УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

621.375.9

радиационное эхо

А. Н. Ораевский

1 СИСТЕМА СПИНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Обычно принято считать, что спонганное излучение отдельных, не взаимодействующих между собой атомов или молекул происходит независимо, так что интенсивность излучения ансамбля частиц получается путем умножения вероятности перехода для одной частицы на их общее число. Вообще говоря, это неверно: если ансамбль частиц занимает объем, линейные размеры которого малы по сравнению с длиной волны, то излучение даже непосредственно не взаимодействующих между собой частиц происходит не независимо. В этом случае всегда имеется интенсивное косвенное взаимодействие через электромагнитное поле излучения, в результате чего сам процесс спонтанного излучения происходит когерентно для всего ансамбля частиц ¹⁻⁵. При этом возможно возникновение так называемых «сверхизлучающих» состояний, когда интенсивность спонтанного распада пропорциональна квадрату общего числа частиц в системе.

В качестве примера рассмотрим систему электронов в постоянном магнитном поле. В зависимости от ориептации спина электрона по отношению к магнитному полю электрон может принимать два значения энергии: — є и -'-є (рис. 1). Общая энергия системы электронов равна

$$\langle \mathscr{H}_0 \rangle = (N_2 - N_1) \varepsilon, \qquad (1)$$

где $N_2(N_4)$ — число электронов, спины которых ориентированы по полю (против поля).

В то же время $\langle \overline{S}_z \rangle = \frac{1}{2} (N_2 - N_1)$ есть величина суммарной проекчим спинов электронов на направление внешнего поля. Поэтому энергия электронов может быть записана в виде

$$\mathcal{H}_0 = \hbar \omega \hat{S}_z. \tag{2}$$

При взаимодействии с электромагнитным полем возможны переходы между энергетическими уровнями с излучением или поглощением энергии. Переходы между уровнями будут происходить за счет компонент магнитного поля H_x , H_y , перпендикулярных к постоянному полю. Поэтому оператор взаимодействия, ответственный за переходы, может быть записан в виде

$$\hat{V} = -\mu \sum_{i} \{ \hat{s}_{xi} H_{x} (\mathbf{r}_{i}) \quad \hat{s}_{yi} H_{y} (\mathbf{r}_{i}) \}, \qquad (3)$$

4 мфн г 91, вып 2

где µ — магнетон Бора; s_{xi}, s_{yi} — соответствующие проекции спина электрона; $H_{x,y}$ (\mathbf{r}_i) — напряженность магнитной компоненты поля излучения в месте нахождения *i*-го электрона. Сумма распространяется на всю систему электронов.

Если объем, занимаемый электронами, имеет линейные размеры, много меньшие длины волны $\lambda = \frac{\pi h}{\epsilon}$, то в выражении для \hat{V} можно пренебречь зависимостью поля от r_i, так что

где

$$\hat{V} = -\mu \left(\hat{S}_x H_x + \hat{S}_y H_y \right), \tag{4}$$
$$\hat{S}_x = \sum_i \hat{s}_{xi}; \quad \hat{S}_y = \sum_i \hat{s}_{yi}.$$

Из формул (2) и (4) следует, что полный гамильтониан, описывающий энергию нашей системы, взаимодействующей с электрическим полем, выражается через компоненты полного



Рис. 1. Диаграмма двухуровневой

системы.

спина системы

$$\hat{t}_{a} = \hbar\omega\hat{S}_{z} + \mu\left(\hat{S}_{x}H_{x} + \hat{S}_{y}H_{y}\right).$$
 (5)

Нетрудно видеть, что оператор абсолютного значения полного спина системы $\hat{S}^2 = \hat{S}_x^2 + \hat{S}_y^2 + \hat{S}_z^2$ коммутирует с оператором \hat{C}^{α} , а значит, сохраняется при электромагнитных переходах, сопровождающихся поглощением или испусканием электронами электромагнитной энергии.

По этой причине удобным набором величин, характеризующих чистое квантовое состояние системы, могут служить квантовые числа $S, M = \langle S_z \rangle$.

Рассчитаем теперь вероятность w спонтанного излучения фотона в единицу времени системой электронов. Согласно теории излучения ⁶

$$w = \frac{4}{3} \mu^2 \frac{\omega^3}{\hbar c^3} |\langle S, M | \hat{S}_{x, y} | S, M - 1 \rangle|^2.$$
 (6)

Вычисляя матричные элементы оператора S_x в представлении $S,\,S_z=$ = M, получим

$$w = I_0 (S - M + 1) (S + M), \tag{7}$$

 $w = I_0 (S - M + 1) (S + M),$ (7) где $I_0 = \frac{4}{3} \mu^2 \frac{\omega^3}{\hbar c^3}$ — вероятность спонтанного излучения одной частицы.

