

МЕЖИНСТИТУТСКИЙ СЕМИНАР
«ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ОПТИКИ
И СПЕКТРОСКОПИИ»

УДК 539.18

М. П. ЧАЙКА

(Ленинград)

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТОМОВ

Речь пойдет о механизме, приводящем к поляризации флюоресценции атомных паров, возбужденных оптически, и будет рассмотрен вопрос о возникновении поляризации излучения газовых источников света низкого давления [1].

Обратимся сначала к поляризации резонансной флюоресценции. Резонансная флюоресценция — это спонтанное излучение атомов (или молекул), возбужденных оптически из основного состояния. Начнем рассмотрение с простейшего случая: основное состояние не имеет углового момента ($J=0$), угловой момент возбужденного состояния описывается квантовым числом $J=1$. Возбужденное состояние трижды вырождено по энергиям, но его подсостояния с угловыми (магнитными) квантовыми числами ($m=-1, 0, 1$) имеют другие характеристики. Выберем какую-то систему координат и рассмотрим несколько примеров.

1. Возбудим систему светом, линейно поляризованным вдоль OZ . В этой системе координат из всех магнитных подсостояний возбужденного уровня, согласно правилам отбора по поляризациям, может заселиться только одно, с $m=0$. Очевидно, и излучаться будет лишь одна зеемановская компонента с линейной поляризацией вдоль OZ (рис. 1, а). Возбужденное состояние может быть описано матрицей плотности. В рассмотренном случае она будет содержать только один отличный от нуля член, остальные восемь (всего их для состояния $J=1$ может быть девять) равны нулю. В выбранном нами случае населенности (диагональные члены матрицы плотности) зеемановских подуровней разные, а их распределение симметрично относительно члена с $m=0$. Такое состояние обладает вторым поляризационным моментом — выстраиванием (точнее, продольным выстраиванием).

2. При возбуждении той же системы естественным светом вдоль оси OZ заселяются зеемановские подуровни с $m=-1$ и $+1$ (рис. 1, б). Населенности опять разные, и распределение населенностей симметрично относительно $m=0$. (Снова мы имеем выстроенное состояние, но полученное в этом примере выстраивание имеет обратный знак относительно рассмотренного выше.)

3. При возбуждении циркулярно-поляризованным светом будет заселен только один крайний подуровень. Такое распределение населенностей можно представить как комбинацию симметричной и антисимметричной частей. Симметричная часть распределения по-прежнему будет соответствовать выстраиванию, антисимметричная — ориентации. Ориентацию в чистом виде удобнее всего продемонстрировать на переходе $J=1/2 \rightarrow J=1/2$. При возбуждении циркулярно-поляризованным светом заселится только одно из двух подсостояний: $m=+1/2$ или $m=$

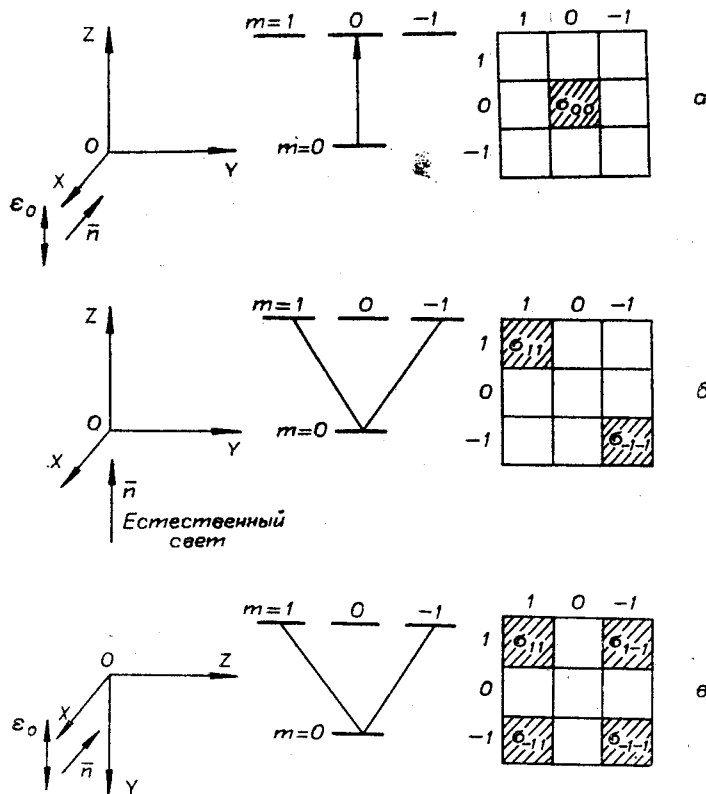


Рис. 1. Различные случаи возбуждения
(\vec{n} — направление распространения света).

$\equiv -1/2$. Распределение населенностей антисимметрично, состояние ориентировано. Выстраиванием такое состояние обладать не может. Действительно, населенности подуровней или равны, что соответствует нулевому поляризованному моменту — населенности, или один из них населен больше другого, что соответствует ориентации. Других возможностей нет.

4. Вернемся к первому примеру и повернем в нем систему координат на $\pi/2$ относительно OX . В этой системе координат возбужденное состояние будет описываться матрицей плотности, в которой присутствуют недиагональные члены (рис. 1, в). Диагональные члены распределены так же, как и в примере 2, но появились недиагональные члены $-1, +1$ и $+1, -1$, ответственные за «когерентность» состояниям $+1$ и -1 . Состояния $+1$ и -1 интерферируют, и благодаря этой интерференции в излучении остается только линейная поляризация; таким образом, созданное в примере 1 выстраивание может быть описано как когерентностью состояний, так и распределением населенностей.

