

ЭМИССИОННЫЕ АНОМАЛЬНЫЕ ОПТИКОМАГНИТНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В СМЕСИ ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ НЕОНА

Э. Г. Сапрыкин^a, В. А. Сорокин^{a,b*}, А. М. Шалагин^{a,b}

^a *Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

^b *Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 14 сентября 2012 г.

В зависимости свечения тлеющего разряда в неоне от продольного магнитного поля обнаружены необычные резонансы. Резонансы возникают при достаточно больших магнитных полях и наблюдаются лишь при низких давлениях газа и исключительно в смеси изотопов ^{20}Ne и ^{22}Ne . Данное явление — свидетельство коллективных резонансных радиационных процессов с участием атомов разных изотопов неона.

DOI: 10.7868/S0044451013040022

1. ВВЕДЕНИЕ

Еще в работе [1] было обращено внимание на зависимость процесса спонтанного испускания атома от его окружения. Показано, что помещение атома в резонатор может количественно и качественно менять и спектр, и динамику спонтанного испускания. Вопрос о том, может ли в качестве резонатора служить другой атом, поднимался в более поздних публикациях. Одним из наиболее ярких эффектов, в котором проявляются резонансные свойства соседних атомов, является эффект Дике [2]. Он представляет собой коллективное спонтанное излучение ансамбля частиц (сверхизлучение) с инверсией заселенности. Детальное описание сверхизлучения Дике и связанных с ним явлений можно найти в обзоре [3]. В последние годы в ряде теоретических работ исследовались особенности испускания света коллективом из двух явно не взаимодействующих неподвижных атомов или молекул [4–6]. Учитывалось, что расстояние между частицами может быть заметно больше длины волны резонансных квантов. В работах [4, 6] теоретический анализ проводился при начальных условиях, когда лишь один из двух одинаковых атомов находился в возбужденном состоянии, что характерно для поглощающих сред. Равенство частот переходов частиц создает резонансные условия для по-

глощения испущенного кванта света, что с неизбежностью порождает коллективные суперпозиционные квантовые состояния атомной пары. В итоге динамика спонтанного распада такого коллективного состояния становится неэкспоненциальной и спектр спонтанного излучения перестает иметь лоренцеву форму. Для отличающихся частиц с различными частотами переходов резонансные условия нарушаются, и атомы пары радиационно релаксируют независимо. В работе [5] было явно учтено, что пара атомов состоит из разных изотопов, а подстройка частот переходов осуществлялась с помощью эффекта Зеемана.

Возможность экспериментального наблюдения парных радиационных процессов для чистых веществ весьма ограничена, поскольку имеет место существенный маскирующий фактор — излучение ансамбля изолированных атомов. Ситуация кардинально меняется при использовании смеси изотопов. В этом случае имеется пять излучающих подсистем: изолированные атомы первого изотопа, изолированные атомы второго изотопа, парные излучатели первого изотопа, парные излучатели второго изотопа и парные излучатели, состоящие из атомов разных изотопов. Излучение парных подсистем, состоящих из одинаковых атомов, выделить на фоне полного потока света не представляется возможным из-за сильного маскирующего действия излучения изолированных атомов. Для парных излучателей, состоящих из атомов разных изотопов, ситуация качественно другая. Резонансные условия для коллективно-

*E-mail: Vlad_sorokin@ngs.ru

го фотоиспускания возникают лишь при устранении изотопического сдвига путем различного изменения энергии уровней для каждого из изотопов. Это осуществимо, например, с помощью эффекта Зеемана, если уровни энергии вырождены по магнитному квантовому числу. Если изотопический сдвиг существенно превышает величины однородного уширения (или даже неоднородного), то маскирующее излучение изолированных атомов окажется подавленным, процессы коллективного (парного) излучения света будут наблюдаться в крыле спектральной линии и станут более контрастными.

В настоящей работе сообщается об экспериментальном наблюдении особенностей спонтанного испускания смеси четных изотопов ^{20}Ne и ^{22}Ne из газоразрядной ячейки, помещенной в продольное магнитное поле. В зависимости свечения газа от напряженности магнитного поля наблюдались узкие достаточно контрастные структуры, центрированные при напряженностях магнитного поля в несколько сотен эрстед. Их форма имела резонансный вид, а положение в частотной шкале оказалось совпадающим с изотопическими сдвигами некоторых интенсивных спектральных линий неона. Этот результат может трактоваться как экспериментальное обнаружение коллективного спонтанного испускания света парой атомов, образованной изотопами ^{20}Ne и ^{22}Ne .

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Схема опыта детально описана в работе [7]. Измерялась интенсивность излучения, выходящего из торца газоразрядной ячейки, в направлении вдоль магнитного поля в зависимости от величины последнего. Измерения проводились с использованием модуляционного метода производной. Для его реализации магнитная система газоразрядной ячейки содержала два соосных соленоида. Внутренний и более короткий соленоид питался от генератора синусоидального тока и создавал переменное продольное магнитное поле, осциллирующее по гармоническому закону с частотой 460 Гц. Амплитуда осцилляций могла регулироваться в пределах от 1 Гс до 200 Гс. Внешний более длинный соленоид, питаемый от управляемого источника тока, позволял сканировать продольное магнитное поле в диапазоне ± 1600 Гс. Пространственное распределение магнитного поля на оси системы соленоидов приведено в работе [8] и не является строго однородным.

Газоразрядная ячейка заполнялась смесью изотопов ^{22}Ne и ^{20}Ne при давлениях $P < 0.5$ мм рт. ст.

В ячейке поддерживался тлеющий разряд постоянного тока. Для облегчения зажигания разряда и устранения его неустойчивостей использовался накальный катод от тиратрона ТГС-1. В ряде опытов использовался обогащенный изотоп ^{22}Ne , содержащий 93 % ^{22}Ne и 7 % ^{20}Ne , или смесь формировалась из обогащенного ^{20}Ne (99.8 %) и обогащенного ^{22}Ne . В контрольных опытах кювета заполнялась обогащенным изотопом ^{20}Ne после откачки кюветы до остаточного давления 10^{-5} мм рт. ст. и отжига кюветы разрядом в гелии. Ток разряда устанавливался в диапазоне 25–90 мА. С помощью объектива (с фокусным расстоянием $F \approx 60$ мм) и диафрагмы (диаметром около 0.1 мм), расположенной вблизи фокальной плоскости объектива, выделялась продольная компонента свечения разряда (в пределах телесного угла $3.5 \cdot 10^{-5}$ ср¹), выходящая из торца газоразрядной ячейки. В первых опытах спектральной селекции излучения не проводилось вовсе или применялась грубая селекция с помощью набора цветных стекол. В последующих опытах регистрация свечения кюветы проводилась на отдельных линиях неона, выделяемых монохроматором МДР-2. Свечение разряда регистрировалось фотодетектором, состоящим из кремниевого фотодиода и преобразователя ток–напряжение. Область спектральной чувствительности фотодетектора перекрывала диапазон длин волн 0.4–1.1 мкм. Сигнал фотодетектора измерялся непосредственно и подавался на вход синхронного детектора, опорное напряжение которого было синхронизовано с переменным током в модулирующем соленоиде. Выходной сигнал синхронного детектора, очевидно, соответствовал производной оптико-магнитного контура (ОМК).