По своему физическому смыслу М может принимать значения от -S до S, а

$$S \leqslant \frac{N}{2} , \qquad (8)$$

где N — полное число электронов в системе. Если первоначально все электроны находились на верхнем M = N/2 (нижнем M = N/2) уровне, то S максимально и равно N/2.

При взаимодействии с электромагнитным полем путем излучения (поглощения) система может перейти в состояние с M = 0 (равная населенность обоих уровней). В этом случае интенсивность спонтанного испускания пропорциональна

$$w = I_0 \frac{N}{2} \left(\frac{N}{2} + 1 \right) \simeq I_0 \frac{N^2}{4} .$$
 (9)

Таким образом, система в целом излучает в N/4 раз более интенсивно, чем N независимых частиц.

Используя гамильтониан (5) и коммутационные соотношения для операторов \hat{S}_j , можно описать изменение во времени компонент суммарного спина.

Уравнение Гейзенберга для \hat{S}_j имеет вид

$$\frac{d\hat{S}_{j}}{dl} = \frac{i}{\hbar} \left[\hat{\mathcal{A}}_{j}^{\hat{\rho}}, \hat{S}_{j} \right],$$

и для средних величин $\langle \hat{S}_{j}
angle$ переходит в классическое уравнение движения магнитного момента

$$\frac{d\langle \mathbf{S}\rangle}{dt} = \gamma \left[\mathbf{H} \times \langle \mathbf{S} \rangle\right],\tag{10}$$

где Н — внешнее магнитное поле; у — гиромагнитное отношение.

Для полного классического описания процесса излучения уравнение (10) нужно решать совместно с уравнениями Максвелла.

Векторная интерпретация сверхизлучающего состояния весьма наглядна. Пусть в начальном состоянии все частицы имеют спин, направленный вдоль внешнего поля, так что суммарный спин системы равен максимальному значению $\frac{1}{2} \hbar N$. При этом

$$\langle S_z \rangle = M = \frac{1}{2} N. \tag{11}$$

Путем воздействия на систему резонансного поля с поляризацией, перпендикулярной к внешнему магнитному полю, система спинов может быть переведена в состояние с $\langle \hat{S}_z \rangle = 0$ и максимальным значением $\langle \hat{S}_{\perp} \rangle^{1/2} =$ $= \langle \hat{S}_x^2 + \hat{S}_u^2 \rangle^{1/2} = \frac{1}{2} \hbar N$. В этом случае $\mathbf{S}_{\perp} \mathbf{H}_0$, а частицы распределены по энергетическим уровням поровну. Если теперь выключить внешнее резонансное поле, то система начнет излучать спонтанно, причем согласно (10) максимальному значению $\langle \hat{S}_{\perp} \rangle$ соответствует максимальная интенсивность излучения.

До сих пор мы рассматривали процессы излучения системы спинов без учета релаксационных процессов, происходящих в реальных системах.

Сверхизлучающие состояния — это неравновесные состояния, так как в термодинамическом равновесии всегда $\sqrt{\langle \hat{S}^2 \rangle} \simeq \langle \hat{S}_z \rangle$. Отсюда ясно, что всякие релаксационные процессы ведут к разрушению сверхизлучающего состояния.

Для системы спинов ядер кристалла, находящегося в магнитном поле (ядерный магнитный резонанс), можно назвать три различных процесса релаксации ⁷: обмен энергией между различными спинами приводит к затуханию компонент $\langle \hat{S}_x \rangle$ и $\langle \hat{S}_y \rangle$, в результате чего $\langle \hat{S} \rangle \rightarrow \langle M \rangle$: сверхизлучающее состояние разрушается; обмен энергией между системой ядерных спинов и решеткой; этот процесс ведет не только к затуханию компонент $\langle \hat{S}_x \rangle$, $\langle \hat{S}_y \rangle$, но и к приближению $\langle \hat{S}_z \rangle$ (т. е. энергии системы спинов) к своему равновесному значению, зависяшему от температуры решетки кристалла. Время первого из этих процессов обычно обозначают T_2 , время второго — T_1 . Обычно $T_2 < T_4$, так что когерситное сверхизлучающее состояние в системе разрушается гораздо быстрее, чем система спинов ядер приходит в термодинамическое равновесие с решеткой (термостатом).

