

ОПТИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ НЕВЫРОЖДЕННЫХ АТОМНЫХ СОСТОЯНИЙ

Е. Б. Александров

СОДЕРЖАНИЕ

1.	Введение	595
2.	Качественное обсуждение условий осуществления когерентной интерференции атомных состояний и основы ее теоретического описания	598
3.	Импульсные биения	602
4.	Резонанс биений	607
5.	Параметрический резонанс	610
6.	Фазовый резонанс биений	611
7.	Нелинейные проявления интерференции атомных состояний	613
8.	Методическая ценность явлений интерференции невырожденных атомных состояний	619
	Цитированная литература	621

1. ВВЕДЕНИЕ

В связи с замечательными успехами интерпретации атомных спектров представления об энергетических уровнях и об их населенностях настолько прочно вошли в обиход атомной физики и спектроскопии, что постепенно стали самостоятельными понятиями, утратив часть того содержания, которое вкладывает в них квантовая механика. Между тем обычное для спектроскопии утверждение о том, что атом находится на данном (возбужденном) уровне, в подавляющем большинстве случаев неверно.

Для того чтобы это было так, т. е. чтобы вектор состояния атома был бы поставлен по направлению одного из базисных векторов, атом должен подвергнуться строго дозированному регулярному воздействию достаточной мощности, что до недавнего времени удавалось осуществлять только в радиоспектроскопии (*импульсная когерентная инверсия*). Во всех же ординарных случаях в оптике возбуждение приводит атом в состояние с неопределенной энергией, вектор которого не параллелен ни одному из базисных направлений (хотя может быть ортогонален некоторым или даже большинству из них). Известно, что такое состояние Ψ всегда может быть математически представлено в виде наложения состояний $|k\rangle$ с определенной энергией E_k , взятых с определенными весами (принцип суперпозиции):

$$\Psi = \sum_k C_k |k\rangle e^{-iE_k/\hbar t}. \quad (1)$$

Усредненные квадраты модулей комплексных коэффициентов C_k имеют смысл населенностей уровней. Населенности полностью описывают

распределение интенсивностей спектральных линий, что и провоцирует забвение фаз коэффициентов C_k , вместе с чем забывается и тот факт, что атом, описываемый соотношением (1) до операции измерения, не обладал определенной энергией и в некотором смысле находился на всех уровнях сразу.

Привычка мыслить в вопросах спектроскопии в рамках понятия населенности привела к тому, что только в 60-х годах этого столетия был открыт целый набор новых оптических явлений, теоретическая база для которых была развита еще в 20-х годах. Речь идет о явлениях *интерференции атомных состояний*.

До недавнего времени в оптике были практически неизвестны измерительные процедуры, позволяющие отличить систему атомов в смешанном состоянии (1) от соответственно подобранной системы атомов с различными, но определенными энергиями. Тем не менее система атомов в состоянии (1) имеет специфические свойства, которые могут быть обнаружены.

Легко видеть, что измерение величин, операторы которых не коммутируют с энергией, приводит в случае смешанных состояний (1) к периодической зависимости от времени измеряемых величин. Это хорошо известно в технике магнитного резонанса, где измеряются поперечные компоненты углового момента.

Существует и другая, более пригодная для оптических методов возможность выявления смешанных состояний — наблюдение за временной зависимостью интенсивности переходов из состояния (1) в некоторое новое под действием какого-либо возмущения. Действительно, вероятность $P(t)$ перехода из состояния (1) в некоторое собственное состояние $|0\rangle$ под действием возмущения $\hat{V}$, пропорциональная $|\langle 0 | \hat{V} | \Psi \rangle|^2$, имеет вид

$$P(t) \sim \sum_{k, k'} C_k C_{k'}^* \langle 0 | \hat{V} | k \rangle \langle 0 | \hat{V} | k' \rangle^* e^{-i(E_k - E_{k'})t/\hbar}. \quad (2)$$

Как видно из (2), вероятность перехода имеет сложную временную зависимость, разлагающуюся на гармоники с частотами, соответствующими расстояниям между подуровнями, входящими в суперпозицию (1). Если речь идет о радиационном распаде состояния (1), то эти биения имеют очень наглядную трактовку^{1а}: спонтанное излучение смешанного состояния (1) происходит уже в элементарном акте с испусканием целого набора оптических гармоник, соответствующих переходам из составляющих суперпозицию собственных состояний в общее состояние. Интерференция этих гармоник приводит к биениям интенсивности. Такое представление о биениях интенсивности в элементарном излучательном процессе оказалось плодотворным и позволило сделать правильные предсказания новых эффектов.

История исследования оптических явлений интерференции состояний весьма непоследовательна. Первые наблюдения интерференции вырождающихся состояний («биений» с нулевой частотой) были сделаны еще в 20-х годах в работах Ханле по магнитной деполяризации люминесценции, которые получили правильное объяснение (ссылки можно найти в обзоре²). Однако широкого развития и обобщения эти работы не получили, вплоть до того, что когда в 1959 г. было обнаружено явление пересечения уровней³⁻⁵, представляющее, по существу, вариант эффекта Ханле, оно сначала представилось загадочным³. Это второе рождение *эффекта Ханле* привело к быстрому развитию исследований в этом направлении. Первые наблюдения собственно биений — интерференции

невыврожденных состояний — начались в это же время. (Интересно отметить, что при полной принципиальной общности эти исследования проводились совершенно независимо от первых, хотя их и объединяла общая волна интереса к этой области атомной физики, стимулированная замечательными работами французской группы физиков во главе с А. Кастрлером и Ж. Бросселем, создавшей технику двойного резонанса и оптической ориентации.) Основываясь на теории магнитного резонанса, Демельт⁶ предложил эксперимент, немедленно реализованный в работе^{7а}, с оптически ориентированными парами щелочного металла, в котором магнитный резонанс в основном состоянии регистрировался по модуляции поглощения резонансного излучения. Однако решительный сдвиг в исследовании интерференции невыврожденных состояний начался с работы⁸, в которой наблюдалась модуляция спонтанного излучения при индуцировании магнитного резонанса в возбужденном состоянии. В этой работе явление трактовалось уже прямо в терминах интерференции состояний. Под влиянием работ по пересечению уровней^{3, 4} и по двойному резонансу⁸ несколько авторов независимо и примерно в одно время выступили с предложениями о постановке специальных экспериментов по интерференции невыврожденных состояний, не связанных непосредственно (в отличие от первых опытов⁸) ни с каким когерентным возмущением. Указания на этот счет имеются в работах Сириеса^{1а} (1959), Подгорецкого⁹ (1960), Додда и Сириеса¹⁰ (1961) и Кастрлера¹¹ (1961). Наиболее полно и в единой форме новые интерференционные явления применительно к оптике и ядерной физике были обсуждены и прогнозированы в работе⁹. В дальнейшем все высказанные предложения были реализованы. Был осуществлен и ряд других экспериментов в этой области, так что в целом возникла целая группа новых оптических явлений интерференции невыврожденных состояний.

Именно этим явлениям, в которых в наиболее прозрачной форме проявляются свойства нестационарных квантовых состояний, посвящен настоящий обзор. По своему содержанию он примыкает к ранее опубликованному обзору Подгорецкого и Хрусталева¹², рассмотревших различные перспективные варианты интерференционных экспериментов в атомной и ядерной физике, и к недавнему обзору Новикова, Показаньева и Скроцкого¹³, посвященному в основном когерентным явлениям в радиооптических экспериментах. Укажем также на обзорные работы Сириеса¹⁶ и Ханле и Цепперля².

Настоящий обзор ограничен рамками оптических явлений. Это ограничение, тематически необходимое, по существу достаточно условное, так как интерференция состояний есть общее свойство квантовых систем, которое может быть обнаружено в любом частотном диапазоне. В частности, первым проявлением интерференции невыврожденных невзаимодействующих состояний, по-видимому, надо считать свободную прецессию спинов, наблюдавшуюся в радиоспектроскопии. Аналогичное явление с помощью техники угловых корреляций γ -квантов в 1955 г. было обнаружено в ядерной физике¹². Заметим, что в оптике появление и развитие идей интерференции состояний происходило практически независимо от аналогичных работ в ядерной физике (впрочем, обратное влияние существовало). Первой работой, в которой указано на общность всех явлений интерференции состояний и установлена связь между уже реализованными опытами в ядерной физике и планируемыми в физической оптике, была работа Подгорецкого⁹.

Библиография настоящего обзора составлена с целью максимально полно охватить экспериментальные работы в оптической области. Теоретические статьи цитируются выборочно.

2. КАЧЕСТВЕННОЕ ОБСУЖДЕНИЕ УСЛОВИЙ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ КОГЕРЕНТНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ АТОМНЫХ СОСТОЯНИЙ И ОСНОВЫ ЕЕ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ

Удобно рассматривать условия возникновения интерференционных явлений для простейшей системы из трех уровней (рис. 1, а). Для определенности будем считать, что имеется одиночное нижнее состояние $|0\rangle$, связанное оптическим переходом с двумя близкими по энергии состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$, так что $\omega_{01} \approx \omega_{02} \gg \omega_{12}$ (см. рис. 1, а). Такая

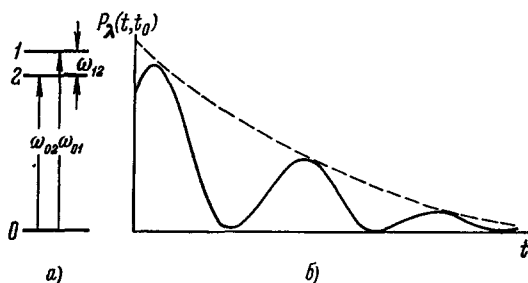


Рис. 1. а) Трехуровневая схема; б) кинетика распада суперпозиционного состояния.

модель точно соответствует условиям большинства проводившихся экспериментов и непосредственно обобщается на любой более сложный случай. Пусть в результате некоторого импульсного процесса возбуждения в момент времени $t = t_0$ волновая функция, описывающая возбужденный атом, дается смесью состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$:

$$\Psi(t, t_0) = C_1(t, t_0) e^{-i\omega_{01}(t-t_0)} |1\rangle + C_2(t, t_0) e^{-i\omega_{02}(t-t_0)} |2\rangle. \quad (3)$$

Пространственное распределение плотности электронного облака такого атома, пропорциональное $|\Psi|^2$, испытывает во времени колебания с частотой $\omega_{12} = \omega_{01} - \omega_{02}$, в чем выражается нестационарность состояния (3). Очевидно, поэтому и любая проекция вектора дипольного момента перехода из состояния Ψ в состояние $|0\rangle$, а вместе с ней и вероятность излучения $P_\lambda(t, t_0)$ фотона с определенной поляризацией λ будет испытывать такие же колебания. В простейшем случае, когда атом в момент $t = t_0$ подвергается возбуждению импульсным образом, а затем не испытывает никаких возмущающих воздействий, амплитуды $C_1(t, t_0)$ и $C_2(t, t_0)$ меняются во времени лишь за счет радиационного затухания. Если полагать, что оба подуровня 1 и 2 обладают одинаковой радиационной шириной Γ , можно написать

$$\Psi(t, t_0) = e^{-\Gamma(t-t_0)} [C_1 e^{-i\omega_{01}(t-t_0)} |1\rangle + C_2 e^{-i\omega_{02}(t-t_0)} |2\rangle],$$

так что

$$\begin{aligned} P_\lambda(t, t_0) &\sim |\langle 0 | \hat{d}\lambda | \Psi \rangle|^2 = \\ &= e^{-\Gamma(t-t_0)} [|C_1|^2 |\lambda_{01}|^2 + |C_2|^2 |\lambda_{02}|^2 + 2 \operatorname{Re} C_1 C_2^* \lambda_{01} \lambda_{20} e^{-i\omega_{12}(t-t_0)}] = \\ &= e^{-\Gamma(t-t_0)} \{A + B \cos[\omega_{12}(t-t_0) + \varphi_0]\}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\hat{d}$ — оператор дипольного момента, $\lambda_{01} = \langle 0 | \hat{d}\lambda | 1 \rangle$, $\lambda_{20} = \langle 2 | \hat{d}\lambda | 0 \rangle$. В распространенном частном случае $A = B$, и тогда график $P_\lambda(t, t_0)$ имеет вид, приведенный на рис. 1, б. Выражение (4) описывает распределение во времени вероятности элементарного излучательного процесса. В нем выделены две составляющие. Составляющая с множителем A зависит только от населенностей уровней 1 и 2. Вторая составляющая с множителем B описывает биения, связанные с интерференцией состояний 1 и 2. Если не принимать специальных мер, то в излучении ансамбля атомов колебания со случайным распределением фаз исчезнут в результате усреднения. Очевидно, что для образования коллек-

тивных колебаний интенсивности в излучении ансамбля атомов необходимо обеспечить определенную синфазность слагаемых элементарных биений.

