

В крайних случаях, $p=1$ и $\nu \rightarrow \infty$, полученное решение, как и следовало ожидать, переходит в известное в ДК-приближении экспоненциально затухающее решение с показателем экспоненты $-q_1 p z$. В общем же случае из (П.3) следует, в частности, эффект «просветления» при перемежаемости турбулентности. при больших z когерентное поле E затухает как $e^{-q_- z}$, причем легко проверить, что q_- не превосходит $q_1 p$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кляцкин В. И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. — М.: Наука, 1980.
2. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику Ч 2 Случайные поля. — М.: Наука, 1978.
3. Михайлов Г. А. — Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1982, 18, № 12, с. 1289.
4. Виноградов А. Г., Кравцов Ю. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, 16, № 7, с. 1055.
5. Кравцов Ю. А., Фейзулин З. И., Виноградов А. Г. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. — М.: Радио и связь, 1983.
6. Гурвич А. С., Заворотный В. У., Татарский В. И. — Тезисы докладов 14 Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. — Л.: 1984, с. 130.
7. Чернов Л. А. Волны в случайно-неоднородных средах. — М.: Наука, 1977.

Поступила в редакцию
24 июня 1985 г.

УДК 537 86 530.145

О ФОРМЕ ЛИНИИ ДВОЙНОГО РАДИООПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА ДВИЖУЩИХСЯ ТРЕХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ

М. Н. Пененков

Исследованию двойного радиооптического резонанса (ДРОР) посвящен ряд работ, например [1–5]. Наиболее просто он рассматривается на основе упрощенной трехуровневой атомной системы, в которой влияние оптического поля учитывается феноменологически [1]. Правильно описывая ДРОР при не сильном оптическом поле (скорость оптической накачки меньше вероятности перехода под действием радиочастотного поля), подобный подход не позволяет ввести в рассмотрение когерентное взаимодействие двух полей с атомной системой. Использование аппарата матрицы плотности свободно от этого ограничения и естественным образом учитывает возможные когерентные явления при двойном резонансе в трехуровневой системе. Однако основанное на этом подходе исследование ДРОР в работах [2–4] или не рассматривает тепловое движения атомов, или же учитывает его довольно грубым образом. В работе [5] при отсутствии этих недостатков самый интересный случай рассмотрен в предположении равенства всех релаксационных параметров.

В настоящем сообщении исследуется форма линии двойного радиооптического резонанса движущихся трехуровневых атомов при существенно разных скоростях релаксации на разных переходах (рис. 1).

При расчете использовались соотношения для скоростей релаксации для атомов щелочного металла в «буферной» среде, спектр которых хорошо аппроксимирует трехуровневая система. По линии ДРОР в этом случае осуществляется стабилизация частоты СВЧ диапазона [6]. Использовано стационарное решение уравнений для матрицы плотности [4], справедливое в широкой области изменения мощностей и частотных расстройек возмущающих полей, ограниченное лишь требованием малости частоты Раби по сравнению с естественной шириной оптически возбужденного уровня 3 (отсутствие насыщения на переходе оптического диапазона). Это условие хорошо выполняется в квантовых стандартах частоты с оптической накачкой.

Нас будет интересовать сигнал ДРОР при индикации по проходящему свету, определяемый обычным образом [3]:

$$\Delta W = W(\alpha) - W(\alpha=0) = \frac{1}{T} \frac{P}{\delta^2 + 1 + P} \frac{\alpha P}{(\delta^2 + 1)[(\Delta - \Delta_0)^2 + \Gamma^2]}, \quad (1)$$

где $\Delta_0 = -P\delta/(\delta^2 + 1)$ и $\Gamma = \sqrt{(1+P/(\delta^2 + 1))^2 + \alpha}$ — сдвиг и ширина линии двойного радиооптического резонанса [4], $\alpha = 4R_{12}T^2$, $P = R_{13}\tau T$ — параметры, определяющие насыщение на переходах 1–2 и 1–3, $R_{12} = |V_{12}|^2/4\hbar^2$, $R_{13} = |V_{13}|^2/4\hbar^2$ — квадраты частоты Раби соответственно СВЧ и оптического полей; V_{12} , V_{13} — матричные элементы операторов взаимодействия на переходах 1–2 и 1–3 (в дипольном приближении), T — время релаксации на переходе 1–2 (скорости продольной и поперечной релаксации предполагаются равными), τ — время поперечной релаксации на оптиче-

