

УДК 535.2

ОТРИЦАТЕЛЬНЫЙ ИЗБЫТОЧНЫЙ ШУМ ИЗЛУЧЕНИЯ
МАКРОСКОПИЧЕСКОГО КОЛИЧЕСТВА ГАЗА

Голубев Ю. М., Плимак Л. И.

Исследуется возможность наблюдения состояний электромагнитного поля, не допускающих c -числового описания, при рассеянии света атомным газом. Показано, во-первых, что такие состояния могут возникать при макроскопическом числе рассеивающих атомов, во-вторых, что признаки квантовости состояния поля следует искать в спектре его шумов, где ими оказываются провалы ниже уровня дробового шума. Показано также, что эти провалы могут наблюдаться при реальных условиях.

В [1] возникла парадоксальная на первый взгляд ситуация. С одной стороны, изучавшееся там поле спонтанного излучения газа было явно классическим, так как обладало гауссовой статистикой. С другой стороны, чтобы объяснить это в рамках традиционных и не вызывающих сомнения моделей излучающего газа и фотоприемника, потребовался аппарат квантовой электродинамики [2]. Такое проявление корпускулярных свойств света является по существу динамическим: квантовое поле взаимодействует со средой иначе, чем классическое, но в результате приходит в состояние классическое в том смысле, что ему может быть сопоставлено c -числовое поле, подчиняющееся уравнениям Максвелла и эквивалентное по статистическим свойствам (совокупности корреляторов) квантовому. О наличии динамической неклассичности нельзя судить по результатам фоторегистрации, она выявляется только сравнением с теорией всей экспериментальной ситуации.¹

Совсем иной тип неклассичности был зарегистрирован Мэнделем [3]. В этой работе наблюдалась так называемая антигруппировка фотонов, возникающая при рассеянии мощной электромагнитной волны на резонансной среде. Состояние, в котором излучается поле, при этом вообще несовместимо с c -числовым описанием (кинематическая квантовость). Такое проявление квантовости есть, конечно, следствие неклассичности в динамике, но оно существует уже независимо от породивших его взаимодействий и может наблюдаться само по себе.

Кинематически квантовые состояния поля привлекают в последнее время широкое внимание, так как они имеют в некотором смысле минимальные шумы [4], но их реализация сталкивается с очень большими экспериментальными трудностями. Пока их удалось преодолеть в единственной работе [3], где для этого были созданы уникальные в атомной физике условия: в области, с которой собиралось излучение, находилось одновременно не более одного атома. Авторам [3] это представлялось принципиально важным, так как именно статистика света, рассеянного одним атомом, обладала необходимыми свойствами согласно расчету. На самом деле условие $N \leq 1$ не является во многих случаях обязательным, чтобы выделить корреляции, связанные с излучением одного атома [5]; поэтому можно ожидать, что и кинематическая квантовость может присутствовать в излучении большего и даже макроскопического количества вещества. В данной работе мы покажем, что, во-первых, такое действительно возможно, во-вторых, предпочтительными для регистрации оказываются при этом методы спектроскопии шумов [5].

¹ Все проявления корпускулярных свойств света в традиционной спектроскопии, например распределение Планка, также динамические.

В спектроскопии шумов, или спектроскопии флуктуаций интенсивности, регистрируемой величиной является спектр фототока, в котором информативная составляющая (избыточный шум) наблюдается на фоне дробовых шумов фоторегистрации. Если излучение может описываться классически, то избыточный шум пропорционален спектру мощности света на фотоприемнике P_ω^2 [1, 2, 5, 6], который по своему определению есть величина положительная

$$P_\omega^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\langle |P_\omega|^2 \rangle}{T} \int d\tau \exp i\omega\tau \langle P(t) P(t+\tau) \rangle,$$

$$P_\omega = \int_{-T/2}^{T/2} dt \exp i\omega t P(t).$$

Появление отрицательного избыточного шума является поэтому прямым свидетельством кинематической неклассичности.

Нетрудно показать, что антигруппировка возможна только при условии отрицательности избыточного шума на некоторой частоте, но обратное необязательно. В этом смысле явление отрицательного избыточного шума полнее отражает кинематическую квантовость, чем антигруппировка. В частности, дальше мы покажем, что в излучении газа отрицательный избыточный шум должен реализоваться несравненно легче.

