнем уровне. Вычисляется нормализованная дисперсия

$$Q_a = \frac{\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 - \langle N \rangle}{\langle N \rangle},$$

которая характеризует отличия от пуассоновской статистики. Отрицательное (положительное) значение Q_a означает субпуассоновскую (суперпуассоновскую) статистику, в то время как $Q_a = 0$ соответствует распределению Пуассона с $\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 = \langle N \rangle$. Атомная дисперсия Q_a соотносится с нормализованной дисперсией Q_f числа фотонов с помощью формулы [33]:

$$Q_a = \epsilon P_g Q_f (2 + Q_f), \quad (1)$$

где P_g — вероятность обнаружения атома на нижнем лазерном уровне. Из (1) следует, что неклассическая статистика фотонов вытекает из субпуассоновской статистики атомов. Эффективность детектирования ридберговских атомов ϵ уменьшает субпуассоновские особенности экспериментального результата. В [35] эффективность детектирования составляла 10 %. Эта величина включала в себя и распад ридберговских состояний между резонатором и полем ионизационного детектора [35].

Обсуждение экспериментальных результатов начнем с описания измерений в период установления лазерного поля. Варьировалось среднее число атомов, пролетающих через резонатор за короткий фиксированный интер-

вал времени измерения, который был короче времени затухания резонатора. Для каждого потока атомов определялась нормализованная дисперсия Q_a распределения вероятностей обнаружения атомов как на верхнем, так и на нижнем лазерных уровнях. Экспериментальные результаты представлены на рис. 5. Для каждой экспериментальной точки усреднялось около 20000 изменений для того, чтобы удержать ошибку определения Q_a меньше 1 %. При низкой температуре источника атомов горизонтальные границы ошибок определяются из пуассоновской статистики полного потока атомов. Эта статистика измерялась, когда резонатор был отстроен, и все атомы покидали резонатор, находясь на верхнем уровне. Результат дается пуассоновским распределением с $Q_a = 0$.

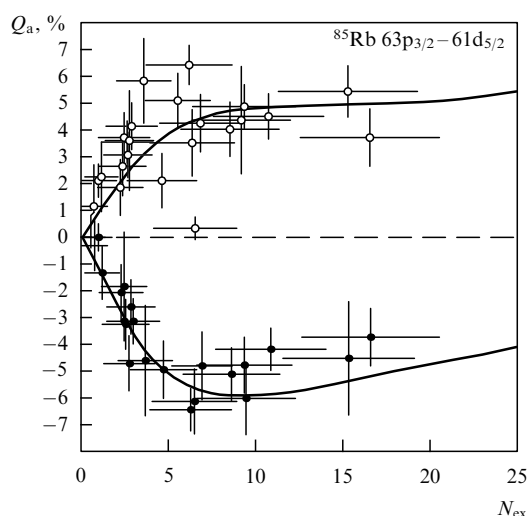


Рис. 5. Дисперсия Q_a числа атомов на нижнем (○) и на верхнем (●) уровнях, как функция полного числа атомов, пролетающих резонатор.

Две сплошные линии рассчитаны с помощью численного моделирования лазерной системы, которое строго учитывало изменение статистики атомов и соответствующее изменение статистики фотонов резонатора [33]. Для сравнения с экспериментальными результатами этот метод был распространен на переходный режим возрастающего лазерного поля, стартующего от теплового поля при 0,5 К. Эффективность детектирования атомов на нижнем и верхнем уровнях составляла, соответственно, 10 % и 7 %. При моделировании также учитывалась пуассоновская статистика потока, температура поля резонатора (0,5 К) и затухание лазерного поля за время между атомами, пролетающими через резонатор. Результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментальными результатами (см. рис. 5).

Субпуассоновская статистика атомов на нижнем уровне доказывает неклассический характер лазерного поля. Как и ожидалось из простых статистических рассуждений, распределение вероятностей обнаружения атомов на верхнем лазерном уровне всегда суперпуассоновское. При однофотонной частоте Раби, равной $g = 44$ кГц, два фотона в состоянии вызвать в атоме нутацию Раби на 2π за время взаимодействия атома с

полем $t_{\text{int}} = 40$ мкс:

$$3g(n+1)^{1/2}t_{\text{int}} = 6,10.$$

Эта величина несколько меньше 2π для того, чтобы уменьшить влияние распределения скоростей на статистику мазерных фотонов. Моделирование показывает, что усредненное по многим экспериментам распределение вероятностей обнаружения n мазерных фотонов после того, как примерно 8 атомов пересекли резонатор, имеет среднее значение $\langle n \rangle = 2$ и дисперсию $\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 = 0,2\langle n \rangle$. В эксперименте это значение соответствует величине $Q_a = -6 \times 10^{-2}$. На рисунке 5 показано, что при потоке больше 20 атомов, нормализованная дисперсия распределения вероятностей обнаружения атомов на нижнем уровне медленно возрастает, свидетельствуя о том, что условие 2π захвата выполняется не точно.

Рассмотрим теперь мазер в стационарном состоянии. Экспериментальные результаты для перехода $63p_{3/2} \rightarrow 61d_{3/2}$ показаны на рис. 6. Измеренная нормализованная дисперсия Q_a построена, как функция атомного потока. Время взаимодействия атом–поле фиксировано: $t_{\text{int}} = 50$ мкс. Для этого перехода константа связи достаточно мала: $g = 10$ кГц. Поэтому, для того чтобы удерживать мазер выше порога, требуется относительно большой поток атомов $N_a > 10$. Большое положительное значение Q_a , наблюдавшееся в эксперименте, дока-

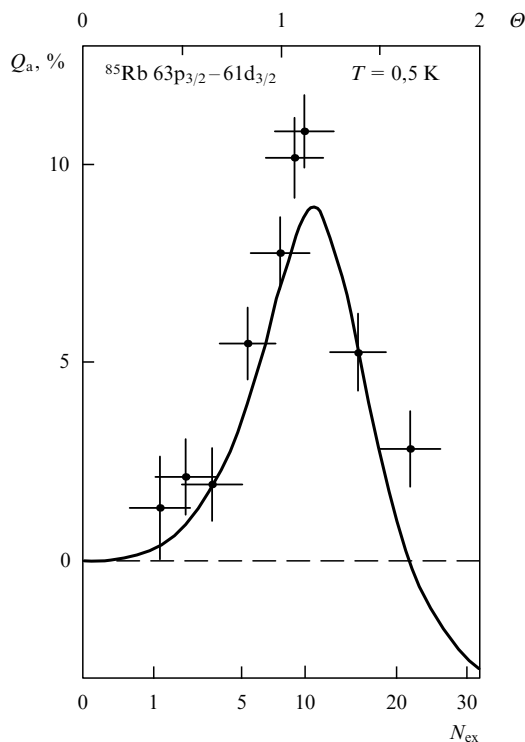


Рис. 6. Дисперсия Q_a числа атомов на нижнем уровне мазера как функция потока атомов N_{ex} вблизи порога для перехода $63p_{3/2} - 61d_{3/2}$ [35].

зывает большую интенсивность флуктуаций при нарастании мазерных колебаний при $\Theta = 1$. Сплошная линия построена в соответствии с (1) при использовании теоретических предсказаний для Q_f статистики фотонов

[29, 30]. Ошибка в сигнале определяется статистикой распределения отсчетов $P(N)$. Требуется около 2×10^4 измерений для удержания ошибки Q_a меньше 1 %. Статистика атомного пучка измерялась с отстроенным резонатором. В результате получено пуассоновское распределение. Из этого измерения следуют доверительные интервалы для потока.

