

# ОПТИКОМАГНИТНЫЕ РЕЗОНАНСЫ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИЕЙ РЕАКТИВНЫХ КОМПОНЕНТ ПОЛЕЙ БЛИЖНЕЙ ЗОНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ АТОМОВ, В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ СМЕСИ ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ НЕОНА

Э. Г. Сапрыкин\*

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

Поступила в редакцию 10 июня 2015 г.

В излучении тлеющего разряда смеси четных изотопов неона, помещенной в сканируемое продольное магнитное поле, выявлены четыре типа аномальных оптикомагнитных резонансов, смещенных относительно нуля магнитного поля и различающихся по форме. Это свидетельствует о проявлении коллективных процессов синхронного излучения света осцилляторами, принадлежащими изотопически разным, пространственно-разнесенным атомам плазмы разряда. Происхождение резонансов связывается в работе с нестационарной интерференцией реактивных полей ближних зон излучения атомов при ее усреднении по времени существования полей (интерференции), а различие типов резонансов — с разными способами синхронизации фаз полей.

DOI: 10.7868/S0044451016020024

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В атомной спектроскопии оптикомагнитные резонансы, смещенные относительно нуля магнитного поля, наблюдаются при пересечении уровней энергии сверхтонкой структуры атомов [1]. Но недавно было сообщено об обнаружении двух смещенных оптикомагнитных резонансов в смеси четных изотопов неона (в окрестности магнитных полей 1300–1400 Э и 800–900 Э) [2]. Совокупность полученных фактов указывала на коллективный процесс синхронного излучения света осцилляторами, принадлежащими изотопически разным, пространственно-разнесенным атомам. Подобное проявление резонансных когерентных процессов при пересечении частот зеемановских компонент спектральных линий пространственно-разнесенных атомов в отсутствие когерентного возбуждения — явление исключительно необычное как для спектроскопии газоразрядной плазмы низкого давления, так и для физики в целом.

Позднее в работах [3–5] было сообщено об обнаружении и других смещенных резонансов, а в [4]

проведена их идентификация — установление связи с переходами, которые их порождают. В работе [4] эти резонансы были названы оптикомагнитными резонансами пересечения частот (ОМРПЧ)<sup>1</sup>, а порождающие их переходы — родительскими переходами. Здесь мы рассмотрим наблюдаемые формы резонансов и выскажем, где возможно, предположения о физических процессах, ответственных за их образование и изменчивость. Согласно нашим представлениям ОМРПЧ обусловлены интерференцией квазистатических электрических полей (КСП) ближней зоны излучения атома (зоны индукции волновых полей), поэтому в разд. 3, 4 мы рассмотрим интерференцию когерентных полей отличающихся частот (нестационарную интерференцию, «биения» амплитуд) при синфазной и квадратурной синхронизациях, а далее проведем сравнение с результатами опытов.

До последнего времени процессы в ближней зоне атома находились вне поля зрения специалистов по спектроскопии. Исследование ОМРПЧ открывает доступ к изучению явлений и процессов, протекающих в этой зоне. Представленные результаты позво-

<sup>1</sup> Ранее эффект, обусловленный пересечением частот независимых переходов на определенных магнитных полях, уже наблюдался, но природа эффекта была иной [6].

\* E-mail: Saprykin@gorodok.net

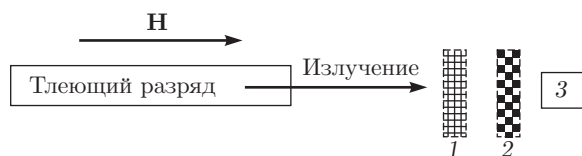


Рис. 1. Принципиальная схема опыта.  $H$  — магнитное поле, 1 — пространственный фильтр, 2 — спектральный фильтр, 3 — фотоприемник

ляют теоретикам разработать модели явлений, согласующиеся с опытами, а экспериментаторам облегчат верификацию опытов, необходимую при обнаружении нового, ранее неизвестного явления. Принципиальная схема эксперимента приведена на рис. 1. В опытах использовался тлеющий разряд постоянного тока в смеси изотопов  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{22}\text{Ne}$  при токах 25–90 мА и давлениях 0.15–0.3 Торр, в некоторых опытах в смесь добавлялся гелий. Разрядная кювета с водяным охлаждением имела диаметр 2.5 мм и длину 350 см. Кювета помещалась в продольное магнитное поле  $H$ , сканируемое в диапазоне  $\pm 1600$  Э, к которому для реализации модуляционного метода производной добавлялась осциллирующая компонента постоянной фазы с девиацией амплитуды магнитного поля 5–50 Э. Излучение разряда направлялось на фотоприемник 3 через пространственный фильтр 1 (линза с диафрагмой) и спектральный фильтр 2 (цветные стекла, интерференционные фильтры или монохроматор). В последнем случае излучение разряда заводилось в монохроматор с помощью упорядоченного световода. После фотоприемника, в качестве которого использовались кремниевые фотодиоды, интегральный сигнал постоянного тока и модулированный сигнал производной разделялись и поступали на автоматизированную систему, осуществлявшую сбор и накопление данных и управлявшую током сканирующего соленоида. Далее сигналы отображались на мониторе и документировались в файлах данных. Более детально эксперимент и оптическая система описаны в работах [3, 7]. Некоторые свойства ОМРПЧ, выявленные ранее в работах [2–5, 7], изложены ниже.

## 2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОМРПЧ

Каждый из ОМРПЧ появлялся на одном и том же интервале магнитных полей, независимо от области спектра, в которой регистрируется излучение. Спектральная фильтрация влияет на контраст ОМРПЧ и на каких-то спектральных линиях его

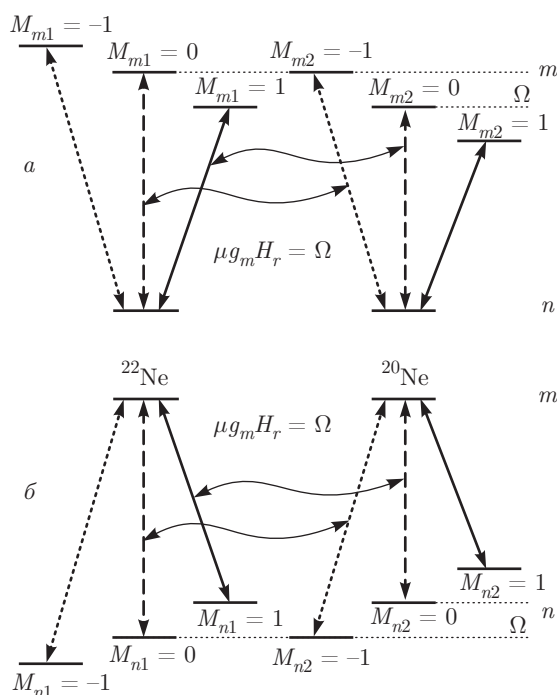


Рис. 2. Переходы, порождающие ОМРПЧ а) переход  $J = 1 - J = 0$ , порождающий одноконтурные резонансы; б) переход  $J = 0 - J = 1$ , порождающий разностные резонансы

нет, но там, где он наблюдается, он центрирован на одинаковых значениях резонансного магнитного поля. Это свидетельствует о том, что когерентный резонансный процесс парного взаимодействия электрических полей изотопически разных атомов приводит к неравновесной заселенности уровней родительского перехода, а затем эти добавки к стационарной заселенности переносятся и на другие уровни. Это затрудняет идентификацию ОМРПЧ. Основные закономерности идентификации выявлены в работе [4].

Во-первых, все ОМРПЧ порождались на переходах с одним вырожденным по проекции углового момента уровнем. Если вырожден верхний уровень (рис. 2а), то форма ОМРПЧ в производной сигнала была одноконтурной, если нижний (рис. 2б) — то форма могла быть похожа на разность колоколообразных контуров, различающихся ширинами.

Во-вторых, было установлено, что ОМРПЧ возникают на магнитных полях, компенсирующих изотопический сдвиг (ИС) зеемановских компонент переходов и вычисляемых из частотного ИС переходов  $\Delta$  по формуле

$$|H_r| = \frac{\Delta}{g_m \mu_B}, \quad (1)$$

где  $g_m$  — фактор Ланде,  $\mu_B$  — магнетон Бора, и не обнаружены ОМРПЧ при пересечении зеемановских  $\sigma$ -компонент излучения подуровней с  $\Delta m = 2$ , описываемые выражением

$$|H_r| = \frac{\Delta}{2g_m\mu_B}. \quad (2)$$

То, что на опыте выполняется равенство (1), означает, что в образовании ОМРПЧ участвуют пересечения частот зеемановских  $\sigma$ -компонент переходов с  $\pi$ -компонентами.

Первые заключения о форме ОМРПЧ были представлены в работе [2]. Для описания резонанса, расположенного в окрестности 1350 Э (ОМРПЧ-1350), подходящей оказалась центральная часть стандартной тригонометрической функции синкуса

$$\text{sinc}(x)_s = \frac{\sin x}{x}, \quad x = \frac{\Omega}{\Gamma}. \quad (3)$$

Здесь  $\Gamma$  — параметр, задающий ширину резонанса,  $\Omega$  — расщепление частот в единицах параметра ширины (в [2] это эрстеды). В физике  $\text{sinc}(x)$  описывает нестационарную интерференцию амплитуд колебаний двух разных частот («биения» амплитуд) при ограничении времени регистрации (усреднения) биений ( $1/\Gamma$ ), в зависимости от разности частот  $\Omega$ . При синфазных колебаниях полей выполняется (3) и  $\text{sinc}(x)_s$  можно называть синфазным синкусом.

Для резонанса ОМРПЧ-850 лучше подошла центральная часть видеоизмененного синкуса

$$\text{sinc}(x)_q = \frac{\sin(x - \pi/2) + 1}{x}, \quad x = \frac{\Omega}{\Gamma}, \quad (4)$$

отвечающего разности фаз колебаний  $\pi/2$ . При разности фаз колебаний  $\pm\pi/2$  стационарная интерференция колебаний равных частот отсутствует, складываются не амплитуды колебаний, а квадраты амплитуд, поэтому синхронизацию колебаний с таким сдвигом фаз называют квадратурной. Интерференционный член появляется при внесении разности частот, причем в зависимости от знака разности фаз и частот он может иметь или конструктивный характер (как при синфазной синхронизации) или деструктивный (как при противофазной синхронизации). Мы будем именовать  $\text{sinc}(x)_q$ , описываемый (4), квадратурным синкусом.

