НАУЧНЫЕ ЗАМЕТКИ

Б. В. ХАЧАТРЯН, С. С. ЭЛБАКЯН

К ВОПРОСУ ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ЗАРЯДА В
НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Излучение заряда, движущегося в неоднородной среде, рассматривалось в ряде работ (см., например, [1, 2]).

В работе [1] получена формула для излученной электроном энергии при равномерном движении его вдоль направления изменения свойств среды (диэлектрическая проницаемость среды дается выражением $\varepsilon = \varepsilon_0 + \Delta \cos \frac{2\pi}{l} z$, $\frac{\Delta}{\varepsilon_0} \ll 1$).

В работе [2] получена формула для случая движения заряда под углом α к направлению изменения свойств среды.

Как работа [1], так и работа [2] выполнены в приближении геометрической оптики, которое допускает получение результатов с точностью до членов порядка $\frac{\lambda}{l} \ll 1$ включительно, где $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega \sqrt{\varepsilon_0}}$ — длина излученной волны, l — период неоднородности среды.

Нами обнаружено, что при $\alpha = 0$ формулы, полученные в [2], не совпадают с соответствующими формулами работы [1], при этом, если в формулах работы [2] положить $\varepsilon_0 \beta^2 = 1$, то интенсивность резонансного излучения обращается в нуль (см. формулу (9) работы [2]), в то время как согласно работе [1] она пропорциональна $\frac{\lambda}{l}$. Пре-

брежение членами порядка $\frac{\lambda}{l}$, сделанное в [2], необоснованно:

пренебрегать членами порядка $\frac{\lambda}{l}$ можно лишь при выполнении условия $\left(1 - \frac{1}{\varepsilon_0 \beta^2}\right) \gg \frac{\lambda}{l}$. Если же $1 - \frac{1}{\varepsilon_0 \beta^2} \leq b \frac{\lambda}{l}$, где b — некоторое число, по абсолютной величине меньшее единицы, то согласно [2], излучение пропорционально $b \frac{\lambda}{l}$ и исчезает при $b = 0$. Согласно же

[1] оно пропорционально $(b + 2m) \frac{\lambda}{l}$ (для m -ой гармоники). Что ка-

сается членов порядка $\left(\frac{\lambda}{l}\right)^2$, которые входят в формулу для излучения работы [1], то это есть превышение точности квазиклассического приближения, и при исследовании они, естественно, не должны рассматриваться.

Члены порядка $\frac{\lambda}{l}$, которые имеют существенное значение для величины спектральной плотности излучения и пропущены в [2], можно получить при учете зависимости ε и κ от z в формуле (5) работы [2], в которой, для простоты, полагаем $\alpha = 0$. Разлагая $\frac{1}{\varepsilon(z)}$, $V^{\pm}(z)$ и $\frac{1}{V^{\pm}(z)}$ в ряд по степеням $\frac{\Delta}{\varepsilon_0}$ и вычисляя работу, совершаемую полем над движущейся частицей, получим следующую формулу для величины излученной энергии за все время пролета заряженной частицы:

$$dI = T \frac{e^2 v}{c^2} \omega d\omega \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m^2(a) \left\{ 1 - \frac{1}{\varepsilon_0^2} \left[1 - \frac{2\pi m v}{\omega l} \left(1 + \frac{1}{\varepsilon_0^2} + \frac{1}{2} (1 - \varepsilon_0^2) \right) \right] \right\}, \quad (1)$$

где

$$\xi = \frac{v}{c}, \quad a = \frac{\omega^2 l \Delta}{4\pi c^2 \varepsilon_0}, \quad \varepsilon_0 = \frac{\omega}{c} V^{\pm} \cos \vartheta.$$

Заметим, что учет зависимости ε и κ от z в формуле (4.3) работы [1], также приводит к замене формулы (4.6) этой же работы формулой (1). Однако, поскольку линейные члены порядка $\frac{\lambda}{l}$ существенны только при $\varepsilon_0^2 \sim 1$, то формула (4.6) работы [1] фактически не отличается от (1).

На наш взгляд кажется более целесообразным рассчитывать величину излучаемой энергии, используя формулу, аналогичную формуле (3.16) работы [1] (поскольку члены порядка $\frac{\lambda}{l}$ учитываются при этом „автоматически“). В результате получается следующее выражение для излучения при наклонном пролете заряда

$$dI = T \frac{e^2 v \omega d\omega}{2\pi^2 c \cos \alpha} \sum_{l=-1, 2}^{\infty} \int \frac{J_m^2(a_l) q_l \left\{ 1 - \frac{1}{\varepsilon_0^2} \left(1 - \frac{2\pi m v}{l\omega} \cos \alpha \right)^2 \right\}}{\left| q_l (1 + \Phi^2) - \Phi \left(\frac{\omega}{v \cos \alpha} - \frac{2\pi m}{l} \right) \right|} d\varphi, \quad (2)$$

где

$$q_1 = \frac{\left(\frac{\omega}{v \cos \alpha} - \frac{2\pi}{l} m\right) \Phi \pm \sqrt{(1 + \Phi^2) \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0 - \left(\frac{\omega}{v \cos \alpha} - \frac{2\pi}{l} m\right)^2}}{1 + \Phi^2}$$

$$\Phi = \sin \varphi \operatorname{tg} \alpha$$

(ср. с формулой (10) работы [2]).

Два значения q_1 при фиксированном φ соответствуют тому, что при одном и том же угле между волновым вектором и скоростью частицы возможны два угла между осью z и волновым вектором.

В заключение выражаем благодарность М. Л. Тер-Микаеляну за ценные обсуждения.

Ереванский государственный
университет
Физический институт ГКАЭ

Поступила 14 VII 1964

Ր. Վ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Ս. Ս. ԷՐԱՎՅԱՆ

ԱՆՀԱՄԱՍԵՌՈՒ ՄԻՋԱՆԱՅՐՈՒՄ ԼԻՑԻԱ ՀԱՌԱԳԱՅՐՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ն փ ու մ

Ստացված է Հասարակական սպեկտրալ ինտենսիտետային ճշգրիտ բա-
նաձևը աֆն դեպքի համար, երբ լիցքը z առանցքի նկատմամբ α անկյան
տակ հավասարաչափ շարժվում է $z = z_0 + \Delta \cos \frac{2\pi}{l} z$ դիէլեկտրիկ թափան-
ցելիություն ունեցող միջավայրում:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Тер-Микаелян М. Л. Излучение фотонов быстрыми частицами в неоднородной среде. Известия АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, **14**, 103, 1961.
2. Эйрман В. Я. Об излучении зарядов в неоднородной среде. Известия высших уч. зав., „Радиофизика“, **5**, 1962, 897.