Неклассическую статистику фотонов в одноатомном мазере можно наблюдать при больших потоках атомов или при большем значении константы связи атомов с полем. Поэтому был также исследован мазерный переход $63p_{3/2} \rightarrow 61d_{5/2}$ с $g = 44$ кГц. Экспериментальные результаты для этого перехода приведены на рис. 7. Использовались быстрые атомы, для которых время взаимодействия с резонатором $t_{\text{int}} = 35$ мкс. Очень слабого потока атомов $N_{\text{ex}} > 1$ было уже достаточно для генерации неклассического мазерного поля, так как вакуумное поле инициирует переход атома на нижний мазерный уровень, выводя, таким образом, мазер выше порога. Субпуассоновская статистика становится понятной из рис. 8, где построена вероятность обнаружения атома на верхнем уровне как функция атомного потока. Наблюдаемые осцилляции тесно связаны с вызываемыми в мазерном поле нутациями Раби. Сплошная

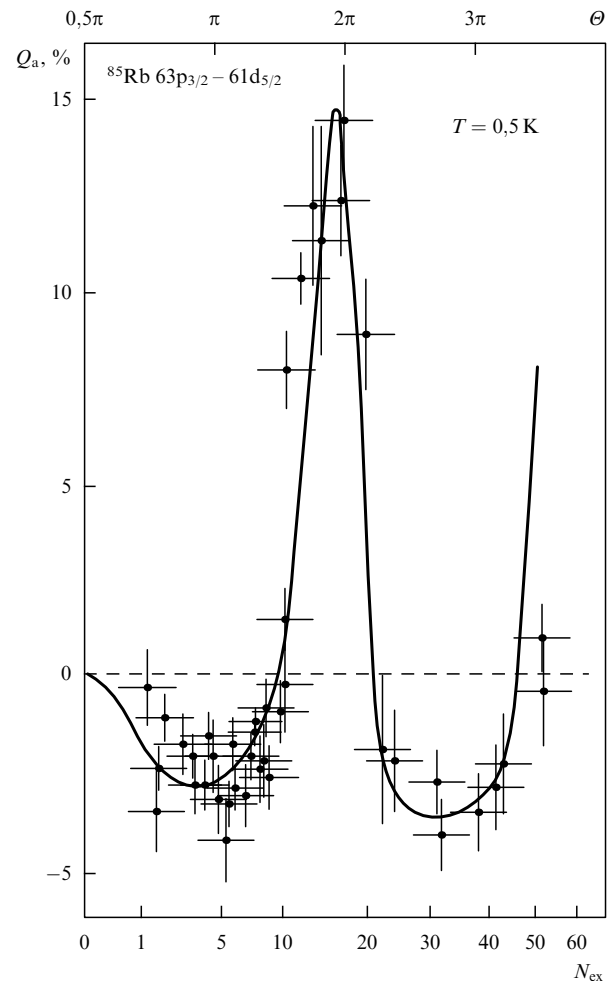


Рис. 7. Дисперсия Q_a числа атомов на нижнем уровне мазера как функция потока атомов N_{ex} вблизи порога для перехода $63p_{3/2} - 61d_{5/2}$ [35].

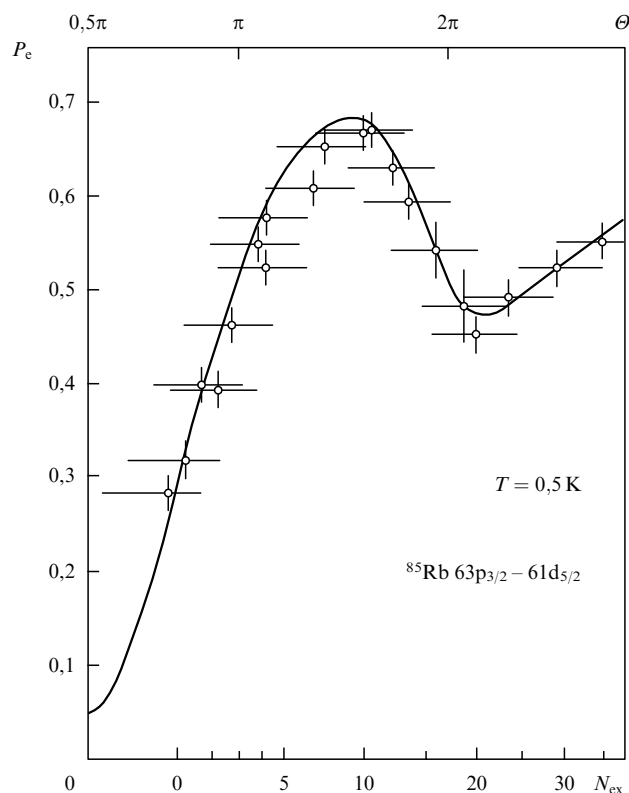


Рис. 8. Вероятность P_e обнаружения атома на верхнем мазерном уровне перехода $63p_{3/2} - 61d_{5/2}$ как функция атомного потока N_{ex} .

линия была рассчитана в соответствии с теорией одноатомного мазера с разбросом скоростей в 4 %. Бóльший поток обычно приводит к бóльшему числу фотонов, но при $N_{ex} < 10$ вероятность обнаружения атома на нижнем атомном уровне уменьшается. Рост числа фотонов, таким образом, уравнивается уменьшением вероятности излучения фотонов в резонатор. Эта отрицательная обратная связь приводит к стабилизации числа фотонов в резонаторе [33]. Обратная связь меняет знак при потоках $N_{ex} \approx 10$, когда наблюдается второй мазерный фазовый переход при $\theta = 2\pi$. Он также характеризуется большими флуктуациями числа фотонов, а вероятность обнаружения атома на нижнем атомном уровне возрастает при увеличении потока. При еще бóльших потоках состояние поля снова сильно неклассическое. Сплошная линия на рис. 7 представляет результаты теории одноатомного мазера с использованием (1) для вычисления Q_a . Согласно теории и эксперимента очень хорошее.

Субпуассоновская статистика атомов вблизи $N_{ex} = 30$, $Q_a = -4\%$ и $P_e = 0,45$ (см. рис. 7) определяется полем фотонов с дисперсией $\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 = 0,3\langle n \rangle$, что на 70 % ниже уровня дробового шума. И этот результат согласуется с предсказаниями теории. Среднее число фотонов в резонаторе составляет приблизительно 2 и 13 в областях, соответственно, $N_{ex} \approx 3$ и $N_{ex} \approx 30$. Вблизи $N_{ex} \approx 15$ число фотонов резко изменяется между этими двумя величинами. Следующий мазерный фазовый переход с суперпуассоновским распределением числа фотонов происходит выше $N_{ex} \approx 50$.

Субпуассоновская статистика тесно связана с эффектом антигруппировки, при котором вероятность обнару-

жения следующего события имеет минимум сразу же после предыдущего события. Длительность временного интервала с уменьшенной вероятностью имеет порядок времени когерентности поля излучения. В нашем случае это время определяется временем релаксации фотонов. Таким образом, величина Q_a зависит от интервала измерения T . Экспериментальные результаты для потока $N_{ex} \approx 30$ показаны на рис. 9. Измеренная величина Q_a стремится к не зависящему от времени значению $T > T_{cav}$. Для любого короткого интервала наблюдения статистика атомов, находящихся на нижнем уровне, оказывается пуассоновской. Это означает, что резонатор не может стабилизировать поток атомов в нижнем состоянии за время, короткое по сравнению с временем затухания в резонаторе.

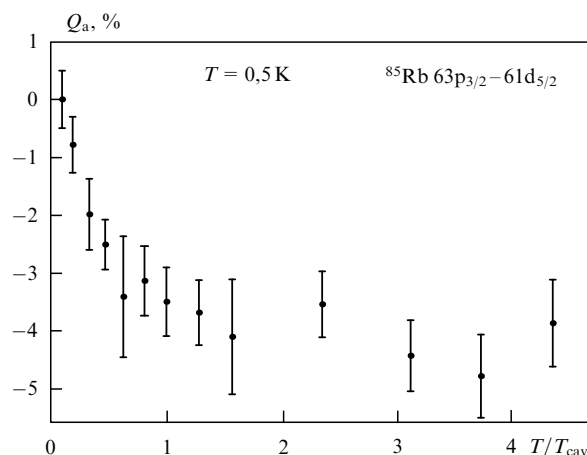


Рис. 9. Дисперсия Q_a числа атомов, находящихся на нижнем мазерном уровне, как функция времени измерения T при потоке $N_{ex} \approx 30$ [35].