Строгая синфазность элементарных колебательных процессов соответствует равенству (с точностью до слагаемого $2\pi n$, где n — целое число) текущих фаз $\chi = \omega_{12}(t - t_0) + \varphi_0$ элементарных биений различных атомов.

Начальная фаза биений $\varphi_0 = \arg C_1 C_2^* + \arg \lambda_{01} \lambda_{20}$ зависит от параметров исходного состояния и от характера поляризации регистрируемого излучения. Во всех до сих пор реализованных случаях интерферировали состояния с различными значениями проекции углового момента. Для таких состояний усреднение при наблюдении по типам поляризации приводит к исчезновению биений. Иными словами, интегральная по пространству интенсивность излучения колебаний не испытывает, т. е. такие биения сводятся к периодическому пространственному перераспределению неизменной суммарной интенсивности. Моделью такого излучателя может служить вращающийся диполь. Точно так же биения исчезают при изотропном возбуждении состояний с различными значениями проекции момента. Эти выводы доказываются с помощью теоремы Эккарта — Вигнера при учете свойств ортогональности коэффициентов векторного сложения угловых моментов^{14а}. Физический смысл этих выводов сводится к утверждению о том, что полная интенсивность излучаемого света не зависит от ориентации излучающей системы в пространстве.

Биения при изотропном возбуждении и наблюдении, соответствующие модуляции интегральной интенсивности спонтанного излучения, не наблюдались, хотя принципиально возможны. Такие биения должны возникать при интерференции состояний с одинаковой проекцией углового момента или состояний с неопределенным значением проекции момента. В частности, интегральная модуляция интенсивности могла бы наблюдаться в опытах по разрядке $2S$ -метастабильного состояния водорода в электрическом поле, когда образуются два близких интерферирующих состояния водорода, каждое из которых является смесью $2S$ - и $2P$ -состояний^{14б}.

При фиксированной фазе φ_0 остаются еще два источника свободы фазы χ — вариации частоты биений ω_{12} и момента возбуждения t_0 . Частота ω_{12} в данных условиях является параметром атома и для системы одинаковых атомов постоянна. Следует заметить, что эта частота при условии $\omega_{01} \approx \omega_{02} \gg \omega_{12}$ почти не подвержена доплеровскому разбросу, в отличие от оптических частот ω_{01} и ω_{02} , так как обе эти частоты при движении атома смещаются в одну сторону примерно на одну и ту же величину, так что их разность остается постоянной *).

При фиксированных ω_{12} и φ_0 , что является характерным условием для экспериментов по резонансной флуоресценции, возможность возникновения интерференции состояний определяется характером распределения моментов t_0 возбуждения различных атомов. Имеется один частный случай, при котором интерференция не усредняется при любом распределении моментов t_0 , — это случай $\omega_{12} = 0$, случай биений с нулевой частотой. В зависимости от фазы φ_0 интерференция приводит к увеличению или уменьшению интенсивности регистрируемого в заданном направлении излучения в окрестности вырождения уровней. Такого рода интерференционный эффект называется эффектом пересечения уровней. Вернемся, однако, к интерференции невырожденных состояний. Наиболее

*) Точнее, доплеровский разброс частоты ω_{12} существует, но он в ω_{12}/ω_0 раз меньше разброса оптических частот, а потому пренебрежим.

очевидным способом организации коллективных биений является импульсное возбуждение — возбуждение всего ансамбля атомов в фиксированный момент времени $t = t_0$. Длительность Δt импульса должна удовлетворять очевидному соотношению $\Delta t \ll \omega_{12}^{-1}$. В этих условиях явление имеет наиболее наглядный вид: после короткого возбуждения интенсивность спонтанного излучения спадает, обнаруживая затухающие колебания.

Вместо импульсного возбуждения для получения коллективных биений может употребляться гармоническая модуляция интенсивности возбуждения. Целесообразность такого приема очевидна из следующей аналогии. Атом, кинетика излучения которого описывается выражением (4), аналогичен колебательной системе с собственной частотой ω_{12} и затуханием Γ . Известно, что при периодической вынуждающей силе возникает резонанс, когда частота воздействия приближается к собственной частоте системы. При этом устанавливается вполне определенная фаза вынужденных колебаний, так что произвольный набор таких независимых идентичных систем будет колебаться синфазно. Таким образом, можно ожидать, что люминесценция ансамбля атомов будет модулирована по амплитуде, когда модуляция интенсивности возбуждения по частоте будет приближаться к частоте свободных биений.

Следует отличать возникающую в резонансных условиях модуляцию излучения от тривиальной модуляции люминесценции, связанной с колебаниями *населенностей* излучающих состояний при прерывистом возбуждении. Эта тривиальная модуляция падает с ростом частоты Ω прерываний возбуждения за счет инерционности спонтанного излучения и практически исчезает при условии $\Omega \gg \Gamma$. В отличие от этого интерференционный резонанс биений должен возникать с равной интенсивностью безотносительно ко времени жизни системы.

Оба рассмотренных способа организации биений основаны на внесении синхронизации в процесс возбуждения различных атомов. Это не исчерпывает возможности осуществления коллективной интерференции. Синфазности элементарных биений можно достичь при равномерном распределении моментов t_0 возбуждения путем воздействия на начальную фазу φ_0 или на частоту элементарного колебательного процесса ω_{12} . Первый способ особенно очевиден, если задать линейное во времени изменение начальной фазы $\varphi_0 = \Omega t_0$. Тогда в выражении для текущей фазы колебания χ при $\Omega = \omega_{12}$ исчезает момент возбуждения, и фаза становится одинаковой для всех атомов. Чисто методически линейное изменение фазы во времени осуществить трудно, и используется гармоническая модуляция фазы, что также приводит к возникновению частичной синфазности элементарных биений.

Менее наглядно синхронизирующее воздействие модуляции частоты ω_{12} , однако ясно, что, поскольку фаза χ к данному моменту t зависит от изменений частоты в прошлом, $\chi = \int_{t_0}^t [\omega_{12}(t') + \varphi_0] dt'$, при воздействии правильным образом на мгновенную частоту ω_{12} можно «подтягивать» фазу биений атомов, возбужденных в различные моменты t_0 , к некоторой общей величине.

Эти качественные соображения были положены в основу количественного рассмотрения, подтвердившего эти прогнозы. Заметим, что перечисленные способы обеспечения синфазности биений совпадают с основными известными видами модуляции гармонических колебаний — амплитудная, частотная, фазовая и импульсная модуляция. Это обстоятельство позволяет думать, что этими способами исчерпываются возможности

организации коллективной интерференции состояний (остаются, разумеется, всевозможные комбинированные воздействия; см., например, ^{15а, 16б}).

Использованное качественное рассмотрение процесса образования коллективных биений в виде результата наложения элементарных колебательных процессов может быть легко развито до количественного ¹⁷. Для этого достаточно считать, что количество возбуждаемых в единицу времени атомов велико. Тогда, заменяя суммирование элементарных интенсивностей интегрированием, имеем для суммарной интенсивности выражение

$$I(t) = k \int_{-\infty}^t P_{\lambda}(t, t_0) \mu(t_0) dt_0, \quad (5)$$

где $\mu(t_0)$ — плотность актов возбуждения во времени, k — коэффициент пропорциональности. Интегрирование распространено от $-\infty$ до текущего момента времени t , что означает, что получено стационарное решение. Предполагается, что вид выражения для вероятности элементарного биения $P_{\lambda}(t, t_0)$ установлен предварительно.

При таком рассмотрении предполагается еще одно допущение о том, что процесс возбуждения происходит мгновенно, точнее, в течение времени $\Delta t \ll \omega_{12}^{-1}, \Gamma^{-1}$. Это условие заведомо выполняется при возбуждении быстрыми частицами. Например, при возбуждении электронами с резонансной энергией процесс возбуждения длится короче 10^{-16} сек. При оптическом возбуждении эффективное время перестройки состояния атома имеет порядок обратной ширины спектра возбуждающего излучения ⁵. Поэтому, если ограничиваться биениями с частотами менее 10^9 гц, можно считать, что условие кратковременности возбуждения выполняется и при оптическом методе возбуждения, если применяются обычные (нелазерные) источники света.

Последовательная теория явлений интерференции невырожденных состояний была дана Константиновым и Перелем ^{18, 19}, Корни и Сириесом ^{20а}, Сириесом ^{1в} и другими *). Приведем основные моменты описания, использующего аппарат матрицы плотности.

Интенсивность спонтанного излучения с вектором поляризации λ , связанного с распадом возбужденного состояния с подуровнями $|m\rangle$, имеет вид

$$I_{\lambda}(t) = k \sum_{m, m'} \sigma_{mm'}(t) A_{mm'},$$

где $A_{mm'}$ — так называемая матрица наблюдения

$$A_{mm'} = \sum_{\mu} \langle \mu | \hat{d}\lambda | m \rangle \langle m' | \hat{d}\lambda | \mu \rangle,$$

k — коэффициент пропорциональности, индексы μ отмечают подуровни нижнего состояния. Для нахождения матрицы плотности $\sigma_{mm'}(t)$ верхнего состояния обычно достаточно решить уравнение Шрёдингера в первом порядке теории возмущения, в качестве которого выделяется возбуждающее воздействие. В этом приближении уравнение для $\sigma_{mm'}(t)$ имеет вид

$$(d\sigma_{mm'}/dt) + \sigma_{mm'}(i\omega_{mm'} + \Gamma) = F_{mm'}(t); \quad (6)$$

здесь $F_{mm'}(t)$ — выражение, характеризующее способ возбуждения. Например, при оптическом возбуждении с достаточно широкой спектральной

*) Начала теоретического описания этих явлений имеются также в ранней работе ⁹.

линией с поляризацией $\mathbf{e}$ из состояния с подуровнями μ

$$F_{mm'}(t) = J(\omega_0, t) \hbar^{-2} \sum_{\mu, \mu'} \sigma_{\mu\mu'} \langle \mu | \hat{\mathbf{d}} \mathbf{e} | m \rangle \langle m' | \hat{\mathbf{d}} \mathbf{e} | \mu' \rangle, \quad (7)$$

где $J(\omega_0, t)$ — спектральная плотность возбуждающего излучения на средней частоте рабочего перехода, а $\sigma_{\mu\mu'}$ — матрица плотности исходного состояния. Как правило, в экспериментах по интерференции возбужденных состояний исходное состояние характеризуется равенством населенностей всех подуровней и, кроме того, отсутствием фазовой когерентности между ними, так что матрица $\sigma_{\mu\mu'}$ диагональна. Условием возникновения биений является отличие от нуля недиагональных матричных элементов $\sigma_{mm'}$, находимых с помощью уравнения (6).

Из (7) видно, что необходимым естественным условием возникновения суперпозиции уровней m и m' является одновременное существование вероятности перехода из общего состояния $|\mu\rangle$ в состояния $|m\rangle$ и $|m'\rangle$, для чего правильным образом должна быть выбрана поляризация возбуждающего света. Нетрудно также видеть, что при достаточно большом расщеплении уровней $\omega_{mm'} \gg \Gamma$ заметные недиагональные составляющие матрицы плотности могут возникать только при условии, что коэффициенты $F_{mm'}$ или $\omega_{mm'}$ являются определенными функциями времени. Рассмотренным выше способом организации коллективной интерференции состояний соответствует модуляция частоты $\omega_{mm'}$, амплитуды или фазы комплексной величины $F_{mm'}$.

3. ИМПУЛЬСНЫЕ БИЕНИЯ

Биения при импульсном возбуждении привлекательны своей безукоризненной наглядностью. Осцилляции люминесценции не спровоцированы никаким внешним регулярным воздействием и демонстрируют собственные колебания интенсивности излучения атомов с характерными частотами. Особенно прозрачна картина биений при интерференции только двух возбужденных уровней. В соответствии с явлением проста и экспериментальная техника: после короткого возбуждения атомного пара следует осциллографировать кинетику затухания люминесценции. Несмотря на всю привлекательность такого эксперимента, он был осуществлен уже после того, как интерференция невырожденных состояний была обнаружена в других, более косвенных опытах. Это связано со значительными экспериментальными трудностями по обеспечению достаточно мощного короткого импульса возбуждения. Эти трудности хорошо иллюстрируются двумя первыми работами, в которых почти одновременно наблюдались импульсные биения^{21, 22в}.

