

рой постоянна в объеме среды и спадает до нуля в пределах граничного слоя. Полная величина поверхностной поляризации находится интегрированием по толщине слоя. При этом, однако, необходимо учесть пространственную дисперсию нелинейной поляризуемости, которая в граничной области достаточно велика. Порядок величины поверхностности поляризации в этом случае оказывается совпадающим с величиной (2).

Проведем оценку величины возбужденного поля. Пусть интенсивности накачек одинаковы и равны 10^6 вт/см², $\epsilon'/\epsilon'' \sim 100$, $\omega_3/c \sim 10^4$ см⁻¹. Величины χ в (1), экспериментально найденные в [8] методом генерации второй гармоники, равны $\sim 10^{-14}$ ед. СГС. Тогда напряженность поля вблизи границы ~ 0.1 в/см. Преимуществом данного метода возбуждения по сравнению с возбуждением электронным пучком, в котором возбуждается весь спектр поверхностных волн, может служить их высокая степень монохроматичности.

Уравнения (6) справедливы как для поверхностных поляритонов на границе диэлектриков, так и для плазмонов на границе металлов и полупроводников. Поэтому наблюдение возбужденных волн можно в принципе осуществлять различными методами. Плазмоны можно наблюдать, например, при рассеянии на неоднородностях поверхности [9], тогда как для возбужденных поляритонов можно использовать метод «активной спектроскопии» [5, 6].

Автор благодарен Д. Н. Клышко за обсуждение результатов данной работы.

Литература

- [1] В. В. Брыксин, Д. Н. Мирлин, Ю. А. Фирсов. Усп. физ. наук, 113, 29, 1974.
- [2] D. J. Evans, S. Ushioda, J. D. McMullen. Phys. Rev. Lett., 31, 369, 1973.
- [3] В. А. Яковлев, Г. Н. Жижин. Письма в ЖЭТФ, 19, 333, 1974.
- [4] E. A. Stern. Phys. Rev. Lett., 8, 7, 1962.
- [5] С. А. Ахманов, В. Г. Дмитриев, А. И. Ковригин, Н. И. Коротеев, В. Г. Тункин, А. И. Холодных. Письма в ЖЭТФ, 15, 600, 1972.
- [6] Д. Н. Клышко. Квантовая электроника, 1975.
- [7] P. S. Pershan. Phys. Rev., 130, 919, 1963.
- [8] C. C. Wang. Phys. Rev., 178, 1457, 1969.
- [9] Y. Y. Teng, E. A. Stern. Phys. Rev. Lett., 19, 511, 1967.

Поступило в Редакцию 25 июня 1974 г.

УДК 535.2

О СТАТИСТИКЕ ПОЛЕЙ С ОДИНАКОВЫМИ СТЕПЕНЯМИ КОГЕРЕНТНОСТИ

В. Я. Анисимов и Б. А. Сотский

Пусть задано некоторое случайное одномодовое электромагнитное поле, которое описывается оператором плотности, допускающим P -представление [1],

$$\rho = \int P(\alpha) |\alpha\rangle \langle \alpha| d^2\alpha, \quad (1)$$

где $|\alpha\rangle$ — собственное состояние оператора уничтожения моды a ($a|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle$), $P(\alpha)$ — весовая в общем случае мультипликативно положительная функция (функционал); интегрирование производится по всей комплексной плоскости α . Наряду с полем (1) введем в рассмотрение совокупность полей с операторами плотности, строящимися по правилу

$$\rho_c = \frac{1}{|c|^2} \int P\left(\frac{\alpha}{c}\right) |\alpha\rangle \langle \alpha| d^2\alpha. \quad (2)$$

Здесь c — некоторое не равное нулю комплексное число. Все поля из этой совокупности имеют одни и те же степени когерентности (одинаковую статистику)

$$g_n = \frac{\langle a^{\dagger n} a^n \rangle}{\langle a^\dagger a \rangle^n} \quad (3)$$

и отличаются друг от друга только средним числом фотонов $\langle n \rangle_c = |c|^2 \langle n \rangle$, причем $\langle n \rangle$ — среднее число фотонов исходного поля — вычисляется по формуле

$$\langle n \rangle = \int P(\alpha) |\alpha|^2 d^2\alpha. \quad (4)$$

Характеристическая функция $f_c(y)$ для любого поля из этой совокупности (знак $\langle \cdot \rangle$ означает операцию нормального упорядочения) равна

$$f_c(y) = \langle \exp \{iy a^\dagger a\} \rangle = \int P(\alpha) \exp \{iy |c|^2 |\alpha|^2\} d^2\alpha \quad (5)$$

и будет зависеть не от $|c|^2$ и y в отдельности, а от их произведения, т. е. $f_c(y) = f(|c|^2 y)$, где $f(y)$ — характеристическая функция исходного поля.