ских переходах 1—3, 2—3, Δ , $\delta = \delta_0 + x$ — частотные расстройки СВЧ и оптического полей, нормированные на T^{-1} и τ^{-1} , соответственно $x = \omega_0 v/c$ — относительное доплеровское смещение частоты ω_0 на переходе 1—3, v — проекция скорости атома на направление распространения света, δ_0 — отстройка частоты оптического поля от частоты неподвижного атома. Доплеровский сдвиг СВЧ частоты не рассматривается. Он подавлен в результате действия эффекта Дике [6].

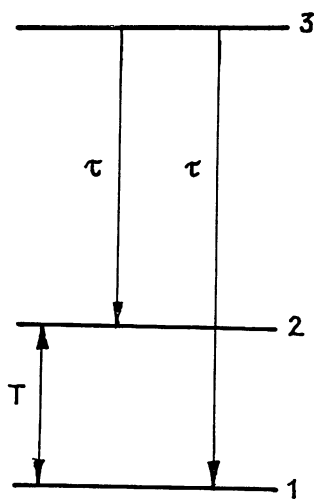


Рис. 1.

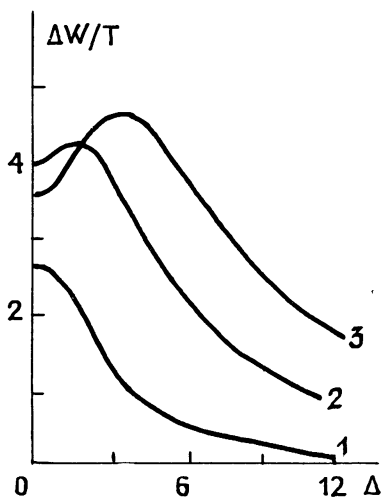


Рис. 2.

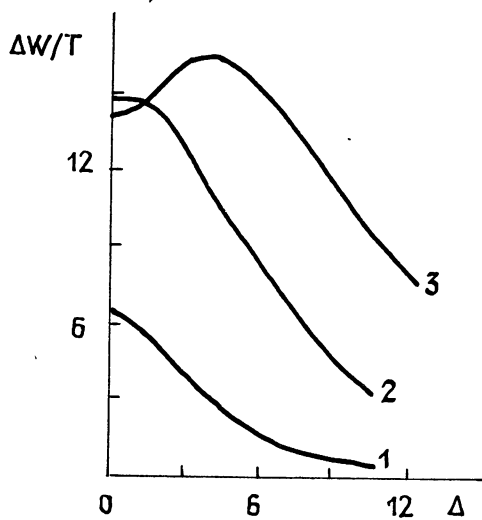


Рис. 3.

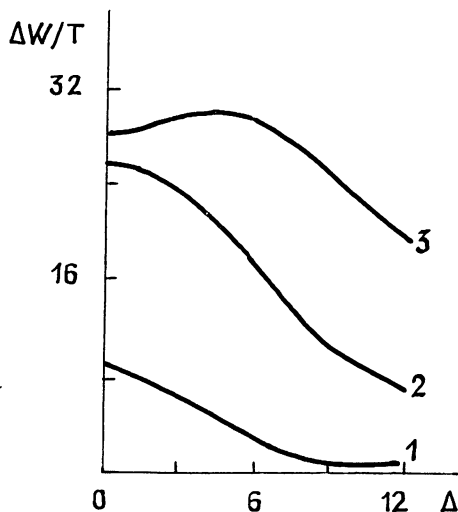


Рис. 4.

Рис. 1. Схема энергетической структуры трехуровневой системы.