Но не всегда можно выбрать такую систему координат, в которой выстраивание сводится к разности населенностей подуровней. В более сложных случаях возникает «двуосное» выстраивание и его никак поворотом координат нельзя свести к распределению населенностей. В этом случае в матрице плотности когерентные члены остаются всегда. Правда, всегда можно привести матрицу плотности к такому виду, в котором будут отсутствовать члены с $\Delta m = 1$, что означает (в другом формализме, о котором речь будет идти ниже) приведение тензора выстраивания к главным осям. Физически наведению выстраивания в ансамбле атомов можно сопоставить появление макроскопического квадрупольного электрического момента.

Если ансамбль атомов только ориентирован, то, напротив, всегда можно повернуть систему координат так, чтобы остались только одни диагональные члены, т. е. ориентацию всегда можно свести к распределению населенностей. Физически она означает наличие у ансамбля атомов макроскопического магнитного момента. Оптически наведенная ориентация требует неперемного присутствия в возбуждающем свете циркулярной поляризации. Линейно-поляризованный и естественный свет ориентации не создадут. А вот циркулярно-поляризованный свет при взаимодействии с атомами создает как ориентацию, так и выстраивание.

Первым и наиболее логичным способом обнаружения ориентации или выстраивания у ансамбля атомов является поляризационный анализ излучения (или поглощения). Выстроенный ансамбль дает преимущественную линейную поляризацию излучения, ориентированный — циркулярную. Но выстраивание может быть обнаружено и с помощью магнитного поля.

Очевидно, в примерах 1 и 2 магнитное поле, направленное по оси OZ , никаких изменений в поляризационные характеристики излучения не внесет. В поперечном магнитном поле диполь (напомним, что излучению атома всегда можно сопоставить излучение диполя, образованного легким электроном и тяжелым ядром) будет прецессировать — вращаться с ларморовской частотой вокруг направления магнитного поля. Вместе с диполем будет поворачиваться и диаграмма его излучения, похожая на тороид (рис. 2): вдоль направления диполя излучения нет, в перпендикулярном направлении его интенсивность максимальна. Как следствие вращения диполя в выбранном направлении интенсивность излучения должна меняться с двойной ларморовской частотой (при повороте на 180° диполь переходит сам в себя). Синусоидальные колебания интенсивности и были бы видны во флюоресценции ансамбля атомов, возбужденного коротким импульсом света, если бы не радиационное затухание. Из-за затухания амплитуда колебаний интенсивности со временем убывает.

Биения интенсивности во времени можно наблюдать экспериментально. Предсказал их и наблюдал в 1964 г. Е. Б. Александров [2], и независимо от него в тот же период времени — Додд и др. [3]. Техника наблюдения биений Александровым состояла в фотографировании экрана осциллографа, на который в качестве сигнала подавался фототок фотоумножителя, воспринимающего флюоресценцию. После каждого импульса возбуждения луч осциллографа выписывал кривую, мало похожую на затухающую синусоиду из-за шумов. Но после фотографирования на одну и ту же пластинку осциллограмм большого количества импульсов появлялась отчетливая картина биений. К настоящему времени техника приема слабых световых потоков значительно продвинулась вперед, современные установки с использованием цифровых при-

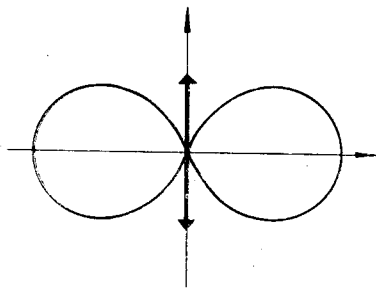


Рис. 2. Диаграмма излучения диполя.

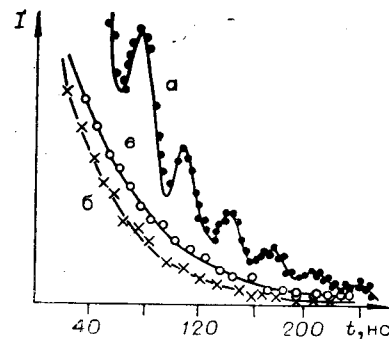


Рис. 3. Биения в излучении гелия.

боров и накопления позволяют получать сигналы свободных биений за несколько минут. На рис. 3 (кривая *a*) приведен пример биений в излучении гелия на переходе 438,8 нм при возбуждении импульсным электронным пучком, полученных в отделе квантовой электроники Физического института Ленинградского университета ($H=10$ Э) [4]. Начальная фаза биений определяется условиями возбуждения и наблюдения. Период биений зависит от множителя Ланде излучающего уровня и напряженности магнитного поля. В малых полях, которые вызывают расщепление уровней, сравнимое с их шириной, можно вообще не заметить, что, кроме экспоненты, связанной с распадом, присутствует периодическая составляющая. А это может иметь значение при измерении времен жизни методом «задержанных совпадений», в котором константа распада определяется по падению интенсивности во времени. На рис. 3 показана кривая *b* распада атомов в магнитном поле напряженностью 1 Э, имитирующем лабораторное магнитное поле, и в отсутствие полей (рис. 3, кривая *b* ($H=0$ Э)). Обе они похожи на экспоненты, но время жизни, определенное по одной из них, заметно отличается от другого. Этот пример уже свидетельствует о том, что интерес к изучению явлений выстраивания атомов имеет основания.

Эксперимент по наблюдению квантовых (или интерференционных) биений требует серьезной техники. Но и при постоянном во времени наблюдении можно увидеть много интересного. При этом и наблюдение очень упрощается. Зависимость интенсивности от магнитного поля при постоянном возбуждении показана на рис. 4. Разные кривые на этом рисунке соответствуют разным ориентациям направлений электрического вектора световой волны в облучающем и наблюдаемом свете относительно друг друга. Этим разным кривым соответствовали бы разные начальные фазы биений, если возбуждение было бы импульсным. Замечательно, что ширины кривых, представленных на рис. 4, зависят от произведения времени жизни на множитель Ланде. Перейдем к обсуждению этой зависимости.

