

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

СПЕКТР И ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ
ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СГУСТКОВ
В ОПТИЧЕСКИ АКТИВНОЙ СРЕДЕ

Э. Д. ГАЗАЗЯН, Л. В. КАЗАНДЖЯН

Пусть в изотропной оптически активной среде, имеющей постоянные ε , μ и γ , где γ — параметр гирации, определяющий способность среды вращать плоскость поляризации электромагнитной волны, движутся m цилиндрических сгустков заряженных частиц. Скорость движения сгустков v , расстояние между центрами двух последовательных сгустков $2l$, радиус сгустков r_0 , длина каждого сгустка d . Полный заряд каждого сгустка $Q = q_0 \pi r_0^2 d$.

Материальные уравнения поля в оптически активной среде имеют вид [1]:

$$\vec{D}(\omega, \vec{k}) = \varepsilon(\omega) \vec{E}(\omega, \vec{k}) + \frac{i\gamma}{k} [\vec{k} \vec{E}(\omega, \vec{k})]. \quad (1)$$

Если разложим поля в тройные интегралы Фурье типа

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \int \vec{E}(\vec{k}) \cdot e^{i\vec{k}(\vec{r} - \vec{v}t)} d\vec{k}, \quad (2)$$

то для Фурье-компоненты поля и плотности заряда ν -го сгустка имеем:

$$\begin{aligned} E_{z\nu}(\vec{k}) &= E_{z0}(\vec{k}) e^{-2l \frac{\omega}{v} (\nu-1)l}, \\ q_\nu(\vec{k}) &= q_0(\vec{k}) e^{-2l \frac{\omega}{v} (\nu-1)l}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $E_{z0}(\vec{k})$ и $q_0(\vec{k})$ — Фурье компоненты выражений для первого сгустка. Для полных значений полей и плотности заряда имеем:

$$\begin{aligned} E_z(\vec{k}) &= \sum_{\nu=1}^m E_{z\nu}(\vec{k}) = E_{z0}(\vec{k}) \frac{1 - e^{-2l \frac{\omega}{v} m}}{1 - e^{-2l \frac{\omega}{v}}}, \\ q(\vec{k}) &= \sum_{\nu=1}^m q_\nu(\vec{k}) = q_0(\vec{k}) \frac{1 - e^{-2l \frac{\omega}{v} m}}{1 - e^{-2l \frac{\omega}{v}}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Имея в виду, что $d\vec{k} = \omega dz \frac{d\omega}{v} d\Phi$, где $\omega = \vec{k}v$, и проинтегрировав по ω от 0 до ∞ и по Φ от 0 до 2π , вычислим тормозящую силу, действующую на сгустки. Тогда для потерь энергии совокупностью сгустков на единице пути получим:

$$-\frac{dW_{1,2}}{dz} = \frac{2q_0^2 r_0^2 v^4}{c^2} \int_{\beta n_{1,2} > 1} \frac{J_1^2\left(\frac{\omega}{v} s_{1,2} r_0\right)}{\omega^3 s_{1,2}} \sin^2\left(\frac{\omega}{v} d\right) \times \\ \times \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_{1,2}^2}\right) \mu \frac{\sin^2\left(\frac{m\omega l}{v}\right)}{\sin^2\left(\frac{\omega l}{v}\right)} d\omega, \quad (5)$$

$$\frac{dW}{dz} = \frac{dW_1}{dz} + \frac{dW_2}{dz}, \quad s_{1,2}^2 = \beta^2 n_{1,2}^2 - 1, \quad n_{1,2}^2 = \mu(\varepsilon \pm \gamma).$$

В работе [2] получены выражения для полей и интенсивности излучения, когда рассматривался один сгусток формы прямоугольного параллелепипеда. Если в выражении (5) настоящей работы квадрат функции Бесселя, деленный на квадрат аргумента этой функции, заменить произведением синусов от аргументов, являющихся произведением поперечных волновых векторов на соответствующие поперечные размеры сгустков, и разделить на произведение этих аргументов, то придем к выражениям, полученным в работе [2], за исключением по-

следнего фактора формулы (5). Этот последний фактор $\frac{\sin^2\left(\frac{m\omega l}{v}\right)}{\sin^2\left(\frac{\omega l}{v}\right)}$

обусловлен множественностью числа сгустков и указывает на возможную когерентность излучения от разных сгустков.

Из формулы (5) видно, что на определенных частотах $\frac{dW_{1,2}}{dz}$ принимает экстремальные и, в частности, максимальные значения. В случае одного сгустка условие когерентности сводится к малости аргумента выражений, характеризующих сгустки. Для цилиндрического сгустка эти условия суть

$$\frac{\omega}{v} s_{1,2} r_0 \ll 1 \quad \text{и} \quad \frac{\omega}{v} d \ll 1.$$

При выполнении этих условий сгусток излучает как точечный заряд с величиной заряда Q .

Если имеется m -сгустков, то условия максимума интенсивности излучения осложняются тем, что при этом нужно учесть как интерференцию от разных точек одного сгустка, так и интерференцию волн,

излученных от разных сгустков [3]. Из (5) видно, что могут быть два условия, разные по своему физическому содержанию, которые обеспечивают максимум излучения. Эти условия следующие:

$$\frac{m\omega l}{v} \ll 1 \quad \text{и} \quad \frac{\omega l}{v} = \pi n.$$

При выполнении этих условий интенсивность увеличивается в m^2 раз по сравнению с одним сгустком с шириной максимума $\frac{1}{m}$, т. е. в m раз. Из этих двух условий первое менее жесткое, но несколько противоречивое, так как с увеличением числа сгустков его все труднее удовлетворить. Второе условие более жесткое, зато принципиально всегда осуществимое. Оно дает некоторый дискретный спектр частот, на которых излучение максимальное.

В конце отметим, что $\frac{dW_1}{dz}$ есть интенсивность излучения, поляризованного по кругу вправо, а $\frac{dW_2}{dz}$ — интенсивность излучения поляризованного по кругу влево. Им соответствуют показатели преломления среды $n_{1,2} = \sqrt{\mu(\varepsilon \pm \gamma)}$.

Аналогичные вопросы рассмотрены в работе [4].

Институт физики ГКАЭ

Поступила 24 мая 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Физматгиз, 1958.
2. Э. Д. Газазян, О. С. Мерелян, Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 17, 105 (1964).
3. А. Ц. Амагун, Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 15, 109 (1962).
4. Э. Д. Газазян, Кандидатская диссертация. Москва НИИЯФ МГУ, 1964.

ԳԼԱՆԱԶԵՎ ԽՏԻՆՆԵՐԻ ՀԱՋՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐԻ ՈՒ ԻՆՏԵՆՍԻՒՎԻՏԵՏՈՒՆԸ ՕՊՏԻԿՈՐԵՆ ԱԿՏԻՎ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Է. Դ. ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Լ. Վ. ԴԱԶԱՆԶՅԱՆ

Աշխատության մեջ դիտարկված են գլանաձև խտիկների ճառագայթման սպեկտրն ու ինտենսիվությունն աչ և ձախ բևեռացումների համար:

THE SPECTRUM AND THE INTENSITY OF RADIATION FROM CYLINDRICAL BUNCHES IN AN OPTICALLY ACTIVE MEDIUM

by E. D. GAZAZIAN, L. V. GHAZANDJIAN

The paper deals with expressions for the intensity and spectrum of frequencies in an optically active medium.