Рис. 2, 3, 4. Форма линии ДРОР, $k_0 = 117$, $T = 10^{-3}$ с.

Рис. 2. $\alpha = 1,56$; Рис. 3. $\alpha = 7,8$; Рис. 4. $\alpha = 19,5$;

кривая 1— $P = 1,86$, кривая 2— $P = 7,4$, кривая 3— $P = 18,6$.

Выражение (1) не учитывает поглощения света по длине объема, в котором находятся атомы, и справедливо лишь для оптически тонкой среды.

Линия ДРОР, описываемая (1), имеет лоренцевский вид с шириной Γ . Максимум сигнала достигается при настройке СВЧ поля в резонанс с частотой возмущаемого светом перехода 1—2 ($\Delta = \Delta_0$). При анализе этого выражения выявляется характерная особенность: возможна ситуация, когда в нерезонансном оптическом поле $\delta \neq 0$ сигнал может быть больше, чем при $\delta = 0$. Максимальные значения сигнала достигаются в этом случае существенно при разных частотных расстройках СВЧ поля: $\Delta = \Delta_0$ и $\Delta = 0$ соответственно.

Из неравенства $\Delta W(\delta \neq 0, \Delta = \Delta_0) \geq \Delta W(\delta = \Delta = 0)$ нетрудно получить условие его выполнения

$$\alpha \leq [P^2/(\delta^2 + 1) - (2 + \delta^2 + 3P)]/(\delta^2 + 2 + P). \quad (2)$$

Отсюда вытекают налагаемые на параметры насыщений требования

$$P > 2, \quad \alpha < P^2, \quad \delta^2 < P^{3/2}. \quad (2a)$$

Существование описываемой особенности объясняется следующим образом. Отстрой-ка оптического поля от резонанса приводит к конкуренции двух процессов. Во-пер-вых, уменьшается поглощение света и, следовательно, уменьшается сигнал ДРОР. С другой стороны, уменьшается ширина линии ДРОР Γ , что увеличивает сигнал ΔW .

В сильном оптическом поле (ширина линии Γ определяется оптическим ушире-нием) вторая тенденция превалирует, что и определяет рост сигнала ДРОР с уве-личением расстройки δ при выполнении условий (2), (2a).

Описанная особенность может проявиться в форме линии сигнала ДРОР от совокупности хаотически движущихся атомов, что и является практически интерес-ным случаем. Действительно, даже при $\delta_0 = 0$ атомы с ненулевыми проекциями ско-ростей v на направление распространения света находятся в нерезонансном опти-ческом поле за счет эффекта Доплера ($\delta = x$). Для каждого из этих атомов максимум сигнала ДРОР достигается при определяемой сдвигом Δ_0 СВЧ расстройке. При усред-нении сигнала ΔW по скоростному распределению вклад атомов с различными прое-кциями скоростей v будет неодинаков. Группа атомов со скоростями $v \neq 0$ обеспечит при выполнении условий (2a) больший сигнал при $\Delta \neq 0$, чем атомы с нулевыми прое-кциями скоростей $v = 0$ при $\Delta = 0$. В результате в линии ДРОР образуется провал.

Для описания этой особенности усредним сигнал ДРОР (1) по максвелловскому распределению атомов по скоростям, ограничившись для простоты случаем точного резонанса на оптическом переходе $\delta_0 = 0$:

$$\begin{aligned} \overline{\Delta W} &= \frac{1}{\sqrt{\pi} v_0} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta W \exp(-v^2/v_0^2) dv = \\ &= \frac{1}{\sqrt{\pi} v_0 T} \frac{\alpha P^2}{\Delta^2 + 1 + \alpha} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx \exp(-x^2/k_0^2)}{(x^2 + \gamma_1^2) [(x - x_0)^2 + \gamma_2^2]}, \end{aligned} \quad (3)$$