Рассмотрим бальмановский газ атомов, помещенный в постоянное магнитное поле, который резонансно с одним из переходов в основное состояние облучается светом широкого спектрального состава в поляризации e_0 . Исследуется спектр мощности рассеянного света при наблюдении в направлении, не совпадающем с волновым вектором возбуждающего света, причем при наблюдении также выделяется некоторая поляризация e . Избыточный шум есть сумма гауссовой $G_\omega^{(0)}$ и негауссовой $G_\omega^{(1)}$ составляющих,

$$G_\omega = G_\omega^{(0)} + G_\omega^{(1)}.$$

Ограничимся простейшим случаем моментов уровней, равных $1/2$. При поперечном магнитном поле, облучении в круговой и наблюдении в линейной поляризации, параллельной направлению облучения [7],

$$G_\omega^{(1)} = \frac{P_0^2}{N} [2L_0(\omega) - L_1(\omega - \Omega_0) - L_1(\omega + \Omega_0)]. \quad (1)$$

Здесь Ω_0 — ларморовская частота основного состояния, P_0 — средняя мощность люминесценции на приемнике, N — среднее число атомов в области наблюдения, т. е. в освещенной части кюветы, с которой собирается рассеянный свет. Спектральные контуры L_0 и L_1 с достаточной для оценок точностью могут быть аппроксимированы лорентцевскими,

$$L_i(\omega) = \frac{\gamma_i}{\gamma_i^2 + \omega^2},$$

где γ_0 и γ_1 — обратные характерные времена релаксации населенности и ориентации в луче, т. е. γ_0 имеет порядок обратного времени диффузии атома через луч, а γ_1 есть сумма γ_0 и константы столкновительной релаксации ориентации (в [7] они обозначались как $\tilde{\gamma}^0$ и $\tilde{\gamma}^1$).

Для гауссовой части легко получить ($\omega \neq 0$)

$$G_\omega^{(0)} = P_0^2 \frac{S_k}{S} \frac{\sqrt{2\pi}}{kU} \exp \left[-\frac{\omega^2}{2(kU)^2} \right],$$

где hU — неоднородная ширина атомной линии, S — площадь фотокатода, S_k — площадка когерентности излучения на фотокатоде.

Гауссова компонента шума положительна, а негауссова часть содержит отрицательные компоненты, которые, как показано в [7], есть свидетельство ди-

намической неклассичности. Если же $G_{\omega_0}^{(0)} < |G_{\omega_0}^{(1)}|$, то может возникнуть и кинематическая квантовость рассеянного излучения. Для этого достаточно, чтобы

$$N \ll \frac{kUS}{\gamma_1 S_k}. \quad (2)$$

Отсюда видно, что N может принимать большие значения, так как в правой части стоит произведение двух больших параметров.

Преобразуем (2) к более удобному для практических оценок виду. Если область наблюдения есть цилиндр диаметром D и длиной L , находящийся на расстоянии R от фотоприемника, то очевидно, что

$$R^2 \Phi_c \sim LD, \quad R^2 \Phi \sim S, \quad N \sim LD^2 n,$$

где Φ — угол сбора излучения, Φ_c — угол, под которым область наблюдения видна с фотоприемника, n — концентрация атомов. Используя оценку

$$S_k \sim \frac{\lambda^2}{\Phi_c},$$

легко привести (2) к виду

$$n \ll \frac{kU}{\gamma_1} \frac{\Phi}{D\lambda^2}. \quad (3)$$

Если заимствовать условия эксперимента из [8, 9] ($kU \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\gamma_1 \sim 10^4 \text{ с}^{-1}$, $\lambda \sim 0.5 \text{ мкм}$, $D \sim 1 \text{ мм}$) и принять $\Phi \sim 10^{-2}$, то условие (3) означает, что $n \ll 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, при $n \sim 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ гауссовы шумы становятся пренебрежимы, а избыточный шум — отрицательным, что есть свидетельство кинематической квантовости рассеянного излучения. Число рассеивающих атомов при $L \sim 1 \text{ см}$ порядка $10^{10} - 10^{11}$, что радикально отличается от условия $N \ll 1$, к которому стремился Мэндель.

Подчеркнем, что требования к эксперименту по фиксации обсуждаемой кинематической неклассичности существенно иные, чем к рассмотренному теоретически в [7] эксперименту по наблюдению динамической неклассичности. Здесь необходимо не просто показать существование провала в шуме на лармовской частоте, но определить, действительно ли он уходит ниже уровня дробовых шумов, т. е. необходимы абсолютные измерения спектральной плотности шума. Тем не менее оценки отношения сигнала к шуму, сделанные в [7], сохраняют силу, так как, во-первых, источником помех по-прежнему будут флуктуации дробового фона, во-вторых, при условии (3) необходимая точность измерения по-прежнему будет определяться размахом отрицательной компоненты в (1). Этим вывод о возможности наблюдения структуры (1) при благоприятных условиях, сделанный на основе оценок в [7], распространяется и на возможность регистрации факта отрицательности избыточного шума. Важно, что соответствующие условия не противоречат неравенствам (2) и (3).