Процесс релаксации — не единственная причина разрушения когерентного состояния. Из-за несовершенства кристалла и неоднородности

183

А. Н. ОРАЕВСКИЙ

внешнего поля энергии спинов различных ядер отличаются друг от друга, что обусловливает некоторое несовпадение резонансных частот. Обычно резонансные частоты имеют гауссово распределение с эффективной шириной $\Delta \omega$. Это несовпадение частот отдельных спинов в процессе излучения приводит к расфазировке отдельных излучающих центров (спинов), что ведет к потере когерентности. Время T_2^* , за которое это происходит, равно ($\Delta \omega$)⁻¹. При достаточно низких температурах T_2^* короче, чем T_2 , так как темп процессов релаксации замедляется с уменьшением температуры. Как T_2^* , так и T_2 обусловливают ширину спектральной линии.

Процессы релаксации обусловливают так называемое «однородное» уширение; различие резонансных частот отдельных излучателей приводит к «неоднородному» уширению. Существенное отличие между этими двумя видами уширения спектральной линии состоит в следующем. Процессы релаксации носят необратимый характер, и поэтому потеря когерентности, вызванная однородным уширением, необратима. Неоднородное уширение не связано с необратимыми процессами, и расфазировка излучающих центров, ведущая к потере когерентности, обратима. Это важное обстоятельство используется в явлении «спинового эха» ^{8,7}.

2. СПИНОВОЕ ЭХО

В общих чертах явление спинового эха состоит в следующем: система ядерных спинов, находящихся в магнитном поле, переводится в сверхизлучающее состояние и наблюдается когерентное спонтанное излучение



Рис. 2. Временная картина возникновения спинового эха. 1 и 2 — возбуждающие импульсы; 3 — сигнал эхо;

Г и 2 — возоуждающие импульсы, з — сигная эхо, Δt — длительность импульсов возбуждения. этой системы. С течением времени когерентное состояние системы разрушается, и интенсивность излучения резко падает.

Если расфазировка произошла за счет неоднородного уширения $(T_2^* \ll T_2)$, то обратимость процесса позволяет восстановить когерентность путем обращения времени. Как можно видеть, уравнение (10) остается неизменным, если изменить знак времени одновременно с изменением направления магнитного поля. Поэтому в системе спинов, находящихся

в магнитном поле, «обратить» время можно изменением направления магнитного поля. Будем вести отсчет времени с момента достижения максимума первоначальным сигналом (рис. 2).

Если изменение «течения времени» произведено в момент времени τ ($T_2^* < \tau < T_2$), то в момент 2τ появляется сильный сигнал излучения, обусловленный восстановлением когерентных свойств системы. Это явление и получило название «спинового эха».

Максимум этого сигнала меньше первоначального, так как процессы релаксации частично успевают разрушить когерентность необратимым образом.

Оценка параметров импульса, необходимого для перевода системы в сверхизлучающее состояние, может быть дана следующим образом. Согласно⁹ вероятность перехода частицы с одного уровня на другой за время Δt под влиянием резонансного поля дается следующей формулой:

$$W = \frac{1}{2} \left(1 - \cos \frac{\mu_{\pi} H}{\hbar} \Delta t \right) , \qquad (12)$$

где *H* — амплитуда магнитного поля импульса; µ_н — магнитный момент ядра.

Если частицы первоначально находились на нижнем уровне (все спины ориентированы по полю), то для достижения равенства населенностей необходимо, чтобы

$$\frac{\mu_{\rm s}H}{\hbar}\,\Delta t = \frac{\pi}{2}\,,\tag{13}$$

где Δt — длительность импульса. При этом угол, на который поворачивается полный момент системы, равен 90°. Поэтому импульс поля, удовлетворяющий соотношению (13), носит название «девяностоградусного импульса». Ясно, что длительность импульса Δt должна быть короче T_2^* .

«Обращение времени» путем переключения магнитного поля неудобно. Однако изменение направления поля эквивалентно изменению ориентации спинов на 180° относительно магнитного поля. Последнее эквивалентно инверсии населенности рассматриваемых энергетических уровней и может быть достигнуто путем воздействия на систему 180-градусного импульса, амплитуда поля которого вдвое больше, чем у 90-градусного импульса при одинаковой длительности обоих импульсов. Временная картина возникновения эха представлена на рис. 2.