Возникает вопрос, в каких пределах может изменяться $|c|^2$ или, иными словами, существуют ли предельные значения среднего числа фотонов для такой совокупности полей. Достаточно очевидно, что если исходное поле описывается положительно определенной функцией $P(\alpha)$ ($P(\alpha) \geq 0$), то никаких ограничений на $|c|^2$ не существует, и поля из этой совокупности могут иметь любое среднее число фотонов между нулем и бесконечностью. По-иному обстоит дело в случае мультипликативно положительной весовой функции P . Здесь, вообще говоря, функция $(1/|c|^2) P(\alpha/c)$ будет мультипликативно положительной не при произвольных $|c|^2$. Действительно, пусть $P(\alpha)$ исходного поля является мультипликативно положительной функцией, т. е. [1]

$$\int P(\alpha) |f(\alpha)|^2 \exp \{-|\alpha|^2\} d^2\alpha \geq 0. \quad (6)$$

Здесь $f(\alpha)$ — произвольная целая функция. Если в качестве функции $f(\alpha)$ взять α^n , то условие (6) будет означать не что иное, как требование положительности матричных элементов $\langle n | \rho | n \rangle$ при любых n , где $|n\rangle$ — собственный вектор в пространстве чисел заполнения. В этом случае (6) сведется к

$$\int P(\alpha) |\alpha|^{2n} \exp \{-|\alpha|^2\} d^2\alpha \geq 0. \quad (7)$$

Очевидно, что и функция $(1/|c|^2) P(\alpha/c)$, чтобы описывать физически реализуемые поля, должна удовлетворять этому же условию, которое удобно записать в несколько иной форме

$$\Phi_n(|c|^2) = \int P(\alpha) |\alpha|^{2n} \exp \{-|c|^2 |\alpha|^2\} d^2\alpha \geq 0. \quad (8)$$

Разлагая $\Phi_n(|c|^2)$ в ряд около $|c|^2 = 1$, получим

$$\Phi_n(|c|^2) = \Phi_n(1) + \frac{d\Phi_n}{d|c|^2} \Big|_{|c|^2=1} (|c|^2 - 1) + \frac{d^2\Phi_n}{2! d(|c|^2)^2} \Big|_{|c|^2=1} (|c|^2 - 1)^2 + \dots \geq 0. \quad (9)$$

Первый член всегда больше или равен нулю, все нечетные производные по $|c|^2$ в точке $|c|^2 = 1$ отрицательны, а четные — положительные. Таким образом, из (9) следует, что в любом случае $|c|^2$ можно уменьшать, начиная от единицы, и при этом мультипликативная положительность не будет нарушаться. Однако в большую сторону увеличивать $|c|^2$ (среднее число фотонов) при неизменных g_n можно только до определенного предела. Этот предел зависит от конкретной структуры весовой функции $P(\alpha)$ исходного поля. Для тех первоначальных полей, для которых вакуумное состояние не занято ($\langle 0 | \rho | 0 \rangle = 0$) $\Phi_0(1) = 0$, всегда $|c|^2 \leq 1$, и без изменения статистики излучения можно только уменьшать интенсивность света.

Рассмотрим пример. Нетрудно убедиться, что функция

$$P(\alpha) = \frac{(1-B)^2}{\pi B(2-B)} \left(\frac{|\alpha|^2}{B^2} + 1 - \frac{1}{B} \right) \exp \left\{ - \left(\frac{1}{B} - 1 \right) |\alpha|^2 \right\} \quad (10)$$

(B — произвольное положительное число, меньшее единицы), хотя и может принимать отрицательные значения (при $|\alpha|^2 < B - B^2$), но тем не менее является мультипликативно положительной и описывает некоторое физическое поле. Предельно большое значение среднего числа фотонов для поля из совокупности (2) равно $[2/(1-B)^2] - 1$.

Диагональные коэффициенты разложения оператора плотности в представлении чисел заполнения $\rho_c = \sum_{nm} \binom{c}{nm} |n\rangle \langle m|$ для произвольного поля из совокупности полей с одинаковой статистикой должны удовлетворять следующему дифференциальному уравнению, справедливость которого легко проверить непосредственным дифференцированием упомянутых коэффициентов

$$\frac{d \binom{c}{n}}{d|c|^2} = \frac{n}{|c|^2} \binom{c}{n} - \frac{(n+1)}{|c|^2} \binom{c}{n+1}. \quad (11)$$

В случае полей, у которых степени когерентности g_n не зависят от среднего числа фотонов $\langle n \rangle$ и у которых, следовательно, аргументом характеристической функции (5) служит $\langle n \rangle y$, в уравнении (11) нужно везде заменить $|c|^2$ на $\langle n \rangle$. Призерами таких полей могут служить гауссово и пуассоновское поле.

Если в уравнении (11) положить $|c|^2 = e^{-\alpha t}$, где α — некоторый положительный параметр, а t — время, то оно будет описывать поглощающую двухуровневую ячейку [2, 3].