Интенсивность излучения в заданном направлении и поляризации легко может быть вычислена, если известна матрица плотности излучающего состояния:

$$I(\mathbf{e}) = \sum_{\mu} A_{nm} \sigma_{mn}. \quad (1)$$

Здесь σ — матрица плотности; A — матрица наблюдения; m, n — индексы подуровней возбужденного состояния, μ — основного. Матрица плотности подчиняется уравнению движения

$$\dot{\sigma} = -\Gamma\sigma - i\omega\sigma + F, \quad (2)$$

где Γ — константа распада, ω — частотное расстояние между interfering подуровнями (в рассматриваемом случае зеемановскими), F — матрица возбуждения. В случае оптического возбуждения она выражается через интенсивность, поляризационные характеристики возбуждающего света и матричные элементы дипольного перехода в атоме:

$$F_{mn} = I_0 \langle \mu | \hat{d} \mathbf{e}_0 | m \rangle \langle n | \hat{d} \mathbf{e}_0 | \mu \rangle. \quad (3)$$

В стационарном случае $\dot{\sigma} = 0$ и интенсивность зависит от ларморовской частоты, а следовательно, от напряженности магнитного поля по закону

$$\sigma = F / (\Gamma + i\omega) \quad (4)$$

и, если F не содержит мнимой части (что соответствует условиям рис. 4, *a* и *b*),

$$I = C / (\Gamma^2 + \omega^2) + I_{cp}. \quad (5)$$

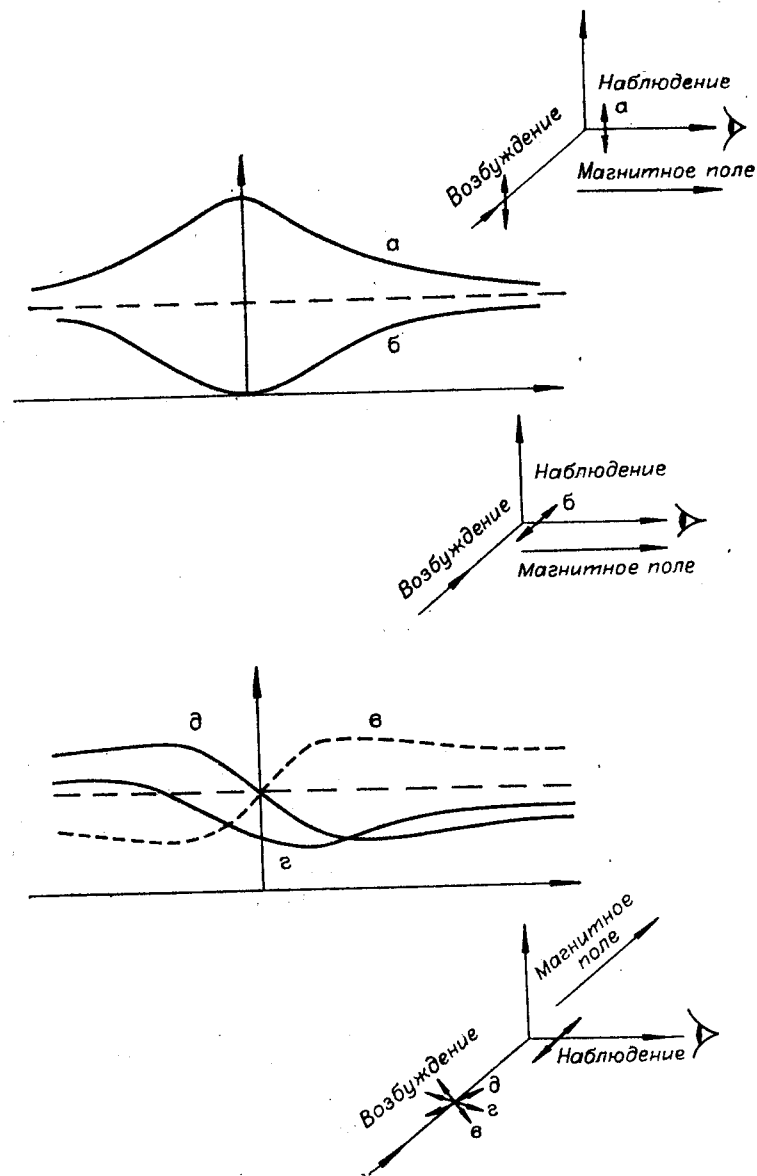


Рис. 4. Форма сигнала Ханле в различных «геометрических» условиях.

Очевидно, измеряя зависимость интенсивности от магнитного поля, можно находить константы распада $1/\tau = \Gamma$. Найденная таким способом константа распада характеризует время жизни выстраивания. Для свободных атомов это время совпадает с радиационным временем жизни, но в условиях различных взаимодействий этого совпадения может и не быть. При соударениях атомов с другими частицами выстраивание может разрушаться, а населенность сохраняться (случай деполяризующих соударений), и тогда константа распада выстраивания больше константы радиационного распада. Так, например, выстраивание первого возбужденного состояния натрия в присутствии какого-либо инертного газа при давлении порядка одного тора разрушается в два раза быстрее, чем населенность. Измерение ширин сигналов, полученных в присутствии

посторонних газов, позволяет измерить и сечения деполаризующих соударений.

