Письма в ЖЭТФ, том 16, вып. 1, стр. 29 – 32   *5 июля 1972 г.*

О ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ СИСТЕМ С МНОГИМИ УРОВНЯМИ И СИСТЕМ, ОБЛАДАЮЩИХ МУЛЬТИПОЛЬНЫМИ МОМЕНТАМИ, ДВИЖУЩИХСЯ В ИНВЕРТИРОВАННОЙ СРЕДЕ

В.П. Гаврилов, А.А. Коломенский

Рассмотрим излучение кванта $\hbar\omega$ системой с собственными частотами ω_{ik}, движущейся в преломляющей среде со скоростью $v = \beta c$. Если скорость системы меньше фазовой скорости волн в этой среде, то система может излучать квант, лишь переходя из возбужденного состояния с энергией E_i в нижнее с энергией $E_k = E_i - \hbar\omega_{ik}$, что соответствует нормальному эффекту Допплера: $\beta n(\omega)\cos\theta < 1$, где θ – угол, под которым излучается фотон, $n(\omega)$ – показатель преломления среды. При этом энергия излучения кванта покрывается за счет кинетической энергии системы и за счет ее внутренней энергии. При сверхсветовом движении системы возникает, так называемый, аномальный эффект Допплера [1] ($\beta n(\omega)\cos\theta > 1$). Излучение кванта в этом случае сопровождается возбуждением системы, причем и энергия возбуждения и энергия излучения черпаются из кинетической энергии системы. Таким образом, при сверхсветовом движении систему можно обнаружить во всех состояниях, в которые она может перейти в результате прямых или каскадных процессов [2, 3].

Мы хотели бы обратить внимание на особенности механизма взаимодействия сверхсветовой системы с инверсно населенной средой, существенно отличающее ее от случая обычной среды. Инвертированную среду будем описывать линейным двухуровневым приближением [4], считая, что ее диэлектрическая постоянная равна

$$\epsilon(\omega) = 1 \pm \frac{\omega_p^2}{\Omega^2 - \omega^2 - 2i\gamma\omega}, \quad \omega_p^2 = \frac{8\pi d^2 \Omega N}{\hbar}, \tag{1}$$

где Ω – резонансная частота среды, N – плотность активных центров, d – электрический дипольный момент, γ – параметр учитывающий поглощение, нижний знак соответствует инверсной населенности, верхний – обычной.

Отметим, что поглощение волн, вообще говоря, характеризуется отрицательной групповой скоростью [5 – 8], и из формулы (1) видно, что эта скорость в области резонансной частоты Ω, где выполнено условие аномального эффекта Допплера, действительно становится отрицательной. При вычислении энергетических потерь излучающей заряженной частицы, движущейся в среде с нормальной населенностью, в качестве решения волнового уравнения берутся запаздывающие потенциалы [9]. Опережающее решение отбрасывается, как противоречащее принципу излучения и принципу причинности. Для случая же инвертированных сред можно показать, что именно учет опережающих потенциалов приводит к правильному выражению диэлектрической постоянной в виде (1) (нижний знак). При уточнении понятия оператора ϵ^{-1} ($\epsilon = \epsilon[-i\ (\partial/\partial t)]$), в смысле работы [9], мы в случае инвертированных сред приходим к тому, что вид оператора ϵ^{-1} в Фурье представлении будет отличаться от вида оператора для обычной среды знаком перед δ-функцией

$$\frac{1}{\epsilon(\omega)} \pm i\pi \frac{\omega}{|\omega|} \delta[\epsilon(\omega)]. \tag{2}$$

Принимая во внимание сделанные замечания получаем, что при линейном описании инвертированной среды изменится знак перед выражением энергетических потерь при излучении системы, т. е. потери перейдут в энергетический выигрыш. Энергия, поглощенная системой, находящейся в начале в определенном состоянии, может быть вычислена обычным способом [1, 3]. Например, для атома, обладающего дипольным моментом $\mathbf{p}_{ik}$ и ориентированным по скорости $\mathbf{v}$, энергия, отбираемая системой у среды в единицу времени, равна

$$W = \frac{(1-\beta^2)^3}{c^3} \int \frac{\omega_{ik}^4 |\mathbf{p}_{ik}|^2 \sin^3\theta}{(\beta n \cos\theta - 1)^5}\, d\theta, \tag{3}$$

