Известия НАН Армении, Физика, т.54, №2, с.151–159 (2019)

УДК 537.87

СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯДА НА СОБСТВЕННЫХ МОДАХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЦИЛИНДРА

А.А. СААРЯН[1,2*], А.С. КОТАНДЖЯН[1], В.Х. КОТАНДЖЯН[2]

[1]Ереванский государственный университет, Ереван, Армения
[2]Институт прикладных проблем физики НАН РА, Ереван, Армения

[*]e-mail: saharian@ysu.am

(Поступила в редакцию 16 марта 2019 г.)

Для заряда вращающегося вокруг диэлектрического цилиндра исследовано электромагнитное излучение на соответствующих собственных модах. Выведена формула для интенсивности излучения на заданной гармонике. Электромагнитные поля, соответствующие излученным собственным модам, экспоненциально затухают на расстояниях от поверхности цилиндра больших по сравнению с длиной волны излучения. Приводится сравнение интенсивностей отдельных частей излучения, распространяющихся внутри и вне цилиндра, а также с интенсивностью излучения на больших расстояниях от цилиндра.

1. Введение

Синхротронное излучение является одним из основных источников электромагнитного излучения в широкой области частот [1–3]. Актуальность исследований различных механизмов контроля параметрами этого излучения обусловлена многочисленными приложениями синхротронного излучения в различных областях науки и техники. В частности, границы между средами могут служить эффективным механизмом контроля частотно-угловыми характеристиками различных типов излучений. Ранее нами были рассмотрены различные точно решаемые задачи синхротронного излучения в средах со сферически и цилиндрически симметричными границами. Здесь мы рассмотрим проблему излучения на собственных модах диэлектрического цилиндра, точечным зарядом вращающемся вокруг цилиндра. Диэлектрические волноводы широко применяются в различных системах для передачи электромагнитной энергии (см., например, [4] и приведенные там ссылки). Хорошо известными примерами являются оптико-волоконные кабели и плазмонные волноводы [5].

Частотно-угловое распределение интенсивности излучения заряда, вращающегося вокруг цилиндра, исследовалось в работах [6,7] на больших расстояниях от цилиндра. Было показано, что при выполнении условий Черенкова для материала цилиндра и скорости заряда, в соответствующем угловом распределении интенсивности излучения могут появляться сильно выраженные узкие пики. Аналогичные особенности для спиральной траектории заряда исследованы в [8]. Помимо излучения, распространяющегося на больших расстояниях от цилиндра, заряд может генерировать также излучение на собственных модах диэлектрического волновода. Для этих мод электрические и магнитные поля экспоненциально убывают на расстояниях от поверхности цилиндра больших по сравнению с длиной волны излучения. Поток энергии, излученной зарядом в виде собственных мод цилиндрического волновода и распространяющийся во внешней области, рассмотрен в [9]. В данной работе исследована полная интенсивность излучения на собственных модах диэлектрического цилиндра зарядом, равномерно вращающегося вокруг цилиндра.

2. Электромагнитное поле вне диэлектрического цилиндра

Пусть точечный заряд q вращается вокруг цилиндрического волновода радиусом r_c и с диэлектрической проницаемостью ε_0. Радиус орбиты и скорость заряда будем обозначать через r_q, $r_q > r_c$, и v, соответственно. Предполагается, что система погружена в однородную среду с диэлектрической проницаемостью ε_1. В цилиндрической системе координат (r,φ,z) с осью z вдоль оси цилиндра для компонент плотности тока заряда имеем

$$j_r = j_z = 0,\ \ j_\phi = \frac{qv}{r}\delta(r-r_q)\delta(\phi-\omega_0 t)\delta(z), \tag{1}$$

где $\omega_0 = v/r_q$ угловая скорость вращения заряда. Нас интересует излучение заряда на собственных модах диэлектрического волновода. Соответствующую интенсивность будем обозначать через $I_{(GM)}$ (здесь GM соответствует английскому названию guided modes для собственных мод цилиндра). Излученная энергия равна работе, совершаемой полем излучения над зарядом:

$$I_{(GM)} = -\int_0^\infty dr \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-\infty}^{\infty} dz r j_\phi E_\phi^{(r)}, \tag{2}$$

где $E_\phi^{(r)}$ – азимутальная компонента электрического поля, соответствующая излученным собственным модам. Электрическое поле $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$, генерируемое плотностью тока (1), можно представить в виде разложения Фурье

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t) = 2\,\mathrm{Re}\left[\sum_{n=0}^{\infty}{}' e^{i(n\phi-\omega_n t)} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z e^{ik_z z}\boldsymbol{E}_n(k_z,r)\right], \tag{3}$$

где $\omega_n = n\omega_0$, а штрих над знаком суммирования означает, что слагаемое $n=0$ входит в сумму с дополнительным коэффициентом 1/2. Заметим, что это слагаемое не зависит от времени и не дает вклада в поле излучения.