В работе²¹ в качестве объекта были выбраны пары ртути, использовался переход $6^3P_1 - 6^1S_0$, 2537 Å. Триплет 6^3P_1 расщепляется в магнитном поле на три уровня с $m = 0, \pm 1$. Если выбирать соответственно поляризацию возбуждающего света, то можно исключить возбуждение уровня с $m = 0$ (для этого вектор электрического поля возбуждающего света не должен иметь составляющих вдоль магнитного поля). В этом случае система совпадает с модельной трехуровневой. Для того чтобы получить хорошо выраженные биения, уровни следует расщепить на расстояние заметно больше их ширины. Ширина уровней состояния 6^3P_1 примерно 10^7 сек^{-1} . Уровни расщеплялись до частоты $\omega_{12}/2\pi = 10^7 \text{ гц}$. Пары возбуждались импульсом света от ртутной лампы, сформированным электрооптическим затвором с длительностью 10^{-8} сек . Столь малая длительность импульса возбуждения вместе с большими потерями света в затворе привела к крайне малой эффективности регистрации света люминесценции.

За 50 импульсов возбуждения регистрировался лишь один фотозлектрон, связанный с регистрацией люминесценции. Резюмеется, о прямом осциллографировании в таких условиях не могло быть и речи. Вместо этого была применена система длительного накопления фотоимпульсов при различных задержках после импульса возбуждения в 16 интервалах по 25 нсек. Всего было проделано около $3 \cdot 10^6$ импульсов возбуждения в течение 15 часов. На рис. 2 воспроизведены полученные результаты. На теоретическую кривую 1 наложена экспериментальная 2 с указанием разброса точек (заштрихованный прямоугольник отмечает интервал возбуждения). В целом, как видно из рис. 2, эксперимент указывает на существование биений в люминесценции, хотя разброс точек того же порядка, что и максимальная амплитуда зарегистрированного колебательного процесса. Заметим, что видимый на рис. 2 сдвиг фазы между экспериментальной и теоретической кривой в начале процесса есть следствие значительного фона немодулированного излучения, связанного с рядом технических причин.

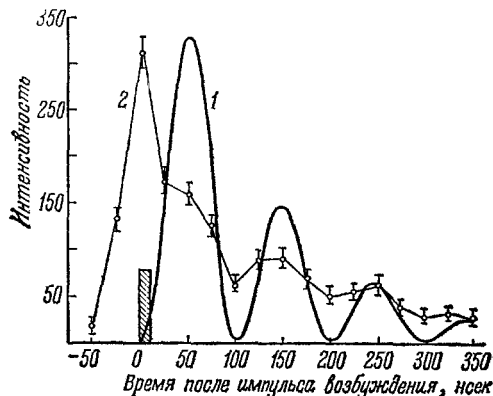


Рис. 2. Импульсные биения ²¹.

Более определенные результаты получены в работе ^{22в}, где в качестве объекта были использованы пары кадмия. Возбуждался аналогичный переход $5^3P_1 - 5^1S_0$, 3261 Å. Время жизни состояния 5^3P_1 кадмия в 20 раз больше, чем состояния ртути 6^3P_1 , что позволяет использовать меньшее расщепление и удлинить возбуждающий импульс до 10^{-7} сек. Это позволило применить довольно светосильный затвор. В результате за один импульс возбуждения фотокатод фотоумножителя, регистрировавшего люминесценцию паров, эмиттировал до 100 фотозлектронов. Тем не менее и этого было недостаточно для прямого осциллографирования процесса. Поэтому было также использовано накопление, но существенно другим методом, который оказался одновременно очень простым и эффективным. Импульсный модулятор, синхронизированный с запуском развертки осциллографа, включался в стробоскопический режим с частотой 50 гц. Осциллограммы с экрана осциллографа фотографировались на один кадр фотопленки, так что в конце концов возникала синтетическая осциллограмма из десятка тысяч одиночных осциллограмм. При этом шумовые выбросы усреднялись, а регулярные черты процесса накапливались. Существенно, что при таком способе накопления не происходит потерь информации, связанных со ступенчатым выделением отдельных временных участков процесса ^{23а}. Информация о каждом импульсе фиксируется целиком. Это обусловило малую деятельность применявшегося накопления — всего несколько минут — при достаточно надежном результате. На рис. 3 приведены две копии сильно контрастированных синтетических осциллограмм (контрольной (а), соответствующей вырождению уровней, когда биения отсутствуют, и в случае, когда вырождение снято и имеются биения, б). На первой из них широкая светлая полоса — усредненные шумовые выбросы. Быстрый подъем полосы соответствует возбуждению. Огибающая полосы дает кинетику процесса — плавный спад спонтанного излучения. Эта осциллограмма была снята в нулевом магнитном поле, когда подуровни состояния 5^3P_1 вырождены. Нижняя осциллограмма

демонстрирует биения с частотой 1 Мгц. Оригинал этой осциллограммы был подвергнут микрофотометрированию, результат которого представлен на рис. 4, демонстрирующем биения с отношением максимальной амплитуды колебаний к разбросу точек около 30. Нестоимая глубина модуляции связана с рядом чисто технических причин, среди которых главные — присутствие нечетных изотопов в парах кадмия с другими частотами биений и конечное время возбуждающего импульса.

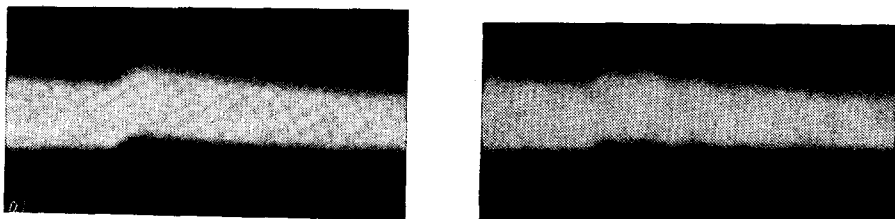


Рис. 3. Синтетические осциллограммы биений $^{22}\text{В}$.

Работа ²¹ через три года была поставлена вторично с частично обновленным составом участников ²³⁶. Авторы усовершенствовали технику эксперимента и сменили объект исследования — вместо ртути, как и в работе ^{22в}, исследовался кадмий. Биения были обнаружены примерно с той же достоверностью, как и в ^{22в}, однако результаты были гораздо основательнее обработаны.

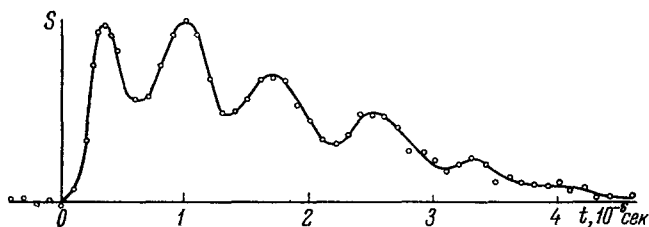


Рис. 4. Результат микрофотометрирования оригинала осциллограммы рис. 3, б.

Упомянем еще об одном совершенно аналогичном эксперименте ²⁴, в котором пары кадмия возбуждались импульсно электронным пучком. Возбуждение электронным пучком также способно привести к коллективной фазовой зависимости состояний, о чем свидетельствует наличие преимущественной поляризации люминесценции в отсутствие магнитного поля, направление которой совпадает с направлением электронного пучка при наблюдении поперек пучка. Электронное возбуждение удобно просто — о реализации модуляции пучка, но приводит к менее четкому эффекту, так как когерентность состояний в этом случае не является полной. В работе ²⁴ наличие биений в люминесценции устанавливалось методом техники задержанных совпадений.

Биения, связанные с интерференцией магнитных подуровней, допускают наглядную трактовку, основанную на представлениях о прецессии в магнитном поле диполей и магнитных моментов. Во всех описанных опытах в определенный момент времени производилось возбуждение линейного диполя, ориентированного поперек магнитного поля. Такой диполь прецессирует вокруг магнитного поля, а следовательно, при

наблюдении, например, поперек магнитного поля его проекция на направление наблюдения периодически меняется, что и приводит к модуляции интенсивности излучаемого света. Для случаев, когда расщепление уровней не связано с магнитным полем, подобного рода истолкования затруднительны. Для подуровней штарковского происхождения попытка такого наглядного объяснения дана в работе ²⁵.

Биения при импульсном возбуждении атомов наблюдались также в серии экспериментов совсем другого рода — при изучении люминесценции быстрых возбужденных атомов, возникающих в результате перезарядки высокоэнергетических ионов при прохождении через тонкую пленку ²⁶⁻²⁸. Наиболее определенные результаты получены в работе ²⁷. В этой работе измерялась интенсивность излучения пучка атомов в функции расстояния от угольной пленки, на которой происходила перезарядка ионов водорода и гелия. Оптическая система позволяла выделить участок пучка около 1 мм длиной, что давало очень высокое временное разрешение — порядка 10^{-10} сек. Так были обнаружены биения на частотах тонкого расщепления состояния гелия $2^3P_{1,2}$ (655 Мгц) и водорода $3D_{5/2, 3/2}$ (1083 Мгц), $4D_{5/2, 3/2}$ (457 Мгц) и $4P_{3/2, 1/2}$ (1371 Мгц), наблюдаемых на линиях H_α и H_β . Это самые высокие частоты, на которых до настоящего времени удавалось наблюдать свободные биения *). Экспериментальные точки, полученные в работе ²⁷, приведены на рис. 5 (значки || и $\perp$ отмечают положения плоскости поляризации регистрируемого света по отношению к пучку, а Δ — регистрацию в неполяризованном свете).

Следует заметить, что возможность возникновения коллективного эффекта биений в подобных условиях неочевидна. Для этого нужно, чтобы фазы тонких состояний, входящих в суперпозицию, после перезарядки были бы распределены не равномерно (это и соответствует наличию определенной фазы φ_0 в выражении (4)). Как показано в работах ^{14а, 27}, возникновение биений связано с выстраиванием орбитального момента атома при перезарядке вдоль направления атомного пучка. В результате дальнейшего спин-орбитального взаимодействия спиновая и орбитальная составляющие момента электрона начинают прецессировать вокруг направления суммарного момента, причем имеется преимущественное начальное направление орбитального момента атомов. Это и приводит к когерентной по ансамблю атомов суперпозиции состояний тонкого расщепления.

Рассмотренные примеры — биения в системе магнитных подуровней и уровней тонкого расщепления — наглядно демонстрируют общность явления интерференции состояний безотносительно к их природе или к причине расщепления. (Это же обстоятельство прекрасно иллюстрирует в нелинейной области биения K_0 -мезонов; см. предыдущую сноску.) Очень интересный вариант импульсного эксперимента с биениями рассмотрен в работе ^{16а}. В этой работе осуществлялась оптическая ориентация ядер ртути Hg^{199} в основном состоянии в нулевом магнитном поле. Процесс оптической ориентации приводит значительную долю атомов (а в пределе — все) в состояние с определенным значением проекции момента ядра по отношению к направлению ориентирующего пучка света ³¹. Если теперь внезапно включить магнитное поле достаточно большой напряженности поперек направлению ориентации ядерных моментов, последние начинают прецессировать вокруг направления поля, что является выражением факта возникновения суперпозиции энергетически

*) Биения, связанные с вынужденными радиочастотными переходами в сверхтонкой структуре щелочных металлов, наблюдались в работах ²⁹. В ядерной физике в 1960 г. в этой же частотной области наблюдались биения вероятности обнаружения K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезонов в результате интерференции состояний K_1^0 и K_2^0 (см. обзоры ^{12, 30}).

различных состояний с различными значениями проекции момента на направление магнитного поля ($m = \pm 1/2$). Волновая функция системы дается в виде

$$\Psi(t) = (\sqrt{2}/2) |1/2\rangle e^{+i\omega t/2} + (\sqrt{2}/2) |-1/2\rangle e^{-i\omega t/2}, \quad (8)$$

где ω — частота расщепления уровней $\pm 1/2$. Таким образом, в данном случае когерентность состояний обуславливается не импульсным возбуждением, а импульсным снятием вырождения.