3. ОБЩИЙ СЛУЧАЙ АНСАМБЛЯ ДВУХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМ

Полученные результаты справедливы не только для электронов или ядер, помещенных во внешнее магнитное поле: их можно обобщить на любой ансамбль систем, спектр которых состоит из двух энергетических уровней *). Волновая функция такой частицы имеет лишь две компоненты ψ_1 и ψ_2 , а все операторы, действующие на эти функции, можно представить в виде двухрядных матриц. Как известно ⁹, любую двухрядную матрицу можно представить в виде линейных комбинаций матриц Паули

$$r_{1} - \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix}, \quad r_{2} = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{vmatrix}, \quad r_{3} = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 - 1 \end{vmatrix}, \quad I_{0} = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}.$$
(14)

Например, матрица дипольного момента

1.

$$\| \boldsymbol{\mu} \| = - \left\| \begin{array}{c} \boldsymbol{\mu}_{11} & \boldsymbol{\mu}_{12} \\ \boldsymbol{\mu}_{21} & \boldsymbol{\mu}_{22} \end{array} \right\|$$

оказывается равной

e

.....

$$\|\boldsymbol{\mu}\| = \mathbf{e}_1 r_1 + \mathbf{e}_2 r_2 + \mathbf{e}_3 r_3 + \mathbf{e}_0 I_0, \tag{15}$$

....

где

$$\mathbf{e}_{1} = \mathbf{\mu}_{12} + \mathbf{\mu}_{21}; \ \mathbf{e}_{2} = i \ (\mathbf{\mu}_{21} - \mathbf{\mu}_{12}); \ \mathbf{e}_{3} = \mathbf{\mu}_{11} - \mathbf{\mu}_{22}; \ \mathbf{e}_{0} = \mathbf{\mu}_{11} + \mathbf{\mu}_{22}.$$

При дипольном взаимодействии молекул с полем излучения оператор взаимодействия молекулы с полем излучения может быть представлен

^{*)} В действительности, в природе практически не существует систем, имеющих лишь два энергстических уровия. Но если взаимодействие с полем носит ярко выраженный резонансный характер, то влиянием остальных уровней, как правило, можно пренебречь. В этом случае двухуровневая система является достаточно хорошей аппроксимацией реальной системы и широко используется в теории взаимодействия излучения с веществом. Учет «многоуровневости» системы существен при описании взаимодействия с очень интенсивными потоками излучения, когда возникают такие нелинейные явления, как генерация гармоник и т. п.

в виде

$$\hat{V} = -\left(\mathbf{e}_1 r_1 + \mathbf{e}_2 r_2\right) \mathbf{F}\left(\mathbf{q}, t\right). \tag{16}$$

Мы здесь предполагаем, что диагональные матричные элементы μ_{11} и μ_{23} равны нулю. Это, во-первых, всегда справедливо для электрического дипольного момента в невырожденном состоянии. Во-вторых, такое предположение непринципиально, оно лишь делает дальнейшее рассмотрение менее громоздким.

Оператор внутренней эпергии невзаимодействующей частицы можно записать в виде

$$\mathscr{F}_{0} = \hbar \omega \hat{r}_{3}, \tag{17}$$

где ω — частота перехода между энергетическими уровнями. Вектор $\hat{\mathbf{r}}$, определенный тремя компонентами, \hat{r}_1 , \hat{r}_2 , \hat{r}_3 , можно рассматривать как оператор некоторого спина, действующего в энергетическом пространстве, поскольку коммутационные соотношения для операторов r_j (j = 1, 2, 3) полностью аналогичны таковым для спина.

При взаимодействии с полем ансамбля одинаковых частиц гамильтониан системы имеет вид

$$\hat{\mathscr{H}} = \mathscr{H}_0 + \hat{V}, \quad \hat{V} = -\sum_i \left(\mathbf{e}_i \hat{r}_{1i} + \mathbf{e}_2 \hat{r}_{2i} \right) \mathbf{F} \left(\mathbf{q}_i, t \right), \tag{18}$$

где сумма берется по всем частицам.

Если линейные размеры системы много меньше длины волны, то

$$\mathcal{EH} = \hbar \omega \hat{R}_3 - (\mathbf{e}_1 \hat{R}_1 + \mathbf{e}_2 R_2) \mathbf{F} (\mathbf{q}_0, t), \qquad (19)$$

где $R_j = \sum_i r_{ij}, j = 1, 2, 3, q_0$ — некоторое значение **q** внутри системы частиц. Наряду с операторами \hat{R}_j можно ввести оператор абсолютной величины вектора $\hat{\mathbf{R}}: \hat{\mathbf{R}}^2 = \hat{R}_1^2 + \hat{R}_2^2 + \hat{R}_3^2$. Флзический смысл оператора \hat{R}_3 ясен: его собственные значения равны полуразности населенности рассматриваемых энергетических уровней, причем $\langle \hat{R}_3 \rangle = M \leqslant$ $\leqslant | R |, R \leqslant N/2, N$ — полное число частиц в системе. Операторы \hat{R}_1 и \hat{R}_2 связаны с переходами между энергетическими уровнями. Их роль в излучении аналогична роли компонент полного спина \hat{S}_x и \hat{S}_y . При дипольных переходах средние значения \hat{R}_1 и \hat{R}_2 определяют среднее значение дипольного момента системы ³

$$\langle \mathbf{P} \rangle = \mathbf{e}_1 \langle \hat{R}_1 \rangle + \mathbf{e}_2 \langle \hat{R}_2 \rangle. \tag{20}$$