Компоненты Фурье $\boldsymbol{E}_n\left(k_z,r\right)$ в разложении (3) можно найти с помощью функции Грина, приведенной в работе [6]. Здесь мы ограничимся азимутальной компонентой $E_{n\phi}\left(k_z,r\right)$, необходимой для вычисления интенсивности излучения (2). В области $r > r_c$ эта компонента представляется в виде

$$E_{n\phi}\left(k_z,r\right)=E_{n\phi}^{(0)}\left(k_z,r\right)+E_{n\phi}^{(c)}\left(k_z,r\right), \tag{4}$$

где $E_{n\phi}^{(0)}\left(k_z,r\right)$ – соответствующее поле заряда, вращающегося в однородной среде с диэлектрической проницаемостью ε_1 (цилиндр отсутствует), а слагаемое $E_{n\phi}^{(c)}\left(k_z,r\right)$ индуцировано наличием цилиндра. Отдельные слагаемые в формуле (4) определяются следующими выражениями

$$\begin{aligned} E_{n\phi}^{(0)}(k_z,r) &= -\frac{qv}{8\omega_n\varepsilon_1}\sum_{p,j=\pm1}\left(j\frac{\omega_n^2\varepsilon_1}{c^2}+k_z^2\right)J_{n+jp}(\lambda_1 r_q)H_{n+p}(\lambda_1 r), \\ E_{n\phi}^{(c)}(k_z,r) &= -\frac{qvi}{4\pi\omega_n\varepsilon_1}\sum_{p,j=\pm1}\left(j\frac{\omega_n^2\varepsilon_1}{c^2}+k_z^2\right)B_{n,jp}^{(c)}H_{n+p}(\lambda_1 r), \end{aligned} \tag{5}$$

где $J_n(x)$ и $H_n(x)\equiv H_n^{(1)}(x)$ функции Бесселя и Ганкеля первого рода, соответственно. Выражение для $E_{n\phi}^{(0)}(k_z,r)$ приведено в области $r > r_q$. Соответствующая формула для $E_{n\phi}^{(0)}(k_z,r)$ в области $r < r_q$ получается из выражения $E_{n\phi}^{(0)}(k_z,r)$ в (5) заменами $J \to H,\ J \to H$. Здесь и далее введены обозначения

$$\lambda_j^2=\frac{\omega_n^2\varepsilon_j}{c^2}-k_z^2,\ j=0,1 \tag{6}$$

Коэффициенты в выражении для слагаемого, индуцированного цилиндром, определяются выражением

$$B_{n,p}^{(c)}=-\frac{\pi}{2i}H_{n+p}(\lambda_1 r_q)\frac{V_{n+p}^J}{V_{n+p}^H}+p\lambda_0\frac{J_n(\lambda_0 r_c)}{2r_c\alpha_n}\frac{J_{n+p}(\lambda_0 r_c)}{V_{n+p}^H}\sum_{l=\pm1}\frac{H_{n+l}(\lambda_1 r_q)}{V_{n+l}^H}, \tag{7}$$

где $p=\pm1$,

$$\alpha_n=\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1-\varepsilon_0}-\frac{\lambda_0}{2}J_n(\lambda_0 r_c)\sum_{l=\pm1}l\frac{H_{n+l}(\lambda_1 r_c)}{V_{n+l}^J}, \tag{8}$$

и для $F=J,H$ имеем

$$V_n^F=J_n(\lambda_0 r_c)\frac{\partial F_n(\lambda_1 r_c)}{\partial r_c}-F_n(\lambda_1 r_c)\frac{\partial J_n(\lambda_0 r_c)}{\partial r_c}\,. \tag{9}$$

Отметим, что уравнение α_n=0 определяет собственные моды диэлектрического цилиндра. Используя свойства цилиндрических функций, это уравнение можно представить в виде, приведенном, например, в [10]. Выражения (5) справедливы для общего случая зависящих от частоты комплексных диэлектрических функций $\varepsilon_j = \varepsilon_j(\omega)$, $j = 0.1$. В приведенном ниже рассмотрении собственных мод диэлектрического цилиндра предполагается, что эти функции действительны.