Впоследствии, по мере накопления информации о свойствах резонансов, результаты [2] были уточнены. Выяснилось, что форма ОМРПЧ-1350 в зависимости от условий опыта может принимать не только вид (3), но и вид (4), а также промежуточные

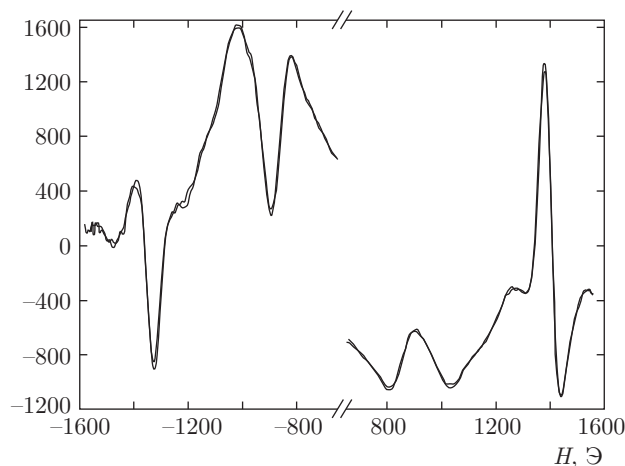


Рис. 3. Форма производной квадратурных ОМРПЧ при разных токах разряда.  $^{22}\text{Ne}$ ,  $P = 0.182$  Торр, светофильтр ИКС-1, амплитуда девиации магнитного поля 9 Э, слева —  $i = 27$  мА, справа —  $i = 45$  мА

формы. А ОМРПЧ-850 представляет собой суперпозицию двух ОМРПЧ формы (4), отличающихся знаками и ширинами. Уточнено, что ОМРПЧ-850 порождается переходом  $2p_3-1s_4$  (ИС 830 Гс) [4], а ОМРПЧ-1350 — переходом  $2s_4-1S_0$  (ИС 1290 Гс) [8]. Для иллюстрации формы резонансов на рис. 3 приведена компиляция графиков, полученных позднее для  $^{22}\text{Ne}$  при давлении 0.182 Торр. По оси ординат мы откладываем амплитуду сигнала производной с выхода синхронного детектора непосредственно в кодах АЦП (максимум  $\pm 2048$  квантов, соответствующих  $\pm 0.5$  В). На оси абсцисс приводится результат пересчета квантов АЦП, пропорциональных току соленоида, в единицы напряженности магнитного поля. Левый график отвечает току разряда 27 мА, правый — току 45 мА. Графики имеют разные знаки, что особенно заметно по суперпозиционному ОМРПЧ-850. Смена знака резонансов обусловлена тем, что графики получены в условиях, отличающихся знаком сканирующего магнитного поля. При неизменной фазе модуляционной добавки к сканирующему магнитному полю смена знака последнего изменяет знак сигнала синхронного детектирования. Еще одна особенность графиков — заметное расщепление кривых — обусловлена тем, что представлены кривые, документированные в одном длинном файле без разделения на прямой и обратный проходы. На тех рисунках, где приведена одна кривая, мы усредняли результаты проходов, чтобы, сгладив шумы, улучшить визуальное качество графика, а при численном анализе уменьшить количе-

ство точек и время счета, не теряя точности. Разделение проходов при визуализации бывает полезным не только как характеристика воспроизводимости, но и как демонстрация эффекта расщепления кривых в местоположении резонансов, пока еще не до конца понятого и не опубликованного. В ряде случаев малоконтрастные резонансы обнаруживались при такой визуализации в виде расщепления кривых.

Графики рис. 3 демонстрируют уже обнаруженные в работах [3–5] свойства ОМРПЧ-1350 и ОМРПЧ-850. При малых токах разряда возрастает амплитуда ОМРПЧ-850, а при больших — амплитуда ОМРПЧ-1350. При повышении тока разряда ОМРПЧ-1350 демонстрирует изменение формы от близкой к пиковой при 27 мА в направлении к дисперсионной при 45 мА за счет роста амплитуды и смещения внешнего склона резонанса.

Рассматривая вопросы формы ОМРПЧ, отметим теоретическую работу [9], стимулированную результатами [2] и поэтому близкую к нашей постановке опытов. Форма резонанса описывается в [9] функцией  $\text{sinc}(x)$ , подобной (3)

$$\text{sinc}(x)_s = \frac{\sin x}{x}, \quad x = \frac{(\omega_1 - \omega_2)\tau}{2}. \quad (5)$$

Здесь  $\omega_i$  — частоты переходов пересекающихся зеемановских компонент изотопов 1 и 2, а  $\tau$  — введенный автором [9] параметр, зависящий от окружающей атомную пару среды, тождественный «времени существования спонтанного фотона до его поглощения». В результате [9] выражение 5) входит с множителем, зависящим от разнесения частиц и приводящим к модуляции амплитуды с периодом, определяемым длиной волны излучения.

График производной функции (5) представляет собой центральный контур с протяженными крыльями затухающих сателлитов, ширина которого и положение сателлитов задаются параметром  $\tau$ . Однако в опытах [2–5]  $\text{sinc}(x)$  проявляется в виде центрального контура со слабо выраженными сателлитами. В данной статье демонстрируется всего один ОМРПЧ со многими сателлитами. Он получен в инверсной среде — в разряде гелия с примесью следов неона. Причин подавления сателлитов может быть много, применительно к (5), например, это статистический разброс времени  $\tau$  в реальной среде, который, не меняя положения центрального пика, смещает положение сателлитов, усредняя, нивелируя их. В нашей интерпретации  $2\tau$  — это время совместного существования колебаний разных полей в перекрывающихся ближних зонах пары атомов.

### 3. НЕСТАЦИОНАРНАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ДВУХЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ, МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

В математике характерная форма резонансов  $\text{sinc}(x)$  — центральный контур с убывающими по амплитуде сателлитами — обусловлена резким ограничением интервала регистрации процесса, т. е. его прямоугольным, обрывным характером с разрывами производной на краях. Если процесс плавно возрастает и убывает без разрыва производной или разрывы нестационарны во времени, то сателлитов не должно быть. В общем виде тригонометрическую функцию  $\text{sinc}(x)$ , центрированную в нуле частоты  $\Omega$ , можно записать как

$$\text{sinc}(\Omega, \Delta\varphi, T) = \frac{\sin(\Omega T + \Delta\varphi) - \sin \Delta\varphi}{\Omega T}. \quad (6)$$

Здесь  $\Omega = \omega_1 - \omega_2$  — разность частот колебаний,  $\Delta\varphi$  — разность фаз колебаний при  $t = 0$ ,  $T$  — время длительности регистрации (усреднения) биений или время совместного существования колебаний разных частот. Формальное применение (6) к описанию опытов, использованное на ранней стадии опытов, позволило в общих чертах описать и промежуточные между  $\text{sinc}(x)_s$  (3) и  $\text{sinc}(x)_q$  (4) асимметричные формы ОМРПЧ, варьируя значение параметра  $\Delta\varphi$ . Однако в явлениях атомной физики и спектроскопии  $\Delta\varphi$  может быть равно нулю или  $-\pi/2$ . Первый случай отвечает синфазной синхронизации частот, присущей кооперативным когерентным явлениям, процессам, связанным с образованием коллективных суперпозиционных состояний атомной пары (перепутыванием и зацеплением), второй — квадратурной синхронизации частот, присущей процессам когерентизации (синхронизации) частот при вынужденном испускании. Поэтому мы будем решать задачи аппроксимации ОМРПЧ в рамках категорий квадратурных и синфазных резонансов.

#### 3.1. Квадратурные и синфазные резонансы

На рис. 4а представлены графики квадратурного резонанса  $\text{sinc}(x)_q$  (6) и его производной (рис. 4б) как функции разности частот  $\Omega$ . Для наглядности и сравнения резонансы, имеющие различающиеся знаки  $\Delta\varphi = \pm\pi/2$  и различающиеся времена усреднения  $T$ , разнесены на разные значения шкалы ( $\pm 10$  ед.). Графики визуализируют изменения знака и ширины резонанса при изменении знака  $\Delta\varphi$  и времени усреднения биений колебаний  $T$ . Представленный на рис. 4а резонанс в левой части графика описывается выражением