Но, пожалуй, самая большая заслуга сигналов выстраивания лежит в области измерения сверхтонкой структуры спектральных линий. Традиционный метод измерения сверхтонкой структуры состоит в исследовании контура спектральных линий с помощью приборов высокой разрешающей силы, например интерферометра Фабри—Перо. Предел таким измерениям ставит доплеровская ширина линии. При использовании же магнитных измерений, к которым относятся измерения сигналов выстраивания, доплеровская ширина играет, скорее, обратную роль: при малых (сравнимых с естественной) доплеровских ширинах сигналы выстраивания могут искажаться, при больших они имеют наиболее простой вид и легче поддаются обработке.

Обратимся теперь к тем физическим процессам, которые связывают образование выстраивания с характеристиками сверхтонкой структуры. Дело в том, что при наличии сверхтонкой структуры магнитные подуровни вырождаются не только в отсутствие магнитного поля ($H=0$), но и в некоторых отличных от нуля магнитных полях, когда некоторые из них могут сравниваться по энергиям. На рис. 5 представлено расщепление сверхтонкой структуры уровня $6^2P_{3/2}$ рубидия 85 ($I=5/2$, $J=3/2$) магнитным полем. Кружками помечены пересечения таких подуровней, которые могут заселяться когерентно и, следовательно, давать сигналы выстраивания (сигналы пересечения уровней). Сигналы описываются выражением, подобным формуле (5), но только в правой части стоит сумма членов, отвечающих различным парам когерентно-заселенных подуровней, и для каждой пары в знаменателе должна стоять соответствующая им разность частот. В некоторых полях какая-то из этих разностей может обратиться в нуль (кружки на рис. 5), и в интенсивности излучения в этом поле будет наблюдаться особенность (рис. 6). Зная магнитное поле, в котором произошло пересечение уровней, можно восстановить расстояние между сверхтонкими подуровнями в нулевом магнитном поле, откуда уже легко находят константы сверхтонкой структуры. А сам метод извлечения информации таким способом называется методом пересечения уровней.

В классическом варианте схемы эксперимента выглядит примерно так, как изображена на рис. 7. Источником возбуждения служит, как правило, спектральная лампа. Она облучает исследуемые пары, находящиеся в резонансной ячейке, через поляризатор. Регистрируется резонансная флуоресценция в направлении, перпендикулярном облучению. Наблюдение ведется также через поляризатор, ось которого либо параллельна, либо перпендикулярна оси поляризатора в канале облучения. На резонансную ячейку накладывается магнитное поле обычно с помощью катушек Гельм-

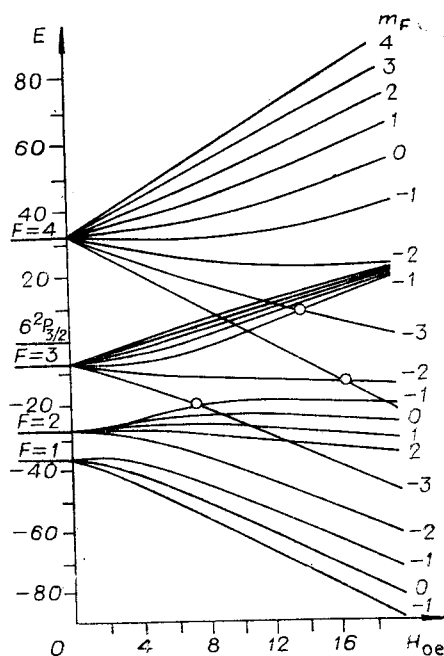


Рис. 5. Энергетическая структура уровней $6^2P_{3/2}$ рубидия 85 ($I=5/2$) в магнитном поле.

Кружками отмечены пересечения, сопровождающиеся интерференционными явлениями.

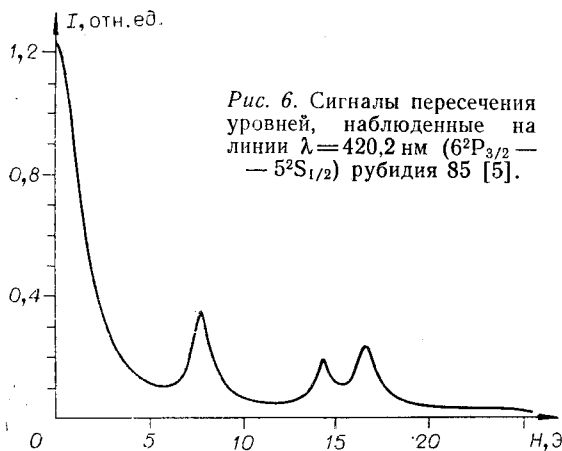


Рис. 6. Сигналы пересечения уровней, наблюдаемые на линии $\lambda=420,2$ нм ($6^2P_{3/2} - 5^2S_{1/2}$) рубидия 85 [5].

гольца в направлении, составляющем 0 или 90° с осями поляризаторов, чтобы сигнал имел, возможно, более простую форму и легче подавался расшифровке.

Можно обойтись и без применения поляризаторов — сигнал выстраивания возникает и при облучении естественным светом. Относительная величина сигнала, правда, при этом меньше (растет «подложка»), но зато это удобно при работе в области ультрафиолета и вакуумного ультрафиолета, где с поляризующими устройствами имеются трудности.

На рис. 6 представлен сигнал пересечения уровней, зарегистрированный во флюоресценции паров рубидия на спектральной линии 420,19 нм, соответствующей переходу $6^2P_{3/2} - 5^2S_{1/2}$. Максимумы на кривой соответствуют появлению выстраивания в полях 7,8; 14,3 и 16,7 Э.