Экспериментальные кривые записывались как функции тока в обмотке внешнего сканирующего соленоида. Регистрация одной точки ОКМ состояла из следующих процедур: установка заданного тока через обмотку сканирующего соленоида, отработка временной задержки, определяемой эффективной постоянной времени системы регистрации, усреднение результатов измерения свечения кюветы в течение заданного времени. Методика регистрации допускала многократное сканирование магнитного поля с усреднением результатов измерений. Полное время регистрации одного эмиссионного оптико-магнитного контура варьировалось от нескольких десятков минут до нескольких часов. Одновременно в цифровой форме фиксировались: сигнал

1) Отвечает геометрической расходимости при длине 300 мм и диаметре 2 мм.

фотодетектора (прямое измерение ОМК), выходной сигнал синхронного детектора (производная ОМК) и сигнал, пропорциональный току в обмотке сканирующего соленоида (в дальнейшем пересчитывался в напряженность магнитного поля).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Пример нескольких записей производной ОМК показан на рис. 1. Кривые *a, б, в* получены для смеси ^{22}Ne –93% и ^{20}Ne –7% (обогащенный ^{22}Ne), при токе разряда $J = 50$ мА и давлении газа около $P = 0.2$ мм рт. ст. Во время регистрации производной ОМК, показанной на графиках *a* и *б* применялись

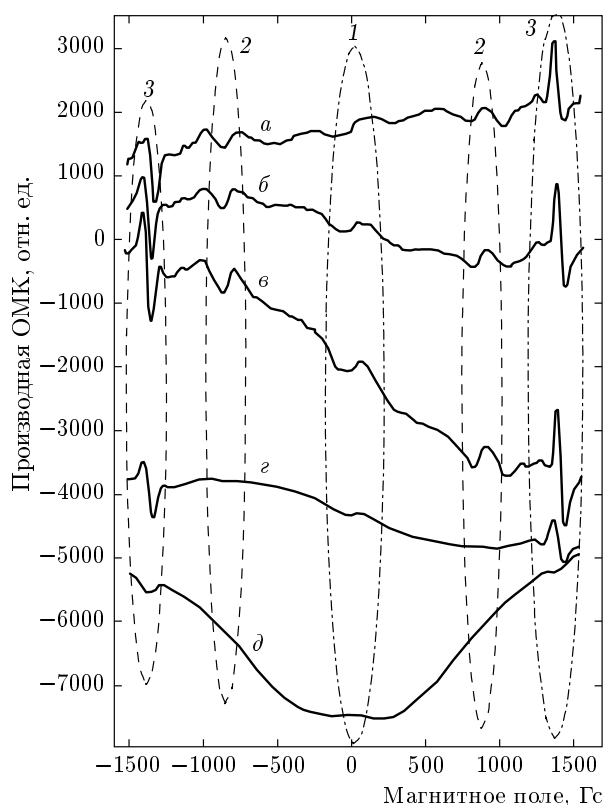


Рис. 1. Примеры результатов регистрации ОМК. Графики *a, б, в* — смесь ^{22}Ne –93% и ^{20}Ne –7%, ток разряда 50 мА и давление газа около 0.2 мм рт. ст.; *a* — спектральная селекция фильтром ИКС7, *б* — спектральная селекция фильтром ИКС1, *в* — без спектральной селекции. Графики *г, д* — спектральная селекция фильтром ТС4, смесь с большим содержанием ^{20}Ne , ток разряда 73 мА. Графики *a, б, в, г* — производная ОМК, *д* — прямая регистрация ОМК. Овалами выделены зоны образования ОМР-0, ОМР-900, ОМР-1400

спектральные фильтры (цветные стекла) ИКС7 и ИКС1. Для графика *в* регистрация производной ОМК проводилась без спектральной селекции. Графики *г* (производная ОМК) и *д* (прямая регистрация ОМК) получены при напуске в кювету чистого ^{20}Ne –99.8% (давление также около 0.2 мм рт. ст., ток разряда 72 мА) со спектральной селекцией фильтром ТС4.

Форма производной ОМК, как видно из рис. 1, может быть представлена в виде набора узких структур на фоне плавной огибающей. На графиках отчетливо наблюдаются три типа достаточно узких и контрастных структур, которые будем называть оптикомагнитными резонансами (ОМР). ОМР помечены цифрами: 1 — ОМР-0 вблизи нуля магнитного поля, 2 — ОМР-900 в области около ± 900 Гс и 3 — ОМР-1400 в области около ± 1400 Гс. Эти три типа ОМР хорошо различимы, даже визуально, в большинстве опытов, хотя их амплитуды и форма могли меняться при изменении тока разряда и давления газа. Кроме этих резонансов в ряде опытов можно было наблюдать дополнительные менее контрастные особенности того же сорта. Если же ОМР были мало заметны, то и тогда их можно было контрастировать с помощью математической обработки ОМК.

Плавная огибающая ОМК, имеющая характерный масштаб в сотни гаусс, характеризует нерезонансное изменение условий возбуждения уровней неона при изменении магнитного поля [9] и в данном случае не представляет особого интереса. Происхождение ОМР-0 вблизи нуля магнитного поля достаточно хорошо известно, основная его часть связана с анизотропным возбуждением [10] вырожденных по проекции углового момента уровней неона в цилиндрической геометрии. Эта анизотропия «разрушается» магнитным полем, изменяя интенсивность свечения разряда. Подобные резонансы наблюдаются в широком диапазоне токов разряда и давлений газа.