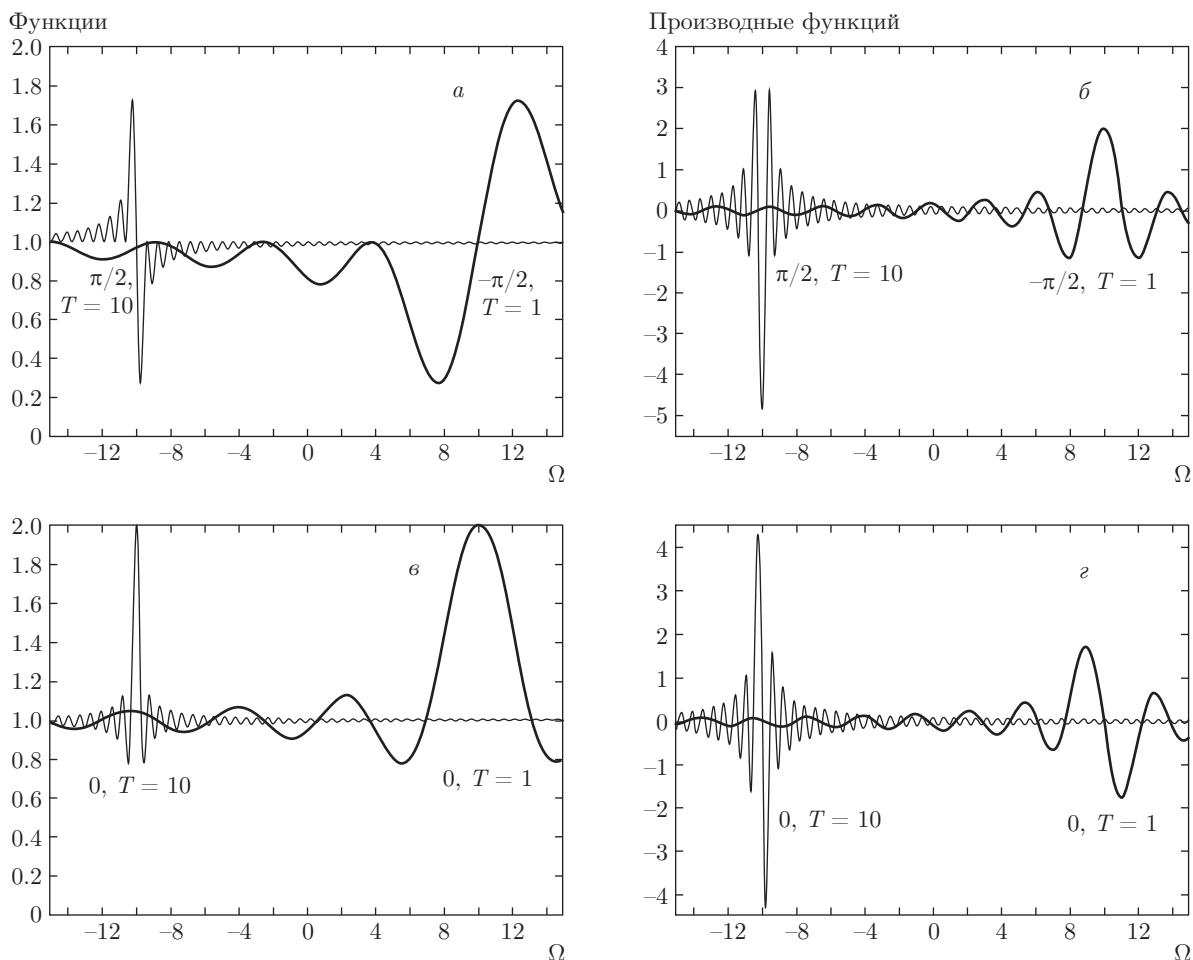


Рис. 4. Нестационарная интерференция амплитуд бихроматического поля при квадратурной (а,б) и синфазной (в,г) синхронизациях колебаний и временах усреднения «биений»  $T$ , различающихся в 10 раз

$$1 + \frac{\sin [10(\Omega + 10) + \pi/2] - \sin(\pi/2)}{10(\Omega + 10)},$$

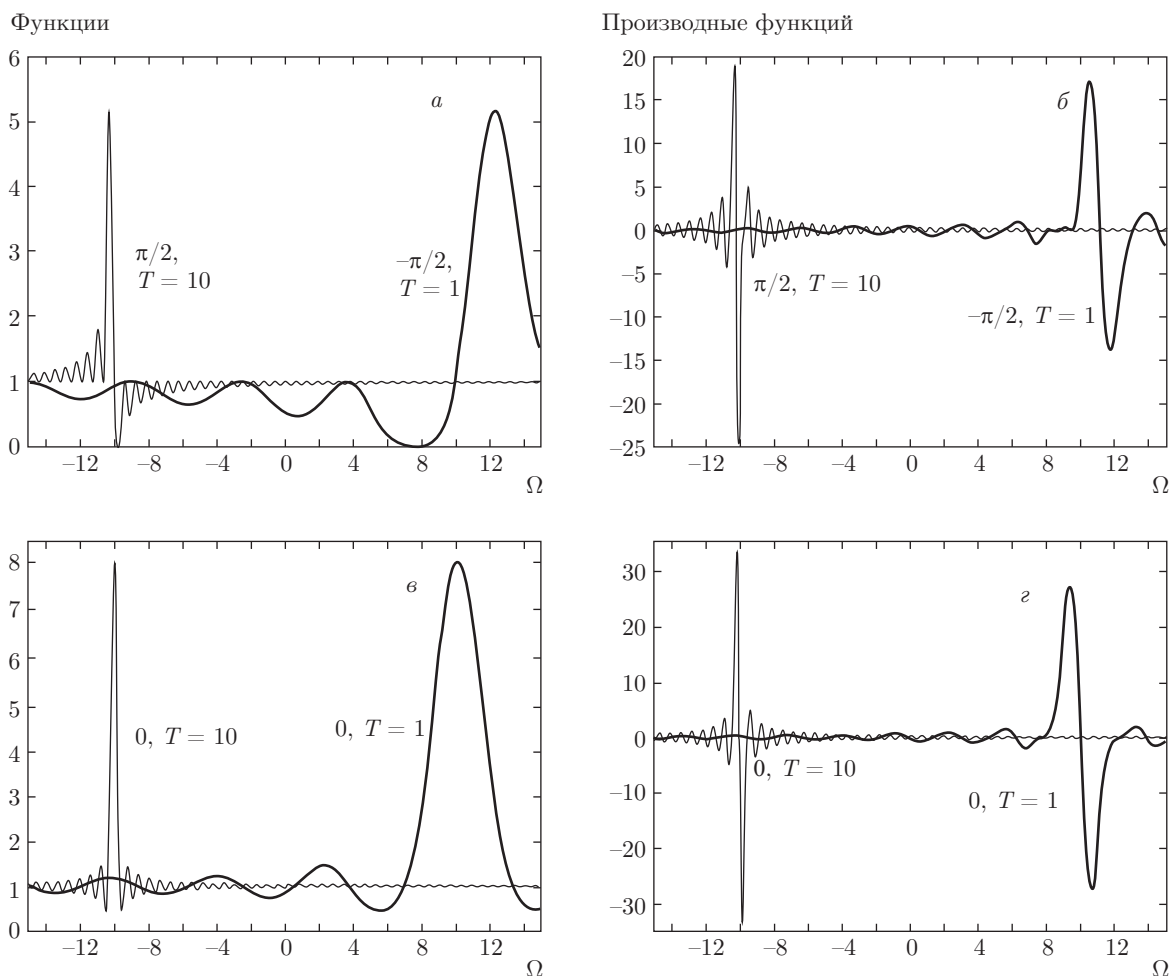
а в правой части — выражением

$$1 + \frac{\sin[(\Omega - 10) - \pi/2] - \sin(\pi/2)}{\Omega - 10}.$$

Графики рис. 4а нормированы на суммарную интенсивность некогерентного двухчастотного поля, когда складываются интенсивности полей, а не амплитуды. Этому же единичному уровню отвечает точка в центре резонансов при нулевом расщеплении частот, где при квадратурной синхронизации ( $\Delta\varphi = \pm\pi/2$ ) также суммируются квадраты амплитуд полей. С введением разности частот полей  $\Omega$  интерференция становится нестационарной. В зависимости от знака расстройки частот интерференция имеет конструктивный или деструктивный характер (превышение или понижение относительно суммы интенсивностей полей). На графиках рис. 4 отложены значения функции (6), нормированные на

единицу, но, если следить за абсолютными значениями функции, то при времени усреднения биений  $T$ , много большем периода частоты расщепления компонент, сигнал нестационарной интерференции стремится к нулю. При временах усреднения биений, сравнимых с периодом биений, ширина резонанса тем больше, чем меньше время усреднения. Смена знака фазового сдвига у графиков колебаний рис. 4а приводит к инверсии резонанса относительно его центра. А в сигнале производной (рис. 4б) центральная часть резонанса, имея колоколообразную форму, меняет знак при смене знака  $\Delta\varphi$ . При этом сателлиты становятся знакопеременными и симметричными относительно центра резонанса, возрастает их контраст относительно центрального пика.

На рис. 4в,г представлены графики синфазной формы резонанса ( $\Delta\varphi = 0$ ) и его производной для тех же времен усреднения  $T$ . Здесь центральный резонанс функции имеет колоколообразную форму с



**Рис. 5.** Нестационарная интерференция амплитуд бихроматического поля пары атомов в среде возбужденных атомов с учетом ее нелинейного (кубичного) отклика на поле интерференции при квадратурной (а,б) и синфазной (в,г) синхронизациях колебаний

симметричными сателлитами (рис. 4в), а его производная имеет вид, подобный дисперсионной кривой с несимметричными сателлитами (рис. 4г).

Однако опыты демонстрируют ОМРПЧ (например, рис. 3), которые не описываются формами (3), (4), а применение (6) с  $\Delta\varphi \neq 0, \pm\pi/2$ , как было отмечено, физически не состоятельно. В связи с этим покажем, что искажение формы ОМРПЧ может быть связано со вторым этапом их образования — с нелинейностью отклика заселенности уровней атомов, окружающих пару, на интерференционные изменения амплитуд полей пары.

### 3.2. Вариация формы резонансов при нелинейном отклике среды

Описать процесс нелинейного отклика среды на данном этапе понимания эффектов можно только

приблизненно, феноменологически. Для начала мы приняли простейшее, степенное отображение нелинейности

$$I \sim (1 + \text{sinc}(\Omega, \Delta\varphi, \tau))^{k_{st}}. \tag{7}$$

На графиках рис. 5 для подчеркивания эффекта степень нелинейности выбрана достаточно большой ( $k_{st} = 3$ ). Это сделано с учетом того, что вовлечение в процесс излучения окружающих атомов, помимо прямой квадратичной зависимости от интенсивности интерферирующих полей пары, включает также вторичные процессы некогерентного сложения интенсивностей излучения окружающих атомов, приводящие к нелинейному росту излучающего объема среды (количества излучающих атомов, опосредованно связанных с интерферирующей парой).

При квадратурной синхронизации резко выражено преобразование исходного дисперсионно по-

добного центрального пика функции (рис. 4а) в форму близкую к пиковой (рис. 5а) и колоколообразного пика производной (рис. 4б) в форму близкую к дисперсионной (рис. 5б). Рост нелинейного отклика происходит в области конструктивной интерференции, т. е. с внешней стороны резонанса, рост амплитуды деструктивного крыла ограничен нулевым уровнем. Это приводит к нарушению симметрии резонанса относительно центра и его визуальному смещению к большим абсолютным значениям резонансных магнитных полей. При этом нелинейный отклик среды меняет и симметрию ближайших сателлитов резонанса, несколько уплощая его внутренний склон (рис. 5а,б).

В случае синфазной синхронизации (рис. 5в,г) симметрия формы сохраняется, смещение ОМРПЧ отсутствует, нелинейные искажения приводят лишь к сужению резонанса и к уменьшению контраста сателлитов.