где $|\mathbf{p}_{ik}|$ – матричный элемент дипольного перехода покоящейся системы. Интегрирование по θ производится по углам внутри черенковского конуса. В выражении (3) n считаем постоянной величиной, что справедливо ввиду резонансного характера излучения и поглощения в среде с ϵ в виде (1). Так как резонансная частота диэлектрической постоянной смещена от Ω, то для n можно ограничиться следующим приближенным выражением

$$n = \sqrt{1 + \frac{1}{2}\,\frac{\omega_p^2}{\gamma\Omega}}\ . \qquad (4)$$

Выполняя интегрирование, получаем

$$W = \frac{(1-\beta^2)\,|p_{ik}|^2\, 2\gamma\Omega^3}{\beta n c^3}\left[1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\left(1 + \frac{\omega_{ik}}{\Omega}\sqrt{1-\beta^2}\right)^2\right]. \qquad (5)$$

Предположим, что сверхсветовое движение системы (атома) происходит без энергетических потерь (в канале). Время жизни возбужденных уровней имеет порядок 10^{-3} *сек* и не ограничивает время пролета атома T в среде с толщиной ~ 10 *см*. Для энергии, получаемой атомом от инвертированной среды WT, получаем согласно (5) величину порядка 1 *кэв* при численных значениях параметров: $N \sim 10^{18}$ *см*$^{-3}$, $\Omega \sim 3\cdot 10^{15}$ *сек*$^{-1}$, $\gamma \sim 10^{10}$ *сек*$^{-1}$, $d \approx 1{,}5\cdot 10^{-18}$ CGS, $|p_{ik}| \approx 10^{-18}$CGS.

Перейдем теперь к рассмотрению частиц или систем частиц, обладающих постоянным мультипольным электрическим или магнитным моментом. Такие системы, движущиеся в инвертированной среде со сверхсветовой скоростью, могут отнимать энергию, запасенную в активной среде, за счет обращения силы черенковского излучения. Формулы для черенковского излучения таких систем были получены Франком в работе [10]. Оценим величину силы, действующей на систему, которая определяется полной энергией передаваемой системе на единице длины пути. Интегрируем формулу (3.10) работы [10] по частоте в области частот $\Omega \div (\Omega + 2\gamma)$ считая величину n постоянной и определяемой формулой (4). В результате получим соответственно для электрического мультиполя порядка ℓ ориентированного параллельно ($\theta = 0$) и перпендикулярно ($\theta = \pi/2$) к скорости движущейся системы следующие выражения для ускоряющей силы.

$$\frac{dW^{p\ell \parallel v}}{dz} = \frac{1}{(\ell!)^2}\,\frac{p_\ell^2}{c^2 v^{2\ell}}\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) 2\gamma\Omega^{2\ell+1}\ , \qquad (6)$$

$$\frac{d|W|^{p\ell \perp v}}{dz} = \frac{(2\ell)!}{(\ell!)^4\, 2^{2\ell}}\,\frac{p_\ell^2 n^{2\ell}}{c^{2(\ell+1)}}\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right)^{\ell+1} 2\gamma\Omega^{2\ell+1}. \qquad (7)$$

В формулах (6) и (7) величина p_ℓ (электрический момент порядка ℓ) берется в лабораторной системе.

Формулы для ускоряющей силы, действующей на магнитные мультиполи, получаются из соответствующих формул для электрических мультиполей. Для этого необходимо [10] произвести замену p_ℓ на m_ℓ (магнитный мультипольный момент порядка ℓ в лабораторной системе) и умножить результат на n^2.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
29 апреля 1972 г.

Литература

[1] И.М.Франк. Изв. АН СССР, сер. физ., **6**, 1, 1942.

[2] И.М.Франк, В.Л.Гинзбург. ДАН СССР, **56**, 583, 1947.

[3] В.Л.Гинзбург, В.М.Файн. ЖЭТФ, **35**, 817, 1958.

[4] В.Б.Красовицкий, В.И.Курилко. ЖЭТФ, **57**, 864, 1969.

[5] И.М.Франк. ЖЭТФ, **36**, 823, 1959.

[6] И.М.Франк. Нобелевская лекция, УФН, **68**, 387, 1959.

[7] Г.Л.Сучкин. Изв. высш. уч. зав.,сер. Радиофизика, **5**, 815, 1962.

[8] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1957, стр. 402.

[9] Б.М.Болотовский. Труды ФИАН, XXII, 3(1964), § 5, и Приложение.

[10] И.М.Франк. Сб. "Памяти С.И.Вавилова" М., Изд. АН СССР, 1952, стр. 172.