где v_0 — наиболее вероятная скорость, $k_0 = \omega_0 v_0 / c$, $x_0 = -P\Delta / (\Delta^2 + 1 + \alpha)$, $\gamma_1^2 = 1 + P$, $\gamma_2^2 = 1 - x_0^2 + (P^2 + 2P) / (\Delta^2 + 1 + \alpha)$. Этот интеграл легко берется в доплеровском пре-деле $k_0 \gg \gamma_1, \gamma_2$, что хорошо выполняется в рассматриваемых случаях (ошибка состав-ляет не более нескольких процентов от рассчитанных на ЭВМ значений сигнала). Тогда

$$\begin{aligned} \overline{\Delta W} &= \frac{\sqrt{\pi}}{k_0 T} \frac{\alpha P x_0}{\gamma_1 \gamma_2} \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{x_0^2 + (\gamma_1 + \gamma_2)^2} = \frac{\sqrt{\pi}}{k_0 T} \frac{\alpha P^2}{\sqrt{1+P}} \frac{\Delta^2 + 1 + \alpha}{\sqrt{(\Delta^2 + 1 + \alpha + P)^2 + \alpha P^2}} \times \\ &\times \frac{\sqrt{1+P}(\Delta^2 + 1 + \alpha) + \sqrt{(\Delta^2 + 1 + \alpha + P)^2 + \alpha P^2}}{P^2 \Delta^2 + [\sqrt{1+P}(\Delta^2 + 1 + \alpha) + \sqrt{(\Delta^2 + 1 + \alpha + P)^2 + \alpha P^2}]}. \end{aligned} \quad (4)$$

Форма линии двойного радиооптического резонанса, описываемая выражением (4), до-вольно сложна, поэтому рассмотрим несколько предельных случаев.

1. Оба поля слабые $\alpha, P \ll 1$ (условия (2) и (2a) не выполняются).

$$\overline{\Delta W} = (\sqrt{\pi} / 2k_0 T) (\alpha P^2 / (\Delta^2 + 1)).$$

Сигнал имеет лоренцевскую форму с шириной, определяемой лишь временем ре-лаксации T . Множитель k_0^{-1} определяет ту часть атомов от их общего числа, которая резонансно взаимодействует с оптическим полем.

2. Сильное СВЧ и слабое оптическое поле $P_2 \ll 1 + \alpha$:

$$\overline{\Delta W} = \frac{\sqrt{\pi}}{k_0 T} \frac{\alpha P^2}{1 + P + \sqrt{1+P}} \frac{1}{\Delta^2 + 1 + \alpha}.$$

Этот случай качественно не отличается от предыдущего, лишь линия ДРОР уширяется в СВЧ поле (рис. 3, 4, кривая 1).

3. В противоположном случае слабого СВЧ $\alpha < 1$ и сильного оптического поля $P \gg 1$ (условия (2a) выполнены) форма линий ДРОР становится аномальной — в цент-ре линии появляется провал.

$$\overline{\Delta W} = \frac{\alpha \sqrt{\pi}}{k_0 T} \frac{\Delta^2 + 1}{\Delta^2 + P} \frac{\Delta^2 + \sqrt{P}}{\Delta^4 + P^2 \Delta^2 + P},$$

для

$$\Delta^2 \ll 1 \quad \overline{\Delta W} = \frac{\sqrt{\pi} \alpha}{k_0 T \sqrt{P}} \left(1 + \frac{\Delta^2}{\sqrt{P}} \right).$$

Такая асимптотика очевидно указывает на существование минимума в сигнале при резонансном СВЧ поле ($\Delta=0$).

Анализ дальнейших предельных случаев показывает, что при увеличении СВЧ мощности особенности в линии ДРОР будут проявляться до области значений $\alpha \sim P \gg 1$ (рис. 2—4), что соответствует условиям (2а), и $\overline{\Delta W} = (\sqrt{\pi}/k_0 T) [\alpha / (\sqrt{\alpha} + \sqrt{P})] \times [1 + P \Delta^2 / (\sqrt{\alpha} + \sqrt{P})^2]$ для $\Delta^2 \ll 1$.