На рис. 4а,в знак исходного синкуса выбран положительным, отвечающим росту интенсивности поля при интерференции. Однако при регистрации излученных квантов макроскопическим фотодетектором ожидать проявления интерференционных явлений не следует. В направлении вдоль магнитного поля отсутствует излучение  $\pi$ -компоненты бихроматического поля излучения, а в ортогональном к магнитному полю направлении поляризации  $\pi$ - и  $\sigma$ -компонент волновых полей ортогональны. Даже при параллельности поляризаций интерференция волн в среде пространственно-разнесенных пар будет нивелироваться некогерентным сложением их интерференционных полей. Поэтому речь может идти, только о микроаспекте, о регистрации результатов интерференции фотодетектором микроскопически приближенным к интерферирующей паре. Таким фотодетектором могут быть другие атомы среды, близкие к паре изотопов. Поле интерференции когерентной пары диполей, действуя на окружающие атомы, индуцирует их переходы, меняя населенности уровней. Далее эти изменения заселенности, индуцируемые разными парами, но единообразно зависящие от магнитного поля, суммируются по всему объему и макроскопический фотоприемник, расположенный вне его, регистрирует интегральное изменение интенсивности излучения плазмы, обусловленное резонансными изменениями населенности уровней родительского перехода. Если наблюдаемые эффекты обусловлены нестационарной интерференцией КСП ближней зоны излучения, то такими микродетекторами могут быть только возбужденные атомы неона. Как известно, энергия КСП

носит реактивный характер и к тому же на частоте колебаний, равной частоте перехода, она всегда меньше  $\hbar\omega$ , поэтому она не может быть использована для возбуждения перехода. КСП может инициировать только оптические переходы без затраты энергии, т. е. дезактивировать окружающие возбужденные атомы.

Если нелинейное воздействие интерферирующей пары на окружающие возбужденные атомы заключается в их девозбуждении, стимулировании распада, то обусловленное этим уменьшение концентрации атомов на верхнем уровне родительского перехода будет проявляться в излучении вдоль кюветы как уменьшение интенсивности излучения. Таким образом, если иметь в виду ожидаемый знак ОМРПЧ, регистрируемого в среде, то полярность графиков рис. 4а,в, следует изменить на отрицательную.

#### 4. НЕСТАЦИОНАРНАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ЧАСТОТ ПЕРЕХОДОВ ИЗОТОПИЧЕСКИ РАЗНЫХ АТОМОВ В МОДЕЛИ ДОВОЛНОВОЙ ЗОНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

В нашей исходной гипотезе ОМРПЧ являются следствием интерференции полей фотонов на стадии их формирования в доволновой зоне излучения атомов (зоне индукции волновых полей). С началом распада возбужденного состояния атома идет процесс перекачки энергии возбуждения в энергию КСП и волнового поля. При этом у КСП, в отличие от волновых полей, колебания электрического и магнитного полей сдвинуты по фазе на  $\pi/2$ , поэтому его вектор Пойнтинга меняет знак на периоде колебания, оставаясь в среднем равным нулю, и энергия реактивных колебаний КСП возрастает, оставаясь в пределах зоны индукции. Параллельно с этим в зоне индукции идет процесс формирования волны, но возможность переноса энергии волной, ее отрыва от зоны индукции отсутствует до момента накопления энергии  $\hbar\omega$ , достаточной для существования кванта света данной частоты. После накопления энергии  $\hbar\omega$  квант света уносит ее из атома, излучаясь по определению Эйнштейна «игольчато», в некотором направлении, с передачей атому импульса «отдачи» в обратном направлении. ОМРПЧ открывают путь к исследованию нелинейных спектроскопических явлений, порождаемых интерференцией реактивных КСП ближней зоны излучения атома, в которой объемная энергия и реактивных, и активных полей всегда меньше  $\hbar\omega$ , но теоретические

методы квантомеханического исследования этой зоны еще не разработаны.

На начальной стадии исследований, пытаясь объяснить эффекты в приближении волновых полей, мы назвали их полями «недоизлученных» фотонов. Сейчас видно, что это понятие есть по сути дела тот самый «консервированный» квант света, который был предложен в 1926 г. Г. Льюисом [10]. По его представлению это некая гипотетическая внутриатомная сущность, принимающая участие в процессах излучения, но не являющаяся квантом света, поэтому и называть ее следует иначе — **фотон<sup>2)</sup>**. Однако его идея не была принята научным сообществом. Уже на следующий год этот красивый односложный термин стал полным синонимом эйнштейновского кванта света<sup>3)</sup>.

Здесь уместно отметить некоторые существенные особенности КСП ближней зоны. Принципиальным является то, что КСП распространяются в пределах зоны не «игольчато», как фотоны, переносчики энергии, а в соответствии с диаграммой распределения электрического поля статического диполя. Выше отмечалось, что условия квадратурной синхронизации оптических полей могут быть выполнены при вынужденном испускании, и эта гипотеза, потенциально объясняющая наблюдаемую форму ОМРПЧ, изначально была принята как основная для модели образования квадратурных ОМРПЧ. Однако реализация ее в приближении волнового поля оказалась невозможной, поскольку условие наличия фазового сдвига  $\Delta\varphi = -\pi/2$  выполняется для коллиениарно распространяющихся волн одинаковых частот. В наших опытах эти резонансные условия обеспечиваются за счет сдвига частот в магнитном поле и доплеровского сдвига частот атомов изотопов, но для существования квадратурных ОМРПЧ требуется, чтобы когерентное поле было бихроматическим. Если же допустить, что в образовании ОМРПЧ участвуют не волновые поля, а квазистатические, которые распространяются в соответствии с диаграммой поля статического диполя (и в прямом, и в обратном направлениях относительно вектора скорости атома), то проблема в принципе снимается.

<sup>2)</sup> «... I therefore take the liberty of proposing for this hypothetical new atom, which is not light but plays an essential part in every process of radiation, the name **photon**».

<sup>3)</sup> В 1927 г. «электроны и фотоны» стали темой известного в истории физики Солвеевского конгресса. Более того, сейчас, когда понятие кванта света существенно расширилось и получены кванты, состоящие из нескольких «сцепленных» квантов, единственно фотон отвечает понятию кванта света  $\hbar\omega$ , введенному Эйнштейном.

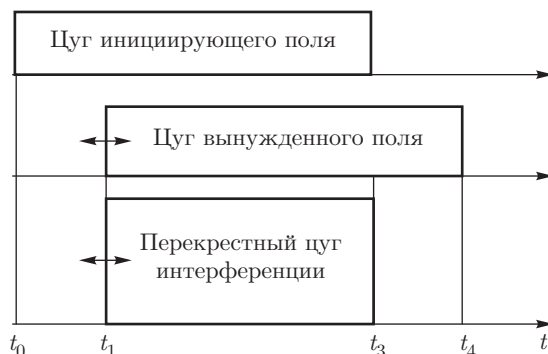


Рис. 6. Схема пересечения временных цугов полей «недоизлученных фотонов» ближней зоны излучения

Тогда помимо полей совпадающих частот с фазовым сдвигом  $\Delta\varphi = -\pi/2$  и распространяющихся в прямом направлении, в обратном направлении появятся поля частот, различающиеся на удвоенный доплеровский сдвиг и с противоположным фазовым сдвигом исходных полей  $\Delta\varphi = \pi/2$ . Сразу отметим, что моделирование квадратурных ОМРПЧ, регистрируемых на опыте, при аппроксимации функцией (6) показало адекватность описания опытов именно при параметре  $\Delta\varphi = \pi/2$ .

Особенностью КСП является и то, что во всей квазистационарной зоне они изменяются синхронно с движением источников (зарядов), а эффекты запаздывания, характерные для волновых полей, не проявляются (см., например, [?] вып. 6, гл. 20, § 4[11]). Это приводит к выпадению из-под знака тригонометрической функции членов, зависящих от расстояния. Иногда эффект интерпретируется как мгновенное распространение квазистатических полей [12]. Но эта «мгновенность» распространения может относиться только к фазе поля, скорость распространения КСП равна скорости света, что подтверждается и в наших опытах наличием доплеровского сдвига частот движущихся источников КСП.

При сравнении модели нестационарной интерференции с опытом необходимо понять причины отсутствия сателлитов синкусов. В качестве одной из причин выше упоминалось непостоянство интервала регистрации интерференционных биений КСП изотопических атомов от пары к паре, от возбуждения к возбуждению.

Пересечения временных цугов квазистатических полей «недоизлученных фотонов» поясняет рис. 6. На первой строчке показан цуг спонтанного распада первого возбужденного атома, иницирующего процесс синхронизации КСП второго возбужденно-



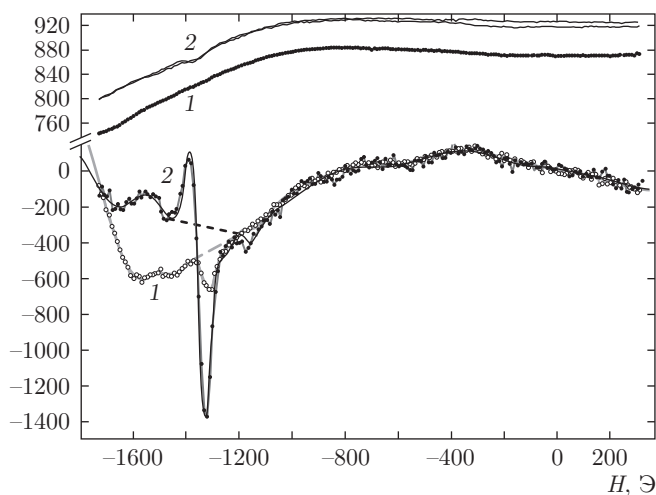


Рис. 7. Скачкообразный рост нелинейного отклика среды с ростом давления.  $^{20}\text{Ne}$ , ток разряда 60 мА, давление  $^{20}\text{Ne}$  0.16 (1), 0.166 (2) Торр

го атома:  $t_0$  — начало,  $t_3$  — момент излучения кванта света первым атомом и исчезновения его КСП. Интервал времени  $t_3 - t_0$  — это максимально достижимое время нестационарной интерференции, если в момент  $t_0$  в ближней зоне инициирующего атома уже расположен возбужденный резонансный атом второго изотопа, а временем, затрачиваемым на синхронизацию колебаний, можно пренебречь. Если же второй возбужденный атом появляется в момент  $t_1$  с некоторой переменной задержкой (средний график), то временной путь нестационарной интерференции  $t_3 - t_1$  будет короче (нижний график).