Подчеркнем, что причина субпуассоновской атомной статистики состоит в следующем: изменяющийся поток атомов изменяет частоту Раби, изменяя число запасенных в резонаторе фотонов. Подстройкой времени взаимодействия фаза нутаций Раби может быть выбрана таким образом, что вероятность вылета из резонатора атома, находящегося на верхнем мазерном уровне, возрастает с ростом потока и, поэтому число фотонов увеличивается, и наоборот. Мы наблюдаем субпуассоновскую атомную статистику в случае, когда число атомов на нижнем уровне уменьшается с ростом потока и числа фотонов в резонаторе. Те же рассуждения можно применить для того, чтобы понять неклассические числа фотонов в резонаторе: любое отклонение числа фотонов от среднего значения уравнивается соответствующим изменением вероятности излучения фотонов атомами. Этот эффект приводит к естественной стабилизации интенсивности мазера посредством петли обратной связи, встроенной в динамику связанной системы атом-поле. Этот механизм обратной связи можно также наблюдать при изучении антикорреляции связанных атомов, покидающих резонатор, находясь на нижнем уровне.

Для стационарного состояния экспериментальные результаты измерения антикорреляции атомов показаны на рис. 10. Построена вероятность $g^{(2)}(t)$ обнаруже-

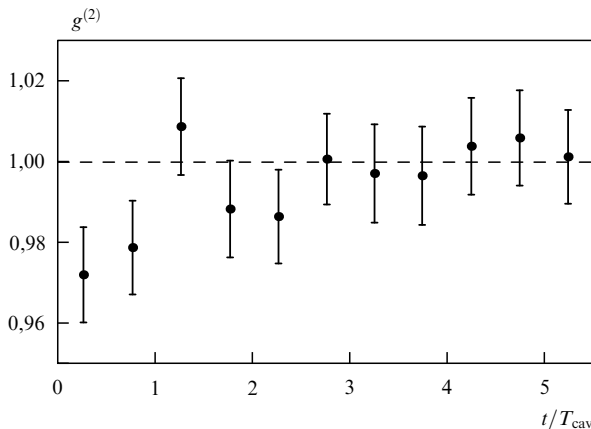


Рис. 10. Анतिकорреляция атомов на нижнем атомном уровне.

ния атома на нижнем лазерном уровне $61d_{5/2}$ в момент времени t после того, как предыдущий атом был детектирован при $t = 0$. Вероятность $g^{(2)}(t)$ была рассчитана из действительной скорости отсчетов нормированием на среднее число атомов, детектированных в большом временном интервале. Доверительный интервал для каждой точки определялся по примерно 7000 атомов, сосчитанных на нижнем уровне. Это соответствует 2×10^6 атомам, пролетевшим через резонатор за все время измерений. Эффективность детектирования $\eta \approx 10\%$. Измерения проводились при $N_{\text{ex}} = 30$. Время пролета атомов через резонатор составляло $t_{\text{int}} = 37$ мкс, следовательно, $\Theta = 9$.

Тот факт, что наблюдается анतिकорреляция, показывает, что атомы на нижнем уровне отстоят друг от друга более равномерно, чем можно было бы ожидать в соответствии с распределением Пуассона. Это означает, что когда два атома влетают в резонатор близко друг к другу, второй совершает переход на нижний уровень с меньшей вероятностью.

Представленные экспериментальные результаты ясно показывают субпуассоновский характер статистики поля излучения одноатомного лазера. Рост потока атомов приводит к предсказанному теоретически второму фазовому переходу в лазере. Дополнительно лазерные эксперименты позволяют наблюдать пучки с атомами на нижнем лазерном уровне, демонстрирующими флуктуации их числа на 40 % ниже тех, которые соответствуют пуассоновскому распределению, обычно наблюдаемому в атомных пучках. Интересно, что атомы на нижнем уровне испустили фотон для того, чтобы скомпенсировать потери резонатора, неизбежные в стационарных условиях. Это чисто диссипативное явление приводит к росту флуктуаций, и тем не менее, атомы все-таки приобретают субпуассоновскую статистику.

Дадим простое физическое обоснование того, почему в микролазере наблюдается субпуассоновская статистика. Области, в которых это происходит, лежат немного ниже $\Theta \approx 2\pi$ и кратных этой величине значений. Тогда атомы влетают и вылетают из резонатора в верхнем состоянии. Это означает, что измерение поля производится без его изменения, аналогично квантово-невозмущающим измерениям [53]. Процесс измерения не вносит дополнительных флуктуаций, поэтому наблюдается субпуассоновская статистика.

9. Квантовые скачки поля микролазера

Экспериментальная установка была описана в разделе 4. Как и раньше, для накачки лазера использовались атомы ^{85}Rb , которые возбуждались из основного состояния $5S_{1/2}$, $F = 3$ в состояние $63P_{3/2}$, $m_j = \pm 1/2$ с помощью линейно поляризованного света, полученного после удвоения частоты ИК лазера на красителе. Поляризация лазерного света линейна и параллельна предпочтительной поляризации лазерного поля, поэтому возбуждаются лишь переходы с $\Delta m_j = 0$. Использовались сверхпроводниковые ниобиевые резонаторы с частотой резонанса равной частоте перехода в состоянии $61D_{3/2}$, $m_j = \pm 1/2$. Эксперименты проводились в криостате растворения $^3\text{He}/^4\text{He}$ при температуре резонатора $T \approx 0,15$ К. Добротность резонатора варьировалась от 4×10^9 до 8×10^9 . Скорость ридберговских атомов и, таким образом, время их взаимодействия t_{int} с полем резонатора определялись при селективном возбуждении с помощью лазера подгрупп атомов с нужной скоростью. Для этой цели лазерный луч освещал атомный пучок под углом приблизительно 82° . Как следствие, УФ излучение лазера (ширина полосы приблизительно 2 МГц) получает из-за эффекта Доплера синее смещение на 50–200 МГц, зависящее от скорости атомов [38].

Как и ранее, информация о лазерном поле и о взаимодействии атомов с полем может быть получена только с помощью селективной по состояниям полевой ионизации атомов на верхнем или нижнем лазерных уровнях после того, как эти атомы пролетели сквозь резонатор. Полевой ионизационный детектор был модифицирован и имеет теперь эффективность детектирования $\eta = (35 \pm 5)\%$. Для различных t_{int} была измерена атомная инверсия как функция скорости накачки. Константа связи составляла $g \approx 40$ рад с^{-1} .

В зависимости от диапазона параметров можно выделить три различных режима с характерными константами времени эволюции поля τ_{field} [38]. Ограничимся здесь обсуждением результатов, касающихся второго из них. Лазер функционировал в стационарном режиме, близком ко второму фазовому переходу первого рода (см. С на рис. 3). Время взаимодействия составляло $t_{\text{int}} = 47$ мкс и время затухания резонатора — $\tau_{\text{cav}} = 60$ мс. Величина N_{ex} , требуемая для достижения второго перехода, составляла $N_{\text{ex}} \approx 200$. При этих параметрах два максимума $P(n)$ проявляются в спонтанных скачках поля лазера между двумя максимумами с характерным временем ≈ 5 с. Этот факт, а также относительно большая интенсивность накачки приводят к ясно наблюдаемым скачкам поля, показанным на рис. 11. Вследствие большого времени затухания поля в резонаторе среднее число атомов в нем было все же не больше 0,17. Два дискретных значения частоты отсчетов соответствуют метастабильным рабочим точкам лазера, которые соответствуют приблизительно 70 и 140 фотонам. Эти два значения соответствуют двум равно притягивающим минимумам потенциала Фоккера–Планка $V(v)$. Если рассмотреть, например, частоту отсчетов атомов в нижнем состоянии (рис. 11б), нижние (верхние) плато соответствуют временным интервалам, когда поле лазера находится в нижней (верхней) метастабильной рабочей точке. Если действительное распределение вероятности числа фотонов усредняется на временном интервале, содержащем много спонтанных скачков поля,