Обработка результатов современного эксперимента проводится сравнением экспериментально полученной кривой с вычисленными на машине при различных наборах входящих параметров (Γ — константа радиационного распада, g_j — множитель Ланде электронной оболочки, g_I — множитель Ланде ядра, A — константа магнитного дипольного взаимодействия с ядром, B — константа квадрупольного взаимодействия с ядром, γ — некоторая константа, коррелирующая отношение сверхтонких компонент в облучающем свете). Это дает большую точность и надежность определений, чем при использовании только положений максимумов, так как применяются все точки кривой.

Вырождение уровней может возникнуть и в электрическом поле. Такие пересечения дают информацию о тензоре электрической поляризуемости уровня со сверхтонкой структурой. Но для его измерения удобнее пользоваться комбинацией электрического и магнитного полей. Когда их направления совпадают, то в присутствии электрического поля пересечения происходят уже при других значениях магнитного

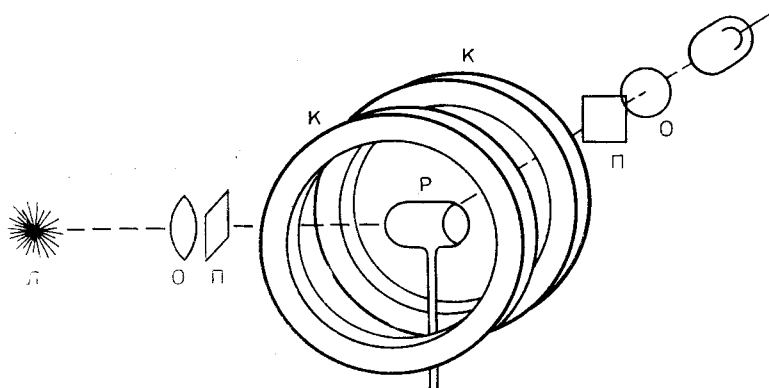


Рис. 7. Классическая схема экспериментов по наблюдению сигналов выстраивания:

Л — спектральная лампа, О — объективы, П — поляризаторы, Р — резонансная ячейка, К — катушки Гельмгольца.

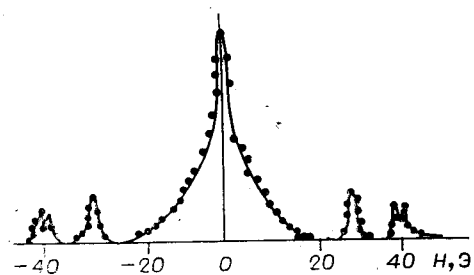


Рис. 8. Сигналы пересечения в цезии ($\lambda = 455,5$ нм, переход $7^2P_{3/2} - 6^2S_{1/2}$).

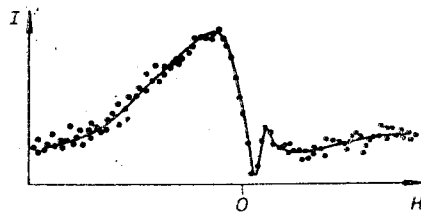


Рис. 9. Зависимость интенсивности рассеянного света на резонансных переходах неона от магнитного поля.

поля: максимумы, соответствующие пересечениям, сдвигаются. Величина этого сдвига и позволяет определить тензорную поляризуемость.

На рис. 8 показано, что вид сигналов выстраивания может быть сложным и сильно отличаться от простой лоренцевской формы, которую предсказывает формула (5). Это усложнение связано со сложной структурой атомной оболочки. Но часты искажения сигналов всякими дополнительными физическими процессами и условиями эксперимента. На рис. 9 показан вид сигнала, наблюдаемый на резонансных линиях неона 73,6 и 74,4 нм. В «чистых» условиях сигнал должен был бы состоять из двух лоренцевских контуров одного знака с ширинами, отличающимися в 15 раз. И чтобы разбираться в таких ситуациях, приходится изучать поведение сигналов выстраивания в различных условиях.

Рассмотрим прежде всего сигналы выстраивания при возбуждении монохроматическим светом. Это важно, так как позволяет распространить метод пересечения уровней на исследования высоковозбужденных состояний, прежде всего «генерирующих» уровней газовых лазеров. Интересно посмотреть, откуда может взяться в таких условиях поворот плоскости поляризации, который обязательно должен сопровождать сигналы выстраивания. Действительно, при возбуждении монохроматическим светом атома, находящегося в основном состоянии с шириной, равной нулю, резонансное рассеяние происходит точно на той же частоте (в атомной системе координат). Если два возбужденных уровня i и k разойдутся по энергиям в результате наложения магнитного поля, все равно каждый из этих подуровней будет рассеивать свет одной и той же частоты — частоты возбуждающего света, так что говорить о биениях в интенсивности в результате интерференции амплитуд волн с разной частотой не приходится. Однако фаза поля, рассеянного каждым из атомных состояний, зависит от частотной расстройки — разности между энергией возбуждающего света и собственной энергией рассеивающего зеемановского подуровня. Таким образом, можно говорить об интерференции волн одной частоты, но с разными фазами. А так как обим состояниям соответствуют циркулярно-поляризованные волны противоположных направлений вращения, то в результате их сложения получится линейная поляризация, направление которой зависит от сдвига фаз между складывающимися колебаниями.