Разброс длительности временных путей  $t_3 - t_1$  парной интерференции в объеме кюветы может быть причиной нивелирования спутников квадратурных синкусов. При синфазной синхронизации частот излучения речь идет о коррелированном спонтанном распаде, возникающем в системе двух близко расположенных возбужденных атомов. Поэтому разброс длительности путей интерференции КСП возбужденных атомов, демонстрируемый рис. 6, здесь невозможен. Однако опыты показывают, что спутники подавлены и в синфазных ОМРПЧ. По нашим представлениям одна из причин этого может быть связана с увеличением времени задержки входа в режим синхронного распада атомов с ростом разности частот полей, т. е. отстройки магнитного поля от резонанса. Увеличение отстройки уменьшает концентрацию коррелированных пар и, следовательно, амплитуду спутников.

Следует уточнить, что на графиках рис. 6 пренебрежено изменением со временем амплитуд ин-

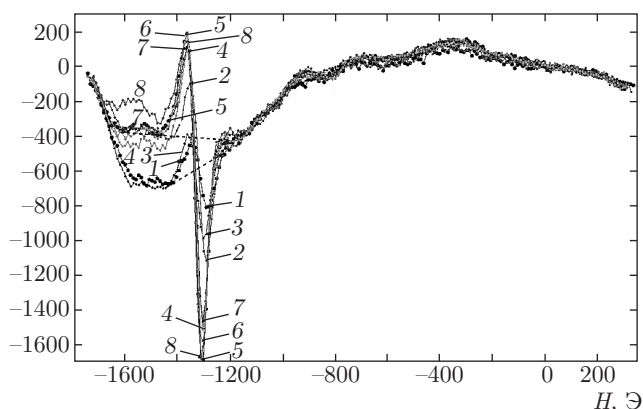
терферирующих КСП. Характер этой зависимости определяется зависимостью КСП от расстояния, начальным разделением атомов, скоростью их сближения (удаления) и временем существования полей. Наиболее контрастное отличие от рис. 6 будет наблюдаться, если атомы пробегают точку совпадения координат на середине временного интервала усреднения биений. В этом случае поле перекрестного цуга приобретет колоколообразную добавку в центре, что уменьшит относительный вклад разрывов производной на краях интервала регистрации цуга и амплитуду спутников.

## 5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ КВАЗИСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ИЗОТОПИЧЕСКИ РАЗНЫХ АТОМОВ

### 5.1. Квадратурные ОМРПЧ

На рис. 3 мы демонстрировали изменение формы производной квадратурного ОМРПЧ-1350 с повышением тока разряда. При малом токе разряда форма была близка к пиковой симметричной форме центрального резонанса парной интерференции рис. 4б. С повышением тока разряда форма изменялась по направлению к дисперсионной форме рис. 5б, характерной для нелинейного отклика среды на поле интерференции пары изотопических атомов. Как и на графиках рис. 5б, это происходит за счет роста амплитуды и смещения внешнего склона центрального резонанса. Объясняется это ростом населенности возбужденных уровней с увеличением тока разряда. Однако он связан не только с повышением тока. На рис. 7 мы демонстрируем скачкообразное появление нелинейного отклика среды при повышении давления  $^{20}\text{Ne}$  всего на несколько процентов.

Две верхние кривые — это интегральный сигнал излучения, две нижние — производная интегрального сигнала. Опыты проведены при токе разряда 60 мА. При малом давлении форма производной ОМРПЧ-1350 пиковая, но не такая контрастная, как на рис. 3 ( $^{22}\text{Ne}$ , ток 45 мА), и на кривой 1 отсутствует ОМРПЧ-850. На кривой 2, полученной при чуть большем давлении, форма ОМРПЧ приобрела характерные признаки нелинейного искажения, демонстрируемые на рис. 3 при увеличении тока разряда. Однако здесь появление дисперсионной компоненты у ОМРПЧ-1350 сопровождается также резким ростом внешнего крыла резонанса — его отклонением от фоновой кривой. Оно возвращается к уровню фона только при отстройке, заметно превышающей ширину резонанса. Эта



**Рис. 8.** Влияние соотношения концентраций изотопов на форму производной ОМРПЧ. Переход синфазной формы ОМРПЧ в квадратурную. Давление 0.17 Торр, ток разряда 60 мА, длина волны 576.4 нм,  $^{20}\text{Ne}$  с примесью  $^{22}\text{Ne}$  от 8 % до 0.2 %. Примесь  $\approx$  8 % (1), 4 % (2), 6 % (3), 1.6 % (4), 0.75 % (5), 0.35 % (6), 0.24 % (7), 0.22 % (8)

асимметрия ОМРПЧ не связана с изменением фона, поскольку изменение давления газа невелико, и, как видно по правой части графика производной, не приводит к его заметному искажению. При численной обработке деформация фона была аппроксимирована дополнительным трехпараметрическим гауссовым контуром переменной ширины, положения и амплитуды, центрированным в итоге на 1750 Э. Однако не видно физических предпосылок к его появлению при столь малом изменении давления. В качестве одной из причин можно предположить неадекватность описания специфики нелинейного отклика среды с помощью одного степенного параметра (7), но, учитывая величину эффекта, вряд ли поможет усложнение функции учета нелинейности. Природа эффекта, по-видимому, более загадочна, хотя и обусловлена нелинейностью отклика среды.

Помимо этого рис. 7 демонстрирует появление провала в интегральном сигнале (верхние кривые) при скачкообразном появлении нелинейной формы квадратурного резонанса в производной. Это согласуется с пиковой формой интегрального сигнала на рис. 5а. Впечатляет глубина провала — около 1.3 % от интенсивности свечения при содержании примесного изотопа 0.2 %. Подобный провал демонстрировался и ранее на рис. 1 работы [3], но его численной оценки ( $\approx$  0.8 %) в статье не было приведено.

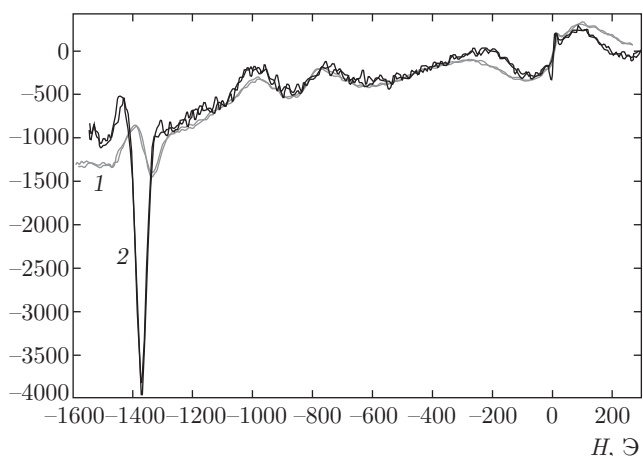
## 5.2. Синфазные ОМРПЧ

В опытах, результаты которых представлены на рис. 8, изменялось соотношение концентраций изотопов при постоянных токе разряда и давлении газа. Однако и здесь был зарегистрирован скачок фор-

мы при изменении соотношения концентраций изотопов, обусловленный переходом синфазной формы ОМРПЧ в квадратурную форму. В заводском изотопе  $^{22}\text{Ne}$  нельзя было уменьшить содержание примеси  $^{20}\text{Ne}$ . Поэтому в качестве буферного изотопа, как и в опыте рис. 7, использовался  $^{20}\text{Ne}$ , к которому добавлялся изотоп  $^{22}\text{Ne}$  в концентрации, близкой к содержанию  $^{20}\text{Ne}$  в использованном нами обогащенном  $^{22}\text{Ne}$  (приблизительно 8 %). После смешения в вакуумном посту смесь запускалась в ячейку, фиксировалось давление ( $\approx$  0.17 Торр), затем смесь отсекалась от поста и регистрировались ОМРПЧ для серии токов разряда. После завершения опытов с данной смесью изотопов в пост добавлялась порция  $^{20}\text{Ne}$  с малым содержанием примеси, повышающая давление и уменьшающая относительную концентрацию  $^{22}\text{Ne}$  в смеси изотопов. Газы смешивались затем откачкой поста и ячейки, снова устанавливалось давление близкое к 0.17 Торр и снова регистрировались ОМРПЧ. Соотношение концентраций изотопов вычислялось исходя из начального содержания примеси  $^{22}\text{Ne}$  и соотношения объемов поста и ячейки.

Процедура порционного добавления  $^{20}\text{Ne}$  с последующей откачкой продолжалась до практически полного замещения исходной смеси  $^{20}\text{Ne}$  с примесью 8 %  $^{22}\text{Ne}$  на изотопически чистый изотоп  $^{20}\text{Ne}$  с содержанием  $^{22}\text{Ne}$  0.2 %. Графики рис. 8 представляют собой выборку данных для тока 60 мА с нумерацией кривых по последовательности опытов.