Полю излучения на больших расстояниях от цилиндра ($r >> r_q$) соответствует область интегрирования $k_z^2 < \omega_n^2 \varepsilon_1 / c^2$ в формуле (3). Для полей, соответствующих области интегрирования $k_z^2 > n^2 \omega_0^2 \varepsilon_1 / c^2$, имеем $\lambda_1 = i|\lambda_1|$ и функции Ганкеля сводятся к функции Макдональда $K_\nu(x)$. Эти поля экспоненциально убывают на больших расстояниях от цилиндра. Соответствующие моды делятся на два подкласса: собственные моды с $\lambda_0^2 > 0$ (guided modes) и поверхностные волны с $\lambda_0^2 < 0$. В дальнейшем нас интересуют поля излучения для первого подкласса мод.

3. Поле излучения на собственных модах волновода

Рассмотрим поле (3) для больших значений $|z|$ при фиксированном значении радиальной координаты r. Рассматриваемая здесь задача симметрична относительно замены $z \to -z$. Без ограничения общности можно считать, что $z > 0$. Показатель экспоненты в формуле (3) не имеет стационарных точек и основной вклад при больших z дают полюса подынтегральной функции. Эти полюса соответствуют нулям функции α_n в выражении (7) для функций $B_{n,p}^{(c)}$. Для мод с $\lambda_1 = i|\lambda_1|$ выражение для α_n можно переписать в виде

$$\alpha_n(k_z) = \frac{U_n(k_z)}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(V_n^2 - n^2 u^2)}, \tag{10}$$

где введены обозначения

$$V_n = |\lambda_1| r_c \frac{J_n'}{J_n} + \lambda_0 r_c \frac{K_n'}{K_n},\ u = \frac{\lambda_0}{|\lambda_1|} + \frac{|\lambda_1|}{\lambda_0}, \tag{11}$$

и

$$U_n = V_n \left(\varepsilon_0 |\lambda_1| r_c \frac{J_n'}{J_n} + \varepsilon_1 \lambda_0 r_c \frac{K_n'}{K_n} \right) - n^2 \frac{\lambda_0^2 + |\lambda_1|^2}{\lambda_0^2 |\lambda_1|^2} \left(\varepsilon_1 \lambda_0^2 + \varepsilon_0 |\lambda_1|^2 \right). \tag{12}$$

Здесь и ниже $J_n = J_n(\lambda_0 r_c)$, $K_n = K_n(|\lambda_1| r_c)$, а штрих означает дифференцирование по аргументу функции. Теперь уравнение для собственных мод можно записать в стандартном виде (см., например, [10])

$$U_n(k_z) = 0. \tag{13}$$

Для рассматриваемых здесь собственных мод имеем

$$\frac{\omega_n^2 \varepsilon_1}{c^2} \le k_z^2 \le \frac{\omega_n^2 \varepsilon_0}{c^2}. \tag{14}$$

В отличие от случая волновода с идеально проводящими стенками здесь невозможно разделение на чисто ТЕ и ТМ моды.

Обозначим через $k_z = \pm k_{n,s}$, $k_{n,s} > 0$, $s = 1, 2, ..., s_n$ решения уравнения (13). Задача симметрична относительно отражения $z \to -z$ и достаточно ограничиться рассмотрением излучения в области $z > 0$, для которого $k_z = k_{n,s}$. При больших значениях n в уравнении (13) для собственных мод можно воспользоваться асимптотическими разложениями Дебая для цилиндрических функций (см., например, [11]). Из этих разложений следует, что $K_n'(nx)/K_n(nx) \sim -\sqrt{1+x^2}/x$. Для функции Бесселя следует рассмотреть два отдельных случая. При $x < 1$ имеем $J_n'(nx)/J_n(nx) \sim \sqrt{1-x^2}/x$, а при $x > 1$ главный член разложения имеет вид $J_n'(nx)/J_n(nx) \sim \tan\psi\sqrt{x^2-1}/x$, где ψ определяется соотношениями $\psi = n(\tan\beta - \beta) - \pi/4$ и $\tan\beta = \sqrt{x^2-1}$. Используя эти асимптотики, можно показать, что для больших значений n уравнение для собственных мод не имеет решений при $\lambda_0 r_c < n$.