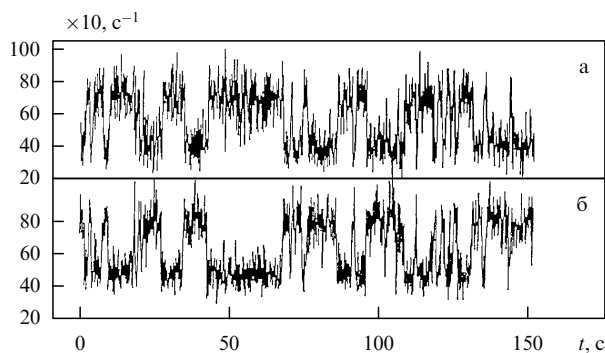


Рис. 11. Квантовые скачки между двумя одинаковыми стабильными рабочими точками мазерного поля. Количество отсчетов каналного детектора за 0,1 с в зависимости от времени измерения: для верхнего (а) и нижнего (б) состояний атомов.

получается следующий из теории микромазера стационарный результат $P(n)$.

В диапазоне параметров, где переключения происходят гораздо чаще, чем это показано на рис. 11, отдельные скачки уже не могут быть разрешены из-за малых N_{ex} , требуемых в этом случае. Поэтому для исследований необходимо выбрать другую методику, которая подробно описана в [38].

10. Атомная интерферометрия в микромазере

Представим результаты наблюдения мазерных резонансов в условиях, когда в резонаторе проявляются эффекты атомной интерференции. Поскольку в резонаторе мазера генерируются неклассические состояния, нам впервые предоставляется возможность исследовать явления атомной интерференции при воздействии неклассического излучения. Благодаря бистабильному поведению мазерного поля в интерференции проявляются квантовые скачки, и поэтому квантовая природа поля с помощью интерференции оказывается непосредственно наблюдаемой. Интерференция возникает в результате когерентной суперпозиции одетых состояний при смещении состояний на входном и выходном отверстиях резонатора. Внутри резонатора одетые состояния развиваются во времени по-разному, что приводит к усилению интерференции при перестройке объемного резонатора через резонансную частоту [54].

В эксперименте использовалась установка, описанная в разделе 9. Однако поток атомов через резонатор был в 5–10 раз выше, чем в предыдущих экспериментах (переход $63p_{3/2} \rightarrow 61d_{5/2}$). Атомы до входа в цилиндрический резонатор возбуждались на верхний мазерный уровень $63p_{3/2}$. Скорость атомов можно было выбирать, возбуждая группы атомов с различными скоростями. За резонатором атомы детектировались в отдельных для нижнего и верхнего мазерных уровней детекторах. Добротность резонатора составляла 6×10^9 , что соответствует времени затухания 42 мс.

На рисунке 12а показан обычный мазерный резонанс, который получается при перестройке резонатора. При больших значениях N_{ex} ($N_{ex} > 89$) появляется выраженная периодическая структура. Она обычно состоит из гладкого низкочастотного крыла и вертикальных ступенек с высокочастотной стороны. Четкость картины

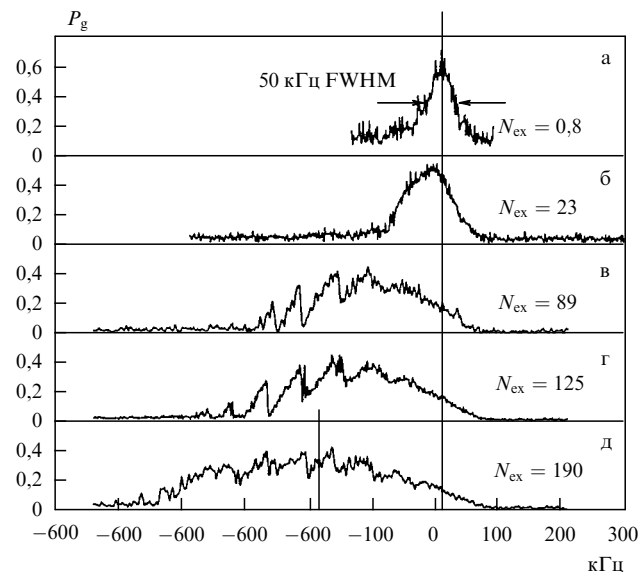


Рис. 12. Сдвиг мазерного резонанса $63p_{3/2} - 61d_{5/2}$ с частотой перебора 21,456 ГГц для быстрых атомов ($t_{int} = 35$ мкс). (а) Линия мазера при низком уровне накачки ($N_{ex} < 1$). Ширина линии (50 кГц) устанавливает верхний предел (≈ 5 мВ см⁻¹) для остаточной напряженности электрических полей в центре резонатора. (б)–(д) Резонансные линии соответствуют большим значениям N_{ex} . Центр мазерной линии сдвигается примерно на 2 кГц на фотон. В дополнение к этому существует обусловленное полем уширение линии, которое приблизительно пропорционально $\sqrt{N_{ex}}$. При $N_{ex} \geq 89$ в линиях появляются периодические структуры, обсуждаемые в тексте.

быстро ухудшается с ростом N_{ex} до 190 и выше. Мы увидим позднее, что такие структуры могут быть интерпретированы как интерференция. Резонансы взаимодействия атома с полем с ростом N_{ex} получают сдвиг в красную сторону, который достигает 200 кГц для $N_{ex} = 190$. При этих условиях в резонаторе в среднем оказывается примерно 100 фотонов. Большая величина красного сдвига не может быть объяснена с помощью квадратичного эффекта Штарка, который для 100 фотонов дает для используемого перехода величину приблизительно равную 1 кГц. Следовательно, наблюдаемый сдвиг вызван другой причиной.

У входного и выходного отверстий резонатора присутствуют слабые электрические поля. Эти поля образуются предположительно из-за взаимодействия рубидиевых атомов пучка с поверхностью металлического ниобия либо микрокристаллами, сформировавшимися во время отжига резонатора в процессе изготовления (отжиг необходим для достижения высокой добротности). Влияние этих блуждающих случайных полей наблюдается в отверстиях резонатора. В середине резонатора их действие из-за большого удаления атома от стенок пренебрежимо мало.

На рисунке 13 показано изменение структуры резонансной линии мазера при изменении времени взаимодействия атома с полем резонатора. Рисунок 13а соответствует рис. 12г. Для больших t_{int} не наблюдается никаких явных подструктур. На рисунке 13б какая-то подструктура еще просматривается слева, но она уже гораздо менее выражена, чем на рис. 13а. Рисунок 13а и рис. 13б показывают, что период подструктур уменьшается с ростом времени взаимодействия. Подструктуры исче-

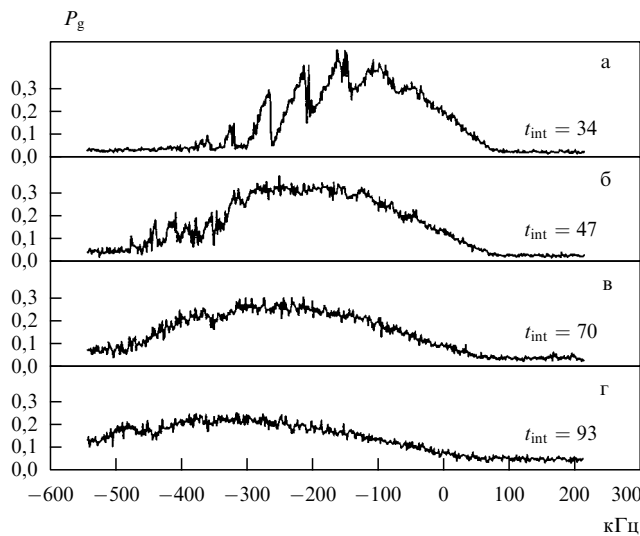


Рис. 13. Резонансные линии лазера для $N_{\text{ex}} = 125$ (переход $63p_{3/2} - 61d_{5/2}$, частота перехода 21,456 ГГц). Период и четкость дополнительных структур уменьшаются с увеличением t_{int} . Кроме того, с ростом t_{int} центр резонанса сдвигается в сторону низких частот.