По форме фона первая кривая очень схожа с кривой 1 рис. 7, но производная ОМРПЧ-1350 имеет не пиковую, а подобную дисперсионной форму. На графике 2, полученном после первого разбавления смеси чистым  $^{20}\text{Ne}$  (по расчету уменьшившего содержание примеси  $^{22}\text{Ne}$  до 3.7 %), центральный резонанс приобрел квадратурную нелинейную форму и график резонанса стал похож на график 2 рис. 7 с подъемом внешнего крыла резонанса. Однако, когда через 12 часов этот опыт был повторен (график 3 после ночи пребывания газа в кювете), результаты снова стали более схожи с графиком 1 рис. 8. Мы связываем это с увеличением концентрации примесного изотопа  $^{22}\text{Ne}$  по сравнению с первоначальным (расчетным) значением 3.7 % за счет ночной десорбции  $^{22}\text{Ne}$  из пористого катода, возможно, до 5–6 %  $^{22}\text{Ne}$ , судя по масштабу изменений. Следующее, четвертое разбавление, исходя из начальных 8 %, отвечало 1.6 %  $^{22}\text{Ne}$  и снова дало форму, похожую на график 2 рис. 8 и рис. 7. Начиная с этого разбавления и до конца опытов форма ОМРПЧ качественно сохранялась. Завершающий опыт 8 показал резуль-



**Рис. 9.** Переход синфазной формы ОМРПЧ-1350 в квадратурную форму при замене смеси изотопов.  $^{22}\text{Ne}$  при  $P = 0.18$  Торр,  $i = 45$  мА, светофильтр ИКС-7: кривая 1 — старая смесь (девиация  $H$  18 Э), кривая 2 — свежая смесь (девиация  $H$  7 Э)

тат даже численно близкий опыту 2 рис. 7, также выполненному с изотопом  $^{20}\text{Ne}$  без дополнительной примеси  $^{22}\text{Ne}$ . Сам факт влияния отношения концентраций изотопов на нелинейный отклик среды в принципиальном плане удивлять не должен в связи с перекрытием спектральных линий в смеси изотопов.

Проявление на опыте чисто синфазных ОМРПЧ и чисто квадратурных ОМРПЧ без нелинейного искажения — явление не частое, требующее особых условий. На рис. 9 представлены результаты, полученные в схожих с рис. 3 условиях ( $^{22}\text{Ne}$ , давление 0.18 Торр, ток разряда 45 мА), но с формой резонансов, различающейся как между собой, так и с результатами опытов рис. 3.

В обоих опытах кювета заполнялась одинаковой смесью изотопов (заводской  $^{22}\text{Ne}$  с примесью 7.62%  $^{20}\text{Ne}$  при давлении 0.18 Торр). Но кривая 1 — это последняя запись в серии опытов с данной смесью, а кривая 2 — первые опыты после ее замены. Выяснено, что причина изменчивости формы заключается в различии отношений концентраций изотопов, несмотря на напуск в кювету одинаковой смеси. Связано это с сорбцией и десорбцией газа подогранным объемным катодом, используемым в наших опытах для обеспечения необходимой плотности тока при низких давлениях неона без распыления катода. В ситуации опыта рис. 9 «старая» смесь была напущена в кювету после длительного пребывания в ней  $^{20}\text{Ne}$  с содержанием  $^{22}\text{Ne}$  менее 0.2%, в итоге катод долго сорбировал исключительно  $^{20}\text{Ne}$ . Поэтому при напуске заводского  $^{22}\text{Ne}$  сорбированный в катод

де  $^{20}\text{Ne}$  постепенно десорбировал в разряд, замещаясь  $^{22}\text{Ne}$ , что в итоге привело в «старой» смеси к существенному увеличению содержания  $^{20}\text{Ne}$  сравнительно с 7.62%  $^{20}\text{Ne}$  в стандартном  $^{22}\text{Ne}$ . Именно с повышенной концентрацией примесного изотопа  $^{20}\text{Ne}$  может быть связано появление синфазной формы ОМРПЧ-1350 на графике 1. Эта кривая хорошо описывается одним контуром (6) при  $\Delta\varphi = 0$ , в котором разность частот заменена разностью магнитных полей. Параметр ширины ОМРПЧ составил 21 Э. После откачки этой («старой») смеси в катод теперь остался сорбированный  $^{22}\text{Ne}$ , и при повторном напуске обогащенного  $^{22}\text{Ne}$  изменение соотношения концентраций могло быть только в сторону уменьшения относительного содержания примесного изотопа  $^{20}\text{Ne}$ .

Особенностью опытов рис. 9 является более сложная форма квадратурного ОМРПЧ-1350 по сравнению с формой (6). Численная обработка показала, что помимо использования  $\Delta\varphi = \pi/2$  (вместо  $\Delta\varphi = -\pi/2$ ) для описания ОМРПЧ необходимы три синкуса (6), различающиеся по ширине. Ширины контуров ОМРПЧ-1350 изменялись от 21 Э до 5 Э при параметре ширины контура максимальной амплитуды 11 Э. При этом в связи с необходимостью ограничения амплитуды возросшего сигнала пиковой формы амплитуда девиации магнитного поля при переходе была постепенно уменьшена с 18 Э до 7 Э. Опыт прямо демонстрирует изменчивость времени  $t_1$  рис. 6 от пары к паре атомов, от возбуждения к возбуждению, которая изменяет длительность интерференции и в принципиальном плане снимает вопрос о причинах нивелирования сателлитов.

Таким образом, отсутствие в эксперименте сателлитов ОМРПЧ согласуется с предположением о том, что при усреднении эффектов парной когерентности изотопических атомов в среде изменчивость интервала перекрытия цугов совместного существования квазистатических полей ( $t_3 - t_1$ ) от пары к паре приводит к их нивелированию. Но в связи с этим становятся удивительными демонстрируемые ниже результаты опыта рис. 10, в котором сателлиты проявляются в полной мере.

### 5.3. Кооперативные квадратурные ОМРПЧ

Описываемые опыты были ориентированы на регистрацию ОМРПЧ с минимально возможным содержанием примесного изотопа неона. Для этой цели кювета обезгаживалась разрядом в гелии. Сначала были проведены две серии опытов с промежуточным переполнением  $^{20}\text{Ne}$ , что способствовало де-

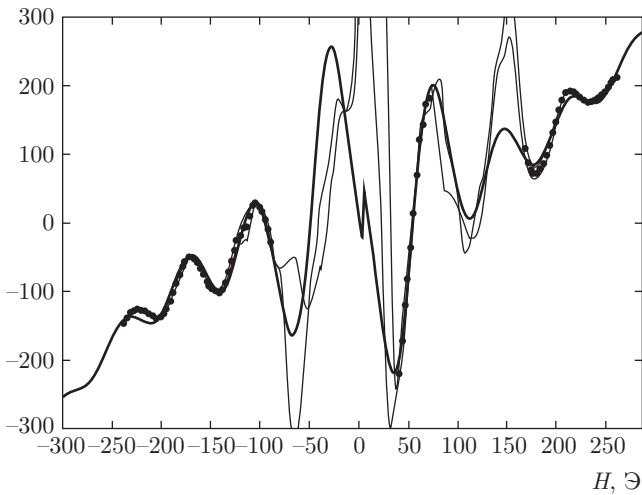


Рис. 10. Производная ОМРПЧ в разряде  $^3\text{He}$  с остаточными следами  $^{20}\text{Ne}$ .  $P = (0.5-1)$  Торр,  $i = 50-64$  мА

сорбции  $^{22}\text{Ne}$  из кюветы, и после этого откачанная кювета была заполнена  $^3\text{He}$  при давлении 1 Торр и отжигалась током разряда 50 мА для окончательной десорбции  $^{22}\text{Ne}$ . В процессе отжига продолжалась регистрация излучения, сначала, на протяжении двух проходов сканирования магнитного поля сигнал проявлялся в виде резонансов нестабильной формы, меняющихся по мере роста времени накопления и центрированных в итоге на  $\pm 150$  Э. В следующем цикле накопления после семи проходов была зафиксирована некоторая стабилизация структур, с формированием минимума на  $-70$  Э и максимума на  $+150$  Э с зоной нестабильности внутри этого промежутка и с зоной стабильности вне ее, где наметились структуры волнообразной формы. И, наконец, в третьем цикле из четырех проходов записи сигнала сформировалась структура, представленная на рис. 10.

Тонкая линия описывает данные прямого и обратного прохода диапазона сканирования. Жирные точки в областях совпадения кривых прямого и обратного проходов сканирования — это значения, использованные при аппроксимации данных опыта моделирующей функцией. В длинной и тонкой кювете разряд в гелии был нестабилен. Как известно, продольное магнитное поле стабилизирует разряд и, возможно, и с этим связано улучшение кривых с ростом магнитного поля. Жирная линия — производная функции (6) при  $\Delta\varphi = \pi/2$ , в которой разность частот заменена разностью магнитных полей. Сдвиг резонанса составил 29 Э, параметр ширины  $G = 10.5$  Э при девиации магнитного поля 10 Э.

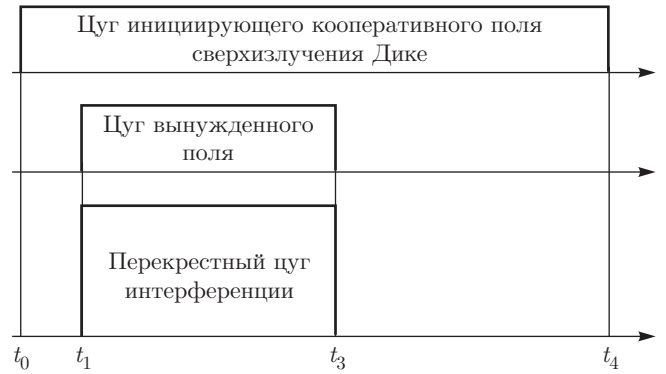


Рис. 11. Временная диаграмма порождения квадратурного ОМРПЧ в инверсной среде

Коэффициент нелинейности отклика среды  $k_{st}$  получен близким к единице.

При идентификации данного резонанса в качестве родительского выступает переход  $3s_2-3p_1$  ( $\lambda = 4.218$  мкм). Изотопический сдвиг уровня  $3s_2$  измерен относительно уровня  $1s_5$  с точностью 2.3 МГц в работе [13]. Что касается уровня  $3p_1$ , то известны ИС этого уровня относительно уровня  $3d_5$ : 291.6 (1.5) МГц, и относительно уровня  $3s_1^i$ : 175.8 (0.6) МГц [14]. Однако для этих уровней нет измерений изотопического сдвига относительно других уровней неона с известными ИС и они не могут служить источником точной информации о сдвиге уровня  $3p_1$ . Но помимо этого известны данные [4] для двухконтурного ОМРПЧ-350, идентифицированного как резонанс, порождаемый переходом  $3p_1-2s_2$  с известной погрешностью ИС уровня  $2s_2$  (3 МГц) относительно уровня  $1s_5$ , следующей из [15]. При использовании для ОМРПЧ перехода  $3s_2-3p_1$  смещения 29 Э, определенного из опыта рис. 10, получаем для сдвига ОМРПЧ-350 значение 347 Э, что вполне приемлемо.