Возникновение боковых узких резонансов ОМР-900 и ОМР-1400 в крыльях ОМК оказалось неожиданным. Их свойства кардинально отличаются от ОМР-0. Во-первых, наблюдать эти ОМР можно только при довольно сильных ограничениях по условиям измерений. Во-вторых, форма боковых ОМР достаточно сложна и почти всегда асимметрична. Менее смещенный ОМР-900 имеет сложную структуру, которая, по-видимому, состоит из нескольких элементарных контуров. Форма ОМР-1400 выглядит проще и визуально может быть представлена в виде одиночного провала в интенсивности свечения газа, когда напряжен-

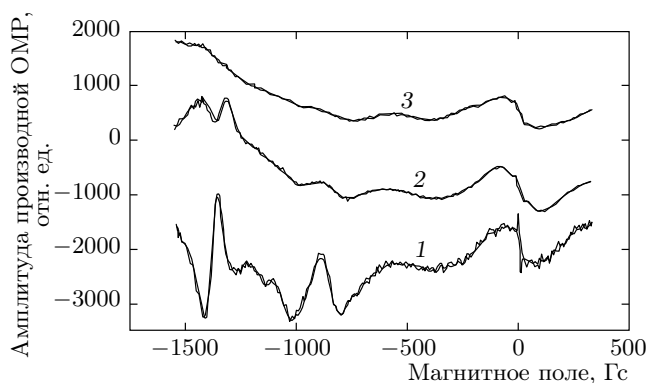


Рис. 2. Изменение формы эмиссионных ОМР при снижении парциального давления ^{22}Ne в смеси изотопов неона: 1 — смесь ^{22}Ne –93 % и ^{20}Ne –7 %, 2 — чистый ^{20}Ne после откачки кюветы, 3 — чистый ^{20}Ne после откачки кюветы и ее отжига в разряде гелия. Приведен лишь фрагмент кривых для отрицательных магнитных полей

ность магнитного поля приближается к значениям ± 1400 Гс. Это явление отчетливо наблюдается на графике *d* в виде уменьшения величины сигнала фотодетектора. Следует обратить внимание, что ОМК *a*, *b* и *в* получены в условиях, когда парциальное давление ^{22}Ne существенно превышает парциальное давление ^{20}Ne . Для ОМК *г* и *д* ситуация обратная, здесь концентрация ^{20}Ne намного больше концентрации ^{22}Ne , поскольку в кювете после откачки смесь ^{22}Ne –93 % и ^{20}Ne –7 % была заменена на чистый изотоп ^{20}Ne (концентрация 99.8 %). По-видимому, примесь ^{22}Ne оказалась в разрядном промежутке существенно большей 0.2 % вследствие ее десорбции из накального катода и стенок трубки.

Результаты более тщательной проверки влияния изотопического состава газовой смеси на ОМК демонстрирует рис. 2. Кривая 1 получена для обогащенного ^{22}Ne . График 2 получен после откачки газовой смеси, отжига газоразрядной кюветы гелием и напуска обогащенного ^{20}Ne . График 3 получен после повторной откачки, отжига и напуска обогащенного ^{20}Ne . Условия регистрации для всех графиков приблизительно одинаковы, и соответствуют экспериментальным условиям рис. 1.

На рис. 3 демонстрируется изменение формы оптико-магнитного контура в зависимости от тока разряда при пониженной концентрации изотопа ^{22}Ne . Графики получены после замены обогащенного ^{22}Ne на обогащенный ^{20}Ne . В условиях, когда одного изотопа существенно меньше другого, обнаруживается

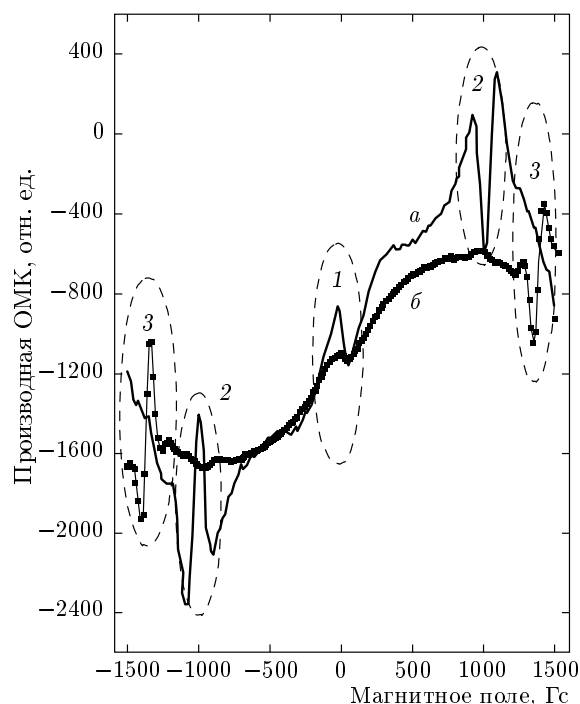


Рис. 3. Изменение амплитуды эмиссионных ОМР с изменением тока разряда при сниженном парциальном давлении ^{22}Ne в смеси изотопов неона. Ток разряда 27 (*a*), 72 (*б*) мА. Овалами выделены зоны образования ОМР-0, ОМР-900, ОМР-1400

сильная зависимость боковых ОМР от тока разряда. При малых токах (28 мА) из боковых резонансов заметен лишь ОМР-900. При токах 72 мА и более преобладает ОМР-1400. Резонансы ОМР-0 при нулевых магнитных полях наблюдаются в широком диапазоне токов разряда.

На рис. 4 приведена серия графиков при различных значениях тока разряда для обогащенного ^{22}Ne (^{22}Ne –93 % и ^{20}Ne –7 %). В газовой смеси, содержащей заметное количество обоих изотопов, не наблюдается резкой токовой зависимости амплитуды ОМР всех трех типов. Все боковые ОМР можно было уверенно регистрировать лишь в узком интервале давлений. Область давлений газа 0.1–0.2 мм рт. ст., по-видимому, является оптимальной для их наблюдения. При меньших и больших давлениях наблюдается резкое уменьшение амплитуды резонансов.

4. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

На основании экспериментальных данных можно проверить, принять или исключить различные

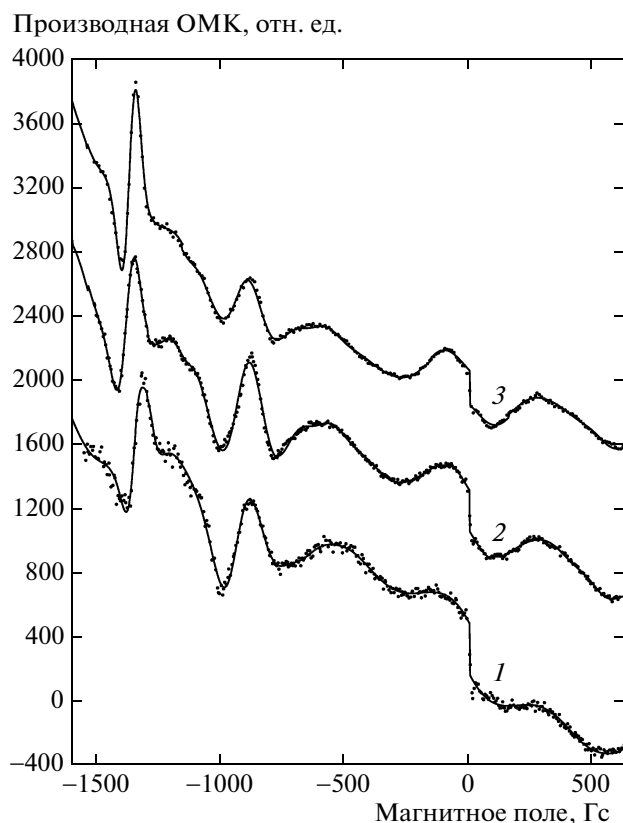


Рис. 4. Изменение амплитуды эмиссионных ОМР с изменением тока разряда при заметном содержании обоих изотопов ^{22}Ne и ^{20}Ne в газовой смеси. Графики получены для смеси ^{22}Ne -93 % и ^{20}Ne -7 %. Ток разряда 27 (1), 30 (2), 45 (3) мА

гипотезы образования боковых аномальных ОМР. Поскольку механизм образования ОМР-900 и ОМР-1400, на первый взгляд, совершенно непонятен, попробуем предложить ряд гипотез, которые хоть как-то могут объяснить формирование резких особенностей ОМК при больших значениях магнитного поля. Все гипотезы можно разделить на два класса, а именно, учитывающие и не учитывающие изотопический состав газа.

