В. И. Высоцкий, В. И. Воронцов, Р. Н. Кузьмин, Об изменении характеристик спонтанного излучения при перестройке электромагнитного вакуума, *Письма в ЖТФ*, 1984, том 10, выпуск 5, 300–303

[2] Г у л я е в Ю.В. – Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, с. 63.
[3] B l e u s t e i n J.L. – Appl. Phys. Lett., 1968, т. 13, с. 412.
[4] К о н д р а т ь е в С.Н. – Зарубежная радиоэлектроника, 1981, № 12, с. 53.
[5] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Механика сплошных сред. М.: Наука, 1954.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР

Поступило в Редакцию
28 ноября 1983 г.

Письма в ЖТФ, том 10, вып. 5 12 марта 1984 г.

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ХАРАКТЕРИСТИК СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПЕРЕСТРОЙКЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВАКУУМА

В.И. В ы с о ц к и й, В.И. В о р о н ц о в,
Р.Н. К у з ь м и н

Считается очевидным, что коэффициент Эйнштейна $A_{ij}(\nu_{ij})$, определяющий вероятность спонтанного излучения в квантовой системе [1]

$$A_{ij}(\nu_{ij}) = \frac{8\pi^3\nu_{ij}}{3hV}|\vec{d}_{ij}|^2\rho(\nu_{ij}) = \frac{64\pi^4\nu_{ij}^3}{3hc^3}|\vec{d}_{ij}|^2 \qquad (1)$$

для конкретного типа излучателя, характеризуемого определенной частотой перехода ν_{ij} и фиксированным матричным элементом $\vec{d}_{ij}$ дипольного момента, является строго фиксированным. В большинстве случаев, особенно в коротковолновой части спектра (в оптическом, УФ, рентгеновском и γ-диапазонах), это обстоятельство играет отрицательную роль и воспринимается как неизбежное. Именно благодаря очень резкому возрастанию $A_{ij} \sim \nu_{ij}^3$ невероятно усложняется задача создания генераторов когерентного вынужденного излучения при $\lambda_{ij} < 0.1 \div 0.01$ мкм. Можно привести известную оценку, согласно которой для обеспечения инверсии в диапазоне $\lambda_{ij} \simeq 1$ Å на электронном переходе источник накачки должен обеспечивать удельную мощность $P = A_{ij}(\nu_{ij})h\nu_{ij} \simeq 10 \div 100$ вт/атом!

Между тем, как показывают уточняющие оценки, существуют потенциальные механизмы существенного управления временны́ми, частотными и пространственными характеристиками спонтанного излучения, позволяющие резко изменить (1) и в значительной степени ослабить критичность требований.

По своей структуре выражение (1) четко разделяется на произведение двух независимых частей. Первая из них, $8\pi^3\nu_{ij}|\vec{d}_{ij}|^2/3hV$, соответствует вероятности перехода в квантовой системе при взаимодействии ее с одной модой электромагнитного поля, находящейся в состоянии электромагнитного вакуума с общей энергией $h\nu_{ij}/2$ и нормированной на единицу объема и единичный частотный интервал. Эта часть при указанной нормировке и фиксированных параметрах излучателя есть константа. С учетом ортогональности и независимости собственных мод квантованного поля полная вероятность перехода вычисляется при умножении рассмотренной парциальной вероятности на спектральную плотность этих мод $\rho(\nu_{ij}) = 8\pi\nu_{ij}^2 V/c^3$. Последняя величина обычно находится из анализа резонансных условий для центральных частот ν_n на границе нормировочного объема V [1]. Несмотря на кажущуюся очевидность такой последовательности решения, данная процедура в целом не вполне корректна. Дело в том, что полученная плотность $\rho_0(\nu_n) = 8\pi\nu_n^2 V/c^3$ характеризует ту величину, которая рассматривалась при ее выводе, т.е. является спектральной плотностью распределения центральных частот мод ν_n. Между тем, каждая из собственных мод по независимым причинам может характеризоваться конечной спектральной шириной Γ_n и характеризоваться функцией $f(\nu_n - \nu)$. Чаще всего $f(\nu_n-\nu) = \Gamma_n/2\pi[(\nu_n-\nu)^2+\Gamma_n^2/4]$. В этом случае величина $\rho(\nu_{ij})$, которая характеризует спектральную плотность мод (а не плотность центральных частот этих мод!), описывается сверткой