Одна из возможностей избежать нестационарности длительности интервала интерференции цугов, замывающей сателлиты, состоит в увеличении длительности инициирующего спонтанного цуга рис. 6 существенно более  $t_4$ , чтобы время жизни КСП инициируемого недоизлученного фотона ( $t_4 - t_1$ ) с запасом укладывалось в это время. Подобная ситуация отображена на рис. 11, где инициирующий цуг  $t_0 - t_4$  намного длиннее цуга вынужденного поля  $t_3 - t_1$ . В этих условиях длительность интерференции перестает зависеть от времени попадания возбужденного атома примесного изотопа в интервал действия цуга инициирующего поля, чем устраняется причина замывания сателлитов ОМРПЧ.

Но остается вопрос — чем может быть обусловлена большая длительность инициирующего цуга? В связи с тем, что на переходе  $3s_2-3p_1$  в гелий-неоновой смеси с большим относительным содержанием  $^3\text{He}$ , безусловно, реализуется инверсия населенности, увеличение длительности временной и пространственной когерентности может быть следствием коллективного спонтанного излучения — кооперативного когерентного эффекта, наблюдаемого в макроскопических объемах больших длин волн излучения («сверхизлучение Дике», см., например, [16]).

Поскольку для КСП атома, которое присутствует в ближней зоне излучения до момента испускания кванта света, интегральный коэффициент излучения среды (наличие инверсии) не играет особой роли, кооперативный эффект сверхизлучения есть результат действия волновых полей, которые могут поглощаться и усиливаться. Однако в зоне существования кооперативного волнового поля у атомов, задействованных в сверхизлучении Дике, присутствуют также и квазистатические поля, которые могут инициировать КСП примесного изотопа, когерентные кооперативному полю, и порождать квадратные ОМРПЧ.

Кооперативный эффект Дике, скорее всего, реализуется на зеемановских компонентах перехода с большей заселенностью подуровней, не подверженных влиянию магнитного поля, т. е. на  $\pi$ -компонентах в плоскости распространения, ортогональной к направлению магнитного поля. Далее это протяженное когерентное поле может индуцировать вынужденные колебания стандартной длительности ( $t_3 - t_1$ ) на резонансной  $\sigma$ -компоненте возбужденных атомов другого изотопа, которые появляются в зоне действия КСП атомов протяженного цуга сверхизлучения Дике  $\pi$ -компонент. Поэтому сателлиты проявляются в полной мере. Выше в комментарии к рис. 6 было отмечено пренебрежение изменением интенсивности интерферирующих КСП пары изотопических атомов со временем вследствие их сближения или расхождения. Учет этого обстоятельства может приводить к колоколообразной форме перекрестного цуга ( $t_3 - t_1$ ) и нивелированию сателлитов центрального резонанса ОМРПЧ. В случае ситуации рис. 11 этот механизм нивелирования сателлитов отсутствует.

Таким образом, в дополнение к синфазным и квадратурным ОМРПЧ обнаружены резонансы с непритушенными сателлитами, которые для определенности названы кооперативными квадратурными ОМРПЧ. В этом случае протяженный во време-

ни и в пространстве спонтанный инициирующий цуг ( $t_4 - t_0$ ) есть следствие синфазной синхронизации при кооперативном эффекте Дике (сверхизлучении) на атомах буферного изотопа, а сами ОМРПЧ — следствие инициализации вынужденного испускания отдельных возбужденных атомов примесного изотопа квазистатическим полем кооперированных атомов при квадратурной синхронизации. Кооперативный эффект Дике тем больше, чем больше концентрация возбужденных атомов. Поэтому в роли инициирующего агента выступают атомы буферного изотопа, а в роли атомов, вынуждаемых к излучению, — атомы примесного изотопа. Их концентрация не должна быть чрезмерной, чтобы не происходило наложения интерференционных цугов, обусловленных синхронизацией нескольких атомов примесного изотопа, приводящего к изменчивости длительности интерференционного цуга и замыканию сателлитов. Поэтому ситуация обратна той, которая оптимальна для обычных квадратурных ОМРПЧ. Концентрация инициирующих, спонтанно распадающихся атомов не должна быть чрезмерной для обеспечения когерентных условий облучения изотопического партнера (излучением от одного атома). Поэтому это должны быть примесные атомы, концентрация же буферных атомов может быть достаточно большой, обеспечивающей нелинейный отклик среды.

#### 5.4. Разностные резонансы

Рассмотренные типы ОМРПЧ порождались на переходах с невырожденным нижним уровнем (рис. 2а), и было получено приемлемое толкование в рамках концепции нестационарной интерференции реактивных полей атомов. Помимо этого, на опыте регистрируются ОМРПЧ, порождаемые переходами, у которых не вырожден верхний уровень (рис. 2б).

Эти резонансы, как правило, визуально похожи на разность квадратурных резонансов, отличающихся ширинами и амплитудами, поэтому они были названы разностными. В данной статье разностный ОМРПЧ-850 представлен на графиках рис. 3, 9 совместно с квадратурным и синфазным ОМРПЧ-1350, а на рис. 12 синфазный ОМРПЧ-1350 соседствует с разностными резонансами ОМРПЧ-850 и ОМРПЧ-350. Здесь, как и на рис. 9, появление синфазной формы ОМРПЧ-1350 обусловлено повышенным содержанием примесного изотопа, только здесь это  $^{22}\text{Ne}$ .

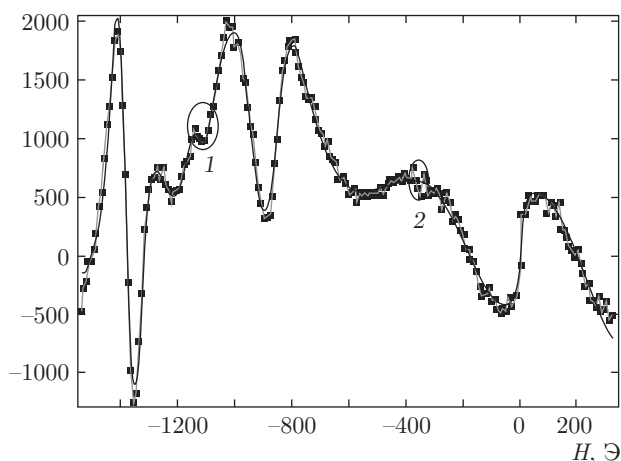


Рис. 12. Производная ОМРПЧ при повышенном содержании  $^{22}\text{Ne}$  ( $\sim 10\%$ ). Ток 40 мА, светофильтр ИКС-1, девиация  $H$  5 Э

Помимо этого отметим еще ряд особенностей графика. В частности, различие ширины ОМРПЧ-850 и ОМРПЧ-350 (2 на рис. 12), показанное и в работе [4], связывается нами с различием частот переходов (в 3.5 раза) — чем больше частота перехода, тем короче время жизни недоизлученного фотона, тем шире резонанс. Вторая особенность — присутствие еще одного мало контрастного ОМРПЧ (1). Визуально он расположен на магнитном поле, чуть большем 1100 Э, но, принимая во внимание наличие претендентов на роль родительского перехода, его можно отнести только к переходу  $3s_3-2p_7$  ( $\lambda = 0.6066$  мкм, ИС 1043 Гс) [4]. Это переход той же структуры с близкой длиной волны, что и ОМРПЧ-850, но его центральный пик при этом выглядит существенно уже, чем у ОМРПЧ-850, и визуально не заметно разностной структуры. Это может быть связано с различием факторов Ланде уровней  $1s_4$  и  $2p_7$  (более, чем в два раза) и с его малым контрастом.

Интерпретация разностных ОМРПЧ первоначально вызвала большие затруднения, поскольку доминировало представление, что особенности формы принципиально связаны со структурой перехода. Но это представление оказалось ошибочным. Принцип появления разностных ОМРПМ можно понять и в рамках временных диаграмм, никак не связанных со структурой переходов. А различие структур переходов влияет на количественные характеристики процессов — эффективность порождения разностных ОМРПЧ в системе рис. 2б с относительно большей силой осциллятора оказывается более эффективной, чем в системе рис. 2а. Механизм по-

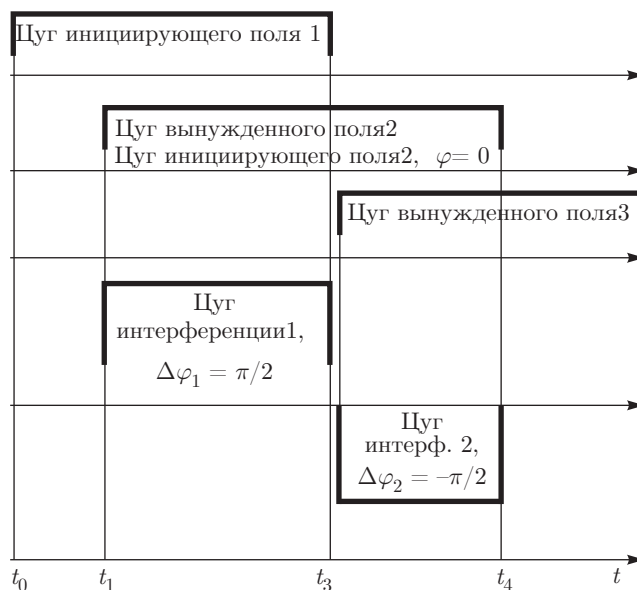


Рис. 13. Временная диаграмма порождения разностных ОМРПЧ

рождения разностных ОМРПЧ поясняет диаграмма, приведенная на рис. 13.