1. Если считать, что изотопический состав газовой смеси роли не играет, то ОМР-900 и ОМР-1400 следует отождествлять с искажениями ОМК, приобретаемыми из-за пространственной неоднородности излучающей системы. Используемая в наших опытах конструкция магнитной системы и газоразрядной кюветы допускает пространственную (продольную) неоднородность условий горения разряда из-за продольной неоднородности магнитного поля (см. [7]). Для пространственно-неоднородных длинных источников света характерны явления типа са-

мообращения спектральной линии [11]. В ОМК, регистрируемых методом производной, такие искажения могут привести к особенностям, центрированным при довольно больших магнитных полях. Частотный масштаб ширины таких особенностей по порядку величины должен быть близок к параметру доплеровского уширения спектральных линий, что существенно больше, чем ширины наблюдающихся ОМР. Более того, форма самообращенной спектральной линии сильно зависит от оптической плотности длинного источника света. Поскольку значение тока разряда напрямую влияет на величину оптической плотности, должно было бы наблюдаться изменение положения боковых ОМР. Однако положение их стабильно, а ток разряда влияет лишь на амплитуду ОМР-900 и ОМР-1400. Очевидно, гипотеза пространственной неоднородности должна быть отброшена.

2. Экспериментальные данные, приведенные на рис. 2–4, однозначно указывают на определяющую роль в формировании ОМР-900 и ОМР-1400 присутствия двух изотопов неона в газовой смеси. Следовательно, причины возникновения боковых резонансов обусловлены взаимодействием ^{22}Ne и ^{20}Ne . Если принять во внимание, что фактор Ланде для уровней неона может принимать значения от 0.6 до 2 [12], то оценка диапазона изотопических сдвигов для ОМР-900 лежит в диапазоне 750–2500 МГц, а для ОМР-1400 — в диапазоне 1170–3900 МГц. В указанные интервалы попадает довольно много изотопических сдвигов для ^{22}Ne и ^{20}Ne [13]²⁾. Это дает серьезную основу для связи изотопической природы боковых ОМР-900 и ОМР-1400 с изотопическими сдвигами уровней энергии неона. Если предположить, что боковые резонансы образовались вследствие пленения спонтанного излучения, когда зеемановский сдвиг магнитных подуровней стал равняться изотопическому, то, очевидно, ОМР должны уширяться из-за эффекта Доплера. Для видимой области спектра параметр доплеровского уширения в шкале магнитного поля имеет порядок величины несколько сотен гауссов для комнатной температуры. Поскольку ширины ОМР-900 и ОМР-1400 намного меньше, изотопическая гипотеза формирования резонансов, основанная на пленении спонтанного излучения, должна быть исключена. И следует выдвигать гипотезы, в которых эффект Доплера устраняется.

²⁾ Результаты этой работы могут служить для оценок большого количества изотопических сдвигов в неоне. Более точные значения содержатся в более поздних работах.

3. Эффект Доплера не проявляется, если атомы разных изотопов неподвижны друг относительно друга попарно. Это реализуется, если атомы разных изотопов объединятся в двухатомную молекулу — димер. На первый взгляд эта гипотеза в принципе может объяснить причину возникновения узких смещенных ОМР непосредственно в излучении димера. Однако, согласно обзору [14] образование эксимерной молекулы в чистых инертных газах происходит лишь за счет тройных столкновений: 1 атом в возбужденном состоянии + 2 атома в основном. Константа скорости такой химической реакции для неона имеет наибольшее значение для метастабильного состояния возбужденного атома 3P_2 ($1s_5$ в обозначениях Пашена) — $0.5 \cdot 10^{-33}$ см⁶/с. Максимальное излучательное время жизни димера неона равно $8 \cdot 10^{-6}$ с. Нетрудно получить оценку сверху для отношения концентрации димеров к концентрации возбужденных атомов неона — $1.3 \cdot 10^{-6}$ для давления 0.5 мм рт. ст. Наблюдаемый контраст боковых ОМР на несколько порядков больше этой величины и, по-видимому, димерную гипотезу формирования боковых ОМР следует исключить.

4. В качестве основной гипотезы будем считать, что в образовании узких ОМР-900 и ОМР-1400 участвуют свободные атомы разных изотопов. Тогда причину возникновения узких структур на ОМК с одновременным устранением эффекта Доплера следует искать в коллективных излучательных и поглощательных процессах. При точном резонансе — совпадении частот переходов для обоих изотопов — процесс спонтанного испускания действительно становится коллективным. Возможность подобных явлений для неподвижных атомов уже обсуждалась (см., например, [4–6]). Наиболее подробно физические процессы, происходящие при спонтанном испускании света парой одинаковых неподвижных двухуровневых атомов, изложены в работе [4] в одномерной геометрии. Если один из атомов находится в начальный момент времени в возбужденном состоянии, то в процессе спонтанного испускания атомы образуют связанную электромагнитным полем пару с перепутанными волновыми функциями. В итоге происходит задержка спонтанного испускания, более того, могут образовываться метастабильные состояния, вовсе не излучающие свет. В работе [4] явно не показано, но вполне очевидно, что интенсивность коллективного спонтанного излучения должна изменяться, а именно — уменьшаться. В работе [6] вводится параметр пленения, характеризующий уменьшение излучения пары атомов по отношению к одиночным излучателям. Это явление можно трактовать

как обратное по отношению к сверхизлучению Дике [2, 3].