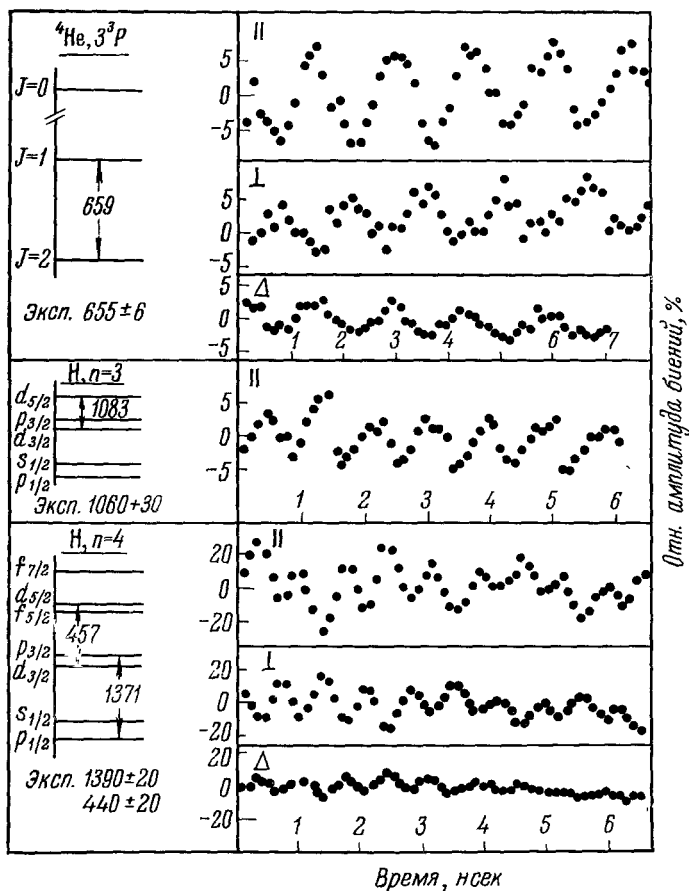


Рис. 5. Биения в системе тонкой структуры водорода и гелия ²⁷.

На самом деле в работе ^{16a} импульсное расщепление состояния производилось даже не магнитным полем, а электромагнитным полем второго, более мощного пучка света, направленного под прямым углом к первому ориентирующему и поляризованного должным образом. Как показано в ряде предварительных исследований (их обзор можно найти в работе ⁵), луч света, не вполне резонансный атомному переходу, вызывает смещение уровней, участвующих в переходе, величина которого в общем случае зависит от квантовых чисел уровня. В рассматриваемом примере использовался вспомогательный луч с двумя близкими спектральными компонентами, в середину между которыми попадала линия атомного перехода $\text{Hg}^{199} 6^1S_0 - 6^3P_1, F = 1/2$. Это привело к смещению под-

уровней с $m = \pm 1/2$ состояния 6^1S_0 в противоположные стороны, т. е. снятию вырождения и образованию суперпозиции (8) состояний с определенной энергией и с определенным значением проекции момента на направление второго мощного луча света. Поскольку речь идет о суперпозиции подуровней основного состояния, оптическое проявление эта суперпозиция находит в поглощении света с определенной поляризацией*). Конкретно, в работе ^{16a} после импульсного включения второго пучка света затухающие биения были обнаружены в интенсивности первого ориентирующего пучка после прохождения через пары ртути. Осциллограмма зарегистрированных биений воспроизведена на рис. 6. В заключение данной главы укажем, что к оптическим импульсным биениям можно отнести и все другие варианты возбуждения свободной прецессии ориентированных атомов в основном состоянии, регистрируемой по оптическому поглощению. Такая прецессия наблюдалась в начале 60-х годов во множестве работ по оптической ориентации атомов и не привлекла особого внимания.

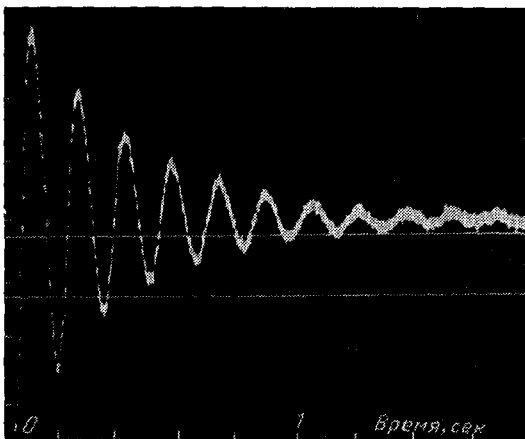


Рис. 6. Осциллограмма биений при импульсном снятии вырождения ^{16a}.

4. РЕЗОНАНС БИЕНИЙ

В этой и в двух следующих главах будут рассмотрены эксперименты, в которых интерференция состояний проявляется в стационарных условиях. Под резонансом биений понимается появление модуляции в люминесценции или в коэффициенте поглощения при периодическом возбуждении системы с частотой, близкой к частоте свободных биений.

Впервые это явление наблюдалось в работах ⁷⁶, в которых осуществлялась оптическая ориентация атомов модулированным светом, направленным поперек магнитного поля. В этих условиях возникает суперпозиция магнитных состояний аналогично тому, как это описывалось в предыдущей главе применительно к работе ^{16a}. Явление было трактовано частным образом, в терминах прецессии магнитных моментов**). В значительно более прозрачной форме резонанс биений был продемонстрирован в возбужденном состоянии 5^3P_1 кадмия в работах ²⁰⁶, ^{22a}. Как уже говорилось, если использовать магнитное расщепление этого состояния и выбирать поляризацию возбуждающего излучения перпендикулярно магнитному полю, то можно создать когерентную суперпозицию подуровней с $m = \pm 1$, т. е. реализовать простейшую модельную систему из трех уровней, рассматривавшуюся в гл. 2. Пусть возбуждающий свет

*) Как указано в гл. 1, биения обнаруживаются при переходе из суперпозиционного состояния в собственное под действием какого-либо возмущения. До сих пор рассматривалось спонтанное излучение — возмущением служили флуктуации вакуума. В данном случае в качестве возмущения используется внешний световой луч, вызывающий переходы из нижнего состояния в верхнее.

**) Несколько подробнее эти работы обсуждаются ниже, в гл. 7.

модулирован по закону

$$\mu(t_0) = \mu_0 (1 + \varepsilon \cos \Omega t_0).$$

Подставляя это выражение в формулу (5) и используя (4), имеем для интенсивности $I(t)$ света люминесценции, регистрируемого перпендикулярно магнитному полю:

$$I(t) = C [\Gamma^{-1} + \varepsilon (\Gamma \cos \Omega t + \Omega \sin \Omega t) (\Gamma^2 + \Omega^2)^{-1} + \\ + (\Gamma \cos \varphi + \omega_{12} \sin \varphi) (\Gamma^2 + \omega_{12}^2)^{-1} + \\ + 0,5\varepsilon \{ [\Gamma \cos (\Omega t - \varphi) + (\Omega - \omega_{12}) \sin (\Omega t - \varphi)] [\Gamma^2 + (\omega_{12} - \Omega)^2]^{-1} + \\ + [\Gamma \cos (\Omega t + \varphi) + (\Omega + \omega_{12}) \sin (\Omega t + \varphi)] [\Gamma^2 + (\omega_{12} + \Omega)^2]^{-1} \}]; \quad (9)$$

здесь φ — удвоенный угол между направлением электрического вектора возбуждающего света и плоскостью, нормальной к направлению наблюдения; C — коэффициент пропорциональности. При написании этого выражения учтено, что вероятности перехода в нижнее состояние для обоих интерферирующих подуровней одинаковы.

Первый член в формуле соответствует постоянной составляющей населенности возбужденного состояния. Второй член, быстро убывающий с ростом частоты возбуждения, отражает модуляцию населенности возбужденного состояния. Остальные члены связаны с интерференцией состояний. Третий член описывает интерференционный вклад в постоянную составляющую

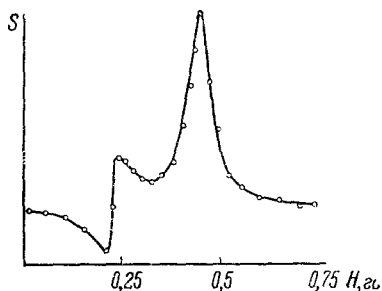


Рис. 7. Сигнал резонанса биений в люминесценции кадмия ²⁵.

интенсивности рассеянного света, существенную лишь в области заметного перекрытия уровней. Это — известный упоминавшийся уже эффект пересечения уровней (см., например, ³²). Четвертый член описывает переменную составляющую люминесценции. Видно, что глубина модуляции испытывает резонансное возрастание в окрестности выполнения условия $\Omega = \omega_{12}$ — равенства частоты модуляции возбуждения частоте перехода между интерферирующими подуровнями. Последний член — аналогичный, но «антирезонансный», переходящий в резонансный при инверсии магнитного поля. При условии значительного расщепления уровней $\omega_{12} \gg \Gamma$ существенную роль играет только резонансный член. Отметим, что его амплитудное значение не зависит от частоты; резонанс биений может возникать на любой частоте, независимо от инерционности спонтанного излучения.

Резонанс биений в люминесценции наблюдался впервые в работе ^{22а}. Количественная интерпретация явления была дана в работе ¹⁹. Аналогичные исследования были проведены в работах ²⁰. Приведем результаты исследования модуляции спонтанного излучения кадмия на линии 3261 Å из работы ²⁵. В этой работе возбуждение осуществлялось модулированным светом, поляризованным под углом 45° к направлению магнитного поля, так что возникла суперпозиция всех тех возбужденных уровней с $m = \pm 1, 0$. Так как эти уровни эквидистантны, у системы имеются две резонансные частоты биений, частота перехода между крайними подуровнями ± 1 и между средним и крайними. В эксперименте частота модуляции света была фиксированной и составляла 1000 кГц. Варьировалось магнитное поле, так что ожидалось два резонансных значения магнитного поля. Регистрация велась техникой синхронного детектирования. На рис. 7 приведена зависимость полученного сигнала от магнитного

поля вместе с теоретически рассчитанной кривой. Резонансы возникали в окрестности $\pm 0,24$ и $\pm 0,48$ э, причем модуляция люминесценции в этих областях происходит со сдвигом по фазе на 90° .

В аналогичных условиях резонанс биений в парах ртути наблюдался в работах ^{33, 34}. В работах ^{22б, 35а, 36а} описаны эксперименты по резонансу биений, возбуждаемому электронным пучком. Такого рода модификация интересна тем, что удается возбудить состояния, не связанные с основным состоянием оптическим переходом ^{32, 33}. Вопросы теории когерентного возбуждения электронным ударом обсуждаются в работах ^{35в, 36а}. Достоинства применения электронного пучка особенно наглядно продемонстрированы в работе ^{36а}, где модулированным электронным пучком осуществлялось когерентное заселение метастабильного состояния ртути 6^3P_2 . Если пучок направлен поперек магнитного поля, то возникает суперпозиция состояний с $m = \pm 1$ *). Для регистрации этой суперпозиции использовался луч света от дополнительной лампы с длиной волны $5461 \text{ \AA}$ ($6^3P_2 - 7^3S_1$), линейно поляризованный и направленный вдоль магнитного поля. При прохождении сквозь пары ртути этот луч обнаруживал модуляцию поглощения, если выполнялись резонансные условия.

Изложенная в гл. 2 качественная картина возникновения резонанса биений использует представление о синфазном сложении колебательных процессов распада различных атомов. Из этой картины ясно, что для каждого отдельного атома, участвующего в резонансе, речь идет о свободных биениях. При обычных интенсивностях каждый атом подвергается возбуждению редко, с интервалами много больше времени жизни возбужденного атома. Поэтому модуляция возбуждения никак не сказывается на характере излучения индивидуального атома и лишь приводит к фазировке биений отдельных атомов. Это и объясняет тот факт, что ширина резонанса биений определяется только параметром затухания Γ атома. Иными словами, отсутствует характерное для радиоспектроскопических методов насыщение, связанное с возмущающим действием переменного поля.