Однако уже при $\alpha = P^2 > P$, когда уширение линии в СВЧ поле становится сравнимым с оптическим уширением, эти особенности исчезают (рис. 3, 4, кривая 2).

Необходимо заметить, что возможность появления в центре линии ДРОР минимума отмечалась еще в работе [1], однако это было связано с существенно другим механизмом образования провала — эффектом импульсной накачки и индикации сигнала.

Таким образом, лоренцевская форма линии ДРОР для одного атома приобретает особенности при переходе к рассмотрению сигнала от совокупности хаотически движущихся атомов.

Подобные особенности интересны в приложении к теории квантовых стандартов частоты с оптической накачкой, где образование провала в центре линии ДРОР может служить причиной неустойчивости их работы.

Автор благодарен Л. А. Будкину за полезное обсуждение и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев Э. И., Базаров Е. Н., Левшин А. Э — Радиотехника и электроника, 1974, 19, № 1, с. 103.
2. Горный М. Б., Матисов Б. Г. — ЖТФ, 1983, 53, вып. 1, с. 44.
3. Будкин Л. А., Пихтелев А. И., Пузанов С. Л. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 5, с. 559.
4. Будкин Л. А., Пененков М. Н., Пихтелев А. И. — Опт. и спектр, 1985, 59, вып. 5, с. 979.
5. Takashi M. — Jap. J. Appl. Phys., 1976, 15, № 10, p. 1889.
6. Пихтелев А. И., Ульянов А. А., Фатеев Б. П. и др. Стандарты частоты и времени на основе квантовых генераторов и дискриминаторов / Под ред. Фатеева Б. П. — М.: Сов. радио, 1978.

Поступила в редакцию
1 ноября 1985 г.

УДК 621.3/535.2

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОГЕРЕНТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ СЛУЧАЙНО НЕРОВНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

В. И. Мандросов, А. И. Некрасов, И. Г. Якушкин

Известно, что распределение интенсивности когерентного поля, рассеянного случайной поверхностью с крупномасштабными по сравнению с длиной волны неровностями, имеет характерную пятнистую структуру, параметры которой были описаны в [1, 2]. В настоящее время большое внимание уделяется изучению пятнистых структур, возникающих при формировании когерентных оптических изображений неровных поверхностей. В [3, 4] даны оценки статистических характеристик подобных изображений для случая неразрешаемых оптической системой неровностей. Целью данной работы является исследование статистических характеристик распределения интенсивности когерентных изображений поверхностей с крупномасштабными неровностями во всем диапазоне разрешений оптической системы.

Рассмотрим шероховатую поверхность с изотропным гауссовым распределением высот неровностей. Структурную функцию высот зададим в виде $D(\rho) = 2\tau^2 A(\rho/l)$, где ρ — радиус-вектор в плоскости $z=0$, τ^2 и l выбраны из условий нормировки $A^{II}(0) = 1$, $A^{IV}(0) = -2$. Пусть поверхность освещается нормально падающим на нее когерентным излучением с волновым числом k . На расстоянии R от поверхности находится оптическая система, формирующая ее изображение, входная апертура системы имеет функцию зрачка вида $\exp(-r^2/d^2)$, где r — радиус-вектор в плоскости входной апертуры, d — размер апертуры. Изображение формируется на расстоянии z от входной апертуры системы, удовлетворяющем условию фокусировки $1/R + 1/z = 1/F$, где F — фокусное расстояние оптической системы. Размер элемента разрешения исследуемой поверхности при этом равен $\Delta = R/kd$.

В предположении, что неровности исследуемой поверхности таковы, что $k\tau \gg 1$, средняя интенсивность в изображении выражается формулой

$$\overline{I} = I_0 / (1 + 2\alpha^2),$$

где I_0 — интенсивность в отсутствии неровностей, $\alpha = 2R\tau/d = 2k\tau\Delta/l$, и содержит информацию о наклонах неровностей поверхности в случае их достаточной крутизны ($\tau/l > 1/k\Delta = d/R$).