Коммутационные соотношения между операторами R_j такие же, как и между комцонентами оператора спина S_j :

$$\hat{R}_1\hat{R}_2 - \hat{R}_2\hat{R}_1 = i\hat{R}_3; \ \hat{R}_2\hat{R}_3 - \hat{R}_3\hat{R}_2 = i\hat{R}_1; \ \hat{R}_3\hat{R}_1 - \hat{R}_1\hat{R}_3 = i\hat{R}_2.$$

Интенсивность спонтанного излучения в общем случае двухуровневой системы имеет вид

$$I = I_0 (R + M) (R - M + 1), \tag{21}$$

где I₀ — интенсивность излучения отдельной молекулы.

Изменение R_j во времени описывается уравнениями Гейзенберга $d\hat{R}$.

$$\frac{dR_j}{dt} = \frac{i}{\hbar} \left[\hat{\mathscr{R}}_{\ell}, \ \hat{R}_j \right], \tag{22}$$

которые путем введения эффективного поля $F_{\text{э} \phi \varphi}$ можно переписать в виде 15

$$\frac{d\langle \hat{R}_{j}\rangle}{dt} = \gamma_{\vartheta \Phi \Phi} \left[\mathbf{F}_{\vartheta \Phi \Phi} \times \langle \hat{R}_{j} \rangle \right], \tag{23}$$

186

где

$$F_{1\circ\phi\phi} = \frac{\mathbf{e_1}\mathbf{F}}{|\boldsymbol{\mu}_{12}|}; \quad F_{2\circ\phi\phi} = \frac{\mathbf{e_2}\mathbf{F}}{|\boldsymbol{\mu}_{12}|}; \quad F_{3\circ\phi\phi} = \frac{\hbar\omega_{21}}{|\boldsymbol{\mu}_{12}|}; \quad \gamma_{\circ\phi\phi} = \frac{|\boldsymbol{\mu}_{21}|}{\hbar}. \quad (24)$$

 $F_{3 arrow \Phi \phi}$ играет роль, аналогичную роли постоянного магнитного поля в опытах со спиновым эхо.

Когерентное спонтанное излучение молекул наблюдалось в целом ряде систем. Наиболее интересной из них является молекулярный генератор с последовательными резонаторами ^{3,10-14}. В молекулярном генераторе в резонатор поступает пучок молекул, находящихся в возбужденном состоянии. Для таких молекул, как это следует из предыдущего, *R* максимально. Процесс генерации, возникающий в резонаторе при достаточно большом перевыполнении порогового условия возникновения генерации, стремится выравнять населенность уровней, так что на выходе резонатора возникает сверхизлучающее состояние. Если вслед за первым поставить второй резонатор, то в последнем наблюдается интенсивное когерентное спонтанное излучение. Двухрезонаторный молекулярный генератор отличается большим разнообразием режимов работы ³. Ряд из них нашли практическое применение для улучшения стабильности стандартов частоты ^{19,20}, увеличения разрешающей способности спектроскопов ²¹ и т. п.

В молекулярных пучках возможно наблюдение явления, подобного спиновому эхо. Для этого необходимо, чтобы время пролета молекул через резонатор (аналог T_1) было значительно больше обратной величины доплеровской ширины линии (аналог T_2^*). Для типа колебаний E_{0lm} в цилиндрическом резонаторе доплеровская ширина линии по порядку величины равна $\pi \frac{v}{L}m$, где L — длина резонатора, v — средняя скорость молекул, m — число полуволн собственного типа колебаний вдоль резонатора. Время пролета молекулы через резонатор в том же приближении равно $\frac{L}{v}$. Отсюда вытекает требование на индекс типа колебаний: $\pi m \gg 1$. Необходимо также, чтобы m было нечетным, так как при четном m резонатор возбуждается молекулярным пучком плохо ²².

4. ОСОБЕННОСТИ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ

Проведенный анализ относился к изучению достаточно большой длины волн λ , когда в объеме λ^3 имеется большое число излучателей. Это, как правило, имеет место в радиодиапазоне, и все эксперименты, упомянутые выше (спин-эхо, двухрезонаторный молекулярный генератор), проведены в радиодиапазоне.