Эту ситуацию можно рассмотреть в амплитудном формализме. Для амплитуды волновой функции можно написать уравнение [6]

$$i\hbar \dot{a}_k(t) = \langle k | \hat{H}_{\text{онт}}(t) | u \rangle + (\hbar\omega_k - (i\Gamma_k \hbar / 2)) a_k(t), \quad (6)$$

где H — возмущение, описывающее облучение монохроматическим светом:

$$\hat{H}_{\text{онт}} = \epsilon \hat{d} e^{-i\omega t}. \quad (7)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$a_k = \frac{\varepsilon_0 d_{ku} e^{-i\omega t}}{\Gamma_k/2 - i(\omega - \omega_k)} = A(\Gamma_k, \Delta\omega) e^{-i\left[\omega t + \arctg\left(\frac{\omega_k - \omega}{\Gamma_k/2}\right)\right]} \quad (8)$$

Точно таким же выражением описывается и амплитуда рассеянной состоянием $|i\rangle$ электромагнитной волны. Как видно, фаза этой волны зависит от расстройки $\omega - \omega_k$ и константы распада рассеивающего состояния.

При рассеянии монохроматического света на неподвижных атомах интенсивность рассеянного света будет зависеть от магнитного поля, во-первых, из-за поворота излучающих диполей, что и составляет сигнал выстраивания, а во-вторых, из-за изменения коэффициентов поглощения, так как контуры поглощения зеемановских компонент магнитным полем сдвигаются и в конце концов так далеко уйдут от линии облучения, что свет поглощаться не будет, не будет и флюоресценции. Другое дело, если атомы движутся и частоты поглощения распределены по доплеровскому контуру. Тогда всегда найдутся атомы, для которых облучающий свет попадает в резонанс атомному переходу или имеет заданную расстройку в своей собственной системе координат. Каждый из этих подансамблей даст рассеянный свет своей интенсивности и со своим поворотом плоскости поляризации, а по усреднении по всем подансамблям получается сигнал обычного лоренцевского вида.

В предыдущем рассуждении была предположена очень большая по сравнению с естественной шириной линии доплеровская ширина. Легко себе представить вполне реальный и даже очень частый случай небольшой разницы между доплеровской и естественной шириной. Легко предугадать, как изменится вид сигнала в таких условиях: в малых полях изменение интенсивности в основном обязано явлению выстраивания, в больших же — раздвижению доплеровских контуров линии поглощения (или вынужденного излучения, это никакой роли не играет). Пример сигнала, полученного на линии 359,3 нм неона, возбужденной вынужденным излучением на длине волны 3390 нм, представлен на рис. 10.

При использовании лазерного света для образования выстраивания появляется и другая опасность искажения сигнала. В лазерном излучении вся энергия сосредоточена в узкой спектральной области и поле уже нельзя считать слабым. Сильное поле перемешивает два состояния, между которыми оно возбуждает переход, уширяет уровни, расщепляет их, и все это очень усложняет сигнал. С другой стороны, само это усложнение является новым источником информации о физических процессах в атоме, о разного рода взаимодействиях. И здесь уже интерференционные явления и методы лазерной спектроскопии «работают» вместе.

Следующая причина, которая искажает сигнал выстраивания, — это пленение излучения. При пленении излучения в объеме сохраняется не только сам фотон, но частично и его поляризационные характеристики. Это ведет к удлинению времени жизни выстраивания. Сигнал выстраивания прежде всего падает по величине, но при этом и сужается. Однако в отличие от времени жизни населенности, которое в условиях пленения может увеличиваться до бесконечности, время жизни выстраивания возрастает только до определенного

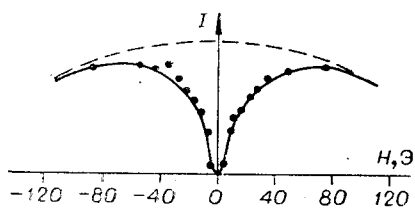


Рис. 10. Сигнал выстраивания уровня Zr_4 неона при возбуждении монохроматическим излучением $\lambda = 3390$ нм.

предела, зависящего от структуры перехода. Формулы для предельного значения времен жизни выстраивания $1/\Gamma_2$ и ориентации $1/\Gamma_1$ получены Дьяконовым и Перелем [7]:

$$\frac{\Gamma_2}{\Gamma_0} = \frac{7}{100} \frac{\{3[(J - J_0)(J + J_0 + 1) + 2][(J - J_0)(J + J_0 + 1) + 1] - 8J(J + 1)\}^2}{2(J - 1)2J(2J + 2)(2J + 3)}; \quad (9)$$

$$\frac{\Gamma_1}{\Gamma_0} = \frac{1}{16} \frac{[(J - J_0)(J + J_0 + 1) + 2]^2}{J(J + 1)}. \quad (10)$$

Здесь J_0 и J — квантовые числа полного углового момента основного и возбужденного состояния соответственно. Для перехода с нормальным зеемановским эффектом ($J=1, J_0=0$) имеем

$$\Gamma_2/\Gamma_0=0,3; \quad \Gamma_1/\Gamma_0=0,5, \quad (11)$$

т. е. предельное увеличение времени жизни выстраивания происходит в 10/3, ориентации — в 2 раза. Благодаря разному влиянию пленения на времена жизни выстраивания и населенности методы определения времен радиационного распада по сигналам выстраивания и с помощью временного анализа дополняют и контролируют друг друга.

Здесь уместно упомянуть о другом формализме описания явлений выстраивания и ориентации, который называют «формализмом статистического тензора» (термин взят из ядерной физики), «формализмом поляризованных моментов», а также «формализмом неприводимых тензорных операторов». Переход к нему осуществляется линейным преобразованием обычной матрицы плотности [8]

$$\hat{\rho}_q^{\kappa} = (-1)^q [(2J + 1)/(2\kappa + 1)] \sum_{nm} \sigma_{nm'} (\hat{T}_{-q}^{\kappa})_{nm'}, \quad (12)$$

где

$$(\hat{T}_q^{\kappa})_{nn'} = (-1)^{J-n} (2\kappa + 1) (2J + 1) \begin{pmatrix} J & \kappa & J \\ -n & q & n' \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Такое представление обладает большими преимуществами, особенно в тех задачах, в которых по ходу решения приходится переходить от одной системы координат к другой, повернутой. Это преимущество связано с тем, что при повороте системы координат элементы статистического тензора преобразуются друг в друга без перемешивания различных значений κ (оператор поворота диагонален по κ). В этом случае элементы статистического тензора можно разбить на группы с разными κ : член с $\kappa=0$ — скаляр — описывает населенность; члены с $\kappa=1$ — компоненты вектора — определяют ориентацию; члены с $\kappa=2$ составляют тензор второго ранга и описывают выстраивание. При оптическом возбуждении слабым полем более высокие поляризационные моменты не образуются.