Для однозначного определения полей излучения следует уточнить обход полюсов в интеграле (3), соответствующих нулям функции $\alpha_n(k_n)$ (собственным модам цилиндра). Для этого заметим, что в реалистичных физических ситуациях диэлектрическая проницаемость является комплексной величиной, $\varepsilon_0 = \varepsilon_0' + i\varepsilon_0''$. Предполагая, что ε_0'' мала и воспользовавшись тем, что для положительных n имеем $\varepsilon_0''(n\omega_0) > 0$, можно показать, что в (3) полюсы $k_z = k_{n,s}$ следует обходить снизу.

Как уже отмечалось выше, на больших расстояниях от заряда и в области вблизи цилиндра основной вклад в интеграл (3) обусловлен полюсами подынтегральной функции. Замыкая контур интегрирования полуокружностью большого радиуса на верхней полуплоскости комплексной плоскости k_z, из теоремы Коши о вычетах имеем

$$E_\phi^{(r)}(\boldsymbol{r},t) = 4\pi\,\mathrm{Re}\left\{ i\sum_{n=1}^{\infty} e^{in\phi - i\omega_n t} \sum_{s=1}^{s_n} \underset{k_z = k_{n,s}}{\mathrm{Res}} \left[e^{ik_z z} E_{n\phi}(k_z, r) \right] \right\}. \tag{15}$$

С учетом выражений (5) для компонент Фурье $E_{n\phi}(k_z, r)$, после вычисления вычета, азимутальная составляющая электрического поля излучения вне цилиндра ($r > r_c$) представляется в виде

$$\begin{aligned} E_\phi^{(r)}(\boldsymbol{r},t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{qv}{2\varepsilon_1\omega_n} \sum_s \frac{\lambda_{n,s}^{(0)}}{J_n K_n^2 \alpha_n'(k_{n,s})} \sum_{l=\pm1} \frac{l K_{n+l}\left(\lambda_{n,s}^{(1)} r_q\right)}{V_n - lnu} \\ \times \sum_{p,j=\pm1} \left[p\left(j\frac{\omega_n^2 \varepsilon_1}{c^2} + k_{n,s}^2 \right) \frac{J_{n+jp} K_{n+p}\left(\lambda_{n,s}^{(1)} r\right)}{V_n - jpnu} \right] \cos\left(n\phi - \omega_n t + k_{n,s} z\right). \end{aligned} \tag{16}$$

Здесь $J_n = J_n(\lambda_{n,s}^{(0)} r_c)$, $K_n = K_n(\lambda_{n,s}^{(1)} r_c)$,

$$\begin{aligned} \lambda_{n,s}^{(0)} &= \sqrt{\omega_n^2 \varepsilon_0 / c^2 - k_{n,s}^2}, \\ \lambda_{n,s}^{(1)} &= \sqrt{k_{n,s}^2 - \omega_n^2 \varepsilon_1 / c^2} \end{aligned}, \tag{17}$$

а V_n и u определяются выражениями (11), где следует произвести замены $\lambda_0 \to \lambda_{n,s}^{(0)}$, $|\lambda_1| \to \lambda_{n,s}^{(1)}$. Из (17) следует, что поле излучения во внешней области сосредоточено вблизи поверхности цилиндра и экспоненциально стремится к нулю на больших расстояниях $r - r_c$ от поверхности. В области внутри цилиндра поля зависят от радиальной координаты r через функции Бесселя $J_{n+p}\left(\lambda_{n,s}^{(0)} r\right)$.

Подстановкой поля (16) в формулу (2) интенсивность излучения представляется в виде $I_{(\mathrm{GM})} = \sum_{n=1}^{\infty} I_{(\mathrm{GM})n}$, где интенсивность излучения на отдельной гармонике с частотой $\omega_n = n\omega_0$ дается выражением

$$\begin{aligned} I_{(\mathrm{GM})n} = &-\frac{q^2 v^2}{2\varepsilon_1 \omega_n} \sum_{s=1}^{s_n} \frac{r_c \lambda_{n,s}^{(0)}}{\alpha_n'(k_{n,s}) J_n K_n^2} \sum_{l=\pm 1} \frac{l K_{n+l}\left(\lambda_{n,s}^{(1)} r_q\right)}{V_n - lnu} \\ &\times \sum_{p=\pm 1} K_{n+p}\left(\lambda_{n,s}^{(1)} r_q\right) \left[\left(\frac{\omega_n^2 \varepsilon_1}{c^2} + k_{n,s}^2\right) \frac{J_{n+p}}{V_n - pnu} - \frac{\lambda_{n,s}^{(1)2} J_{n-p}}{V_n + pnu}\right]. \end{aligned} \tag{18}$$

При заданной частоте вращения заряда ω_0, радиус орбиты вращения входит в выражение (18) для интенсивности излучения через v^2 и через функции $K_{n\pm 1}\left(\lambda_{n,s}^{(1)} r_q\right)$. Отсюда следует, что вклад моды с $k_z = k_{n,s}$ в интенсивность излучения для больших значений r_q подавлен фактором $r_q^2 \exp(-2\lambda_{n,s}^{(1)} r_q)$.

