

УДК 621.372.221

В. А. ДАВЫДОВ

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ДВИЖУЩЕГОСЯ ДИПОЛЯ В НЕСТАЦИОНАРНОЙ СРЕДЕ

Работы [1 и 2] об излучении движущегося заряда при скачкооб-
разном изменении во времени диэлектрической проницаемости среды
стимулировали интерес к излучению источников в нестационарной
среде.

В связи с излучением нейтральных молекул в средах с изменяю-
щейся во времени диэлектрической проницаемостью представляет инте-
рес расчет излучения произвольным образом ориентированного точеч-
ного диполя в нестационарной среде.

Пусть точечный диполь с дипольным моментом p , который ориен-
тирован под углом α к направлению движения, движется вдоль оси z
со скоростью V . Когда диполь находится в начале координат в момент
времени $t=0$, происходит скачок диэлектрической проницаемости от ϵ_1
до ϵ_2 . Если нас интересуют не поля во всем пространстве, а лишь ин-
тенсивность излучения, то нет смысла решать уравнения Максвелла с
источниками, соответствующими движущемуся диполю; интенсивность
излучения легко найти, воспользовавшись результатами работы [3].
В ней показано, что электрическое поле излучения заряда q при мгно-
венном скачке диэлектрической проницаемости описывается следую-
щим выражением:

$$E_{\epsilon_1, \epsilon_2}(\theta) = \frac{f_{\epsilon_1, \epsilon_2}(\theta) \delta\left(r - \frac{ct}{\sqrt{\epsilon_2}}\right)}{r}, \quad (1)$$

где

$$f_{\epsilon_1, \epsilon_2}(\theta) = \frac{q\beta^2}{\epsilon_2} \frac{\sin \theta \cos \theta |\epsilon_1 - \epsilon_2|}{(1 - \beta^2 \epsilon_1 \cos^2 \theta)(1 - \beta \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta)}, \quad (2)$$

t — время, прошедшее с момента скачка, r — радиус-вектор, проведен-
ный из начала координат (точки, в которой был заряд в момент скач-
ка), $\beta = V/c$, θ — угол между направлениями скорости (осью z) и вол-
нового вектора. Как показывает выражение (1), все поле излучения
заряда сосредоточено на сферической оболочке, расширяющейся от на-
чала координат со скоростью $c/\sqrt{\epsilon_2}$. Для того чтобы найти поле излу-
чения диполя, представим его как систему из двух разноименных заря-
дов $+q$ и $-q$, расположенных на расстоянии $a = p/q$ друг от друга.
Впоследствии устремим a к нулю при условии $p = \text{const}$.

Поле излучения заряда $+q$ описывается следующим выражением:

$$E_+ = \frac{f_{\epsilon_1, \epsilon_2} \delta\left(r - \frac{ct}{\sqrt{\epsilon_2}}\right)}{r}, \quad (3)$$

а поле заряда $-q$ — следующим:

$$E_{-} = - \frac{f_{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \delta \left(r_1 - \frac{ct}{\sqrt{\varepsilon_2}} \right)}{r_1}, \quad (4)$$

где величину $f_{\varepsilon_1 \varepsilon_2}$ дает формула (2), $r_1^2 = r^2 + a^2 - 2ra \cos(\theta - \alpha)$. Для малых q имеем

$$r_1 = r - a \cos(\theta - \alpha). \quad (5)$$

Таким образом, полное электрическое поле излучения диполя на скачке диэлектрической проницаемости равно (при $a \ll r$)

$$E = \frac{f_{\varepsilon_1 \varepsilon_2}}{r} \left(\delta \left(r - \frac{ct}{\sqrt{\varepsilon_2}} \right) - \delta(r - a \cos(\theta - \alpha) - \frac{ct}{\sqrt{\varepsilon_2}}) \right). \quad (6)$$

Для нахождения интенсивности излучения на частоте ω вычислим фурье-компоненту электрического поля излучения (6) на частоте ω по формуле

$$E_{\omega} = \frac{1}{2\pi} \int dt E e^{i\omega t}. \quad (7)$$

Из (6) и (7) имеем

$$E_{\omega} = \frac{\sqrt{\varepsilon_2}}{2\pi} \frac{f_{\varepsilon_1 \varepsilon_2}(\theta)}{cr} \left(\exp \left(i \frac{\omega \sqrt{\varepsilon_2} r}{c} \right) - \exp \left(i \frac{\omega \sqrt{\varepsilon_2}}{c} (r - a \cos(\theta - \alpha)) \right) \right). \quad (8)$$