Кинетическая трактовка возникновения резонанса биений удобна своей универсальностью — она одинаково хорошо применима к любым видам возбуждения **). При использовании оптического возбуждения с успехом может быть использована спектральная трактовка резонанса ¹⁹, в которой резонанс биений рассматривается как результат возрастания эффективности рассеяния коррелированных гармоник интенсивности модулированного света при совпадении расщепления спектральных компонент атомов — рассеивателей с частотой модуляции света. Эта трактовка удобна для понимания возникновения резонанса и при использовании для возбуждения модулированного лазерного излучения, т. е. в ситуации, которая не укладывается в концепцию импульсного возбуждения. Картина резонанса в этом случае оказывается такой же. Вариант с лазерным возбуждением был исследован в работе ³⁹. Для модуляции излучения лазера применялся остроумный методический прием — использовались синхронизированные биения продольных мод лазера на смеси неона и гелия ($6328 \text{ \AA}$). Теоретическое описание резонанса биений с использованием методов квантовой электродинамики, приводящее к тем же результатам, приведено в работе ^{40а}.

*) Вообще говоря, возникает также суперпозиция состояний с $m = \pm 2$, однако существование такой когерентности не может быть обнаружено при однофотонных электрических дипольных переходах в силу правил отбора.

**) В работах ^{37, 38} эта трактовка перенесена в ядерную физику.

Во всех экспериментальных работах резонанс биений осуществлялся на уровнях магнитного расщепления, за исключением работы ²⁵, где исследовалась штарковская структура уровня 5^3P_1 кадмия. Теоретическое исследование резонанса биений в системе уровней сверхтонкого расщепления было проведено в работе ⁴¹. В работе ^{40b} методами квантовой электродинамики теоретически был исследован резонанс биений в системе уровней с различными временами жизни. Для этого случая имеются различия в результате возбуждения системы широким спектром и лазером. Вопросы интерференции состояний с различными временами жизни обсуждались также полуклассическими методами в работе ^{1b}.

5. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС

Параметрический резонанс является интерференционным эффектом, связанным с модуляцией энергетического интервала между интерферирующими состояниями. Он выражается в появлении модуляции в спонтанном излучении (или в поглощательной способности) системы атомов, когда интервал между подуровнями возбужденного состояния модулируется с частотой, равной частоте расщепления уровней или в целое число раз меньшей. Модуляция в излучении происходит с частотами, кратными частоте модуляции расщепления. Как все интерференционные эффекты, параметрический резонанс может регистрироваться и в поглощении.

Вопросы влияния модуляции положения энергетических уровней на поляризацию ⁴² и спектр ⁴³ излучения атомов обсуждались давно и неоднократно. Однако идея интерференционного резонанса при такой модуляции впервые была высказана в работе ⁹; там же имеются намечки теории, сформулированные несколько более развернуто в работе ⁴⁴. Дальнейшая разработка этих идей, проведенная в работе ¹⁸, привела к существенной трансформации предсказаний относительно экспериментальных проявлений процесса. В этой работе явление было названо *параметрическим резонансом*.

Теоретическое описание параметрического резонанса легко производится на основе общего рассмотрения гл. 2. Ограничиваясь простейшим случаем двух интерферирующих подуровней (что соответствует условиям первых экспериментов), приведем выражение для интенсивности спонтанного излучения с данной поляризацией

$$I(t) = C \operatorname{Re} \sum_{k=-\infty}^{\infty} B_k e^{ik\Omega t},$$

где C — коэффициент пропорциональности, а амплитуды гармоник B_k даются выражением

$$B_k = i^k \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{k+n}(\omega_1/\Omega) J_n(\omega_1/\Omega) [\Gamma + i(\bar{\omega}_{12} - n\Omega)]^{-1};$$

здесь $J_n(\omega_1/\Omega)$ — функция Бесселя первого рода. Предполагается, что модуляция интервала ω_{12} происходит по закону $\bar{\omega}_{12}(t) = \bar{\omega}_{12} + \omega_1 \cos \Omega t$. Таким образом, параметрический резонанс характеризуется бесконечным набором гармоник в интенсивности излучения, причем для каждой гармоники имеется бесконечный набор резонансов. Качественное объяснение этого явления может быть проведено различными способами. Наиболее вероятно наглядный из них — это спектральный подход ¹⁸. Допустим, что речь идет о параметрическом резонансе в возбужденном состоянии при возбуждении светом. Так как в этих экспериментах свет не модулируется, его можно представить в виде набора незави-

симых гармоник поля. Атом с двумя уровнями в возбужденном состоянии можно описать совокупностью двух осцилляторов с разными частотами. В опытах по модулированному возбуждению модуляция света приводила к появлению у каждой оптической гармоники двух коррелированных спутников. Когда разность частот двух осцилляторов совпадала с частотой модуляции, оба осциллятора могли возбуждаться двумя когерентными гармониками света и, следовательно, когерентно интерферировать (когерентно по отношению ко всем остальным осцилляторам системы). При параметрическом резонансе преобразованию подвергается не спектр возбуждающего света, а спектр поглощения осцилляторов. Как известно, в результате модуляции частоты у осцилляторов появляется бесконечный набор дискретных линий поглощения, отстоящих от основной частоты на интервалы, кратные частоте модуляции. При совпадении или кратности среднего расстояния между подуровнями ω_{12} с частотой модуляции Ω одна и та же гармоника возбуждающего света способна возбудить один из осцилляторов на основной частоте, а другой — на одной из совпадающих с ней боковых частот. Таким образом, одна оптическая гармоника возбуждает два коррелированных набора колебаний, которые способны давать между собой разнообразные биения, в том числе и на нулевой частоте. Последнее в случае интерференции магнитных подуровней соответствует изменению средней диаграммы направленности излучения системы атомов. Заметим, что, в отличие от резонанса биений, при параметрическом резонансе не возникает модуляции населенностей — эффект носит чисто интерференционный характер. Этим параметрический резонанс радикально отличается от методически похожего двойного резонанса, для которого характерно индуцирование переходов между подуровнями. В случае магнитных уровней оба эксперимента отличаются только ориентацией переменного магнитного поля. В экспериментах по двойному резонансу переменное поле перпендикулярно постоянному и приводит к магнитному резонансу. В опытах по параметрическому резонансу оба поля параллельны — переменное поле модулирует расщепление, не вызывая переходов. Следствием этого различия является различие в форме сигналов. Сигналы параметрического резонанса не меняют ширины с увеличением модуляции энергетического зазора.

Экспериментальных работ по параметрическому резонансу относительно мало. Впервые эффект наблюдался в люминесценции кадмия¹⁸ в магнитном поле. Вскоре подобный же опыт был осуществлен в работе⁴⁵. Параметрический резонанс в основном состоянии наблюдался почти одновременно в работах^{156, в}. В первой из них объектом исследования служили оптически ориентируемые пары цезия, во второй — пары Hg^{199} . Во всех этих опытах расщепление уровней модулировалось магнитным полем. Единственным исключением служит работа²⁵, в которой наблюдался параметрический резонанс штарковских подуровней при модуляции электрического поля. Более подробные сведения с демонстрацией экспериментальных результатов можно найти в недавнем обзоре¹³. В работе⁴⁶ параметрический резонанс трактуется теоретически как многофотонный процесс.

6. ФАЗОВЫЙ РЕЗОНАНС БИЕНИЙ

Фазовый резонанс представляет собой интерференционный эффект, выражающийся также в появлении модуляции (иногда по сложному закону) поглощения или излучения системы атомов и связанный с воздействием на начальную разность фаз интерферирующих состояний. Практически начальная разность фаз при интерференции в магнитной

структуре уровней зависит от направления анизотропного возбуждающего воздействия относительно оси квантования, так что речь идет о модуляции поляризации или направления возбуждающего света, или направления потока возбуждающих быстрых частиц. Фазовый резонанс имеет существенно различный вид в зависимости от закона изменения начальной фазы во времени. Простейший вид имеет явление, если фаза меняется во времени линейно (см. гл. 2). Такой эксперимент можно было бы осуществить, возбуждая люминесценцию светом вдоль магнитного поля с вращающейся плоскостью поляризации. Другой вариант, предложенный Сириесом¹⁷, состоит в возбуждении атомного пара двумя пучками света, ортогональными друг другу и магнитному полю и модулированными по интенсивности со сдвигом фазы на 90° .

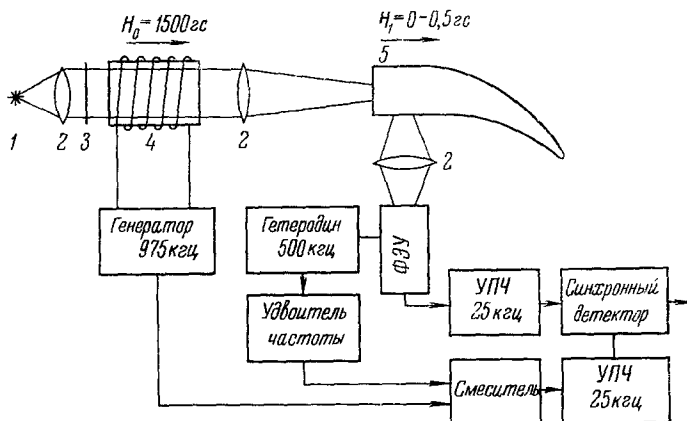


Рис. 8. Блок-схема установки для наблюдения фазового резонанса биений $^{22}\text{Г}$.

В обоих этих случаях резонанс выражался бы формулой, соответствующей первому и третьему членам в выражении (9). Методически осуществить линейное изменение фазы трудно. Поэтому первая работа по фазовому резонансу была сделана с гармонической модуляцией фазы. Если задавать закон изменения начальной фазы в виде $\varphi_0(t) = \varphi + \varphi_1 \cos \Omega t$, легко получить выражение для интенсивности рассеянного света

$$I(t) = C \operatorname{Re} e^{i\varphi} \sum_{h=-\infty}^{\infty} i^h J_h(\varphi_1) e^{ikh\Omega t} [\Gamma + i(\omega_{12} + k\Omega)]^{-1}; \quad (10)$$

здесь опять $J_h(\varphi_1)$ — функция Бесселя первого рода. Из последнего выражения следует, что при фиксированной частоте фазовой модуляции Ω биения возникают с кратными частотами $k\Omega$, причем амплитуда k -й гармоники имеет максимальное значение, когда расстояние между интерферирующими подуровнями ω_{12} в k раз превышает частоту модуляции. В наличии спектра гармоник проявляется сходство явления с параметрическим резонансом. Различие между явлениями заключается в разном числе резонансов. При фазовой модуляции каждая гармоника имеет один резонанс и один «антирезонанс» при условии $\omega_{12} = \pm k\Omega$, в то время как при параметрическом резонансе гармоника с номером k имеет бесконечное число резонансов $\omega_{12} = n\Omega$, где $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ и т. д. При малой глубине модуляции, т. е. когда $\varphi_1 \ll 1$, в предыдущей формуле можно ограничиться членами с $k = \pm 1$ и $k = 0$. Тогда выражение для интенсивности люминесценции совпадает с выражением для резонанса биений (9), в котором надо отбросить второй член и заменить ε на $\varphi_1/2$.

Эксперимент с гармонической модуляцией фазы был осуществлен в работе ^{22г}. Использовался традиционный объект — кадмий и переход $5^3P_1 - 5^3S_0$. Возбуждение паров вдоль магнитного поля осуществлялось линейно поляризованным светом, пропущенным через ячейку Фарадея, позволявшую осуществлять покачивание плоскости поляризации с большой частотой (использовался резонансный эффект Фарадея в парах того же кадмия при магнитном расщеплении линии поглощения в модулированном магнитном поле). Схема экспериментальной установки и записи сигнала резонанса показаны на рис. 8 и 9 (на рис. 8: 1 — кадмиевая лампа, 2 — линза, 3 — поляризатор, 4 — кювета с парами кадмия, модулирующая положение плоскости поляризации света, 5 — резонансный сосуд, УПЧ — усилитель промежуточной частоты). Форма сигнала зависит от среднего положения плоскости поляризации возбуждающего света, определяющего фазу φ в выражении (10). В зависимости от выбора этой фазы сигнал после синхронного детектирования является той или иной суперпозицией лоренцева и дисперсионного контуров, как можно усмотреть из (10). На рис. 9 приведены записи сигнала в этих двух предельных формах.

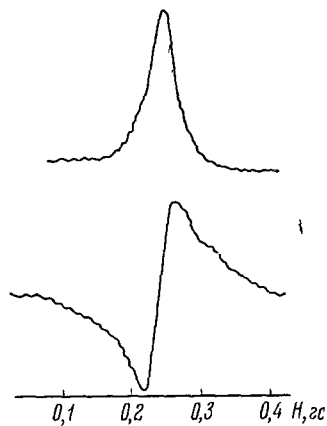


Рис. 9. Экспериментальная запись сигнала фазового резонанса в двух предельных формах ^{22г}.