Если атомы, составляющие пару, принадлежат разным изотопам и находятся в тепловом движении, то условия возникновения резонанса для каждого из изотопов имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \omega_{m_1 n_1} + \Delta_1 &= \omega_{m_2 n_2} + \Delta_2 - k_2 V_{12}, & k_2 &= \frac{\omega_{m_2 n_2}}{c}, \\ \omega_{m_2 n_2} + \Delta_2 &= \omega_{m_1 n_1} + \Delta_1 - k_1 V_{12}, & k_1 &= \frac{\omega_{m_1 n_1}}{c}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\omega_{m_1 n_1}$, $\omega_{m_2 n_2}$ — частоты перехода первого и второго изотопов, V_{12} — скорость относительного движения, Δ_1 и Δ_2 — управляемые сдвиги соответствующих частот переходов. Управление величиной сдвигов можно организовать с помощью эффекта Зеемана. Тогда Δ_1 и Δ_2 будут пропорциональны магнитному полю H . В общем случае $\Delta_1 \neq \Delta_2$. При формировании коллективного состояния квант, испущенный первым атомом, резонансно поглощается вторым и наоборот. Относительное движение атомов приводит к доплеровскому сдвигу частоты электромагнитного поля в системе отсчета, где атом покоится. Знак доплеровского сдвига одинаков для обоих атомов. Таким образом, уравнения (1) следует рассматривать совместно как систему двух уравнений с двумя неизвестными H и V_{12} . Решение (1) тривиально и имеет вид

$$V_{12} = 0, \quad \Delta_1 - \Delta_2 = \omega_{m_2 n_2} - \omega_{m_1 n_1} = \Omega \propto H = H_{OMR}. \quad (2)$$

Здесь Ω — изотопический сдвиг частоты перехода $m-n$ в отсутствие внешних полей; H_{OMR} — резонансное магнитное поле, при котором разность зеемановских сдвигов частот переходов для обоих изотопов становится равной Ω . Из (2) следует, что для реализации условий коллективного спонтанного испускания связанной пары изотопов в резонансных условиях дополнительно требуется нулевая относительная скорость движения атомов, что устраняет влияние эффекта Доплера. Резонансные условия наступают при компенсации изотопического сдвига разностным зеемановским сдвигом $\Delta_1 - \Delta_2$ и определяют значения резонансного магнитного поля H_{OMR} . При $V_{12} \neq 0$ или при $\Delta_1 = \Delta_2$ резонансные условия не возникают ни при каком значении магнитного поля.

Равенство нулю относительной скорости V_{12} и настройка магнитного поля на резонанс приводит к ситуации, рассмотренной в работах [4, 6], т. е. имеется два одинаковых по частотам переходов неподвиж-

ных атома. При спонтанном испускании должно происходить перепутывание волновых функций атомов за счет, согласно терминологии [4], «поддерживающего» поля, «зажатого» между атомами. Это, в свою очередь, должно приводить к временной задержке в динамике спонтанного испускания и уменьшению интенсивности спонтанного излучения связанной пары атомов. Если $V_{12} \neq 0$ или $H \neq H_{OMR}$, резонансные условия нарушаются, оба изотопа радиационно релаксируют независимо, и интегральная интенсивность излучения возрастает.

Условия, при которых H_{OMR} имеет конечное ненулевое значение, реализуются лишь на вырожденных по проекции углового момента уровнях, когда возможно подобрать двухуровневые подсистемы для каждого из изотопов таким образом, чтобы система (1) имела решения. Для электродипольных переходов условие для резонансного магнитного поля в общем виде может быть записано следующим образом:

$$\begin{aligned} \omega_{m_1 n_1} + \mu_B g_m M_{m_1} H - \mu_B g_n (M_{m_1} + \Delta M_1) H &= \\ = \omega_{m_2 n_2} + \mu_B g_m M_{m_2} H - \mu_B g_n (M_{m_2} + \Delta M_2) H, \\ H = H_{OMR} &= \\ &= \frac{\Omega}{\mu_B [(g_m - g_n)(M_{m_1} - M_{m_2}) + g_n (\Delta M_1 - \Delta M_2)]}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь μ_B — магнетон Бора, g_m и g_n — факторы Ланде для уровней m и n обоих атомов, ΔM_1 и ΔM_2 — изменение магнитного квантового числа для первого и второго изотопов при излучении и поглощении кванта света ($\Delta M_1, \Delta M_2$ могут принимать значения 0 и ± 1).

Возможны два варианта радиационных процессов, перепутывающих волновые функции изотопов, показанные на рис. 5 для целых значений угловых моментов уровней. В первом варианте, показанном на рис. 5а,б, в формировании коллективного спонтанного излучения участвуют переходы с различным изменением магнитного квантового числа $\Delta M_1 \neq \Delta M_2$. Тогда конечное значение резонансного поля H_{OMR} существует даже при нормальном эффекте Зеемана ($g_m = g_n \neq 0$). При этом квант «поддерживающего» поля, испущенный первым атомом вследствие перехода с некоторым значением ΔM_1 , должен поглотиться вторым атомом на переходе с $\Delta M_2 = \Delta M_1 \pm 1$ или $\Delta M_2 = \Delta M_1 \pm 2$. Чтобы такой радиационный процесс стал возможным, линия, соединяющая атомы должна быть ориентирована под углом $\Theta \neq 0$ к оси квантования $z \parallel H$. Если на переходе $m-n$ имеет место аномальный эффект Зеемана, то становится возможным формирование связанных

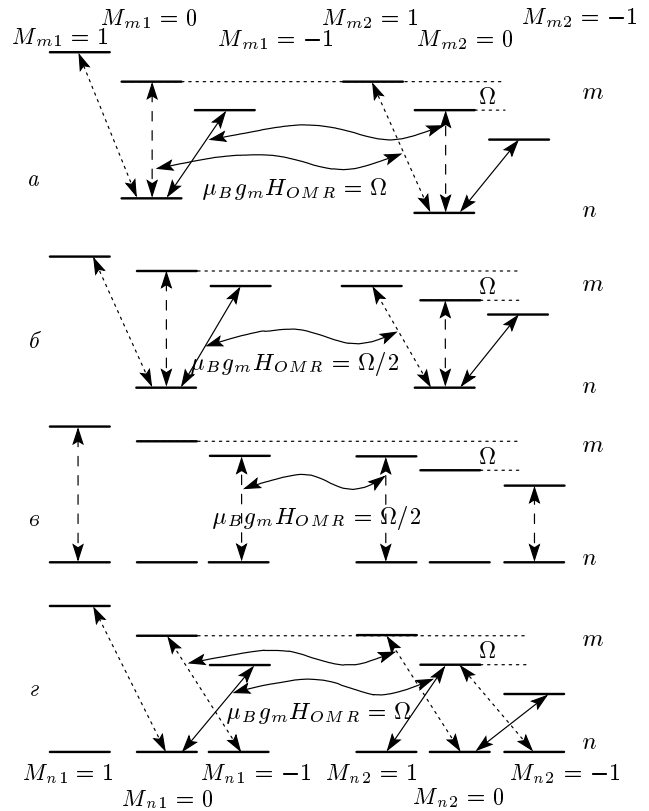


Рис. 5. Резонансное радиационное связывание двухуровневых подсистем пары изотопов при компенсации изотопического сдвига переходов, равного Ω : а — связывание подсистем, излучающих кванты света с круговой и линейной поляризациями; б — связывание подсистем, излучающих кванты света с ортогональными круговыми поляризациями; в — связывание подсистем, излучающих кванты света с линейными поляризациями; г — связывание подсистем, излучающих кванты света с одинаковыми круговыми поляризациями

состояний изотопов, когда $\Delta M_2 = \Delta M_1 = 0, \pm 1$, показанное на рис. 5в,г. Угол Θ может быть равным нулю, когда $\Delta M_2 = \Delta M_1 = \pm 1$.