$$\rho(\nu_{ij}) = \int \rho_0(\nu_n) f(\nu_n - \nu_{ij})\, d\nu_n\,. \tag{2}$$

В частном случае бесконечно узкополосных мод, когда $f(\nu_n - \nu) = \delta(\nu_n - \nu)$, мы действительно приходим к результату $\rho(\nu_{ij}) = \rho_0(\nu_{ij})$, приводящему к (1). Очевидно, что и в случае конечных по величине потерь (если они не селективны по частоте), приводящих к „размазыванию" каждой из мод в линию шириной $\Gamma_n = \Gamma$ в пределах полосы $\Delta\nu \gg \Gamma$, результат остается тем же. Действительно, в этом случае медленно меняющуюся по сравнению с $f(\nu_n - \nu_{ij})$ функцию $\rho_0(\nu_n)$ можно вынести из-под знака интеграла в (2) с аргументом, соответствующим максимуму $f(\nu_n - \nu_{ij})$, которая при фиксированном Γ_n является нормированной, так что $\rho(\nu_{ij}) = \rho_0(\nu_{ij})$.

Однако результат становится принципиально иным, если потери, вносимые в различные моды, являются частотно (или пространственно) селективными. В этом случае, учитывая разную ширину Γ_n областей „размазывания" для мод, лежащих в разных участках спектра, становится очевидным, что плотность мод

$$\rho(\nu_{ij}) \approx \rho_0(\nu_{ij}) \int f(\nu_n - \nu_{ij})\, d\nu_n$$

уже не равна плотности центральных частот этих мод $\rho_0(\nu_{ij})$.

При этом измененная общая вероятность спонтанного излучения

$$A_{ij}^*(\nu_{ij}) = A_{ij}(\nu_{ij}) F(\nu_{ij}), \quad F(\nu_{ij}) = \int f(\nu_n - \nu_{ij})\, d\nu_n \tag{3}$$

зависит от коэффициента подавления (усиления) спонтанного излучения $F(\nu)$. Качественный характер ситуации легко понять в простейшем случае внесения потерь в пределах узкой полосы $\Delta\nu \ll \Gamma_n$ около частоты ν. Очевидно, что моды, центральные частоты которых лежат в пределах $\Delta\nu$, „размажутся" на область шириной $\sim\Gamma_n$ с одновременным уменьшением их плотности $\rho(\nu)$ в $\Gamma_n/\Delta\nu$ раз по сравнению со значением $\rho_0(\nu)$. Если моды, примыкающие к этому интервалу, будут по-прежнему характеризоваться узким спектром и локализованы в непосредственной близости от их резонансных частот ν_n, то полная плотность мод $\rho(\nu)$ в области $\Delta\nu < |\nu-\bar{\nu}| < \Gamma_n$ возрастет в $(1+\Delta\nu/\Gamma_n)$ раз. В связи с независимым характером взаимодействия излучателя с каждой из мод и пропорциональностью вероятности перехода величине $\rho(\nu)$, точно такие изменения произойдут и с величиной $A^*_{ij}(\nu)$.

Для примера приведем вычисленное значение $F(\nu_{ij})$ (3) в случае, когда излучатель окружен частотно-селективным поглотителем с прямоугольной полосой поглощения шириной $\Delta\nu$. Тогда $\Gamma_n(\nu) =$

$$= \Gamma,\ |\nu-\bar{\nu}| \leq \frac{\Delta\nu}{2};\ \Gamma_n(\nu) = 0,\ |\nu-\bar{\nu}| < \frac{\Delta\nu}{2},\ F(\nu) = 1 - \frac{1}{\pi}\left\{ \operatorname{arctg}\left[\Gamma/(2(\bar{\nu}-\nu) + \Delta\nu)\right] + \operatorname{arctg}\left[\Gamma/(2(\nu-\bar{\nu}) + \Delta\nu)\right] \right\}.$$

В частности, в центре полосы $\nu=\bar{\nu}$ $F(\bar{\nu}) \approx 2\Delta\nu/\pi\Gamma \to 0$, если $\Gamma \gg \Delta\nu$, и $F(\bar{\nu}) \approx 1-\Gamma/\pi\Delta\nu \to 1$ при $\Gamma \ll \Delta\nu$.