Компоненты статистического тензора подчиняются уравнению

$$\dot{\rho}_q^{\kappa} = -(\Gamma_{\kappa} - iq\Omega) \rho_q^{\kappa} + F_q^{\kappa},$$

которое легко можно получить из формул (2) и (12), (13).

Оператор перепоглощения, т. е. изменения усредненных по ансамблю характеристик излучения при однократном перепоглощении в этом формализме, имеет вид, представленный на рис. 11, на котором не показан аналитический вид каждого члена оператора, а только обозначены штриховкой члены, отличные от нуля. Но и этого вида достаточно, чтобы сделать весьма важные выводы. Члены в первой строке и первом столбце, кроме диагонального, в изотропных условиях в среднем равны

x	0	1	1	1	2	2	2	2	2
q	0	1	0	-1	2	1	0	-1	-2
0 0									
1 1									
1 0									
1 -1									
2 2									
2 1									
2 0									
2 -1									
2 -2									

Рис. 11. Оператор однократного перепоглощения.

объем определенной формы, например цилиндрической, что будет имитировать газоразрядную трубку низкого давления. Рассмотрим облучение атома в центре трубки. Это облучение анизотропно, так как свет, распространяющийся вдоль трубки, намного сильнее света, идущего поперек ее. Анизотропия облучения вызывает выстраивание возбужденного состояния, и ось выстраивания направлена вдоль оси трубки. В пристеночном слое угловые характеристики облучающего света еще сложнее, и это приводит к двуслоному выстраиванию возбужденных состояний. Двуслоное выстраивание в отличие от одноосного никаким поворотом координат не может быть сведено к распределению населенностей по зеемановским подуровням, и по этой же причине сигналы выстраивания в этом случае должны наблюдаться при любом направлении магнитного поля.

Таким образом, ясно, что при наложении слабого магнитного поля на газоразрядную трубку должно наблюдаться резонансное относительно нулевого поля изменение интенсивности, а ширина сигналов должна соответствовать временам жизни излучающих состояний. Тако оно и есть на самом деле, только исторически все складывалось в обратной последовательности. В 1969 г. практически одновременно в двух группах (в лаборатории когерентной оптики НИИФ Ленинградского университета [9] и в Англии [10]) при исследовании спонтанного излучения газового лазера была обнаружена зависимость интенсивности спонтанного излучения газового разряда от магнитного поля и обеими группами интерпретирована как образование выстраивания при пленении излучения.

Пленение излучения оказалось ответственным за искажение формы сигнала на резонансных линиях неона, изображенного на рис. 9. Только условия пленения в этом эксперименте были более сложными. Ячейка с газом при низком давлении облучалась, как уже говорилось, светом спектральной лампы, из которого монохроматор выделял две резонансные линии, расположенные в спектре рядом. Одной из линий $\lambda = 74,4$ нм соответствует относительно малая вероятность перехода. Поэтому из спектральной лампы она выходит относительно узкой и самообращенной, в резонансной кювете поглощается несильно, поэтому резонансно рассеянный свет достигает приемника непосредственно, без перепоглощения; пленения излучения на ней практически нет. В свете этой линии и образуется узкий (узкий потому, что вероятность перехода мала) сигнал с минимумом в нулевом магнитном поле. Вторая линия имеет в 15 раз большую силу осциллятора, из источника света она выходит уширенной и, возможно, несколько самообращенной; самообращение усиливается на входе в резонансную кювету, так как центральная часть

нулю. Изотропность условий означает, что в любой выбранной точке рассматриваемого объема интенсивность света во всех направлениях одинакова. Но если это условие не выполняется, тогда они могут отличаться от нуля. А это свидетельствует о том, что в условиях пленения излучения выстраивание может влиять на населенность уровней и, наоборот, пленение в не-изотропных условиях может вызвать появление выстраивания. Ориентация же существует изолированно: она не влияет ни на населенность, ни на выстраивание и сама из них не образуется.

Модельно представить себе такое преобразование можно следующим образом. Выберем светящийся газовый

линии из-за большого поглощения не проходит вглубь. Таким образом, рабочая часть резонансной кюветы возбуждается крыльями линии. Интересно проследить за судьбой рассеянного света. В направлении, перпендикулярном падающему пучку, спектральный контур рассеянного света доплеровский, большая его часть из-за большого поглощения не может достичь приемника. Однако при диффузии к стенкам камеры этот свет образует вторичное выстраивание, ось которого перпендикулярна первичному. Оно порождает сигнал выстраивания с максимумом в нулевом магнитном поле с шириной, в 15 раз большей сигнала на первой из рассмотренных линий,— это симметричная часть широкого сигнала на рис. 9. Антисимметричная часть присутствует вот по какой причине: так как апертура приемника в эксперименте была большой, около 90° , свет на нее попадал и под косыми углами. А если рассеянный свет направлен не под прямым углом относительно возбуждающего, а под другим, то его спектр «помнит» спектральный состав возбуждающего света, приближаясь к нему по мере приближения угла к нулю, т. е. в его спектре больше далеких от центра линии частот, чем в доплеровском контуре, и он легче «проникает» через толщу паров. Свет под косыми углами дает антисимметричную примесь к сигналу. В обычных условиях эксперимента антисимметричные части компенсируют друг друга, но в рассматриваемом эксперименте этого не произошло опять-таки из-за поглощения: по мере проникновения в кювету облучающий свет падает по интенсивности. Таким образом, можно выделить 2 вклада в сигнал на рис. 9: узкий сигнал первичного выстраивания на слабой линии, широкий сигнал вторичного выстраивания (поэтому он перевернут) на сильной линии и антисимметричная добавка первичного сигнала также на сильной линии.