Во всех перечисленных выше процессах происходит перепутывание двухуровневых подсистем, вырожденных по магнитному квантовому числу уровней. Амплитуды соответствующих переходов зависят от полярного угла Θ [15] и магнитных квантовых чисел $M_{m1}, M_{n1}, M_{m2}, M_{n2}$. Таким образом, возникает дополнительный геометрический фактор (G), определяющий анизотропию парных процессов спонтанной релаксации. В формулах работы [4], описывающих развитие радиационной релаксации пары двухуровневых атомов, матричные элементы пере-

ходов « $V(\omega)$ » имеют степень $4n$ (n — целое число). По-видимому, для оценок G при наличии вырождения следует использовать угловые зависимости для произведений четырех матричных элементов вида $V_{m_1 n_1}(1\sigma_1)$ и $V_{m_2 n_2}(1\sigma_2)$ ($\sigma_1 = \Delta M_1$, $\sigma_2 = \Delta M_2$, $\Delta M_1, \Delta M_2 = 0, \pm 1$) [16], нормированные на соответствующие приведенные матричные элементы. Ниже даны значения G_j для всех типов радиационного связывания, показанных на рис. 5 (индекс j принимает значения a, b, c, d , соответствующие рис. 5 a, b, c, d)

$$\begin{aligned} G_a &= \frac{\cos^2 \Theta \sin^2 \Theta}{\sqrt{3}}, \\ G_b &= \frac{\sin^4 \Theta}{8\sqrt{5}}, \\ G_c &= \frac{Q_0(M_1, M_2) \sin^4 \Theta}{3}, \\ G_d &= \frac{Q_1(M_1, M_2)(1 + \cos^2 \Theta)^2}{6}, \\ Q_\sigma(M_1, M_2) &= |\langle J_{m_1} M_1 J_{n_1} - M_1 + \sigma | 1\sigma \rangle|^2 \times \\ &\times |\langle J_{m_2} M_2 J_{n_2} - M_2 + \sigma | 1\sigma \rangle|^2, \quad \sigma = 0, \pm 1, \\ Q_1(M_1, M_2) &= Q_{-1}(M_1, M_2). \end{aligned}$$

Здесь $\langle \dots | \dots \rangle$ — коэффициенты векторного сложения, из приводимого произведения четырех сферических векторов выделена неприводимая часть — скаляр [17]. Усреднение по ориентациям, обозначенное угловыми скобками, даст представление об относительном вкладе каждого из типов радиационного связывания при прочих равных условиях:

$$\begin{aligned} \langle G_a \rangle &= \int_0^\pi G_a \sin \Theta d\Theta = \frac{4\sqrt{3}}{45} = 0.154, \\ \langle G_b \rangle &= \int_0^\pi G_b \sin \Theta d\Theta = \frac{4\sqrt{5}}{75} = 0.06, \\ \langle G_c \rangle &= \int_0^\pi G_c \sin \Theta d\Theta = \frac{16}{45} Q_0(M_1, M_2) = \\ &= 0.356 Q_0(M_1, M_2), \\ \langle G_d \rangle &= \int_0^\pi G_d \sin \Theta d\Theta = \frac{28}{45} Q_1(M_1, M_2) = \\ &= 0.622 Q_1(M_1, M_2). \end{aligned} \quad (4)$$

Процессы коллективного спонтанного испускания при выполнении условия $\Delta M_1 - \Delta M_2 \neq 0$, очевидно, нельзя обнаружить напрямую в излучении, направленном вдоль магнитного поля, поскольку со-

ответствующие геометрические факторы G_a и G_b обращаются в нуль при $\Theta = 0$. Проявление такого типа процессов может быть косвенным, через изменение заселенности уровней атомов, поглощающих изменяющееся по интенсивности анизотропно распределенное излучение от пар атомов. Напротив, процессы с G_d принимают максимальное значение при $\Theta = 0$ и могут наблюдаться непосредственно в излучении вдоль оси z . Для перехода $J_m = 1 \rightarrow J_n = 1$, все $Q_1(M_1, M_2) = Q_0(M_1, M_2) = 1/4$.

5. ИДЕНТИФИКАЦИЯ ОМР-900 И ОМР-1400

Для выяснения вопроса, какие переходы ответственны за образование ОМР-900 и ОМР-1400, будем исходить из того обстоятельства, что наиболее интенсивная коллективная радиационная релаксация связана с наиболее заселенными уровнями. Соответствующие переходы также должны иметь весомый геометрический фактор G . Угловые моменты уровней J_m, J_n должны быть не меньше единицы. Для неона такие наиболее заселенные уровни входят в состав мультиплета $2p-1s$. Из всего мультиплета примем во внимание лишь те переходы, для которых разность g -факторов Ланде существенна. Это условие связано с ограничением на максимальную величину H_{OMR} , которая не должна превышать диапазона сканирования ± 1600 Гс.

В таблице приведены результаты расчетов для резонансных полей переходов мультиплета $2p-1s$. Значения g -факторов содержатся в [12], более достоверные их значения с указанием погрешностей можно найти в [18]. Изотопические сдвиги взяты из разных источников. Для каждого положительного значения H_{OMR} , приведенного в таблице, имеется такое же по модулю отрицательное значение. Для отрицательных H_{OMR} знаки M_1, M_2 и ΔM_1 меняются на противоположные.

Из данных, приведенных в таблице, следует, что имеется весьма ограниченный набор значений H_{OMR} . Их можно разделить на две группы. Одна группа H_{OMR} сосредоточена в области 715–800 Гс и может быть ответственна за ОМР-900. Другая группа сосредоточена в области значений 1200–1400 Гс и может порождать контрастные структуры, обозначенные как ОМР-1400. Также имеются одиночные значения H_{OMR} 1067(1084) Гс и 1600(1607) Гс. Резонансы в области 1000 Гс действительно можно обнаружить на рис. 1 и 3 в виде мало контрастных структур. В области 1600 Гс на границе диапазона сканирования наблюдается довольно резкое изменение в