Совсем недавно были проведены эксперименты по наблюдению в оптическом диапазоне явления, аналогичного спиновому эхо ^{16,17}, названного авторами «фотонным эхо» *). Когерентное спонтанное излучение в оптическом диапазоне имеет ряд особенностей, на которых мы остановимся в этом разделе.

В оптическом диапазоне, как правило, линейные размеры излучающего объекта значительно превышают длину волны ввиду малости последней. Поэтому рассуждения, проведенные ранее, в оптическом дианазоне неприменимы безоговорочно.

^{*)} Поскольку спиновое и фотонное эхо имеют одну и ту же физическую природу, удобно ввести для них единый термин — радиационное эхо.

Однако, если представить поле излучения в виде суперпозиции плоских волн с волновым вектором **k** и поляризацией е, можно ввести сохраняющийся вектор R_k , описывающий когерентное спонтанное излучение поля с заданными значениями направления распространения и поляризации.

Представляя поле излучения в виде разложения по плоским волнам

$$F(q, t) = \sum_{k} (F_{k}e^{ikq} + F_{k}^{*}e^{-ikq}),$$

гамильтониан взаимодействия (18) можно написать в виде 1

$$\hat{V} = -\sum_{k} \left(e_1 \hat{R}_{1k} + e_2 \hat{R}_{2k} \right) F_k,$$
(25)

где

$$\left. \begin{array}{c} \hat{R}_{1k} = \sum_{i} \left(\hat{r}_{1i} \cos kq_{i} - \hat{r}_{2i} \sin kq_{i} \right), \\ \hat{R}_{2k} = \sum_{i} \left(\hat{r}_{1i} \sin kq_{i} - \hat{r}_{2i} \cos kq_{i} \right). \end{array} \right\}$$
(26)

Суммирование в (26) распространяется на весь объем, занимаемый системой частиц.

Когерентное состояние с заданным значением R_k^2 и R_{3k} можно получить, воздействуя на систему импульсом излучения, распространяющегося в направлении k.

Введя R и M — собственные значения операторов $\hat{R}_k^2 = \hat{R}_{1k}^2 + \hat{R}_{2k}^2 + \hat{R}_{3k}^2$ и R_{3k} , можно показать, что правила отбора для переходов с $\Delta k = 0$ имеют прежний вид: $\Delta R = 0$; $\Delta M = \pm 1$.

В этом случае направление спонтанного излучения совпадает с направлением возбуждающего импульса, создающего когерентное состояние, описываемое R_k ; величина R сохраняется ($\Delta R = 0$) и излучение не разрушает когерентного состояния.

Если же $\Delta k \neq 0$, то правила отбора гласят¹:

$$\Delta R = 0, \pm 1; \ \Delta M = \pm 1. \tag{27}$$

Возможность излучения с изменением волнового вектора ($\Delta k \neq 0$) ведет к несохранению $\langle \hat{R}_k^2 \rangle$, т. е., в конечном счете, к потере когерентности.

Можно показать ¹, что интенсивность спонтанного излучения достаточно большого числа частиц дается соотношением

$$I(\mathbf{k}') = I_0(\mathbf{k}') \frac{1}{2} N\left\{ 1 - \cos\theta + \frac{1}{2} \sin^2\theta \left[N \left| \langle e^{i(\mathbf{k} - \mathbf{k}')\mathbf{q}} \rangle \right|^2 - 1 \right] \right\}.$$
 (28)

Здесь $I_0(\mathbf{k}')$ — интенсивность спонтанного излучения одной молекулы в направлении \mathbf{k}' ; θ — средний угол, определяемый из соотношения: $\cos^2 \theta = \frac{\langle M^2 \rangle}{\langle \hat{R}^2_{\mathbf{k}} \rangle}$; другими словами, это угол поворота вектора R за счет приложенного светового импульса; при 90°-импульсе $\theta = \frac{\pi}{2}$. Символ $\langle \rangle$ означает усреднение по всему объему, занимаемому частицами. Пред-

полагается, что все частицы первоначально находились с достоверностью на одном из рассматриваемых энергетических уровней.

Для систем достаточно большой протяженности

$$\langle e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\mathbf{q}} \rangle = \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}.$$

Поэтому интенсивность излучения в направлении $k' \neq k$ при 90°-импульсе близка к нулю. Если же $\mathbf{k}' = \mathbf{k}$, то при тех же условиях

$$I(\mathbf{k}') = I_0(\mathbf{k}') \frac{1}{2} N\left(\frac{1}{2}N - 1\right) .$$
⁽²⁹⁾

Отсюда следует, что система большой протяженности излучает когерентно в направлении k, совпадающем с направлением возбуждающего импульса.