Оценки показывают, что условие селективности потерь $\Delta\nu \ll \Gamma$ удовлетворяется, если $\Delta\nu \ll c/2\pi L$, где L – размер области, ограниченной поглотителем, в том направлении, в котором необходимо подавление спонтанного излучения. При $L \approx 0.1 \div 10$ см находим требование для полосы поглощения $\Delta\nu \ll 10^8 \div 10^{10}$ c^{-1}, что может быть реализовано в оптическом и УФ (поглотители на основе резонансных газов и интерференционных покрытий), а также рентгеновском и γ-диапазонах (мессбауэровские и монокристаллические поглотители).

На основе изложенной теории можно предложить следующий эксперимент по управлению параметрами спонтанного излучения с использованием мессбауэровского источника Sn^{119m}. Пусть резонансный поглотитель имеет форму оловянного цилиндра радиуса $R \ll c/2\pi\Delta\nu \approx 50$ см, длиной $L_0 \gg R$ и толщиной стенок $l_0 \approx 2\div5$ мкм в зависимости от концентрации резонансного изотопа Sn^{119}. Такое значение l_0 обеспечивает поглощение на резонансной частоте и почти полную прозрачность при отстройке от нее на $\Delta\nu \approx 1/T \approx 10^8$ c^{-1}. Если источник поместить на оси цилиндра и измерять по любой методике интенсивность прямого пучка (не рассеянных) резонансных γ-квантов, идущих вдоль оси цилиндра, то следует ожидать, что в зависимости от положения края перемещаемого цилиндра относительно источника будет происходить понижение добротности в полосе $\Delta\nu$ электромагнитных мод вакуума, лежащих в направлении перекрываемого поглотителем телесного угла $\Delta\Omega$. В этом направлении следует ожидать резкое уменьшение вероятности спонтанного излучения, благодаря чему возрастет населенность уровня с E=23.8 КэВ. Последнее приводит к увеличению интенсивности спонтанного излучения с этого уровня в направлении оси цилиндра, где добротность мод и вероятность излучения остаются прежними.

С учетом коэффициента конверсии α и вероятности излучения без отдачи f находим максимальное относительное повышение населенности возбужденного уровня и интенсивности спонтанного излучения вдоль оси

$$k \approx (\alpha+1) \Big/ \left\{ \alpha + 1 - f\left[1 - (4\pi - \Delta\Omega)/4\pi\right]\right\}.$$

Оценки показывают, что при $\alpha \approx 5.5$, $f \approx 0.3$ и $\Delta\Omega \lessapprox 4\pi$ увеличение скорости счета резонансных γ-квантов в прямом пучке по сравнению с отсутствием поглотителя составляет около 5%, что легко обнаружить.

Эффект можно усилить, если использовать изотоп с возможно большим отношением f/α, что соответствует случаю переходов умеренной энергии с достаточно большим временем жизни Т. Отметим, что в оптике значение k может достигать нескольких десятков.

Литература

[1] Люиселл У. Излучение и шумы в квантовой электронике. М.: Наука, 1972, 398 с.

Поступило в Редакцию
6 декабря 1983 г.

Письма в ЖТФ, том 10, вып. 5 12 марта 1984 г.

ОСОБЕННОСТИ ЛАВИННОГО ПРОБОЯ В α-КАРБИДЕ КРЕМНИЯ – МАТЕРИАЛЕ С ЕСТЕСТВЕННОЙ СВЕРХРЕШЕТКОЙ

Ю.А. Водаков, Д.П. Литвин,
В.И. Санкин, Е.Н. Мохов,
А.Д. Роенков

В работах [1, 2] было показано, что ударная ионизация в $6H$-SiC монополярна при направлении электрического поля вдоль оси кристалла C. Из приведенных там данных следует, что существенно подавленным оказывается электронный коэффициент ударной ионизации из-за сверхструктурного расщепления зоны проводимости. Механизм „разогрева" электронного газа в такой системе представляет интересную физическую задачу, которая заслуживает детального теоретического анализа. До сих пор такие задачи решались только численно методом Монте-Карло [3, 4]. Изучение лавинного пробоя в α-SiC интересно потому, что при этом электронный коэффициент достигает больших значений и особенности электронного разогрева могут проявиться в полной мере. В этом случае целесо-