На рис.1 представлено число квантов заданной гармоники n, излученных в виде собственных мод цилиндра в течение одного периода вращения заряда,

$$N_n = \frac{T}{\hbar \omega_n} I_{(\mathrm{GM})n}, \quad T = 2\pi / \omega_0, \tag{19}$$

для электрона с энергией $E_e = 2$ МэВ и для значений параметров $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_0 = 3.74$ (диэлектрическая проницаемость плавленого кварца), $r_c / r_q = 0.99$.

В рассмотренном численном примере для числа собственных мод диэлектрического волновода при заданном n имеем: $s_n = 1$ при $1 \le n \le 7$, $s_n = 2$ при $8 \le n \le 12$ и $s_n = 3$ при $13 \le n \le 16$. Резкий скачок интенсивности излучения на гармонике $n = 8$ обусловлен появлением новой моды волновода. Аналогичный скачок имеет место и в интенсивности части излучения, распространяющегося вне цилиндра [9] и локализованного вблизи поверхности. Для рассмотренных выше значений параметров эта часть существенно меньше по сравнению с полной интенсивностью излучения на собственных модах. Например, для

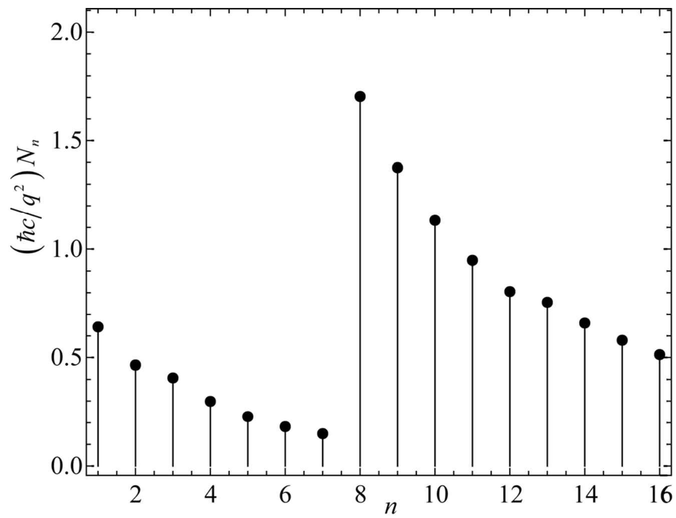

Рис.1. Число квантов, излученных зарядом в виде собственных мод диэлектрического цилиндра, в зависимости от гармоники излучения.

соответствующего числа квантов имеем $N_n^{(ex)} \approx 0.24q^2/(\hbar c)$ на основной гармонике $n=1$ и $N_n^{(ex)} \approx 0.12q^2/(\hbar c)$ на гармонике $n=8$. Для тех же значений параметров, с целью сравнения, нами была рассчитана интенсивность излучения распространяющегося на больших расстояниях от цилиндра. Для соответствующего числа излученных квантов на рассмотренных гармониках получается $N_1^{(\mathrm{inf})} \approx 0.19q^2/(\hbar c)$ и $N_8^{(\mathrm{inf})} \approx 0.52q^2/(\hbar c)$. Из этих численных данных следует, что основная часть полного излучения сосредоточена внутри диэлектрического волновода, так как не возникают большие пики в интенсивностях, распространяющихся в бесконечности во внешнем пространстве.

В рассматриваемой задаче длина волны излученных квантов на заданной гармонике порядка r_q/n. Для орбиты вращения заряда вблизи волновода и для радиуса волновода порядка 1см излучение на гармониках порядка 100 соответствует терагерцовому диапазону частот. При уменьшении радиусов орбиты и волновода частота излучения увеличивается. Для волноводов с радиусом порядка 0.1мм частота излученного фотона уже близка к оптическому диапазону. В задачах с малым радиусом орбиты вращения основной проблемой является генерация соответствующей траектории для относительно больших значений скорости электрона (о механизмах захвата и управления движением частиц в волноводах малого радиуса см., например, [12,13]). Эффект может быть получен также для меньших значений скорости электрона, однако в этом случае диэлектрическая проницаемость должна быть большой.