Фазовый резонанс ядер кадмия в основном состоянии в условиях, приближающихся к линейному закону изменения фазы, осуществлен в работе ⁴⁷. Следует отметить, что иногда возникают смешанные ситуации, соответствующие наложению резонанса биений и фазового резонанса: в теории это соответствует одновременной модуляции модуля и фазы первой части выражения (6). Такому случаю соответствует резонансный эксперимент по оптической ориентации паров ртути светом, перпендикулярным магнитному полю при вращении фазовой пластинки, обеспечивающей вместе с поляризатором модуляцию типа поляризации луча света ^{16б}.

7. НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ АТОМНЫХ СОСТОЯНИЙ

Рассмотренные в предыдущих главах интерференционные явления были линейными по интенсивности воздействия, создающего возбужденное суперпозиционное состояние, или по интенсивности контролирующего светового пучка (в опытах с поглощением). В этих экспериментах создание суперпозиционного состояния и его обнаружение производились независимо. Вместе с тем существует группа экспериментов, в которых одно и то же воздействие (световое) создает интерференционное состояние и обнаруживает его возникновение. Наблюдаемые при этом эффекты являются нелинейными и требуют для своего описания высших порядков теории возмущения. Фактически о нелинейных проявлениях интерференции состояний уже упоминалось в связи с экспериментами по биениям в поглощении при переходах из основного состояния. В этих опытах суперпозиционное состояние приготавливалось с помощью оптической ориентации — процесса существенно нелинейного ^{5, 31}. Однако если интенсивность ориентирующего пучка света фиксирована, а для регистрации биений используется вспомогательный слабый луч света, то обнаруживаемые явления ничем не отличаются от своих аналогов, наблюдаемых при интерференции возбужденных состояний. Иначе обстоит

дело, когда регистрация ведется в ориентирующем пучке. Ниже кратко рассмотрены три типа экспериментов по нелинейным проявлениям интерференции состояний. Первый из них ⁷⁶, исторически самый ранний, является нелинейным резонансом биений и легко трактуется с помощью феноменологической картины оптической ориентации. Второй, имеющий большое практическое значение и названный *явлением пересечения мод* ^{48a}, нуждается в строгом описании, но может быть понят по аналогии с первым. Наконец, третий тип нелинейных экспериментов, в которых наблюдаются так называемые *некогерентные биения* ⁴⁹, будет описан с помощью теории возмущения.

В работах ⁷⁶ осуществлялась оптическая ориентация атомов с помощью циркулярно поляризованного резонансного излучения, направленного поперек магнитного поля. Процесс ориентации можно трактовать как передачу углового момента фотонов поляризованного света атомам, которые выстраиваются при этом параллельно или антипараллельно пучку света. Это сопровождается изменением (чаще всего уменьшением) поглощения света ориентированными атомами. Если бы магнитное поле отсутствовало, то установлению полной ориентации атомов препятствовали бы лишь релаксационные процессы. Устанавливающееся при этом поглощение, очевидно, нелинейно связано с интенсивностью ориентирующего света, конкурирующего с релаксационными процессами потери ориентации. Наличие поперечного к пучку магнитного поля решительно меняет картину. По отношению к магнитному полю ориентированный атом попадает в суперпозиционное состояние, что классически описывается его прецессией вокруг вектора поля. Так как распределение фаз такой прецессии для разных атомов равномерное, в среднем ансамбль атомов оказывается неориентированным. Однако если ориентирующий пучок модулировать по интенсивности с частотой прецессии атомов, то возникает синфазно прецессирующая группа атомов, взаимодействующая со светом уже как система ориентированных атомов, так как периодически включаемый свет всегда освещает атомы в одной и той же фазе прецессии, а именно, выстроенные вдоль направления света. Следствием этого является интегральное изменение поглощения света атомами по сравнению со средним поглощением в отсутствие ориентации. По существу, описанный эксперимент является типичным резонансом биений, который, однако, регистрируется по изменению интегрального поглощения *). Это и есть главная особенность нелинейного варианта. Приращение поглощения, достигаемое в этом опыте, падает с уменьшением интенсивности света. При малой интенсивности эта связь квадратичная. Параметром малости служит отношение среднего числа возбуждений атома в единицу времени к среднему времени релаксации. Последнее для атомов в основном состоянии может принимать значения в диапазоне $10^{-3} - 10^3$ сек, поэтому оптическая нелинейность проявляется уже при весьма умеренных интенсивностях. Появление лазеров с их высокой спектральной мощностью резко расширило область нелинейных взаимодействий с атомами, так как лазерное излучение способно преодолеть значительно быстрее идущие релаксационные процессы, включая спонтанное излучение. С помощью лазеров явление нелинейного резонанса биений было распространено на исследование возбужденных атомов и получило новое название *явления пересечения мод*. Сводится оно к следующему. Пусть

*) Полная тождественность с резонансом биений достигается применением вспомогательного немодулированного пучка света, также циркулярно поляризованного и лежащего в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Такой пучок, взаимодействуя с системой прецессирующих атомов, приобретает модуляцию по интенсивности ⁵⁰.

имеется система (атом, молекула), обладающая двумя близкими уровнями 1 и 2 в возбужденном состоянии, связанными излучательным переходом с общим уровнем 0, который может быть как выше, так и ниже уровней 1 и 2. Если через среду частиц с такой энергетической схемой пропустить излучение многомодового лазера с расстоянием между соседними модами, равным или в целое число раз меньшим расстояния между уровнями 1 и 2, то коэффициент поглощения (усиления) лазерного излучения в такой системе имеет минимальное значение. Для мощности излучения $P_{1,2}$, поглощаемого или стимулированно испускаемого средой под действием лазерного излучения, в работе ^{48a} в третьем порядке теории возмущения получено выражение $P_{12} \sim I_1 I_2 (N_{12} - N_0) [\Gamma_{12}^2 + (\omega_{12} - \Delta)^2]^{-1}$; здесь N_{12} — сумма населенностей подуровней 1 и 2, N_0 — населенность уровня 0, I_1 и I_2 — интенсивности двух мод лазера, Γ_{12} — полусумма ширин уровней 1 и 2, Δ — частотное расстояние между модами, ω_{12} — расстояние между уровнями 1 и 2. Обратим внимание на нетривиальный характер явления: как правило, в экспериментах такого рода расстояние ω_{12} много меньше доплеровского уширения спектральной линии поглощения (усиления) среды. Поэтому коэффициент поглощения для каждой из мод, взятых порознь, не зависит от величины расщепления Δ . Такая зависимость появляется только при учете интерференции состояний.

С принципиальной стороны имеется полная аналогия между явлением пересечения мод и нелинейным резонансом биеений при оптической ориентации модулированным светом, поскольку в случае пересечения мод возбуждение также ведется светом переменной интенсивности вследствие биеений между компонентами модовой структуры излучения. Однако в деталях имеются различия. При оптической ориентации модулированным светом полная населенность основного состояния не меняется. Устанавливается лишь определенное распределение фаз интерференции магнитных подуровней. В лазерном варианте суммарная населенность совокупности подуровней 1 и 2 под действием излучения лазера меняется *), а кроме того, при условии пересечения мод $\omega_{12} = \Delta$ дополнительно возникает когерентная по ансамблю частиц интерференция состояний 1 и 2, что приводит к дополнительному изменению поглощения (или усиления) лазерного излучения с интерферирующими модами.

Приведем пример использования эффекта пересечения мод для анализа магнитной структуры возбужденного состояния ксенона $5d[5/2]_0^0$. Газовый разряд в ксеноне просвечивался излучением многомодового ксенонового лазера на длине волны 3,37 мкм (переход $5d[5/2]_0^0 \rightarrow 5p[3/2]_1$). При варьировании напряженности магнитного поля, расщеплявшего уровень $5d[5/2]_0^0$, наблюдался резонанс в интенсивности прошедшего света. Экспериментальный график представлен на рис. 10. Резонансная кривая носит дисперсионный характер, поскольку применялась техника сканирования магнитного поля с последующим синхронным детектирова-



Рис. 10. Сигнал пересечения мод в разряде ксенона ⁵².

*) Поскольку лазерное излучение состоит из набора очень узких спектральных линий, речь идет об изменении населенностей только тех атомов из доплеровского ансамбля, которые имеют подходящую проекцию скорости на направление светового луча. Явление селективного возбуждения атомов лазерным излучением носит название эффекта «выжигания дырок» и связано с именем Беннета ⁵¹.

нием сигнала фотоприемника. По результатам эксперимента определено гиромагнитное отношение и однородная ширина состояния.

Обсудим, наконец, недавние эксперименты⁴⁹, в которых были обнаружены некогерентные биения, относящиеся также к нелинейным интерференционным явлениям. Во всех ранее рассмотренных проявлениях интерференции состояний необходимым условием ставилась синфазность элементарных колебаний в излучении отдельных атомов. Однако отсутствие такой синфазности не является принципиальным препятствием для обнаружения биений. Действительно, если количество возбужденных атомов достаточно велико, то и при хаотическом распределении фаз элементарных биений можно выбрать большую группу атомов с одинаковыми (в заданных пределах) фазами биений. Если разбить весь ансамбль излучающих атомов на такие группы, можно видеть, что излучение всей системы составляется из большого набора однотипных излучательных процессов вида (4) со случайным распределением фаз. Легко убедиться, что результирующее излучение, хотя и не обладает регулярной модуляцией амплитуды, но в спектре своих флуктуаций содержит информацию о характерных параметрах Γ и ω_{12} слагаемых процессов вида (4), параметрах, характеризующих элементарный излучательный процесс.

Из сказанного следует принципиальная возможность извлечь информацию об атомных параметрах путем анализа спектра флуктуаций интенсивности излучаемого света. Для установления количественных критериев осуществимости такой измерительной процедуры необходимо учесть дробовые шумы фоторегистрации и волновые шумы интерференции излучения различных атомов. Соответствующие оценки показывают, что полезный сигнал в измерениях такого рода очень мал и требует для надежной регистрации слишком больших времен накопления. Тем не менее, некогерентные биения удалось обнаружить в нелинейном варианте эксперимента. Опыты ставились следующим образом. Исследуемым объектом служили пары ксенона низкой плотности, возбуждаемые в тонкой трубке с помощью электрического разряда. Как установлено в ряде недавних работ (ссылки на них можно найти в работе⁵³), при этом значительно заселяются состояния, образующие переходы $5d[7/2]_3 - 6p[5/2]_2$ (3,507 мкм) и $5d[7/2]_4 - 6p[5/2]_3$ (5,57 мкм), причем в определенном интервале давлений ксенона и разрядных токов на этих переходах может наблюдаться как существенное поглощение, так и усиление излучения, соответствующие оптической плотности порядка $0,1 \text{ см}^{-1}$. Короткая (длиною около 10 см) трубка служила кюветой. Разряд в парах просвечивался по оси трубки неполяризованным резонансным излучением с длинами волн 3,508 и 5,57 мкм, генерируемым внешним источником — аналогичной, но много более длинной трубкой, поставленной по условиям разряда в режим усиления собственного спонтанного излучения на этих линиях. Спектральная ширина этих линий была порядка 10^8 гц , что превосходило все расщепления уровней, интерференция которых исследовалась. Уровни атомов, находящихся в исследуемом объеме, расщеплялись аксиальным магнитным полем. Излучение, прошедшее через трубку, пропусклось через линейный анализатор и регистрировалось малоинерционным фотоприемником. Опуская описание непринципиальных деталей схемы (рис. 11), укажем, что дальнейшая обработка сигнала фотоприемника сводилась к анализу спектра мощности флуктуаций фототока в функции от напряженности магнитного поля (на рис. 11: $ЛА$ — линейный анализатор, $ВЧ$ — высокая частота, $НЧ$ — низкая частота).

Было обнаружено, что мощность флуктуаций на данной частоте образует узкие экстремумы при варьировании магнитного поля. Ширина этих экстремумов была порядка естественной ширины состояния $5d[7/2]_{3,4}$,

а положение их по магнитному полю соответствовало выбранному частотному интервалу наблюдения, в согласии с имеющимися данными о расщеплении этих состояний в магнитном поле. Пример экспериментальной кривой представлен на рис. 12, где показана запись производной спектральной плотности излучения на линии 3,507 мкм в точке $22 \text{ Мгц} \pm \pm 50 \text{ кгц}$ в функции от напряженности магнитного поля для Xe^{136} .