Таблица

Обознач. Пашена	Обознач. Рака	$J_m - J_n$	g_m	g_n	λ , нм	Ω , МГц	M_1	M_2	ΔM_1	H_{OMR} , Гс	$\langle G_j \rangle$
$1s_2 - 2p_{10}$	$3s'[1/2]^0 - 3p[1/2]$	1-1	1.034	1.984	808.2	2142* [19]	+1	-1	0	803	0.089
							+1	0	-1	1607	0.156
$1s_4 - 2p_5$	$3s[3/2]^0 - 3p'[3/2]$	1-1	1.464	0.999	612.8	1745 ± 16 [20]	+1	-1	0	1338	0.089
$1s_4 - 2p_7$	$3s[3/2]^0 - 3p[3/2]$	1-1	1.464	0.669	638.2	1683 ± 5 [21]	-1	0	0	756	0.089
							-1	0	+1	1511	0.156
							0	+1	-1	1511	0.156
$1s_4 - 2p_{10}$	$3s[3/2]^0 - 3p[1/2]$	1-1	1.464	1.984	724.5	1627 ± 3 [21]	+1	-1	0	1049	0.089
$1s_5 - 2p_4$	$3s[3/2]^0 - 3p'[3/2]$	2-2	1.503	1.301	594.4	1717 ± 3 [22]	+2	-2	0	1494	0.057
$1s_5 - 2p_5$	$3s[3/2]^0 - 3p'[3/2]$	2-1	1.503	0.999	597.5	1728 ± 5 [22]	-1	+1	-1	1225	0.037
							-1	+1	0	1225	0.032
							-1	+1	+1	1225	0.037
$1s_5 - 2p_6$	$3s[3/2]^0 - 3p[3/2]$	2-2	1.503	1.229	614.3	1669 ± 4 [22]	-2	+2	0	1084	0.057
							-2	+1	0	1446	0.014
							-2	+1	+1	1446	0.025
$1s_5 - 2p_7$	$3s[3/2]^0 - 3p[3/2]$	2-1	1.503	0.669	621.7	1669 ± 13 [23]	-1	+1	-1	715	0.037
							-1	+1	0	715	0.032
							-1	+1	+1	715	0.037
							-1	0	-1	1430	0.112
							-1	0	0	1430	0.043
							-1	0	+1	1430	0.019
							0	+1	-1	1430	0.019
							0	+1	0	1430	0.043
							0	+1	+1	1430	0.112
$1s_5 - 2p_8$	$3s[3/2]^0 - 3p[5/2]$	2-2	1.503	1.137	633.4	1640 ± 24 [23]	-2	+2	0	800	0.057
							-2	+1	0	1067	0.014
							-2	+1	+1	1067	0.025
							-1	+2	-1	1067	0.025
							-1	+2	0	1067	0.014
							-1	+1	-1	1600	0.037
							-1	+1	0	1600	0.004
							-1	+1	+1	1600	0.037
							-2	0	+1	1600	0.037
							0	+2	-1	1600	0.037
$1s_5 - 2p_{10}$	$3s[3/2]^0 - 3p[1/2]$	2-1	1.503	1.984	703.2	1616 ± 5 [21]	+1	-1	-1	1200	0.037
						1813 ± 55 [22, 24]	+1	-1	0	1200	0.032
						1813 ± 55 [22, 24]	+1	-1	+1	1200	0.037

* Данное значение получено из сопоставления изотопических сдвигов других переходов с участием уровней $1s_2$ и $2p_{10}$.

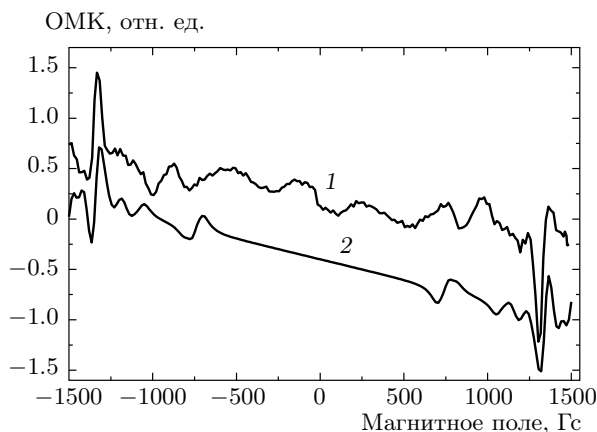


Рис. 6. Сравнение экспериментального ОМК (1) (рис. 1а) и суммарного расчетного ОМК (2) для всех H_{OMR} из таблицы с учетом значения геометрического фактора. К функции расчетного ОМК добавлена линейная функция, обеспечивающая наклон графика. Амплитуда расчетного ОМК взята условно совпадающей с амплитудой экспериментального ОМК. Масштаб по оси абсцисс для экспериментального ОМК сжат на 2 % по сравнению с рис. 1

кривой ОМК, что можно интерпретировать как нарек на присутствие соответствующего резонанса.

Для придания нашей интерпретации большей убедительности и наглядности был проведен расчет ожидаемого ОМК, состоящего из набора элементарных ОМР с резонансными магнитными полями из таблицы. Форма ОМР выбрана в виде производных лоренцианов. Соотношение амплитуд ОМР взято пропорциональным соответствующему геометрическому фактору — $\langle G_j \rangle$ ($j = c, d$). Ширины контуров выбраны одинаковыми и равными 50 Гс. Расчетный ОМК приведен на рис. 6 (кривая 2). Для его сопоставления с экспериментальным ОМК (кривая 1) к расчетному ОМК добавлена линейная функция, дающая небольшой наклон. График 1 рис. 6 эквивалентен графику на рис. 1а. Рисунок 6 наглядно демонстрирует качественное соответствие расчетного и экспериментального ОМК.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совокупность свойств смещенных ОМР, а также сопоставление результатов расчета возможных положений ОМР с экспериментальными данными указывает, что ОМР-900 и ОМР-1400 имеют изотопическую природу. Однако на основании экспериментальных данных пока не представляется возмож-

ным однозначно связать какой-то переход с конкретным боковым ОМР. Это обусловлено, с одной стороны, большим количеством перекрывающихся претендентов на родительскую роль как ОМР-1400, так и ОМР-900. С другой стороны, наши опыты имеют определенные недостатки, один из которых — это продольная неоднородность магнитного поля, приводящая к ошибкам определения положения и искажениям формы ОМР [7]. Тем не менее, главный результат работы — демонстрация проявления коллективных резонансных радиационных процессов в достаточно разреженном инертном атомарном газе, когда атомы явно не взаимодействуют друг с другом, — можно считать достигнутым. Образование заметного количества пар радиационно связанных атомов, на первый взгляд, кажется довольно удивительным. Однако, если выписать одномерное распределение для относительной скорости V_{12} атомов первого и второго изотопов,

$$P(V_{12}) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \sqrt{V_{1T}^2 + V_{2T}^2}} N_1 N_2 \exp\left(-\frac{V_{12}^2}{V_{1T}^2 + V_{2T}^2}\right),$$