При наблюдении фотонного эха на систему воздействуюг два импульса: в 90 и 180°. В этом случае интенсивность эха оказывается равной ¹⁷

$$I(\mathbf{k}) = I_0(\mathbf{k}) \frac{1}{2} N\left\{ 1 + \frac{1}{2} N \left| \langle e^{i(\mathbf{k} + \mathbf{k}_1 - 2\mathbf{k}_2)\mathbf{q}} \rangle \right|^2 - 1 \right\} , \qquad (30)$$

где \mathbf{k} — направление наблюдения эха, \mathbf{k}_1 — направление 90°-импульса, \mathbf{k}_2 — направление 180°-импульса. Для системы большой протяженности эхо наблюдается лишь в направлении, для которого

$$\mathbf{k} + \mathbf{k}_1 - 2\mathbf{k}_2 = 0.$$
 (31)

Различие в поляризации первого и второго импульса не влияет на величину сигнала эха, но изменяет поляризацию сигнала.

5. Экспериментальные результаты по наблюдению фотонного эха

В работе ^{16, 17} описаны эксперименты по наблюдению фотонного эха с помощью рубинового кристалла, облучаемого светом рубинового лазера.

Лазер, служивший источником излучения, работал в режиме модуляции добротности, генерируя импульсы света длительностью 10 нсек.

Ширина R_1 -линии рубина *), используемой в эксперименте, определяется как однородным уширеобусловленным взаимодейнием, ствием ионов хрома с решеткой, так и неоднородным уширением, обусловленным неоднородностью кристаллического поля. При комнатной температуре однородное уширение значительно превышает неоднородное и наблюдение эха при комнатной температуре невозможно. Однако при температуре жидкого гелия неоднородное уширение линии превышаег однородное, что делает возможным наблюдение эха. Одна из существенных трудностей проведения эксперимента с фотонным эхо связана с до-



Рис. 3. Схема энергетических уровней в рубине, используемых в эксперименте.

статочно большим температурным сдвигом вершины спектральной линии. При изменении температуры от компатной до гелиевой, до которой необходимо охладить испытываемый образец рубина, смещение вершины спекгральной линии выходит за пределы ее ширины. Поэтому казалось бы, что необходимо иметь лазер с модулированной добротностью достаточно большой мощности, работающий при гелиевой температуре. Эту трудность удалось в значительной степени преодолеть следующим образом.

На рис. З показана структура *R*-линий рубина. Из-за расщепления нижнего уровня в кристаллическом поле на два подуровня, *R*₄-линия

^{*)} Не следует путать обозначение липии рубяна с компонентами вектора В.

(так же, как и R_2) состоит из двух компонент:

$${}^{4}A_{2}\left(M=\pm {}^{3}/_{2}\right) \longrightarrow {}^{2}E\left(\overline{E}\right)\left(R_{13/_{2}}\right); \quad {}^{4}A_{2}\left(M=\pm {}^{1}/_{2}\right) \longrightarrow {}^{2}E\left(\overline{E}\right)\left(R_{11/_{2}}\right).$$

Оказывается, что вершина компоненты $R_{i_{1/2}}$ при температуре 4,2° К исключительно точно совпадает с вершиной компоненты $R_{i_{3/2}}$ при 77° К.



Рис. 4. Фотонное эхо (экспериментальные результаты ¹⁷).

Это дает возможность использовать лазер с и модулированной добротностью, работающий при температуре жидкого азота, что упрощает технику эксперимента.

Другая особенность эксперимента носит, быть может, более принципиальный характер. Оказалось, что для наблюдения сигнала эха необходимо исследуемый образец поместить во внешнее постоянное магнитное поле. Паибольший сигнал эха получается в том случае, когда внешнее магнитное поле ориентировано вдоль оптической оси кристалла. Этот неожиданный результат авторы работы ¹⁷ связывают с особенностями механизма релаксации в кристалле рубина. Для получения двух следующих друг за другом импульсов использовался моноимпульс квантового генератора с модулированной добротностью, который с помощью полупрозрачного зеркала, расположенного под углом к лучу лазера, разбивался на два

сигнала. Отраженный от зеркала сигнал подавался на исследуемый образец рубина через $\tau = 50$ нсек под малым углом φ по отношению к направлению распространения первого сигнала (\mathbf{k}_1). В этом случае, как следует из соотношения (31), направление

как следует из соотношения (31), направление распространения сигнала эха составляет угол 2 ϕ , что давало возможность с помощью диафрагмы устранять воздействие прямого сигнала на приемное устройство.