- [1] Р. Глаубер. Сб. «Квантовая оптика и квантовая радиофизика». ИЛ, М., 1966.
 [2] R. London. Phys. Rev., 2, 267, 1970.
 [3] Ф. А. Воробьев, Р. И. Соколовский. Опт. и спектр., 32, 842, 1972.

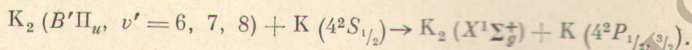
Поступило в Редакцию 28 октября 1974 г.

УДК 535.373.2

ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПРИ МОЛЕКУЛЯРНО-АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ В ПАРАХ КАЛИЯ

Э. К. Копейкина и М. Л. Янсон

Методом сенсibilизированной флуоресценции исследован процесс переноса энергии в реакции



Пары калия оптически возбуждались линией 632.8 нм гелий-неонового лазера ЛГ-75, которая, попадая в полосу поглощения $K_2(X^1\Sigma_g^+ \rightarrow B^1\Pi_u)$, вызывает несколько колебательно-вращательных переходов, среди которых наиболее интенсивные $v''=0, J''=82 \rightarrow v'=7, J'=82$; $v''=0, J''=18 \rightarrow v'=6, J'=17$; $v''=1, J''=72 \rightarrow v'=8, J'=72$ [1].

Сигнал флуоресценции регистрировался фотоэлектронным умножителем ФЭУ-79, усиливался по методу синхронного детектирования и записывался на самописце ЭПП-09. Абсолютная интегральная интенсивность молекулярной флуоресценции и резонансных атомных линий определялась при помощи эталонной вольфрамовой ленточной лампы. Схема экспериментальной установки и методика измерений описаны в [2].

Пары калия исследовались при давлениях $2.7 \cdot 10^{-2} - 1.4$ мм рт. ст., что соответствовало температурному интервалу $225 - 360^\circ C$. Концентрация невозбужденных атомов калия определялась по упругости паров [3] и изменялась от $5 \cdot 10^{14}$ до $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Концентрация невозбужденных молекул в исследуемом диапазоне составляет $\approx 0.5\%$ от концентрации невозбужденных атомов [4]. При радиационном времени жизни молекул $K_2(B^1\Pi_u) \tau = 1.2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ [5] можно пренебречь столкновительной колебательно-вращательной релаксацией ($\tau_p 10^{-4} - 10^{-3} \text{ с}$ при указанных концентрациях) и считать, что уровни $v'=7, J'=81$; $v'=6, J'=17$; $v'=8, J'=72$, находящиеся глубоко в потенциальной яме $B^1\Pi_u$ и лежащие в пределах $\Delta E = \kappa T = 0.04 \text{ эВ}$ друг от друга, заселяются селективно.

В спектре излучения одновременно с разрешенными P, Q, R сериями молекулярной флуоресценции ($B^1\Pi_u \rightarrow X^1\Sigma_g^+$) наблюдался также весьма интенсивный резонансный атомный дублет калия $\lambda 766.5 \text{ нм}$ ($4^2P_{3/2} - 4^2S_{1/2}$) и $\lambda 769.9 \text{ нм}$ ($4^2P_{1/2} - 4^2S_{1/2}$). При указанных концентрациях эффективное время жизни резонансных уровней $4^2P_{3/2}$ и $4^2P_{1/2}$ в результате пленения излучения было больше времени их «перемешивания» при столкновениях с атомами $K(4^2S_{1/2})$ ($\tau_{эф.} \sim 10^{-5} \text{ с}$, $\tau_{пер.} \sim 10^{-7} \text{ с}$). Поэтому

квантовый поток $\sum_j N_A^*(P_j) A_A$ определялся совместно для обеих D -линий по измеренным интенсивностям каждой составляющей дублета. Экспериментально исследовалась зависимость квантовых потоков атомной и молекулярной флуоресценции, а также их отношения от относительной интенсивности возбуждающего лазерного излучения и от концентрации невозбужденных атомов. Результаты представлены на рисунке а, б.

Как видно из рисунка, $N_A^* A_A / N_M^* A_M$ не зависит от относительной интенсивности лазерного возбуждения и является линейной функцией от концентрации невозбужденных атомов $K(4^2S_{1/2})$. На основе полученных результатов можно сделать выводы о механизме возбуждения резонансных уровней $K(4^2P_j)$.

Энергетически возможно возбуждение состояния $K(4^2P_j)$ в результате фотодиссоциации молекулы $K_2(X^1\Sigma_g^+)$ линией 632.8 нм с колебательно-вращательных уровней с $v'' \geq 15$. Эти уровни заселяются во время флуоресценции в соответствии с факторами Франка—Кондона в результате переходов $v'J' \rightarrow v''J''$ и опустошаются при столкновительной колебательно-вращательной релаксации. Из-за различных скоростей заселения ($10^8 - 10^6 \text{ с}^{-1}$) и опустошения ($10^3 - 10^4 \text{ с}^{-1}$) возможно дополнительное