зают при $t_{\text{int}} > 47$ мкс. Более того, при возрастании t_{int} отмечается рост сдвига всей структуры к низким частотам.

Для того чтобы понять результаты наблюдений, проанализируем динамику взаимодействия атома с полем резонатора, используя модель Джейнса–Каммингса. Этот анализ должен быть выполнен очень тщательно, поскольку сильные мазерные поля требуют детального учета поля на периферии резонатора, где важно влияние блуждающих полей. При дальнейшем анализе воспользуемся теорией микромазеров [29, 30].

Обычным формализмом для описания связи атома с полем излучения является приближение одетых атомных состояний [55], описывающее расщепление состояний связанной системы атом–поле, зависящее от вакуумной частоты биений Раби Ω , числа фотонов n и отстройки δ . Однако вблизи входного и выходного отверстий резонатора поле лазера зависит от координат и вследствие этого от координат зависит Ω . Дополнительную зависимость вносят блуждающие поля возле входного и выходного отверстий. Благодаря эффекту Штарка эти поля приводят к зависящей от координат отстройке δ .

Теория Джейнса–Каммингса связывает пары одетых состояний. Таким образом, достаточно рассмотреть динамику в такой паре. В нашем случае до взаимодействия атома с полем система находится в одном из двух одетых состояний. При параметрах, соответствующих периодическим подструктурам на рис. 12 и рис. 13, одетые состояния смешиваются только в начале атомно-полевого взаимодействия и в самом его конце. Начальное смешение создает когерентную суперпозицию одетых состояний. После этого система адиабатически развивается. Тем временем два одетых состояния накапливают разность динамических фаз Φ , которая сильно зависит от частоты резонатора. Смешение одетых состояний при влете и вылете атомов из отверстий резонатора в сочетании с промежуточной адиабатической эволюцией порождает ситуацию аналогичную рам-

зеевскому взаимодействию с двумя разнесенными полями.

Максимальная разность динамической фазы Φ , обусловленная только мазерным полем, в данных экспериментальных условиях составляет примерно 4π . Этого недостаточно, чтобы объяснить интерференционные картины на рис. 12, где видно, по крайней мере, 6 максимумов, соответствующих разности фаз 12π . Это означает, что имеется дополнительный энергетический сдвиг, по-разному влияющий на нижний и верхний мазерные уровни. Такой эффект может быть обусловлен наличием уже упоминавшихся слабых статических электрических полей вблизи отверстий резонатора. Статические поля вызывают зависящую от координат отстройку атомного перехода от резонансной частоты δ , вследствие чего получается дополнительная разность динамических фаз. Для того чтобы интерпретировать периодические подструктуры как результат изменения Φ при изменении частоты резонатора, нужно рассчитать фазу Φ исходя из динамики поведения атома в мазерном поле.

Численный расчет можно провести следующим образом. Сначала следует оценить изменение статического электрического поля в резонаторе. Это было сделано посредством численного решения уравнения Лапласа в границах резонатора в предположении некоторой заданной напряженности поля у отверстий резонатора. Затем для различных времен взаимодействия, чисел фотонов и частот резонатора, путем численного интегрирования системы Джейнса–Каммингса рассчитывалась динамика атомно-полевого волновой функции. При интегрировании учитывались локальные изменения Ω внутри резонатора, обусловленные модовой структурой микроволнового поля (в нашем случае модой TE_{121}). Более того, следует учитывать изменение отстройки δ , вызванное статическими электрическими полями вблизи отверстий. Для того чтобы воспользоваться микромазерной моделью, во-первых, выделяют величины β_n — вероятности испускания атомом фотона в поле, имеющем до взаимодействия $n - 1$ фотонов. Во-вторых, зная величины β_n , рассчитывают распределение вероятностей числа фотонов в резонаторе в стационарном состоянии $P(n)$ по следующей рекуррентной формуле:

$$P(n) = \frac{n_b}{n_b + 1} \left(1 + \frac{N_{\text{ex}} \langle \beta_n \rangle}{n n_b} \right) P(n-1),$$

где n_b — число тепловых фотонов. Усреднение β_n происходит по всем статистическим флуктуациям, таким, как изменение t_{int} , вызванное уширением распределения по скоростям. Зная $P(n)$, определяют среднее число фотонов $\langle n \rangle$ и $\langle n \rangle / N_{\text{ex}}$. Последняя величина соответствует вероятности обнаружить атом на нижнем уровне (см. рис. 12 и рис. 13).

Полученный таким образом результат теоретического расчета для $\langle n \rangle / N_{\text{ex}}$ показан на рис. 14. Ожидаемая резонансная линия лазера в отсутствие каких-либо статических электрических полей представлена графиком 1. С ростом напряженности постоянного поля у отверстий резонатора структура линии меняется и для 309 мВ см^{-1} она оказывается очень близка к показанной на рис. 12 и на рис. 13а. Следует подчеркнуть, что значения полей, указанные на рис. 14, соответствуют максимальной напряженности поля в отверстиях. Поле в центральной части резонатора примерно в 100 раз

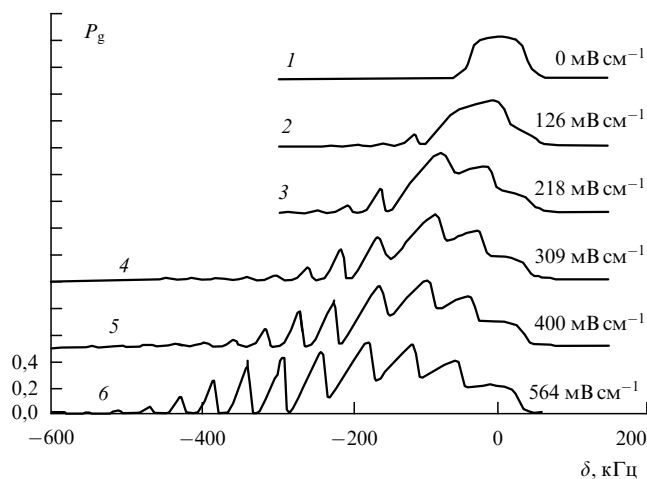


Рис. 14. Результат теоретического расчета линии мазера при различных значениях напряженности статического электрического поля у отверстий резонатора при $N_{\text{ex}} = 100$ и $\Omega = 45$ крад с^{-1} . Время взаимодействия $t_{\text{int}} = 35$ мкс и его дисперсия 1 мкс. Для учета флуктуаций динамической фазы, вызванных неоднородностью случайных электрических полей, распределение отстроек атом–поле полагалось гауссовым с дисперсией 5 кГц (см. [38]).

слабее и поэтому не играет роли в мазерных экспериментах со слабыми потоками атомов. Из рисунка 14, кроме того, видно, что качественно структура мазерной линии не меняется для всех полей, больших 200 мВ см^{-1} . Таким образом, условия, требуемые для экспериментального наблюдения периодических подструктур, не являются очень жесткими.