На рис. 4 представлены осциллограммы эксперимента. Из рис. 4 видно, что эхо не появляется в отсутствие магнитного поля (рис. 4, *a*) и первого возбуждающего импульса (рис. 4, *в*) и отчетливо видно на рис. 4, б в присутствии постоянного внешнего магнитного поля.

В работе ¹⁸ была предсказана возможность возникновения многократного эха (multiple echos), чго удалось наблюдать экспериментально в опгическом диапазоне, используя кристалл рубина ¹⁷. Чтобы наблюдать серию сигналоь эха в одном и том же направлении, необходимо совпадение направлений первого и второго возбуждающих импульсов ($\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2$). В этом случае для предупреждения прямого облуче-

Рис. 5. Многократное эхо (экспериментальные результаты ¹.).

ния фотоумножителя светом накачки использовался дополнительный затвор на основе ячейки Керра, помещаемый перед фотоумножителем.

На рис. 5 представлены осциялограммы наблюдения многократного эха. Осциялограмма *а* демонстрирует два возбуждающих импульса, импульс эха и маленький дополнительный сигная второго эха. Малая

величина амплитуды сигнала объясняется тем, что затвор Керра был открыт лишь в течение 100 нсек, что при интервале между импульсами τ = 50 *нсек* приводило к обрезанию импульса вторичного эха. На рис. 5, 6 видны сигналы возбуждающих импульсов и второго, и третьего эха. В этом случае сигнал первого эха «зарезался» затвором, так как последний открывался с задержкой во времени по отношению к первому импульсу. Рис. 5, а и б относятся к случаю оптимальной ориентации магнитного поля. Изменением ориентации магнитного поля можно было добиться полного исчезновения сигналов эха (рис. 5, в).

Многократное эхо может быть объяснено, если рассматривать сигнал эха как переориентирующий импульс. При этом второе эхо формируется парой импульсов, состоящей из второго возбуждающего импульса и первого сигнала эха; третье эхо может быть сформировано двумя парами импульсов: первым и вторым эхо, или первым возбуждающим импульсом и первым эхо.

Успешное наблюдение радиационного эха в оптическом диапазоне открывает новые возможности использования этого интересного явления в спектроскопических исследованиях.

Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- R. H. Dicke, Phys. Rev. 93, 99 (1954).
 B. M. Файн, УФН 64, 273 (1958).
 A. H. Ораевский, Молекулярные генераторы, М., Изд-во «Наука», 1964.
 Г. С. Круглик, А. П. Апанасевич, М., Изв. АН СССР, сер. физ. 27, 483 (1963).

- 5. Г. С. Круглик, канд. диссертация. Минск, 1964. 6. В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, М., ИЛ, 1956. 7. А. Абрагам, Ядерный магнетизм, М., ИЛ, 1963. 8. Е. L. Наhn, Phys. Rev. 80, 580 (1950). 9. Л. Ландау, Е. Лифшиц, Квантовая механика, М.— Л., Гостехиздат, 1948.

- 1948.
 W. H. Higa, Rev. Sci. Instr. 28, 726 (1957).
 Г. М. Страховский, В. М. Татаренков, ЖЭТФ 42, 907 (1962).
 Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, ЖЭТФ 42, 1529 (1962); 48, 1220 (1965).
 Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, Г. М. Страховский, В. М. Татаренков, ЖЭТФ 42, 1768 (1962).
 Н. С. Басов, А. Н. Ораевский, Г. М. Страховский, В. М. Татаренков, ЖЭТФ 42, 1768 (1962).
 N. G. Basov, A. N. Огаеvsky, G. M. Strakhovsky, V. M. Tatapether and the second second
- renkov, Quantum electronics, proceedings of the third international congress,
- ed by P. Grivet and N. Bloembergen, Paris-New York, 1964. 15. R. P. Feynman, T. V. Vernon, R. W. Hellworth, J. Appl. Phys. 28, 49 (1957).
- N. A. Kurnit, I. D. Abella, S. R. Hartman, Phys. Rev. 13, 567 (1964).
 I. D. Abella, N. A. Kurnit, S. R. Hartman, Phys. Rev. 141, 391 (1966).
 I. P. Gordon, K. D. Bowers, Phys. Rev. Letts 1, 368 (1958).

- 19. Э. М. Беленов, А. П. Ораевский, Изв. вузов, Радиофизика 7, 479 (1964). А. Ф. Мухаммедгалиева. А. Н. Ораевский, Г. М. Страховский, Изв. вузов. Радиофизика 9, 302 (1966).
 Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, А. В. Успенский. Письма ЖЭТФ
- 3, 468 (1966).
- 22. Ю. Л. Климонтович, Р. В. Хохлов, ЖЭТФ 32, 4151 (1957).