$$N_1 + N_2 = 1,$$

где N_1 и N_2 — парциальные концентрации атомов первого и второго изотопов, V_{1T} и V_{2T} — средние тепловые скорости для атомов первого и второго изотопов, то обнаружатся любопытные обстоятельства. Распределение для относительной скорости V_{12} принимает максимальное значение, когда $V_{12} = 0$. Произведение $N_1 N_2$ будет пологой функцией с максимальным значением, равным 0.25 при $N_1 = N_2 = 0.5$. Если же одного из изотопов больше другого на порядок, то значение произведения $N_1 N_2$ будет равно 0.09, что всего лишь в 2.5 раза меньше максимального значения. Это в какой-то мере объясняет относительно слабую зависимость амплитуды боковых ОМР от соотношения концентраций ^{20}Ne и ^{22}Ne . Относительная доля пар атомов с $|V_{12}| \approx 0$ будет равна

$$\frac{N_1 N_2 dV_{12}}{\sqrt{2\pi} \sqrt{V_{1T}^2 + V_{2T}^2}}.$$

Если считать $dV_{12} \approx \Gamma/k$ (Γ — однородная ширина спектральной линии, k — модуль волнового вектора), то оказывается, что количество пар атомов сравнимо с числом одиночных атомов при их взаимодействии с монохроматическим излучением.

Для наших экспериментальных условий, а именно для давления газа около 0.2 мм рт. ст. среднее расстояние между атомами составляет 0.05 мкм. Для возбужденных атомов, которых на три-четыре порядка меньше, это расстояние будет 0.5–1.2 мкм. Со-

гласно результатам [3–6], при расстояниях между частицами, сравнимых с длиной волны, радиационное перепутывание волновых функций пары атомов уже не является маловероятным коллективным процессом. Длина свободного пробега при этом составляет около 1.5 см, это означает, что столкновения практически не оказывают разрушающего действия на связанную пару атомов. Время свободного пробега не ограничивает возможности перепутывания волновых функций изотопов.

Предложенная нами интерпретация экспериментально наблюдаемых ОМР может претендовать лишь на качественный характер. Тем не менее, перепутывание волновых функций разных изотопов за счет «поддерживающего» электромагнитного поля, положенное в основу объяснения наших результатов, достаточно обоснованно и способно объяснить основные экспериментальные факты. Следует отметить, что коллективная радиационная релаксация пары изотопов с обменом квантами света в резонансных условиях имеет довольно тесную аналогию с нелинейной спектроскопией встречных волн. Здесь узкие нелинейные резонансы также возникают, когда обе электромагнитные волны взаимодействуют с одной и той же группой атомов, в которой относительные скорости не превышают значения Γ/k . Для выяснения вопросов, касающихся формы ОМР, их амплитуды, условий формирования, требуются дополнительные теоретические и экспериментальные исследования. В расчетном ОМК, показанном на рис. 6, каждый из резонансов для простоты считался лоренцианом, что обеспечило качественное согласие результатов расчета с измерениями ОМК. Очевидно, что форма боковых ОМР может существенно отличаться от симметричной лоренцевой из-за неэкспоненциального закона релаксации связанной пары частиц и их взаимодействия [4, 6], и это, возможно, улучшит согласие между расчетом и экспериментальными данными.

Мы сознательно избегали использования термина «перепутанные состояния», поскольку не имеем явных экспериментальных доказательств их возникновения. Однако анализ «квантовых корреляций в системе двухуровневых атомов», сделанный в работе [25], показал, что перепутывание возникает даже при учете движения атомов и их частотной расстройки.

При анализе экспериментальных данных мы исходили из того обстоятельства, что в начальный момент времени лишь один из атомов пары находится в возбужденном состоянии на верхнем уровне. Для сред, поглощающих в видимой области

спектра, такие начальные условия существенно более вероятны, чем ситуация, когда оба атома находятся в возбужденном состоянии и становится возможным коллективное испускание, аналогичное сверхизлучению Дике [2, 3]. Подобные явления в наших опытах, по-видимому, не проявляются, поскольку для чистого неона характерно значительное уменьшение заселенности при увеличении энергии возбужденных состояний.

Авторы признательны за ценные обсуждения и советы Л. В. Ильичеву, Г. Н. Николаеву, П. Л. Чаповскому.

Работа поддержана грантом Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ НШ-2979.2012.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. M. Purcell, Phys. Rev. **69**, 681 (1946).
2. R. H. Dicke, Phys. Rev. **93**, 99 (1954).
3. А. В. Андреев, В. И. Емельянов, Ю. А. Ильинский, УФН **131**, 653 (1980).
4. А. А. Макаров, В. С. Летохов, ЖЭТФ **124**, 766 (2003).
5. Л. В. Ильичев, ЖЭТФ **131**, 30 (2007).
6. В. В. Семин, А. В. Горохов, Учебные записки казанского университета, сер. физ.-мат. науки **152** (3), 135, Изд-во Казанского унив., Казань (2010).
7. Э. Г. Сапрыкин, В. А. Сорокин, Опт. и спектр. **109**, 573 (2010).
8. И. В. Барыбин, В. А. Сорокин, Е. А. Чуринов, Опт. и спектр. **95**, 929 (2003).
9. В. Л. Грановский, *Электрический ток в газе*, Наука, Москва (1971), с. 460.
10. Е. Б. Александров, Г. И. Хвостенко, М. П. Чайка, *Интерференция атомных состояний*, Наука, Москва (1991), с. 91.
11. Н. Г. Преображенский, *Спектроскопия оптически плотной плазмы*, Наука, Новосибирск (1971), с. 85.
12. Ch. E. Moore, *Atomic Energy Levels*, Circular of National Bureau of Standards 467 (1949), Vol. 1, p. 77.
13. H. Schober, Phys. ZeitSchr. XL **40**, 77 (1939).
14. Б. М. Смирнов, УФН **139**, 53 (1983).

15. Л. Биндерхарн, Дж. Лаук, *Угловой момент в квантовой физике*, Мир, Москва (1984), с. 54.
16. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979), с. 27.
17. Д. А. Варшалович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский, *Квантовая теория углового момента*, Наука, Ленинград (1975), с. 59.
18. Т. М. Luke, J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. **19**, 843 (1986).
19. В. И. Одинцов, *Опт. и спектр.* **18**, 357 (1965).
20. Gö. Basar, Gü. Basar, S. Büttgenbach et al., Z. Phys. **39**, 183 (1997).
21. G. Guthohrlein and L. Windholz, J. Opt. Res. **2**, 171 (1994).
22. Ch. Belfrage, P. Grafström, S. Kröll, and S. Svanberg, Phys. Scripta **27**, 367 (1983).
23. Ping Zhao, J. Opt. Soc. Amer. B **4**, 644 (1987).
24. D. C. Gerstenberger, A. Drobshoff, and S. C. Sheng, IEEE J. Quant. Electr. **24**, 501 (1988).
25. А. М. Башаров, А. А. Башкеев, *Опт. и спектр.* **96**, 716 (2004).