

- [3] *Goedbloed J. P., Hagebeek H. J.* // *Phys. Fluids*. 1972. Vol. 15. P. 1090—1101.
 [4] *Goedbloed J. P., Sakanaka P. H.* // *Phys. Fluids*. 1974. Vol. 17. P. 908—918.
 [5] *Felber F. S.* // *Phys. Fluids*. 1982. Vol. 25. P. 643—645.

Институт физических проблем
 им. С. И. Вавилова АН СССР
 Москва

Поступило в Редакцию
 24 мая 1988 г.

07; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989

КООПЕРАТИВНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ИНДУЦИРОВАННОЕ ПУЧКОМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

А. Н. Алмалиев, И. С. Баткин, М. А. Долгополов

При экспериментальном исследовании сверхизлучения протяженных систем большую роль играет геометрия образца, так как, придавая ему определенную форму, можно реализовать одномодовый режим излучения. Действительно, сверхизлучение протяженной системы, в которой отсутствует выделенное направление, оказывается подавленным из-за деструктивной интерференции большого числа мод [1]. Однако в любой сверхизлучательной системе конечных размеров кооперативные эффекты в спонтанном излучении тем не менее могут проявляться за счет нарушения однородности вблизи границ [2]. При этом оказывается необходимым выполнение двух условий: размер неоднородности не превышает длину волны излучения, а сами неоднородности имеют регулярную структуру. Очевидно, что наблюдение такого кооперативного излучения, обусловленного наличием неоднородностей на поверхности образца, является довольно сложной задачей. Поэтому основные успехи, связанные с наблюдением сверхизлучения в оптическом диапазоне, были достигнуты при использовании вытянутых образцов цилиндрической формы с числом Френеля $F \sim 1$, в которых реализуется одномодовый режим.

В настоящей работе предлагается другая возможность выделения одной моды в протяженном образце произвольной формы, которая может быть реализована путем разрушения сверхизлучательного состояния в узком канале внутри образца. Таким образом создаются условия, при которых область с нарушенным сверхизлучательным состоянием становится «видимой» в кооперативном спонтанном излучении.

Как показано в работе [1], характеристики сверхизлучения определяются коррелятором

$$\langle R_{\mathbf{k}}^+ R_{\mathbf{k}}^- \rangle = \sum_{i \neq j} \exp \{ i \mathbf{k} (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \} \langle \sigma_{i+} \sigma_{j-} \rangle. \quad (1)$$

Для образца, содержащего канал, в котором разрушено сверхизлучательное состояние, (1) можно представить в виде

$$\sum_{i \neq j} \{ \exp \{ i \mathbf{k} (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \} \langle \sigma_{i+} \sigma_{j-} \rangle \} = \sum_{i \neq j}^{\Sigma'} \{ \quad \} + \sum_{i \neq j}^{\Sigma^c} \{ \quad \}, \quad (2)$$

где суммирование в Σ , Σ' и Σ^c ведется соответственно по всему образцу, образцу без канала и по атомам (молекулам), заключенным в канале. Поскольку первое слагаемое в правой части (2) мало из-за отсутствия выделенного направления, то характер и направленность сверхизлучения будут определяться свойствами собственно канала.

Такой канал может быть создан, например, при пропускании пучка заряженных частиц через образец, находящийся в сверхизлучательном состоянии. Разрушение исходного состояния при прохождении пучка достигается за счет ионизации и возбуждения частиц образца. Очевидно, что для этой цели удобнее использовать тяжелые заряженные частицы — протоны, α -частицы, так как в этом случае мало уширение пучка из-за многократного рассеяния и можно пренебречь радиационным торможением пучка.

В соответствии с (1) интенсивность кооперативного излучения образца будет пропорциональна квадрату числа частиц (атомов, молекул) в канале, первичное энергетическое состояние которых изменено падающим пучком. Таким образом, наибольший эффект дости-

гастся тогда, когда число возбужденных и ионизованных пучком частиц среды в единице объема будет равно плотности частиц образца n .

Будем считать канал однородным по всей длине. Для этого энергия частиц должна быть такой, чтобы ионизационный пробег $R_0(E)$ был больше длины канала L и тормозная способность dE/dx не менялась на длине L .

Число ионизованных пучком частиц определяется величиной потерь dE/dx . Интенсивность излучения при этом будет определяться числом возбужденных и ионизованных частиц среды в канале, т. е.

$$I \sim (dE/dx jSL/U_n)^2, \quad (3)$$

где U_n — энергия образования пары ионов, j — плотность потока падающих частиц, S — поперечное сечение канала.

Радиус канала, образованного при прохождении заряженной частицы через вещество образца, может быть вычислен по формулам, приведенным в [3]. Для газовых сред с плотностью 10^{16} см^{-3} при энергии протонов 10 МэВ плотность возбужденных и ионизованных частиц среды в канале составляет $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$ на один протон, а радиус канала ~ 0.1 мкм. При образовании канала пучком частиц радиус канала можно считать равным радиусу пучка.

Что касается угловой зависимости интенсивности излучения, то она будет такая же, как и в случае сверхизлучения из образца, имеющего размеры и форму канала, и определяется фактором [1]

$$\Gamma(\varphi) = N^{-2} \sum_{i \neq j} \exp\{i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)\}, \quad (4)$$

где $\mathbf{k}_0 = n\omega/c$, n — единичный вектор в направлении оси пучка, ω — частота сверхизлучательного перехода. Таким образом, излучение оказывается сосредоточенным в малом телесном угле вдоль оси пучка.

В значительной степени интенсивность излучения определяется соотношением времен, характеризующих прохождение пучка, накачку и сверхизлучательный распад. В связи с этим рассмотрим два варианта наблюдения предлагаемого эффекта. В первом из них пучок направляется на инвертированную при помощи импульса накачки среду. В этом случае он должен действовать непосредственно за импульсом накачки, причем время прохождения пучка через образец должно быть меньше времени самонаведения сверхизлучательных корреляций τ_c . Кроме того, время релаксации канала должно превосходить τ_c . В другом варианте инверсия среды и последующий ее переход в сверхизлучательное состояние происходит на фоне постоянно действующего пучка тяжелых заряженных частиц. В этом случае из-за значительной длительности воздействия пучка жесткие требования необходимо предъявлять к пространственной однородности канала. Очевидно, что времена релаксации здесь существенной роли не играют.

Таким образом, показана возможность существования кооперативного излучения, индуцированного пучком заряженных частиц из протяженного однородного образца. При этом его наблюдение может оказаться проще, чем наблюдение спонтанного кооперативного излучения. Действительно, создание одномодового режима в газообразной среде за счет придания образцу вытянутой формы сопряжено со значительными трудностями. Кроме того, интенсивность излучения в нашем случае может быть увеличена за счет использования нескольких параллельных каналов, расположенных на расстоянии, превышающем длину волны излучения.

Список литературы

- [1] Андреев А. В., Емельянов В. И., Ильинский Ю. А. // УФН. 1980. Т. 131. № 4. С. 653—696.
- [2] Железняков В. В., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. Вып. 5. С. 1565—158.
- [3] Маренный А. М. Диэлектрические трековые детекторы в радиационно-физическом и радиобиологическом эксперименте. М.: Энергоатомиздат, 1987. 182 с.

Воронежский
государственный университет
им. Ленинского комсомола

Поступило в Редакцию
17 мая 1988 г.