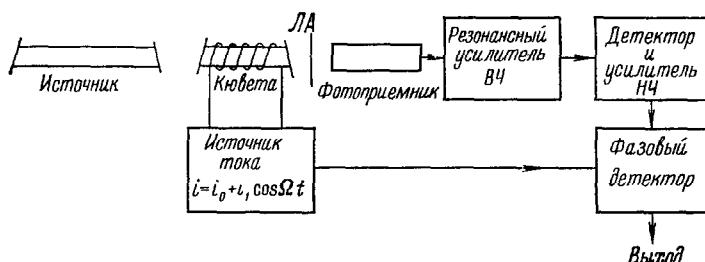


Рис. 11. Блок-схема установки для наблюдения некогерентной интерференции состояний ⁴⁹.

Знак экстремума определялся условиями прохождения излучения по трубке: если в трубке происходило усиление света, то в спектре шумов появлялся узкий провал, положение которого определялось магнитным полем. Если в трубке происходило поглощение, то провал сменялся максимумом.

Объясняются эти явления следующим образом ⁴⁹. Пусть при данной поляризации λ на исследуемый объект падает излучение с интенсивностью,

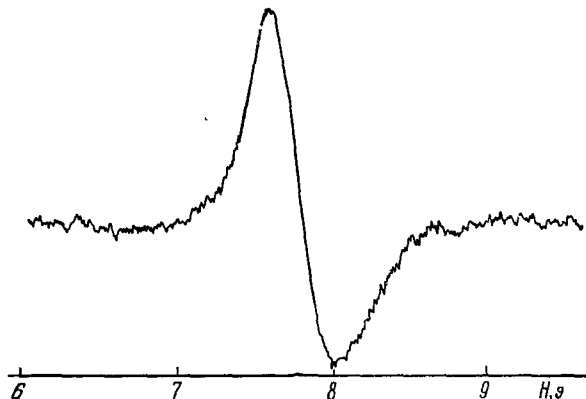


Рис. 12. Производная спектральной плотности излучения ксенона в функции от напряженности магнитного поля (см. текст).

задаваемой случайной функцией времени $I_\lambda(t)$. После прохождения исследуемого объема интенсивность падает или возрастает на величину $W_\lambda(t)$. Излучение на выходе имеет интенсивность $J_\lambda(t) = I_\lambda(t) - W_\lambda(t)$. Для нахождения спектра мощности $S(\omega)$ определим функцию корреляции $\langle J_\lambda(t) J_\lambda(t + \tau) \rangle = S(\tau)$, где угловые скобки означают усреднение. Если считать, что $W_\lambda(t) \ll I_\lambda(t)$, можно видеть, что

$$S(\tau) = \langle I_\lambda(t) I_\lambda(t + \tau) \rangle - \langle I_\lambda(t) W_\lambda(t + \tau) \rangle - \langle I_\lambda(t + \tau) W_\lambda(t) \rangle = S_0(\tau) - S_1(\tau),$$

где $S_0(\tau)$ — функция корреляции падающего излучения, а $S_1(\tau)$ — поправка, связанная со взаимодействием со средой. Эта поправка, таким образом, прямо связана с энергией $W_\lambda(t)$, выделяемой или поглощаемой в среде.

Для величины $W_\lambda(t)$ в предположении о достаточно широком спектре линии излучения и линии поглощения атомов за счет доплеровского уширения в первом порядке теории возмущения можно получить следующее выражение:

$$W_\lambda(t) = AI_\lambda(t) \left[\sum_{m, \mu, \mu'} \lambda_{m\mu} \lambda_{\mu m} \sigma_{\mu\mu'} - \sum_{m, m', \mu} \lambda_{\mu m} \lambda_{m'\mu} \sigma_{mm'} \right]; \quad (11)$$

здесь A — коэффициент пропорциональности, остальные обозначения такие же, как в гл. 2. Первая сумма соответствует поглощению энергии с переходом из суперпозиции нижних уровней $\sigma_{\mu\mu'}$ во все верхние состояния $|m\rangle$. Вторая сумма описывает аналогичный вклад вынужденного излучения. Для составляющих матрицы плотности $\sigma_{mm'}$ и $\sigma_{\mu\mu'}$, связанных с действием света $I(t)$, справедливо уравнение (6) и (7).

Как было выяснено в гл. 2—3, гармоническая составляющая интенсивности $I_\lambda(\omega)$ приводит к появлению соответствующей гармоник матрицы плотности $\sigma_{mm'}$ или $\sigma_{\mu\mu'}$, резонансно возрастающей, когда частота ω приближается к частотам $\omega_{mm'}$ или $\omega_{\mu\mu'}$, именно

$$\begin{aligned} \sigma_{mm'}(\omega) &= -NkI_\lambda(\omega) \sum_{\mu} \lambda_{m\mu} \lambda_{\mu m'} / [\Gamma_m + i(\omega_{mm'} - \omega)], \\ \sigma_{\mu\mu'}(\omega) &= NkI_\lambda(\omega) \sum_{m'} \lambda_{\mu m} \lambda_{m'\mu} / [\Gamma_\mu + i(\omega_{\mu\mu'} - \omega)]; \end{aligned} \quad (12)$$

здесь k — коэффициент пропорциональности, N — разность населенностей между совокупностью верхних уровней m и нижних μ , Γ_m и Γ_μ — ширины верхних и нижних уровней.

При учете (11) и (12) можно видеть, что приращение $W_\lambda(t)$, а вместе с ним и функция корреляции $S_1(\tau)$ содержат фурье-составляющие $s(\omega)$, резонансно возрастающие по абсолютной величине в окрестности частот интерференции верхней и нижней систем уровней, так что спектр мощности $S(\omega)$ прошедшего света наряду со спектром $S_0(\omega)$ исходного излучения содержит слагаемое $s(\omega)$, несущее информацию об интерференции подуровней объекта:

$$\begin{aligned} s(\omega) \approx NS_0(\omega) \operatorname{Re} \sum_{\substack{m, m', \\ \mu, \mu'}} \{ \lambda_{m\mu} \lambda_{\mu m'} \lambda_{\mu m'} \lambda_{\mu m} [\Gamma_m + i(\omega_{mm'} - \omega)]^{-1} + \\ + \lambda_{m\mu} \lambda_{\mu m'} \lambda_{m'\mu} \lambda_{\mu m} [\Gamma_\mu + i(\omega_{\mu\mu'} - \omega)]^{-1} \}. \end{aligned} \quad (13)$$

Полное выражение для спектра мощности прошедшего света содержит и другие слагаемые, аналогичные членам формулы (9), описывающей простейший резонанс биений.

Недиагональные члены суммы в (13) описывают интерференцию невырожденных состояний. В экспериментах был обнаружен только резонанс верхних уровней, так как нижние, на много более широкие, при использовавшихся магнитных полях оставались, по существу, вырожденными. Диагональные члены суммы ответственны за особенность спектра мощности на частотах в окрестностях нуля. Соответствующие провалы в спектре также экспериментально наблюдались⁴⁹.

Изложенная теоретическая картина явления сводит дело к некогерентному резонансу биений: исходный свет представляется состоящим из независимых гармоник интенсивности, каждая из которых возбуждает свой частичный нелинейный резонанс биений с регистрацией по интегральной интенсивности вынужденного перехода. Совокупность этих независимых резонансов приводит к суммарной особенности в спектре флуктуаций.

Родство явления некогерентных биений с эффектом пересечения мод достаточно очевидно. В первом случае система атомов подвергается возбуждению с широким спектром флуктуаций и характеристическим образом преобразует его. Во втором случае осуществляется гармонически модулированное возбуждение с последовательной регистрацией реакции системы на различные частоты модуляции.

8. МЕТОДИЧЕСКАЯ ЦЕННОСТЬ ЯВЛЕНИЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ НЕВЫРОЖДЕННЫХ АТОМНЫХ СОСТОЯНИЙ

Из всего сказанного выше следует, что все варианты биений могут служить источником сведений о взаимном расстоянии между интерферирующими подуровнями и их однородной ширине. Неоднородное уширение типа доплеровского не лимитирует точность таких измерений. Полезно сопоставить методы биений с основным конкурирующим методом — двойным радиооптическим резонансом. Метод двойного резонанса ^{1д, 54} состоит в индуцировании радиочастотным полем переходов между исследуемыми состояниями, что регистрируется по изменению оптических свойств системы. Индуцирующее переменное поле вносит возмущение в исследуемую систему, приводя к уширению уровней и к их смещению. Степень и характер этого возмущения легко учесть только в простейших случаях.

В методах интерференционных биений исследуемое состояние не испытывает никакого дополнительного возмущения. С общих позиций это можно объяснить тем, что в этих методах наблюдаемая величина связана не с принудительным изменением населенностей, а с естественным изменением во времени разности фаз интерферирующих состояний, скорость которого пропорциональна энергии расщепления. Это преимущество методов биений особенно четко проявляется при исследовании многоуровневых систем. Если речь идет о магнитной эквидистантной структуре, то применение, скажем, резонанса биений приведет к появлению двух ненасыщающихся резонансов простейшей формы, соответствующих интерференции состояний, отличающихся по проекции углового момента на 1 и на 2. Форма сигнала двойного резонанса в этих условиях предсказуема, но очень сложна ⁵⁴. При этом для сведений о параметрах исследуемой системы необходимо дополнительное измерение абсолютной напряженности переменного поля, что не всегда возможно. Если система неэквидистантна, то применение резонанса биений приведет к возникновению двух серий резонансов $|\Delta m| = 1, 2$, положение которых прямо дает расстояния между невозмущенными подуровнями, а ширины определяются однородным уширением уровней. При использовании двойного резонанса образуется сложная система резонансов, число которых, положение экстремумов и ширины зависят от напряженности внешнего поля. Аналитическое решение задачи о сигналах двойного резонанса существует при определенных благоприятных условиях только для трех уровней. Приведем для сравнения аналитический вид сигнала: а) резонанса биений и б) двойного резонанса для системы из трех неэквидистантных уровней с $m = 0, \pm 1$. Такая ситуация возникает при одновременном наложении параллельных магнитного и электрического полей на состояние с угловым моментом, равным единице.

а) *Резонанс биений*: $\omega_{-1,0}, \omega_{0,+1}, \omega_{-1,+1} \gg \Gamma$, сигнал I с выхода синхронного детектора при определенном выборе фазы имеет вид ²⁵

$$I \sim \Gamma^2 [\Gamma^2 + (\Omega - \omega_{01})^2]^{-1} + \\ + \Gamma^2 [\Gamma^2 + (\Omega - \omega_{-1,0})^2]^{-1} - 0,5\Gamma (\Omega - \omega_{+1,-1})^2 [\Gamma^2 + (\Omega - \omega_{+1,-1})^2]^{-1};$$

здесь, как и раньше, Ω — частота модуляции возбуждения. $\omega_{ik} = \omega_i - \omega_k$, где индексы соответствуют проекции момента (рис. 13).

б) *Двойной резонанс*: сигнал пропорционален интенсивности переходов в нижнее S -состояние с изменением проекции момента на ± 1 при условии, что при возбуждении заселяется только уровень с $m = 0$ ⁵⁵ *):

$$I \sim A^2 \{ \Gamma^4 + \Gamma^2 (\epsilon^2 + 5\omega^2 + 4A^2) + 2[2\omega^2\epsilon^2 + (\omega^2 + 2A^2)(2\omega^2 + A^2)] \times \\ \times \{ \Gamma^2 [\Gamma^2 + \epsilon^2 + 3(2A^2 + \omega^2)]^2 + 4[\omega^2(\omega^2 - \epsilon^2) + 2A^2\omega^2(3\omega^2 + 5\epsilon^2) + \\ + A^4(\epsilon^2 + 12\omega^2) + 8A^6] \}^{-1}, \quad (14)$$

где $A = \gamma H_1 / \sqrt{2}$, γ — гиромагнитный множитель, H_1 — напряженность переменного магнитного поля с частотой Ω ; $\omega = \Omega - 0,5\omega_{+1,-1}$, $\epsilon = \omega_0 - 0,5(\omega_1 + \omega_{-1})$ (см. рис. 13). Сопоставление этих выражений

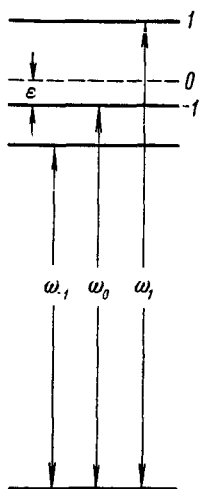


Рис. 13. Четырехуровневая схема с неэквидистантным расщеплением верхнего состояния.