Сигналы выстраивания в разряде оказались очень плодовитыми. Они позволили измерить времена жизни многих высоковозбужденных состояний инертных газов, исследовать температурные зависимости сечений столкновений.

Выстраивание при пленении излучения образуется не только в газовом разряде низкого давления. Подходящими условиями для образования выстраивания оказалась корона Солнца и протуберанцы. Действительно, облучение в них анизотропно, а давления достаточно малы, чтобы образовавшееся выстраивание не было тотчас же разрушено столкновениями. Большой интерес астрофизиков к этому явлению обусловлен тем, что степень и направление поляризации зависят не только от условий облучения, но и от величины и направления магнитного поля и измерение характеристик излучения позволяет делать некоторые заключения относительно магнитного поля Солнца [11]. Задача эта очень трудная, так как с Земли видна только одна проекция Солнца, а для определения магнитного поля нужно восстановить направление вектора в пространстве, и при ее решении приходится искать дополнительную информацию. Но в астрофизике и все задачи таковы!

А вот в земных условиях измерение магнитного поля по поведению выстраивания — задача вполне однозначная и принципиально простая. Для ее решения может быть использовано и выстраивание, и ориентация с одинаковым успехом. Метод этот показал свои преимущества при измерении очень малых напряженностей магнитных полей. А состоит он в следующем. В основном состоянии ансамбля атомов создается ориентация с помощью оптического насоса. Ориентация, а не выстраивание только потому, что на основных уровнях наиболее подходящих для этих целей элементов — щелочных металлов — сигнал ориентации намного больше, чем выстраивания, вследствие их структуры. Ориентация основного состояния создает анизотропию поглощения: поглощение зависит как от поляризации, так и от направления падающего света. При нулевом магнитном поле эта анизотропия максимальна. Компенсируя изме-

ряемое поле с помощью катушек Гельмгольца и контролируя компенсацию полей по экстремуму (максимуму или минимуму) поглощения, по току в компенсирующих катушках и определяют искомую напряженность магнитного поля. Большая чувствительность метода связана с малой шириной основного состояния, а ширина сигнала линейно связана с константой релаксации состояния, что видно уже из формулы (5). При специальных мерах предосторожности по отношению к уширению основного состояния такой магнитометр на рубидии показал рекордную чувствительность 10^{-9} Э [12, 13]. Он позволил измерить магнитное поле, наведенное колбой с оптически накачанными парами гелия.

Вполне возможно использование сигналов пересечения для калибровки напряженностей электрического поля, и примеры этому уже есть [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Чайка М. П. Интерференция вырожденных атомных состояний. Л., изд. ЛГУ, 1975.
2. Александров Е. Б. Биения в люминесценции при импульсном возбуждении когерентных состояний.— «Опт. и спектр.», 1964, т. 17, с. 957.
3. Dodd J. N., Warrington D. M., Kaul R. D. The modulation of resonance fluorescence excited by pulsed light.— "Proc. Phys. Soc.", 1964, vol. 84, p. 176.
4. Багаев С. А., Смирнов В. Б., Чайка М. П. Влияние лабораторных магнитных полей на результаты измерения времен жизни методом временного анализа.— «Опт. и спектр.», 1976, т. 40, с. 1096.
5. Григорьева В. Н. Атомные константы состояния $6^2P_{3/2}$ рубидия 85.— «Вестник ЛГУ», 1973, № 16, с. 44.
6. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М., 1956.
7. Дьяконов М. И., Перель В. И. Теория релаксации когерентности при диффузии резонансного излучения.— ЖЭТФ, 1964, т. 47, с. 1483.
8. Дьяконов М. И. К теории резонансного рассеяния света на газе при наличии магнитного поля.— ЖЭТФ, 1964, т. 47, с. 2213.
9. Du Pont Roc. J., Haroche S., Cohen-Tannoudji C. Detection of very weak magnetic fields by ^{87}Rb zero field level-crossing resonances.— "Phys. Lett.", 1969, vol. 28A, p. 638.
10. Каллас Х., Чайка М. Выстраивание возбужденных состояний неона в разряде постоянного тока.— «Опт. и спектр.», 1969, т. 27, с. 694.
11. Carrington C. G., Corny A. Hanle effect in a neon discharge.— "Opt. Com.", 1969, vol. 1, p. 115.
12. Sahal-Brechot S., Bomnier V., Leroy J. Z. The Hanle effect and the determination of magnetic fields in solar prominences.— "Astron. Astrophys.", 1977, vol. 59, p. 223.
13. Cohen-Tannoudji C. Various level-crossing resonances on atoms optically pumped in zero field.— "Rev. Phys. Appl.", 1970, t. 5, p. 95.
14. Мищенко Е. Д., Телбизов П. И., Чайка М. П., Чиковский А. Н. Эффект Ханле на первых возбужденных уровнях неона и аргона.— «Вестник ЛГУ». Деп. № 1343—78 от 19 апр.

Поступила в редакцию 13 июня 1978 г.