Расчеты воспроизводят и тот экспериментальный факт, что мазерные линии сдвигаются в область более низких частот при росте N_{ex} . Этот механизм можно объяснить следующим образом: коротковолновое крыло линии мазера с ростом N_{ex} вообще не сдвигается, поскольку эта часть резонанса определяется центральной областью резонатора, где практически нет статических электрических полей. Низкочастотная отсечка определяется координатами точек, где происходит смещение одетых состояний. С уменьшением частоты резонатора эти точки сдвигаются ближе к входному и выходному отверстиям резонатора, при этом разность между конкретным значением частоты резонатора и невозмущенной атомной резонансной частотой позволяет определить значения статического поля в области смещения. Ближе к отверстиям поведение атомов при движении через области смещения становится неадиабатическим по нескольким причинам. Во-первых, напряженность мазерного поля по направлению к отверстиям уменьшается. Это приводит к меньшему воздействию на одетые состояния. Во-вторых, блуждающие электрические поля сильно возрастают у отверстий. Это означает большой дифференциальный наклон энергий одетых состояний в точках смещения и поэтому приводит к сильно неадиабатическому пролету. В то же время наблюдаемый сигнал больше вытягивается в красную область спектра. Поскольку вероятности эмиссии фотонов β_n в длинноволновой области уменьшаются, их поведение, в конечном итоге, определяет красную границу резонансной линии мазера. С ростом N_{ex} число фотонов n увеличивается. Так как для больших значений

n вероятности испускания фотонов β_n увеличиваются, рост N_{ex} также ведет к расширению диапазона сигнала в область более низких частот. Эти теоретические предсказания находятся в согласии с экспериментальными наблюдениями.

В эксперименте было обнаружено, что линия мазера сдвигается к более низким частотам с ростом t_{int} (см. рис. 13). Этот результат тоже следует из разработанной модели. Красное смещение нарастает с увеличением t_{int} , поскольку большее время взаимодействия, как и большие N_{ex} , приводит к более адиабатическому поведению.

В результате вычислений обнаружилось, что на вертикальных ступеньках, появляющихся в сигнале, распределение вероятностей числа фотонов имеет два четких отдельно стоящих максимума. Эта ситуация идентична обсуждавшейся в [38], где наблюдались гистерезис и метастабильность. Таким образом, мазерное поле должно проявлять гистерезис и метастабильность и в настоящих условиях. Гистерезис должен появляться при линейном сканировании частоты резонатора вверх и вниз с умеренной скоростью. Экспериментальные результаты представлены на рис. 15, где каждой ступеньке в стационарной линии мазера, действительно, соответствует гистерезисная петля.

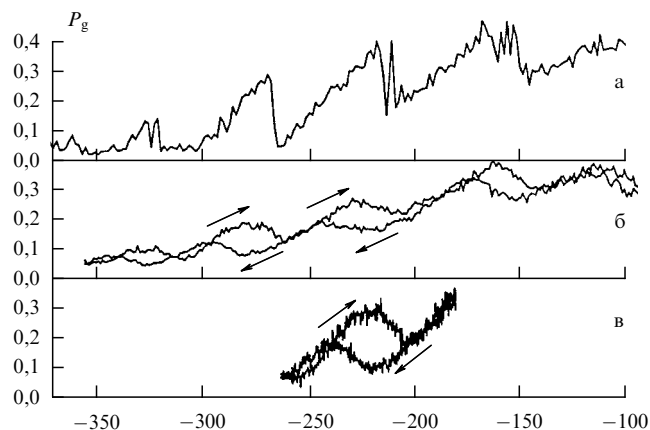


Рис. 15. Гистерезисный цикл мазера. Инверсия населенностей представлена в зависимости от частоты резонатора: (а) медленный скан низкочастотного крыла сигнала; (б), (в) показывают, что при быстром сканировании вверх и вниз по частоте вертикальные ступеньки проявляются как гистерезисные петли. Скорость сканирования: (а) $1,4 \text{ кГц с}^{-1}$; (б) 25 кГц с^{-1} ; (в) 32 кГц с^{-1} . Частота мазерного перехода $-21,456 \text{ ГГц}$.

В стационарной рабочей точке мазера на крутой ступеньке мазерной линии наблюдались спонтанные скачки мазерного поля между метастабильными состояниями поля. Результаты, представленные на рис. 16, показывают, что скачки, в основном, происходят между сильным и слабым полем мазера; при этом разница в числе фотонов может быть не больше 25.

Расчеты также показывают, что на гладких крыльях более выраженных интерференционных полос распределение числа фотонов $P(n)$ мазерного поля является сильно субпуассоновским. Это приводит к выводу, что наблюдаемая интерференция рамзеевского типа вызвана неклассическим полем излучения. Субпуассоновский характер $P(n)$ определяется локальным уменьшением

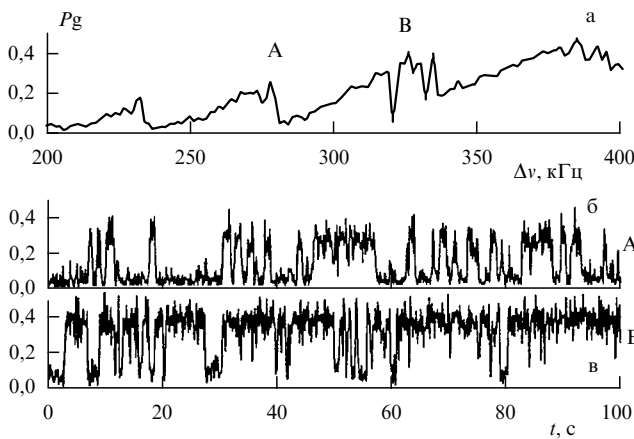


Рис. 16. Спонтанные скачки мазерного поля. Если мазер находится в рабочих точках мазерной линии А и В (а), инверсия в зависимости от времени испытывает статистические скачки (б), (в). Δn — разность среднего числа фотонов метастабильных состояний поля А и В: (б) $\Delta n = 25$; (в) $\Delta n = 30$.

фотонного усиления на гладких крыльях пиков при возрастании числа фотонов. Этот механизм обратной связи стабилизирует число фотонов, приводя к непустассоновскому распределению.

Итак, представленная модель мазера объясняет все наблюдаемые экспериментальные факты. Периодические структуры в мазерных линиях интерпретируются, как интерференция рамзеевского типа. Если бы существовала более точная информация о статических полях в резонаторе, то имело бы смысл провести расчеты для многих уровней, с учетом тонкой магнитной структуры. Однако в настоящее время амплитуды блуждающих электрических полей вблизи отверстий резонатора могут быть только оценены. Интерференционная картина расширяется в сторону низких частот приблизительно на 500 кГц для $N_{\text{ex}} \approx 200$. Это соответствует электрическому полю $\approx 25 \text{ мВ см}^{-1}$ на расстоянии примерно нескольких миллиметров от отверстий резонатора.

Мы описали первое наблюдение атомной интерферометрии рамзеевского типа в неклассическом поле микромазера. Это первая демонстрация того, что неадиабатическое смещение может привести к рамзеевской интерференции. Наряду с другими явлениями по скачкам интерференции можно наблюдать бистабильный характер микромазерного поля. Наблюдаемая интерференция, таким образом, показывает разрывное поведение, обусловленное квантовыми свойствами поля — это первый случай наблюдения подобного дискретного квантового поведения непосредственно по интерференционной картине. Одним из применений описанного рамзеевского интерферометра могут быть квантово-невозмущающие измерения числа фотонов в резонаторе [56, 57]. Для этого атомы в резонаторе должны быть дисперсионно связаны с третьим уровнем через второе квантовое поле, которое может быть полем другой моды резонатора. В предположении, что время жизни фотонов второго поля гораздо больше, чем время жизни фотонов, соответствующих мазерному переходу, оказывается возможным определить число фотонов во втором поле по сдвигу интерференционной картины.