показывает, что, в то время как сигнал в случае биений распадается на три простейших резонанса, сигнал двойного резонанса столь сложен, что едва поддается анализу. Если сопоставить различные модификации биений, то методически удобнее всего параметрический резонанс, сочетающий в себе методические достоинства двойного резонанса с общими достоинствами методов биений. Однако параметрический резонанс удобен лишь при малых расщеплениях (порядка 1 Мгц и ниже) уровней, так как с ростом расщепления растут требования к мощности переменного поля и к его однородности. Параметрический резонанс с успехом использовался в экспериментах по измерению рекордно малых магнитных полей ⁵⁶.

Наиболее универсальным из всех методов интерференции невырожденных состояний, по-видимому, является резонанс биений. Его применение связано с требованием осуществления модуляции возбуждения на высоких частотах, что часто представляет собой трудную техническую задачу. Тем не менее, этот метод обладает преимуществом экспериментальной чистоты и максимальной простоты связи результатов эксперимента с измеряемыми параметрами. Кроме многочисленных работ, где резонанс биений изучался как самостоятельное явление, в качестве прикладного метода исследования он успешно применялся в работе ^{35a} для измерения сечений взаимодействия состояния 5^3P_1 кадмия с инертными газами. Вариант резонанса биений по идее Сириеса ^{1b} был использован в работе ^{36b} для определения лэмбовского сдвига возбужденного состояния иона гелия. Разработанный и впервые примененный в оптике в качестве метода исследования резонанс биений был распространен на ядерную спектроскопию. На возможность применения метода в ядерной физике было указано в работе ³⁷. В работе ⁵⁷ сделаны аналогичные предложения применительно к изучению эффекта Мёсбауэра. В работах ³⁸ резонанс биений (под названием стробоскопического метода наблюдения ядерной ларморовской прецессии) практически применен для исследования ядерного возбужденного состояния Ge ⁶⁹ и для исследования релаксационных процессов ориентированных ядер в твердом германии. Резонанс биений оказался особенно удобен для исследования долгоживущих ядерных состояний.

*) В журнальном варианте публикации ⁵⁵ формула (14) приведена с опечатками.

Возвращаясь к оптике, заметим, что технические трудности осуществления модуляции возбуждения на высоких частотах, так же как и трудности приема высокочастотных сигналов, заставляют, когда это возможно, стремиться свести исследование невырожденной энергетической структуры к вырожденной. Это позволяет воспользоваться методом пересечения уровней, который, будучи также интерференционным методом, обладает достоинствами методов биений в соединении с технической простотой. Однако такая замена измерительной задачи возможна не всегда — не все уровни способны пересекаться во внешних полях, а кроме того, сама задача исследования может исключать такую формулировку (например, когда методы биений применяются для измерения магнитного поля).

Можно указать в качестве примера специальный случай, когда методы биений предпочтительнее, несмотря на то, что та же информация о ширине уровня может быть получена методом Ханле — пересечением уровней в нулевом магнитном поле. Такое положение возникает при измерении ширин очень узких уровней, для которых пересечение происходит при столь малых полях, что возникает проблема точной компенсации лабораторных полей. Переход к относительно большим расщеплениям снимает эту трудность, поскольку при сложении с достаточно большим контролируемым магнитным полем вклад в суммарную напряженность дает лишь соосная составляющая случайного лабораторного поля. Эта составляющая легко учитывается при изменении знака контролируемого поля.

Особую методическую ценность в перспективе имеет нелинейная модификация резонанса биений — *метод пересечения мод* ^{48, 52, 58}. Методически он существенно проще: нет необходимости в скоростной модуляции возбуждения, так как модуляция возникает в лазерном источнике автоматически вследствие межмодовых биений. Кроме того, резонанс регистрируется по интегральному изменению прозрачности исследуемой среды, так что нет необходимости в безынерционных фотоприемниках. Уже существуют различные варианты метода. В работе ^{48b} исследуемая среда являлась одновременно рабочей средой лазера и помещалась в резонатор. В работе ⁵² лазер играл роль только источника возбуждения. В работе ⁵⁸ использовались биения в излучении двух перестраиваемых одномодовых лазеров на основе CO_2 для исследования дипольного момента молекулы CH_3F . Надо полагать, что с развитием лазерной техники этот метод спектроскопии будет использоваться все шире.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. W. Series, a) The Ann Arbor Conference on Optical Pumping (Ann Arbor, Michigan, June 15—18, 1959), Ann Arbor, Univ. of Michigan, 1959, p. 149; б) Physica 33, 138 (1967); в) Phys. Rev. A136, 684 (1964); г) частное сообщение; д) Rept. Progr. Phys. 22, 280 (1959).
2. W. Hanle, R. Pepperl, Acta Phys. Polonica 34, 675 (1968).
3. R. H. Sands et al., см. ^{1a}, p. 184.
4. F. D. Colegrove et al., Phys. Rev. Lett. 3, 420 (1959).
5. C. Cohen-Tannoudji, Ann. de Phys. 7, 423, 469 (1962).
6. H. G. Dehmelt, Phys. Rev. 105, 1924 (1957).
7. W. E. Bell, A. L. Bloom, a) ibid. 107, 1559 (1957); б) Phys. Rev. Lett. 6, 280 623 (1962).
8. J. N. Dodd et al., Proc. Phys. Soc. 74, 789 (1959).
9. М. И. Подгорецкий, К вопросу о модуляциях и «биениях» в квантовых переходах. Препринт ОИЯИ Р-491, Дубна, 1960.
10. J. N. Dodd, G. W. Series, Proc. Roy. Soc. 263, 353 (1961).
11. A. Kastler, C.R. Ac. Sci. 252, 2396 (1961).
12. М. И. Подгорецкий, О. А. Хрусталева, УФН 81, 217 (1963).
13. Л. Н. Новиков и др., УФН 101, 273 (1970).

14. а) J. Masek, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1 (1969); б) Ю. П. Соколов, *Письма ЖЭТФ* **11**, 524 (1970).
15. Е. Б. Александров и др., а) *Опт. и спектр.* **16**, 193 (1964); б) *ЖЭТФ* **49**, 98 (1965); N. Polonsky, C. Cohen-Tannoudji, *C.R. Ac. Sci.* **260**, 5231; **261**, 369 (1965).
16. J. Dupont-Roset al., а) *Phys. Lett.* **A25**, 87 (1967); б) *C.R. Ac. Sci.* **B264**, 1811 (1967).
17. Е. Б. Александров, В. П. Козлов, *Опт. и спектр.* **16**, 533, 1068 (1964).
18. Е. Б. Александров и др., *ЖЭТФ* **45**, 504 (1963).
19. О. В. Константинов, В. И. Перель, *ibid.*, стр. 279.
20. A. Corney, G. W. Series, *Proc. Phys. Soc.* **83**, а) 207, б) 213 (1964).
21. J. N. Dodd et al., *ibid.* **84**, 176 (1964).
22. Е. Б. Александров, *Опт. и спектр.* а) **14**, 436 (1963); б) **16**, 377; в) **17**, 957 (1964); г) **19**, 452 (1965).
23. а) Е. Б. Александров и др., *ИТЭ*, № 5, 110 (1965); б) J. N. Dodd et al., *Proc. Phys. Soc.* **92**, 497 (1967).
24. T. Hadeishi, W. Nierenberg, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 891 (1965).
25. Е. Б. Александров, В. В. Хромов, *Опт. и спектр.* **18**, 545 (1965).
26. S. Bashkin et al., *Phys. Rev. Lett.* **15**, 284 (1965).
27. H. J. Andrä, *ibid.* **25**, 325 (1970).
28. S. Bashkin, G. Beauchemin, *Canad. J. Phys.* **44**, 1603 (1966); W. S. Bickel, S. Bashkin, *Phys. Rev.* **162**, 12 (1967); S. Bashkin, *Appl. Opt.* **7**, 2341 (1968); E. L. Chupp et al., *Phys. Rev.* **175**, 44 (1968).
29. A. H. Firester, T. R. Carver, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 947 (1968); B. S. Mathur, et al., *ibid.* **21**, 1035 (1968).
30. И. И. Гуревич, Б. А. Никольский, *УФН* **82**, 177 (1964).
31. Г. В. Скроцкий, Т. Г. Изюмова, *УФН* **73**, 423 (1961); A. Kastler, C. Cohen-Tannoudji, — *Progr. Opt.* **5**, 3 (1966).
32. P. A. Franken, *Phys. Rev.* **121**, 508 (1961).
33. T. Skalinski et al., *Bull. Ac. Pol., Sci. Math., Astr., Phys.* **13**, 851 (1965).
34. A. Kopyshinskaya, *Proc. of the Intern. Conference on Optical Pumping and Atomic Line Shape (OPALS)* (Warsow, June 25—28, 1968), ed by T. Skalinski, Warszawa, PWN, 1969, p. 490.
35. а) R. L. Barger, *Phys. Rev.* **154**, 94 (1967); б) O. Nedelec et al., *C.R. Ac. Sci.* **257**, 3130 (1963); в) **259**, 3729 (1964).
36. а) T. Hadeishi, *Phys. Rev.* **162**, 16 (1967); б) *Phys. Rev. Lett.* **21**, 957 (1968).
37. В. Г. Барышевский, М. И. Подгорецкий, О «биениях» излучения ядер, возбуждаемых потоком частиц переменной интенсивности. Сообщение ОИЯИ Р-1950, Дубна, 1965.
38. J. Christiansen et al., *Phys. Rev. Lett.* **21**, 554 (1968); H. Bertschat et al., *ibid.* **25**, 102 (1970); J. Christiansen et al., *Phys. Rev.* **C1**, 613 (1970).
39. Э. И. Иванов, М. П. Чайка, *Опт. и спектр.* **29**, 124 (1970).
40. В. А. Морозов, *ibid.* а) **20**, 491 (1966); б) **23**, 3 (1967).
41. М. И. Дьяконов, *ibid.* **20**, 853 (1966).
42. G. Breit, A. Ellet, *Phys. Rev.* **25**, 888 (1925); E. Fermi, F. Rasetti, *Zs. Phys.* **33**, 246 (1925); *Nature* **115**, 764 (1925); *Rend. Ac. Lincei* **1**, 716 (1925).
43. D. I. Blokhintsev, *Phys. Zs. Sowjetunion* **4**, 501 (1933); М. А. Дивильковский, *ЖЭТФ* **7**, 650 (1937); В. Е. Мицук, *Опт. и спектр.* **14**, 419 (1963).
44. О. Л. Хрусталева, К вопросу о резонансном рассеянии света атомами, находящимися в переменном магнитном поле. Сообщение ОИЯИ Р-574, Дубна, 1960.
45. C. J. Favre, E. Geneux, *Phys. Lett.* **8**, 190 (1964).
46. В. А. Ходовой, *ЖЭТФ* **46**, 331 (1964).
47. Е. Б. Александров, А. П. Соколов, *Опт. и спектр.* **31**, 329 (1971).
48. H. R. Schlossberg, A. Javan, а) *Phys. Rev.* **150**, 267 (1966); б) *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1242 (1966).
49. Е. Б. Александров и др., *ЖЭТФ* **61**, 2259 (1971).
50. Л. Н. Новиков, *Опт. и спектр.* **23**, 498 (1967).
51. W. R. Bennett, Jr., *Phys. Rev.* **126**, 580 (1962).
52. M. S. Feld, A. Javan, *ibid.* **177**, 540 (1966).
53. Е. Б. Александров и др., *Опт. и спектр.* **31**, 315 (1971).
54. J. Brossel, F. Bitter, *Phys. Rev.* **86**, 308 (1952).
55. J.-E. Blamont, J.-M. Winter, *C.R. Ac. Sci.* **244**, 522 (1957); J.-E. Blamont, *Thèses (Univ. de Paris, 1957)*.
56. C. Cohen-Tannoudji et al., *Rev. Phys. Appl.* **5**, 102 (1970).
57. В. Г. Показаньев, *ФТТ* **11**, 1770 (1969).
58. R. G. Brever, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1639 (1970).