

## О ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ И ПРИЕМА КОГЕРЕНТНЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН ОПТИЧЕСКИ "ЗАПЕРТЫМИ" СИСТЕМАМИ

*В.Р.Начибаров, У.Х.Ковзилем*

Обсуждается возможность создания сверхызлучательного гравитационного состояния (СГС) квантовых систем [1], находящихся в сверхбезызлучательном электромагнитном состоянии (БЭС) [2]. Последнее означает, что квантовая система при определенных условиях излучает фотоны с мощностью, меньшей мощности спонтанного излучения изолированной частицы.

Отношения гравитационной  $I(g)$  и электромагнитной  $I(e)$  мощностей, излучаемых заряженными частицами в свободном пространстве при внутриатомных и внутриядерных переходах, соответственно равны  $\eta = I(g) / I(e) \sim 10^{-42}$  и  $10^{-36}$ . В работе [1] было показано, что использование лазерной техники позволяет увеличить  $\eta$  в  $N_c \lambda^3 Q$  раз из-за уменьшения интенсивности спонтанного электромагнитного излучения в резонаторе и в  $\tau_p \tau^{-1} N$  раз посредством удержания фотонов в резонаторе ( $N_c$  – число мод резонатора,  $Q$  – его добротность,  $\lambda$  – длина волны фотона,  $\tau_p$  и  $\tau$  – соответственно время жизни фотона в резонаторе и длительность фосфоресценции частиц в свободном пространстве,  $N$  – число частиц). В итоге отношение  $\eta$  может увеличиться в  $10^{15} - 10^{20}$  раз. Кроме того, за счет когерентности гравитационных волн  $I(g)$  возрастает в  $\sim N$  раз.

Дальнейшее увеличение  $\eta$  может быть получено использованием направленности излучения больших систем. Интенсивность когерентной части спонтанного излучения таких систем равна ( $\xi = e$  или  $i$ ):

$$I(\xi) \sim \int_0^{\xi} I_0^{(\xi)}(k) \sum_{p \neq q} \left| \exp \left\{ i \left[ \left( k - \sum_{\zeta, \theta} \alpha_{\zeta \theta} k_{\zeta \theta} \right) r_p \right] \right\} \exp \left\{ -i \left[ \left( k - \sum_{\zeta, \theta} \alpha_{\zeta \theta} k_{\zeta \theta} \right) r_q \right] \right\} \right| d\Omega, \quad (1)$$

где  $I_0^{(\xi)}(k)$  – интенсивность спонтанного излучения в единицу телесного угла  $\Omega$  в направлении волнового вектора  $k$ ,  $r_p$  и  $r_q$  – радиус-векторы излучающих частиц,  $\alpha_{\zeta \theta}$  – целые числа порядка единицы,  $k_{\zeta \theta}$  – волновые векторы возбуждающих электромагнитных импульсов ( $\zeta$  – порядковый номер следования импульсов,  $\theta$  – нумерует волновые векторы в пределах одного импульса при многоквантовом возбуждении). Существенно, что зависимость  $I_0^{(\xi)}(k)$  от направления  $k$  определяется только мультипольностью перехода и природой генерируемого излучения, в то время как сумма  $\sum_{p \neq q} \{ \}$

имеет резко выраженный максимум в направлении  $k = \sum_{\zeta, \theta} \alpha_{\zeta \theta} k_{\zeta \theta}$ ,

которое полностью определяется характером внешнего возбуждения. Поэтому можно так подобрать возбуждение, что сумма  $\sum_{p \neq q} \{ \}$  будет

иметь максимум в некотором направлении  $n_0$ , для которого  $I_0^{(e)}(k_0^{(e)}) = 0$ . Если использовать уровни, для которых разрешен только квадрупольный электромагнитный переход, то в направлении, где  $I_0^{(e)}(k_0^{(e)}) = 0$ , величина  $I_0^{(i)}(k_0^{(i)})$  имеет максимальное значение [3]. Если теперь возбудить систему так, что максимум суммы  $\sum_{p \neq q} \{ \}$  совпадает с направлением

$n_0$ , то тем самым мы одновременно получим СГС и "запрет" систему для электромагнитного излучения в направлении  $n_0$ ;  $k_0^{(e)}$  и  $k_0^{(i)}$  – соответственно волновые векторы фотона и гравитона,  $k_0^{(i)} = |k^{(i)}| n_0$ ,  $\xi = e, i$ ;  $|k^{(i)}| = k^{(i)}$ .

Нужно иметь ввиду, что в веществе с диэлектрической постоянной  $|\epsilon| \neq 1$  для одной и той же частоты перехода  $\nu_0$   $k^{(i)} \neq k^{(e)}$ . Поэтому для выполнения равенства  $k^{(i)} = \sum_{\xi, \theta} \alpha_{\xi \theta} k_{\xi \theta}^{(\xi)}$  необходимо использовать двухквантовое возбуждение. Например, можно возбудить систему одновременно двумя лазерными импульсами с  $k_{11}^{(e)} = k_{11}^{(e)} n_0$  и  $k_{12}^{(e)} = -k_{12}^{(e)} n_0$  с несущими частотами  $\nu_{11} = \nu_0 / 2 (1 / \sqrt{\epsilon} + 1)$  и  $\nu_{12} = \nu_0 / 2 (1 - 1 / \sqrt{\epsilon})$ . Физически двухквантовое электромагнитное возбуждение эквивалентно некоторому эффективному полю с частотой  $\nu_0 = \nu_{11} + \nu_{12}$  и  $k n_0 = k^{(i)}$ . Тогда согласно (1)

$$I(i) \sim I_0^{(i)}(k^{(i)} n_0) N^2 \left( \frac{c}{L \nu_0} \right)^2 \sin^2 \phi, \quad \phi \sim \hbar^{-2} \nu_0^{-1} E_{11} E_{12} \mu^2 \Delta t, \quad (2)$$

где  $c$  — скорость света в вакууме,  $E_{11}$  и  $E_{12}$  — напряженности электрического поля световой волны,  $\mu$  — матричный элемент электрического диполя,  $\Delta t$  — длительность возбуждающего импульса,  $L$  — длина образца в направлении  $n_0$ .