Устремив теперь a к нулю при условии, что $\rho = \text{const}$, получим из (8) с учетом (2)

$$E_{\omega} = \frac{i}{2\pi} \frac{V^2 \omega}{c^4} \rho \frac{|\varepsilon_1 - \varepsilon_2| \sin \theta \cos \theta \cos(\theta - \alpha) e^{i \frac{\omega r \sqrt{\varepsilon_2}}{c}}}{(1 - \beta^2 \varepsilon_1 \cos^2 \theta) (1 - \beta \sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta)} \cdot \frac{1}{r}. \quad (9)$$

Квадрат модуля коэффициента, стоящего в (9) перед $1/r$, определяет интенсивность излучения. Она равна

$$W_{\omega} = \frac{\rho^2 V^4 \omega^2 \sqrt{\varepsilon_2} (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \cos^2(\theta - \alpha)}{4\pi^2 c^7 (1 - \beta^2 \varepsilon_1 \cos^2 \theta)^2 (1 - \beta \sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta)^2}. \quad (10)$$

В заключение укажем область применимости полученных результатов. Как показано в [4], применение приближения мгновенного скачка законно, если выполняется условие

$$T \ll \frac{1}{\omega (1 - \beta \sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta)}, \quad (11)$$

где T — время изменения диэлектрической проницаемости от ε_1 до ε_2 . Это условие остается верным и для диполя. Таким образом, при релятивистских скоростях движения диполя область частот, для которых корректно приближение мгновенного скачка, существенно расширяется в сторону коротких волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гинзбург В. Л. Об одном типе переходного излучения. — Изв. вузов. Радиофизика, 1973, 16, № 4, 512.
2. Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. К теории переходного излучения в нестационарных средах. — ЖЭТФ, 1973, 65, 132.

3. Давыдов В. А. Излучение равномерно движущегося заряда в случае двух скачков во времени диэлектрической проницаемости.— Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1976, 19, № 3, 53.
4. Давыдов В. А. Излучение равномерно движущегося заряда на нестационарном слое.— Изв. вузов. Радиофизика, 1979, 22, № 1, 95.

Поступила в редакцию
16.02.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1980, Т. 21, № 3

УДК 535.736; 533.924

А. И. АКИШИН, М. К. АНТОШИН,
С. К. ГУЖОВА, Л. В. ЕПИФАНОВА

ТУШЕНИЕ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ГЕТЕРОГЕННОЙ СМЕСИ ZnO И ПОЛИМЕТИЛФЕНИЛСИЛОКСАНА ПРИ ОБРАБОТКЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМОЙ

Исследование изменения оптических спектров поглощения ZnO и его гетерогенных смесей с полимерными смолами в результате воздействия ВЧ-разряда [1, 2] показало, что при этом наблюдается увеличение поглощения вблизи края собственного поглощения ZnO . Это связано с физико-химическим восстановлением атомов Zn в приповерхностном слое материала толщиной не менее 1 мкм, образующих новые центры поглощения. Поскольку ZnO является типичным кристаллофосфором, представляет интерес параллельное исследование спектров люминесценции этих материалов. Центрами люминесценции ZnO , образующими акцепторные уровни в запрещенной зоне, могут быть как катионы примесных металлов, так и катионы основного металла окисла, избыточные по сравнению с идеальной стехиометрией кристаллической решетки [3].

Исследовались спектры катодолюминесценции ZnO и его гетерогенных смесей с полиметилфенилсилоксаном (ПМФС) ($ZnO + ПМФС$) как необработанных, так и обработанных плазмой ВЧ-разряда в кислороде и азоте. Люминесценция возбуждалась электронным пучком растрового электронного микроскопа с плотностью $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и энергией электронов 20 кэВ в вакууме $\sim 1,33 \cdot 10^7$ Па. Электроны таких энергий имеют в ZnO пробег $\sim 10^{-2}$ см и порождают каскад вторичных электронов, которые при достижении энергии ~ 10 эВ, равной двойной ширине запрещенной зоны, возбуждают люминесценцию, не вызывая радиационных нарушений решетки [4, 5]. Спектры катодолюминесценции регистрировались чувствительным в области 250—850 нм фотоэлектронным умножителем ФЭУ-79 в процессе возбуждения при комнатных температурах подложки (алюминий) и температуре 77 К.

Общей качественной характеристикой спектров является наличие трех максимумов свечения. Первый ($\lambda \approx 350$ нм) расположен вблизи собственной границы поглощения ZnO , второй ($\lambda \approx 500$ нм) — в видимой области спектра, третий ($\lambda \approx 750$ нм) — в инфракрасной области. Положение этих максимумов сдвигается на 100 нм в сторону более длинных волн при увеличении температуры подложки от 77 К до комнатной. При этом соотношение между интегральной интенсивностью свечения в каждой из областей люминесценции, образованных вышеуказанными максимумами, остается неизменным; основной же вклад в