11. Ширина линии и диффузия фазы одноатомного мазера

Обсудим специфическую особенность одноатомного мазера — его спектр. Он определяется разложением среднего значения электрического поля

$$\langle E(t) \rangle \sim \sum_{n=0}^{\infty} (n+1)^{1/2} \rho_{n,n+1}(t).$$

Таким образом, спектр микромазера отличается от других, обсуждавшихся до сих пор аспектов тем, что использует недиагональные элементы $\rho_{n,n+1}$ матрицы плотности излучения, а не диагональные $\rho_{n,n}$, как в случае статистики фотонов, и требует знания временной зависимости, а не стационарных значений. Можно показать, что ширина линии мазера D дается выражением

$$D = 4r \sin^2 \left(\frac{g t_{\text{int}}}{4\sqrt{\langle n \rangle}} \right) + \frac{\gamma(2n_b + 1)}{4\langle n \rangle}.$$

Для малых $g\tau/4\sqrt{\langle n \rangle}$ синус можно разложить, что приводит к ширине линии Шавлова — Таунса

$$D = \frac{\alpha + \gamma(2n_b + 1)}{4\langle n \rangle},$$

где

$$\alpha = \gamma(\sqrt{N_{\text{ex}}} g t_{\text{int}}).$$

Сложная форма линии микромазера частично определяется сложной зависимостью $\langle n \rangle$ (которая входит в знаменатель) от параметров накачки.

Подчеркнем, что ширина линии одноатомного мазера сильно отличается от стандартной ширины линии Шавлова — Таунса. Синусоидальная зависимость предполагает в пределе сильной накачки осцилляторное поведение ширины линии, подтвержденное строгим численным расчетом (более подробно см. [58, 59]).

Уже отмечалось, что ширина линии мазера может быть измерена при использовании двух сфазированных микроволновых полей, одно из которых действует до влета атомов в резонатор, а другое — после, что, в принципе, соответствует модифицированной схеме Рамзея. Первое микромазерное поле создает суперпозицию двух атомных состояний, которые затем проверяются вторым полем. Первое поле используется лишь в начальный момент времени, для того чтобы "посеять" фазу в резонаторе микромазера, а второе поле измеряет диффузию фазы. Эта методика обеспечивает основу для будущих экспериментов по измерению ширины линий. Она была проверена с помощью компьютерного моделирования и аналитического расчета, которые показали, что когерентная накачка мазера приводит к новым интересным явлениям, обсуждение которых, к сожалению, выходит за рамки данного обзора. Впервые когерентная инжекция в одноатомном мазере была предложена в [60] и позже обсуждалась в связи с измерением диффузии фазы [61]. Кроме того, в [62] обсуждалась динамика фазы мазерного поля в стационарных условиях. В этом случае для измерения используется только одно микроволновое поле, размещенное за резонатором микромазера. Последняя схема была еще раз использо-

вана в [63] в связи с "перепутанными" (entanglement) состояниями. Перепутанные состояния системы атом–поле возникают, когда невозможно разделить атомную и полевую составляющие состояния. Этот факт приводит к возможности применения микромазера в экспериментах типа Эйнштейна – Подольского – Розена по нелокальной корреляции полей в двух разнесенных резонаторах. В литературе обсуждалась также и возможность проверки комплементарности с помощью двух микромазеров [64–66].

12. Микролазеры

С точки зрения технических приложений интересно исследовать возможность наблюдения описанных выше эффектов в оптическом диапазоне. Простейший подход к изготовлению оптических микрорезонаторов состоит в уменьшении расстояния между зеркалами резонатора Фабри–Перо до величины λ/n (здесь n — показатель преломления), при этом пропорционально уменьшая поперечные размеры, как показано на рис. 17. Такая структура обеспечивает одну доминирующую моду поля, которая высвечивается в малый угол вблизи оси резонатора, как это показано пунктирной линией.

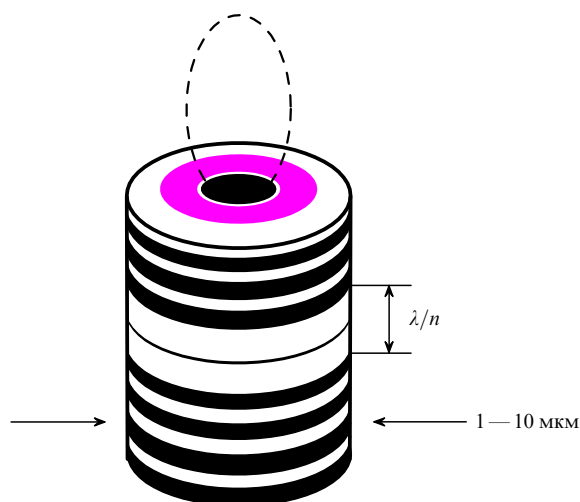


Рис. 17. Микрорезонатор Фабри–Перо, в котором с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии выращены многослойные диэлектрические зеркала; активная лазерная область обозначена λ/n (см. [69]).

В первых экспериментах с оптическими микрорезонаторами использовались молекулы красителя, помещаемые между диэлектрическими зеркалами с высоким коэффициентом отражения в конфигурации Фабри–Перо [67]. Поскольку спонтанная эмиссия является главным источником потерь энергии, ограничивает скорость быстрого действия и определяет уровень шума в лазере, то, как ожидается, возможность контролировать спонтанное излучение позволит улучшить работу лазеров. Если доля спонтанного излучения, связанная с лазерной модой, близка к единице, получается беспороговый лазер [68, 69], в котором выходная интенсивность света почти линейно возрастает с ростом мощности накачки, и не имеет резкого включения при пороговой накачке.

Полупроводниковые микрорезонаторы, являющиеся высокодобротными резонаторами типа Фабри–Перо, можно применять как для фундаментальных исследований, так и в прикладных областях. Для нанесения высокоотражающих зеркальных покрытий, состоящих из чередующихся слоев родственных полупроводников, используются молекулярно-лучевая эпитаксия или техника органометаллического химического парового осаждения. Например, от 15 до 20 пар четвертьволновых слоев $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ и AlAs обеспечивают коэффициент отражения выше 99 % и добротности свыше 500. Оптически активным носителем в таком микрорезонаторе являются обычно квантовые потенциальные ямы из GaAs, расположенные в центральной части резонатора, где максимальна напряженность поля. На рисунке 17 показан пример таких микрорезонаторов очень малого диаметра, которые могут быть получены с помощью масок фотолитографическим травлением из описанных слоистых структур [68, 69].

Моды шепчущей галереи [70, 71] открывают другой плодотворный путь для получения высокодобротных микрорезонаторов. Полное внутреннее отражение вдоль изогнутой границы двух материалов с различными показателями преломления приводит к образованию высокодобротных мод распространяющихся в пределах полуволны от поверхности. Полупроводниковые резонаторы с модами шепчущей галереи были продемонстрированы в дисковой и цилиндрической геометрии [69].

Следует отметить, что недавно удалось реализовать одноатомный микролазер [72]. Можно ожидать, что это устройство станет полезным инструментом для проверки фундаментальных эффектов при взаимодействии атома с полем.

В связи с полупроводниковыми микрорезонаторами стоит упомянуть, что для них чрезвычайно низок порог генерации. Это означает, что их эффективность будет очень высока. Вследствие малого размера и низкого потребления энергии оказываются возможными дешевые, с высокой плотностью излучения, источники света. Можно будет производить целые пластины, содержащие миллионы нужным образом расположенных микролазеров, вместо того чтобы выкалывать из заготовки каждый отдельный полупроводниковый микролазер, как это делается сейчас. Это усовершенствование принесет свои плоды и приведет к снижению цены в расчете на один элемент. Другим преимуществом пластины с микрорезонаторными источниками является эффективная оптическая связь их излучения со стабильным симметричным распределением поля с оптическими волокнами или волноводами. Итак, можно смело утверждать, что микролазеры в будущем произведут переворот в вычислительной технике и оптической связи.