На второй строчке диаграммы отображен пулг вынужденного испускания атома с частотой  $\omega_2$ , начавшийся в момент  $t_1$  и продолжающийся после прекращения в момент  $t_3$  инициирующего колебания первого атома с частотой  $\omega_1$ . На четвертой строчке показан пулг перекрытия их колебаний. В момент времени  $t_3$  излучается фотон, и атом 1 переходит из возбужденного состояния  $m$  в состояние  $n$  (рис. 2), тогда как осцилляции КСП атома 2 данной пары продолжают с сохранением фазы. При этом оба атома остаются в той же области пространства и продолжают двигаться с прежними скоростями, удовлетворяющими условию резонанса, поэтому у атома 2 появляется возможность инициировать вынужденные синхронные колебания атома 1 после его вторичного возбуждения на уровень  $m$  (пулг поля 3). Но в схеме рис. 2а при заселении снизу он вернется на освободившийся подуровень с вероятностью  $1/3$ , тогда как в схеме рис. 2б вероятность его заселения снизу в 9 раз больше. С приоритетом в пользу схемы рис. 2б будет идти и заселение уровня  $m$  спонтанным распадом с более высоких уровней. Но даже и в схеме рис. 2б вероятность возврата может быть недостаточной, если мала сила осциллятора перехода. Именно малой силой осциллятора характеризуется переход, порождающий ОМРПЧ-1043 ( $f = 0.0035$ ), тогда как у остальных ОМРПЧ, идентифицированных в [4],  $f = (0.124-1.19)$ . Поэтому отсутствие раз-

ностной структуры этого резонанса на рис. 11 не должно удивлять. Для образования разностных резонансов необходим переход с невырожденным верхним уровнем и с большой силой осциллятора.

Легко понять и смену знака перекрестного цуга интерференции. Если принять за нуль отсчета неизменную фазу цуга вынужденного поля 2, то фаза инициирующего поля 1 будет опережать ее на  $\pi/2$ , а фаза вынужденного поля 3 будет запаздывать на  $\pi/2$ . Смена на  $\pi$  фазы поля, интерферирующего с полем 2 неизменной фазы, как раз и обеспечит наблюдаемую смену знака квадратурного ОМРПЧ.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на опыте были обнаружены четыре типа резонансов пересечения частот зеемановских компонент изотопически разных атомов. Различаясь формой, эти ОМРПЧ в принципе согласуются с моделью нестационарной интерференции реактивных полей ближней зоны излучения атомов, синхронизованных по фазе и усредненных по времени интерференции. В синфазных ОМРПЧ поля синхронизованы синфазно ( $\Delta\varphi = 0$ ). В квадратурных ОМРПЧ поля синхронизованы квадратурно ( $\Delta\varphi = \pi/2$ ). Разностные квадратурные ОМРПЧ представляют собой сумму квадратурных ОМРПЧ разных знаков; а кооперативные квадратурные ОМРПЧ образуются на переходах с инверсией населенности, в присутствии кооперативного сверхизлучения.

Для образования разных типов резонансов существенны разные свойства КСП, но если ранжировать их по большей общности, то наиболее важно то, что у вектора электрического поля колеблющегося диполя присутствуют компоненты как параллельные, так и ортогональные оси диполя. Это делает возможной интерференцию полей пространственно-разнесенных и по-разному ориентированных диполей даже в случаях, когда волновые поля  $\pi$ - и  $\sigma$ -компонент излучения ортогональны, объясняя реализацию на опыте выражения (1). Существенным является и наличие магнитного поля, которое формирует подансамбли  $\pi$ - и  $\sigma$ -диполей и прецессию последних. Именно невозможность синхронизации встречно прецессирующих  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -диполей объясняет отсутствие в опытах сдвигов ОМРПЧ, описываемых (2).

У квадратурных ОМРПЧ форма связывается с вынужденными переходами, для этого необходимо равенство частот излучения атомов, достигаемое в изотопической паре за счет доплеровских сдвигов частот атомов. Но интерференция при совпадении

частот носит стационарный характер и квадратурные ОМРПЧ порождаться не могут. Здесь определяющим в их появлении является то, что КСП распространяются в соответствии с диаграммой направленности статического диполя, т. е. не только в направлении совпадения частот, но и в обратном направлении. Именно это приводит к изменению знаков доплеровских сдвигов частот атомов в обратном направлении и к появлению разности частот, необходимой для нестационарной интерференции.

Для синфазных ОМРПЧ существенным является свойство кажущейся «мгновенности» распространения КСП. Под знаком тригонометрических функций, описывающих распространение КСП, нет членов, зависящих от расстояния, и в связи с отсутствием набега фазы отпадает требование локализации атомов.

Впервые задачу о коллективном спонтанном распаде системы, состоявшей из двух возбужденных атомов, расстояние между которыми меньше длины волны излучения, рассмотрел Дике в 1954 г. [17]. Он показал, что в этом случае вероятность спонтанного испускания в два раза больше, чем для одного атома. Однако проявления коллективного спонтанного распада системы, состоящей из пары атомов, были обнаружены лишь недавно в опытах с ионами  $Ba^+$ , захваченными в ионную ловушку и локализованными с применением техники лазерного охлаждения [18]. Авторы [19] рассмотрели в одномерном представлении схожую ситуацию спонтанного распада в системе двух пространственно-разнесенных атомов. Результаты работы [19] отрицают возможность проявления эффектов парной корреляции даже в среде неподвижных атомов, если они не локализованы на определенном расстоянии друг от друга. Поэтому наблюдаемый нами парный эффект Дике в излучении газового разряда, объясняемый нестационарной интерференцией КСП ближней зоны излучения, конечно, удивителен. В работе Дике [17] и в работе [9] источником эффекта предполагались квантовые корреляции, то, что сейчас называют «зацеплением» или «перепутыванием» состояний. Но в [9] уже отмечалось, что межатомные корреляции такого рода могут быть и квантовыми, и классическими. Для квантовой оптики ближняя зона является ненаблюдаемой зоной и ее теоретическое описание отсутствует. Но, по-видимому, здесь в отсутствие квантов энергии причина появления синфазных ОМРПЧ — это классические корреляции.

Согласно теории Дике, время излучения при «зацеплении» состояний должно быть в два раза короче. Подобное можно понять и в рамках модели

ближней зоны излучения. Когда выше говорилось о связи времени существования КСП исключительно с частотой перехода, то имелся в виду атомный диполь. Если же рассматривать, например, антенный диполь, то время возрастания энергии КСП до энергии кванта электромагнитного поля будет укорачиваться с ростом величины заряда (тока), осциллирующего в антенне. В случае перекрытия ближних зон синхронизованных атомных диполей ситуация схожая. Рост энергии КСП зон определится синхронной осцилляцией суммарного заряда атомных диполей, при этом время возрастания энергии КСП до энергии кванта уменьшится вдвое.

Регистрация ОМРПЧ оптических переходов, индуцированных интерференцией КСП ближней зоны излучения атомов, открывает путь к исследованию эффектов близкодействия, в частности, такого как эффект Дике, получению экспериментальных данных о процессе излучения кванта света, реализации перспективы операционального наполнения понятия «время излучения» фотона атомом. Недавно была продемонстрирована возможность регистрации ОМРПЧ в излучении отдельных изолированных линий неона при наложении продольного магнитного поля [5], эмиссионные резонансы ОМРПЧ были использованы для решения непростой экспериментальной задачи определения ИС основного состояния неона [8]. К настоящему времени в конфигурации опытов с продольным магнитным полем обнаружены ОМРПЧ при поглощении слабого, зондирующего лазерного излучения. Дополнительные возможности может открыть использование поперечного магнитного поля. Одна из важных проблем с точки зрения извлечения корректной информации из характеристик ОМРПЧ — это отделение резонансов от фоновой подкладки и соседних более контрастных резонансов. В частности, весьма благоприятная ситуация возникает на переходах с инверсией населенности при добавлении в разряд гелия. Но для инициирования ОМРПЧ определенных родительских переходов, возможно, могут оказаться полезными методы повышения населенности необходимых уровней, например, с помощью селективной оптической накачки широкополосным некогерентным лазерным излучением.

Для успеха работ требуется автоматизация системы сбора и накопления данных, позволяющая повышать точность измерений. В нашем случае авторство идеи системы и методики сбора данных, их программное обеспечение и практическая реализация принадлежат В. А. Сорокину, за что мы ему выражаем особую благодарность.

Работа выполнена в рамках Президентской программы поддержки ведущих научных школ (НШ-4447.2014.2) и Программы СОРАН «Фундаментальные проблемы взаимодействия лазерного излучения с однородными и структурированными средами» (Программа П.10.2, раздел П.10.2.2). Автор благодарен Л. В. Ильичеву и А. М. Шалагину за обсуждение работы и сделанные замечания.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Б. Александров, Г. И. Хвостенко, М. П. Чайка, *Интерференция атомных состояний*, Наука, Москва (1991).
2. Э. Г. Сапрыкин, В. А. Сорокин, *Труды IV международной конференции «Проблемы фундаментальной оптики»*, Санкт-Петербург (2006), с. 173–175.
3. Э. Г. Сапрыкин, В. А. Сорокин, А. М. Шалагин, *ЖЭТФ* **143**, 622 (2013).
4. Э. Г. Сапрыкин, В. А. Сорокин, *Опт. и спектр.* **117**, 18 (2014).
5. Э. Г. Сапрыкин, В. А. Сорокин, А. М. Шалагин, *КЭ* **45**, 672 (2015).
6. Е. Б. Александров, В. К. Прилишко, *Опт. и спектр.* **48**, 827 (1980).
7. Э. Г. Сапрыкин, В. А. Сорокин, *Опт. и спектр.* **109**, 573 (2010).
8. Э. Г. Сапрыкин, *Опт. и спектр.* **120**(2), 42 (2016).
9. Л. В. Ильичев, *ЖЭТФ* **131**, 30 (2007).
10. G. N. Lewis, *Nature* **118**, 874 (1926).
11. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сендс, *Фейнмановские лекции по физике*, вып. 6, Мир, Москва (1966).
12. W. Engelhardt, *Amer. J. Mod. Phys.* **4**(2-1), 15 (2015).
13. E. Giacobino, F. Biraben, and E. de Clercq, *J. Physique* **40**, 1139 (1979).
14. J. Keller and J. F. Lesprit, *Physica* **64**, 202 (1973).
15. A. Szoke and A. Javan, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 521 (1963).
16. А. В. Андреев, В. И. Емельянов, Ю. А. Ильинский, *УФН* **131**, 653 (1980); *Кооперативные явления в оптике*, Наука, Москва (1988).
17. R. H. Dike, *Phys. Rev.* **93**, 99 (1954).
18. J. Eschuer, Ch. Raab, F. Schvidt-Kaler, and R. Blatt, *Nature* **413**, 495 (2001).
19. А. А. Макаров, В. С. Летохов, *ЖЭТФ* **124**, 766 (2003).