Формула (2) по виду совпадает с результатом работы [1], однако она получена с учетом различия скоростей фотонов и гравитонов в веществе при полном исключении сверхызлучательного электромагнитного состояния (СЭС), что приводит к возрастанию  $\eta$  еще в  $N(c/L\nu_0)^2$  раз (при  $N = 10^{19}$ ,  $L = 1$  см и  $\nu_0 = 3 \cdot 10^{14}$  сек<sup>-1</sup> получим дополнительное увеличение  $\eta$  в  $10^9$  раз). Напомним, что в направлении  $n_0$  электромагнитное излучение на частоте  $\nu_0$  вообще отсутствует.

Чтобы не возникла сверхызлучательная электромагнитная генерация, в двухквантовом режиме удобно возбуждать гравитационное эхо. Поскольку эхо возникает не сразу после прекращения возбуждающих импульсов, а спустя время  $t < T_2$ , то возбуждение может быть произведено в пространстве с модами на частотах  $\nu_{11}$  и  $\nu_{12}$ , а эхо будет наблюдаться в электромагнитном резонаторе, не содержащем мод на частотах  $\nu_{11}$ ,  $\nu_{12}$  и  $\nu_0$ . Здесь  $T_2$  — время фазовой релаксации (в  $Al_2O_3: Cr^{3+}$  при концентрации  $Cr^{3+}$  порядка  $10^{-3}$  время  $T_2 \sim 10^{-6}$  сек). В идеальном пределе полного исключения электромагнитного излучения на частотах  $\nu_{11}$ ,  $\nu_{12}$  и  $\nu_0$  можно получить  $\eta \gg 1$ .

Прием импульсов когерентных гравитационных волн лучше всего произвести при помощи аналогичных квантовых систем следующим образом. Вначале возбудим СЭС, которое распадается за время  $T_2^* \ll T_2$  вследствие неоднородностей локальных полей [4]. Тем самым мы получаем систему, в которой запасена энергия и информация о фазе и волновых векторах возбуждавшего ее импульса, что позволяет осуществить направленный прием. В момент времени  $T_2^* < t < T_2$  эта система подвергается импульсному воздействию гравитационного и лазерного лучей, направления волновых векторов и частоты которых таковы, что в системе возникает СЭС. Через время  $2t$  система начнет генерировать в нужном направлении когерентные электромагнитные волны, интенсивность которых вычисляется по (3) из [1]. При таком способе приема гравитационный импульс служит средством, позволяющим высвободить в нужный момент и в нужном направлении запасенную в приемнике энергию. Как было показано в работах [2,5], в регулярных решетках, содержащих возбужденные ядра, возможно самопроизвольное возникновение СЭС и БЭС для  $\gamma$ -квантов, а следовательно, и СГС на частоте  $\gamma$ -квантов относительно нуклонных массовых квадрупольей. Ядра в специально подобранной решетке можно поляризовать таким образом, что в направлении  $n_0$  образуются СГС и отсутствуют направления, для которых возможно возникновение СЭС. В сверхплотном веществе, где  $\lambda^2 L^{-2} N > 1$  ( $\lambda$  — длина волны  $\gamma$ -кванта), решетка может быть произвольной. При числе возбужденных ядер  $\sim 10^{10}$  и  $\nu_0 = 10^{18}$  сек<sup>-1</sup> можно от приемника получить один отсчет за  $10^3$  сек.

В работе [6] утверждается, что вследствие различия углового распределения интенсивностей излучения массового и электрического квадру-

полей невозможно переменным электрическим полем возбудить высокочастотное гравитационное излучение. Это утверждение неверно: во-первых, существуют направления, вдоль которых одновременно излучают как массовый, так и электрический квадруполь; во-вторых, в работе [1] рассматривалось возбуждение массового квадруполя посредством электрического дипольного перехода, что позволяет заставить массовый квадруполь излучать с максимальной интенсивностью.

Казанский  
физико-технический институт  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
29 декабря 1966 г.

### Литература

- [1] У.Х.Копвиллем, В.Р.Нагибаров. Письма ЖЭТФ, 2, 529, 1965.
- [2] R.H.Dicke. Phys. Rev., 93, 99, 1954.
- [3] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. Физматгиз, М., 1960.
- [4] I.D.Abella, N.A.Kurnit, S.R.Hartmann. Phys. Rev., 141, 391, 1966.
- [5] I.H.Terhune, G.C.Baldwin. Phys. Rev. Lett., 14, 589, 1965.; Д.Ф.Зарецкий, В.В.Ломоносов. ЖЭТФ, 48, 368, 1965; А.М.Афанасьев, Ю.Канган. Письма ЖЭТФ, 2, 130, 1965; ЖЭТФ, 50, 271, 1966.
- [6] П.Дж.Вестервельт. Письма ЖЭТФ, 4, 333, 1966.