Выше мы уже отмечали, что антигруппировка фотонов с необходимостью влечет наличие отрицательного избыточного шума. Действительно, для среднего

$$G(\tau) = 2 \operatorname{Re} \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} \exp(-i\omega\tau) G_\omega,$$

являющегося квантовым аналогом автокоррелятора мощности $\langle P(t) P(t+\tau) \rangle$ [10], можно написать

$$G(\tau) = |G(\tau)| = \left| \int_{-\infty}^\infty \frac{d\omega}{2\pi} \exp(-i\omega\tau) G_\omega \right| \leq \int_{-\infty}^\infty \frac{d\omega}{2\pi} |G_\omega|, \quad G_{-\omega} = G_\omega.$$

Поэтому если избыточный шум положителен, то $G(\tau) \leq G(0)$, и свет обладает свойством группировки, антигруппировке же обязательно соответствует отрицательный избыточный шум на некоторых частотах. Обратное неверно — наличие отрицательного избыточного шума может не сопровождаться антигруппировкой. Для иллюстрации этого мы сейчас покажем, что в рассматриваемой

ситуации антигруппировка в рассеянном излучении возникает при гораздо меньших давлениях газа, чем отрицательный избыточный шум.

Наличие антигруппировки при рассеянии света одним атомом понятно из следующих простых соображений. Пусть для простоты магнитное поле равно нулю, а ось квантования направлена вдоль направления облучения. Тогда из правил отбора следует, что в рассеянии участвуют только атомы, находящиеся на подуровне нижнего уровня с проекцией момента $\mu = -1/2$ (для определенности считаем, что рассеивается свет σ_+ -поляризации). После акта рассеяния атом оказывается на подуровне с $\mu = 1/2$ и не может принимать участие в рассеянии. Этот запрет снимется за счет переходов между подуровнями за время порядка γ_1^{-1} . Следовательно, вероятность последовательного излучения двух квантов одним атомом за время τ равна нулю при $\tau = 0$ и растет при $\tau \leq \gamma_1^{-1}$, что и есть антигруппировка.

Выясним теперь условия существования антигруппировки в излучении, рассеянном газом. Фурье-преобразование G_ω (с учетом постоянной составляющей) дает

$$\frac{G(\tau)}{P_0^2} = 1 + \frac{S_k}{S} \exp\left[-\frac{1}{2}(kU\tau)^2\right] + \frac{1}{N} [\exp(-\gamma_0\tau) - \exp(-\gamma_1\tau)]. \quad (4)$$

Здесь первые два слагаемых — гауссова часть, третье — негауссова. Магнитное поле положено нулевым. Видно, что поведение негауссова члена в (4) в точности соответствует качественным рассуждениям, однако он приведет к антигруппировке только в том случае, если второе слагаемое («гауссов пик») достаточно мало. Отсюда следует, что антигруппировка в рассеянном излучении возникает при

$$N \ll \frac{S}{S_k},$$

или

$$N \ll \frac{\Phi}{\rho\lambda^2}.$$

Эти условия отличаются от соответствующих для отрицательности избыточного шума множителем γ_1/kU , что оказывается очень существенным. Для разбившегося примера $\gamma_1/kU \approx 10^{-6}$ и условия антигруппировки соответственно жестче: плотность атомов менее 10^7 см^{-3} , общее число менее 10^5 . Однако условие $N \leq 1$ не является необходимым и для антигруппировки.

Из проведенных оценок можно сделать два вывода: для получения квантовости рассеянного излучения не нужно стремиться к сверхмалому числу рассеивателей; кинематическая квантовость легче возникает в спектре шумов. Последнее вполне естественно и не связано со спецификой рассмотренной задачи. Дело в том, что антигруппировку «портит» весь гауссов шум, а квантовость в спектре шумов — только его малая часть; поэтому для любой среды, гауссовы шумы излучения которой много шире негауссовых, кинематическая неклассичность также должна легче формироваться в спектре шумов, чем во временных корреляциях.

Литература

- [1] Александров Е. Б., Кулясов В. Н. — Опт. и спектр., 1976, т. 40, в. 5, с. 785.
- [2] Смирнов Д. Ф., Соколов И. В. — ЖЭТФ, 1976, т. 70, с. 2098.
- [3] Dagenais M., Mandel L. — Phys. Rev., 1978, v. A18, p. 2217.
- [4] Juen H. P. — Phys. Rev., 1976, v. A13, p. 2226.
- [5] Александров Е. В., Голубев Ю. М., Ломакин А. В., Носкин В. А. — УФН, 1983, т. 140, с. 547.
- [6] Forrester T., Gudmunson R., Johnson P. — Phys. Rev., 1955, v. 99, p. 1961.
- [7] Голубев Ю. М., Плимак Л. И. — ЖЭТФ, 1984, т. 86, с. 434.
- [8] Александров Е. Б., Запасский В. С. — ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 132.
- [9] Александров Е. Б., Мамырин А. Б. — ЖЭТФ, 1976, т. 72, с. 471.
- [10] Глаубер Р. — В кн.: Квантовая оптика и квантовая радиофизика / Под ред. О. В. Богданкевича и О. Н. Крохина. М., 1966; Смирнов Д. Ф., Соколов И. В., Трошин А. С. — Вестн. ЛГУ. Физика, 1977, № 10, с. 36.

Поступило в Редакцию 18 мая 1984 г.