Список литературы

1. Jaynes E T, Cummings F W *Proc. IEEE* **51** 89 (1963)
2. Haroche S, Raimond J M, in *Advances in Atomic and Molecular Physics* **20** (Eds D Bates, B Bederson) (New York: Academic Press, 1985) p. 350
3. Gallas J A C et al., in *Advances in Atomic and Molecular Physics* **20** (Eds D Bates, B Bederson) (New York: Academic Press, 1985) p. 413
4. Purcell E M *Phys. Rev.* **69** 681 (1946)
5. Drexhage K H, in *Progress in Optics* **12** (Ed. E Wolf) (Amsterdam: North-Holland, 1974)
6. De Martini F et al. *Phys. Rev. Lett.* **59** 2955 (1987)

7. Gabrielse G, Dehmelt H *Phys. Rev. Lett.* **55** 67 (1985)
8. Hulet R G, Hilfer E S, Kleppner D *Phys. Rev. Lett.* **55** 2137 (1985)
9. Jhe W et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 666 (1987)
10. Goy P et al. *Phys. Rev. Lett.* **50** 1903 (1983)
11. Heinzen D J, Feld M S *Phys. Rev. Lett.* **59** 2623 (1987)
12. Yamamoto Y et al., in *Coherence Amplification, and Quantum Effects in Semiconductor Lasers* (Ed. Y Yamamoto) (New York: Wiley, 1991)
13. Yablonovitch E *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059 (1987); Yablonovitch E, Gmitter T J, Bhat R *Phys. Rev. Lett.* **61** 2546 (1988); Yablonovitch E, Gmitter T J *Phys. Rev. Lett.* **63** 1950 (1989)
14. Bethe H A *Phys. Rev.* **72** 339 (1947)
15. Casimir H B G, Polder D *Phys. Rev.* **73** 360 (1948)
16. Casimir H B G *Proc. Koninkl. Ned. Akad. Wetenschap* **51** 793 (1948)
17. Hinds E A, in *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* **25** (Eds D Bates, B Bederson) (New York: Academic Press, 1990) p. 237
18. Meschede D *Phys. Rep.* **211** 201 (1992)
19. Barton G *Proc. Roy. Soc. London Ser. A* **410** 141 (1987); *ibid.* p. 175
20. Sukenik C I et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 560 (1993)
21. Wegener T, Dirscherl J, Walther H *Optics Comm.* **91** 131 (1992)
22. Wegener T *Thesis* (University of Munich, 1994)
23. Dobiasch P, Walther H *Ann. Phys. (Fr.)* **10** 825 (1985)
24. Heinzen D J et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 1320 (1987)
25. Meschede D, Walther H, Müller G *Phys. Rev. Lett.* **54** 551 (1985)
26. *See, for example*, Eberly J H, Narozhny N B, Sanchez-Mondragon J J *Phys. Rev. Lett.* **44** 1323 (1980), and references therein
27. Rempe G, Walther H, Klein N *Phys. Rev. Lett.* **58** 353 (1987)
28. Meystre P, in *Progress in Optics* **30** (Ed. E Wolf) (Amsterdam: North-Holland, 1992) p. 261
29. Filipowicz P, Javanainen J, Meystre P *Opt. Comm.* **58** 327 (1986); *Phys. Rev. A* **34** 3077 (1986); *J. Opt. Soc. Am. B* **3** 906 (1986)
30. Lugiato L A, Scully M O, Walther H *Phys. Rev. A* **36** 740 (1987)
31. Meystre P *Opt. Lett.* **12** 669 (1987); Meystre P, in *Squeezed and Nonclassical Light* (Eds P Tombesi, E R Pike) (New York: Plenum, 1988) p. 115
32. Meystre P, Wright E M *Phys. Rev. A* **37** 2524 (1988)
33. Rempe G, Walther H *Phys. Rev. A* **42** 1650 (1990)
34. Paul H, Richter Th *Opt. Comm.* **85** 508 (1991)
35. Rempe G, Schmidt-Kaler F, Walther H *Phys. Rev. Lett.* **64** 2783 (1990)
36. Briegel H J et al. *Phys. Rev. A* **49** 2962 (1994)
37. Wagner C, Schenzle A, Walther H *Opt. Comm.* **107** 318 (1994)
38. Benson O, Raithel G, Walther H *Phys. Rev. Lett.* **72** 3506 (1994)
39. Davidovich L et al. *Phys. Rev. A* **36** 3771 (1987); Brune M et al. *Phys. Rev. Lett.* **59** 1899 (1987)
40. Meystre P, Rempe G, Walther H *Opt. Lett.* **13** 1078 (1988)
41. Raithel G et al., in *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics* Suppl. 2 (Ed. P Berman) (New York: Academic Press, 1994) p. 57
42. Yoo H I, Eberly J H *Phys. Rep.* **118** 239 (1985)
43. Knight P L, Radmore P M *Phys. Lett. A* **90** 342 (1982)
44. Kimble H J, Walls D F *J. Opt. Soc. Am. B* **4** 1449 (1987)
45. Loudon R, Knight P L *J. Mod. Opt.* **34** 709 (1987)
46. Kimble H J, Dagenais M, Mandel L *Phys. Rev. Lett.* **39** 691 (1977); *Phys. Rev. A* **18** 201 (1978)
47. Cresser J D et al., in *Dissipative Systems in Quantum Optics* (Berlin: Springer, 1982) p. 21
48. Short R, Mandel L *Phys. Rev. Lett.* **51** 384 (1983)
49. Diedrich F, Walther H *Phys. Rev. Lett.* **58** 203 (1987)
50. Slosser J J, Meystre P, Wright E M *Opt. Lett.* **15** 233 (1990)
51. Carmichael H J, Walls D F *J. Phys. B* **9** 1199 L 43 (1976)
52. Krause J, Scully M O, Walther H *Phys. Rev. A* **36** 4547 (1987); Krause J, Scully M O, Walther T, Walther H *Phys. Rev. A* **39** 1915 (1989)
53. Braginsky V B, Khalili F Y, in *Quantum Measurement* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1992)
54. Ramsey N F, in *Molecular Beams* (Oxford: Clarendon Press, 1956)
55. Cohen-Tannoudji C, Dupond-Roc J, Grynberg G, in *Atom-Photon Interactions* (New York: John Wiley and Sons Inc., 1992)
56. Brune M et al. *Phys. Rev. Lett.* **65** 976 (1990)
57. Haroche S, in *Fundamental Systems in Quantum Optics* (Eds J Dalibard, J M Raimond, J Zinn-Justin) (Amsterdam: Elsevier, 1991)
58. Scully M O et al. *Phys. Rev. A* **44** 5992 (1991)
59. Quang T et al. *Phys. Rev. A* **48** 803 (1993); Vogel K et al. *Phys. Rev. A* **48** 813 (1993)
60. Krause J, Scully M O, Walther H *Phys. Rev. A* **34** 2032 (1986)
61. Brecha R J et al. *Phys. Rev. A* **46** 567 (1992)
62. Wagner C et al. *Phys. Rev. A* **46** R5350 (1992)
63. Wagner C et al. *Phys. Rev. A* **47** 5068 (1993)
64. Scully M O, Walther H *Phys. Rev. A* **39** 5229 (1989)
65. Scully M O, Englert B-G, Walther H *Nature* (London) **351** 111 (1991)
66. Englert B-G, Walther H, Scully M O *Appl. Phys. B* **54** 366 (1992)
67. De Martini F, Jacobovitz G R *Phys. Rev. Lett.* **60** 1711 (1988)
68. Yokoyama H *Science* **256** 66 (1992)
69. Yamamoto Y, Slusher R S *Physics Today* **46** 66 (1993)
70. Braginsky V B, Khalili F Y *Phys. Lett. A* **186** 15 (1994)
71. Braginsky V B, Gorodetsky M L, Khalili F Y *Phys. Rev. Lett. A* **191** 208 (1994)
72. An K et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 3375 (1994)

One-atom maser and other experiments on cavity quantum electrodynamics

H. Walther

*Sektion Physik der Universität München and Max-Planck-Institut für Quantenoptik
85748 Garching, Fed. Rep. of Germany*

The paper gives a brief review of experiments on cavity quantum electrodynamics. Special emphasis is given to recent results on the one-atom maser.

PACS numbers: 42.50.Ct, 42.50.Dv, **42.52**, + x

Bibliography — 72 references

Received 2 October 1996