3. Заключение

В данной работе исследовано излучение заряда вращающегося вокруг диэлектрического цилиндра, погруженного в однородную среду. Излучение на больших расстояниях от цилиндра ранее рассматривалось в работах [6,7]. Здесь исследовалась интенсивность излучения на собственных модах цилиндра. Для этих мод проекция волнового вектора на ось цилиндра определяется решениями уравнения (13). Интенсивность излучения на заданной гармонике дается выражением (18). Соответствующие поля сосредоточены возле цилиндра и экспоненциально затухают на расстояниях больших по сравнению с длиной волны излучения. Для рассмотренного численного примера расчета интенсивности излучения показано, что основная часть излученной энергии сосредоточена в области внутри волновода.

Работа А.А. Сааряна выполнена в рамках гранта 18T-1C397 Комитета науки Министерства образования и науки РА.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.A. Sokolov, I.M. Ternov**. Radiation from Relativistic Electrons. AIP Press, New York, 1986.
2. **V.A. Bordovitsyn**. Synchrotron Radiation Theory and Its Development. World Scientific, Singapore, 1999.
3. **A. Hofman**. The Physics of Synchrotron Radiation. Cambridge University Press, Cambridge, 2004.
4. **Sh. Atakaramians, Sh. Afshar, T.M. Monro, D. Abbott**. Advances in Optics and Photonics, **5**, 169 (2013).
5. **Y. Li,** Plasmonic Optics: Theory and Applications. SPIE Press, Washington, 2017.
6. **L.S. Grigoryan, A.S. Kotanjyan, A.A. Saharian**. Изв. НАН Армении, Физика, **30**, 239 (1995).
7. **A.S. Kotanjyan, H.F. Khachatryan, A.V. Petrosyan, A.A. Saharian**. Изв. НАН Армении, Физика, **35**, 115 (2000).
8. **A.A. Saharian, A.S. Kotanjyan**. J. Phys. A, **42**, 135402 (2009).
9. **A.S. Kotanjyan, A.R. Mkrtchyan, A.A. Saharian, V.Kh. Kotanjyan**. JINST, **13**, C01016 (2018).
10. **J.D. Jackson**. Classical Electrodynamics. John Wiley & Sons, 1998.
11. **M. Abramowitz, I.A. Stegun**. Handbook of Mathematical Functions. Dover, New York, 1972.
12. **V.I. Balykin, K. Hakuta, F.L. Kien.** Phys. Rev. A, **70**, 011401 (2004).
13. **A. Afanasiev, V. Minogin.** Phys. Rev. A, **82**, 052903 (2010).

ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ՍԻՆՔՐՈՏՐՈՆԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԴԻԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԳԼԱՆԻ ՍԵՓԱԿԱՆ ՄՈԴԵՐԻ ՎՐԱ

Ա.Ա. ՍԱՀԱՐՅԱՆ, Ա.Ս. ՔՈԹԱՆՋՅԱՆ, Վ.Խ. ՔՈԹԱՆՋՅԱՆ

Հետազոտված է դիէլեկտրական գլանի շուրջ պտտվող լիցքավորված մասնիկի ճառագայթումը համապատասխան սեփական մոդերի վրա: Ստացվել են տվյալ հարմոնիկի համար ճառագայթման ինտենսիվության բանաձևը: Համապատասխան դաշտերը նվազում են ալիքատարի մակերևույթից՝ ճառագայթման ալիքի երկարությունը գերազանցող հեռավորությունների վրա: Կատարվել են թվային հաշվարկներ և համեմատվել են ճառագայթման ինտենսիվությունները տված հարմոնիկի վրա ալիքատարի ներսում և դրսում՝ տեղայնացված մակերևույթին մոտ, ինչպես նաև անվերջությունում տարածվող ծավալային ալիքների ինտենսիվությունը:

SYNCHROTRON RADIATION FROM A CHARGE ON EIGENMODES OF A DIELECTRIC CYLINDER

A.A. SAHARIAN, A.S. KOTANJYAN, V.Kh. KOTANJYAN

Electromagnetic radiation on the eigenmodes of a dielectric waveguide is investigated for the charge rotating around a dielectric cylinder. A formula for radiation intensity on a given harmonic is derived. The corresponding fields exponentially decay at distances from the surface of the cylinder larger than the radiation wavelength. A comparison is made for the intensities of the parts of the radiation propagating inside and outside the cylinder, as well as with the intensity of the radiation at large distances from the cylinder.