

## ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИМПУЛЬСА ЭЙРИ НА ВРЕМЕННОМ СКАЧКЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ СРЕДЫ

### Введение

Распространение электромагнитных волн в средах с зависящими от времени диэлектрическими параметрами рассматривается с помощью интегральных уравнений, эквивалентных уравнениям Максвелла. Изменение параметров во времени состоит или в изменении диэлектрической проницаемости среды, или в движении границы диэлектрического объекта. Взаимодействие электромагнитных волн с нестационарной средой впервые было рассмотрено в работах [1, 2]. Хорошо исследованы такие задачи для первичной плоской монохроматической волны [3]. Но особый интерес в исследовании нестационарных процессов представляют волны, имеющие несимметричную форму. К ним относятся оптические импульсы Эйри, которые с 2007 года активно исследуются в силу своих уникальных свойств (самоускорение, самолечение и недифрагированное распространение) [4]. В стационарных пучках Эйри самоускорение означает искривление траектории пучка в пространстве, когда его поперечная и продольная координаты связаны параболической зависимостью, а временная зависимость представлена простой гармонической функцией. Особый интерес представляет распространение импульсов Эйри в неоднородных средах, так как уже в простейших применениях имеет место прохождение импульсов через различные приборы и устройства: линзы, отражение от зеркал, создание «световых пульс» [5] и др. В настоящее время в работах [6 – 9] представлены результаты по преобразованию импульсов при помощи зеркал от точечного источника в поле с круговой каустикой, длина которой больше полукруга. Еще больший интерес представляют электромагнитные задачи о взаимодействии несимметричного импульса Эйри с несимметричным объектом дифракции в среде, где скачком меняется диэлектрическая проницаемость. В данной статье решается задача с такой тройной асимметрией, когда импульс Эйри взаимодействует со слоем диэлектрика, в котором диэлектрическая проницаемость скачком меняется в нулевой момент времени. Получены явные выражения для поля в произвольной точке слоя.

### Метод и алгоритм решения

Дифракция электромагнитных волн в нестационарных условиях среды распространения имеет эволюционный характер. Под нестационарными условиями подразумевается как нестационарная форма первичного (невозмущенного) сигнала, так и изменяющееся во времени состояние среды распространения. При этом важное значение представляет собой выбор начального момента нестационарности.

Ярким и своеобразным представителем нестационарного первичного сигнала является импульс Эйри, интерес к которому проявляется еще с начала 19 века [4]. И особенно усилился в последние годы в связи с реализованной возможностью генерации импульсов Эйри с криволинейной траектории распространения [5]. Своеобразие распространения таких импульсов усиливается при изменении во времени свойств и при наличии неоднородности среды.

Характер развития таких процессов существенно зависит от выбора начального момента нестационарности. В данной работе рассматривается эволюция импульса Эйри при его взаимодействии с полуограниченной средой, границы которой появляются в определенный момент времени.

Для описания такого взаимодействия используется метод интегральных уравнения Вольтерра [10]. Преимущества этого метода заключаются в универсальности по отношению к начальному полю, автоматическому учету граничных и начальных условий, физической наглядностью, что позволяет существенно упростить алгоритм решения задачи.

Электромагнитное поле описывается интегральным соотношением

$$E(t, x) = E_0(t, x) - \frac{v^2 - v_1^2}{2vv_1^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^\infty dt' \int_0^a dx' \theta \left( t - t' - \frac{|x - x'|}{v} \right) E(t', x') \quad (1)$$

которое для точек внутри объекта дифракции представляет собой интегральное уравнение. В случае определения поля вне этого объекта, формула (1) является квадратурной, что позволяет вычислить внешнее поле по найденному внутреннему. Здесь  $v = c/\sqrt{\varepsilon}$  – фазовая скорость волн в первичной среде,  $v_1 = c/\sqrt{\varepsilon_1}$  – фазовая скорость волн внутри объекта дифракции,  $\theta(t)$  – единичная функция Хевисайда. В качестве первичного поля рассмотрен импульс Эйри  $E_0(t, x) = \text{Ai}(-t/T + x/vT - p)$ , где  $T$  – временной масштаб,  $p = (x_0/v - t_0)/T$  – стартовый параметр, который формируется начальным моментом генерации импульса и точкой расположения источника излучения импульса.

В качестве объекта дифракции рассмотрим однородный плоский слой толщиной  $a$ , в котором диэлектрическая проницаемость скачком изменяется в нулевой момент времени от значения  $\varepsilon$  до значения  $\varepsilon_1$ . Решение уравнения будем строить с помощью метода резольвенты [10]. Применение этого метода показывает, что пространственно-временная область в координатах  $(t, x)$ , соответствующая слою, разбивается на пространственно-временные зоны  $mn$  (рис. 1, а). Индекс  $m$  показывает количество отражений импульса от освещенной границы слоя, а второй индекс  $n$  – от теневой границы слоя.

Резольвента интегрального уравнения состоит из двух частей

$$\hat{R} = \theta(x)(\hat{R}_1 + \hat{R}_2)\theta(x') \quad (2)$$

Первая часть резольвенты (2) имеет такой же вид, как и в случае неограниченного пространства:

$$\hat{R}_1 = \frac{v_1^2 - v^2}{2v^2v_1} \theta(x) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \theta \left( t - t' - \frac{|x - x'|}{v_1} \right) \theta(x') \quad (3)$$

Применение этой резольвенты к свободному члену уравнения (1) дает электрическое поле импульса в зоне, свободной от влияния границ слоя, то есть в зоне с номером 00.

Вторая часть резольвенты (2), обусловленная наличием границ слоя, строится с учетом переотражений от границ слоя, и для поля в зоне с произвольным номером  $mn$  имеет вид

$$\hat{R}_2 = \hat{R}_{mn} \theta(x') \theta(a - x'), \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{R}_{mn} = & \frac{v^2 - v_1^2}{2vv_1^2} \frac{v_1}{v} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left\{ \sum_{k=1}^m R^k \theta \left[ v_1(t - t') - x + (-1)^{k-1} \left( \frac{a}{2} - x' \right) - \frac{2k-1}{2} a \right] + \right. \\ & \left. + \sum_{k=1}^m R^k \theta \left[ v_1(t - t') + x + (-1)^k \left( \frac{a}{2} - x' \right) - \frac{2k+1}{2} a \right] \right\} \end{aligned} \quad (5)$$

Первая сумма в (5) показывает вклад отражений сигнала от освещенной границы слоя, а вторая – от теневой. Коэффициент  $R = (v - v_1)/(v + v_1)$  совпадает с коэффициентом отраже-

ния плоской гармонической волны от плоской границы. С увеличением номера зоны слагаемые, содержащие коэффициент  $R$ , будут давать уменьшающийся вклад в поле в силу того, что  $R < 1$ .

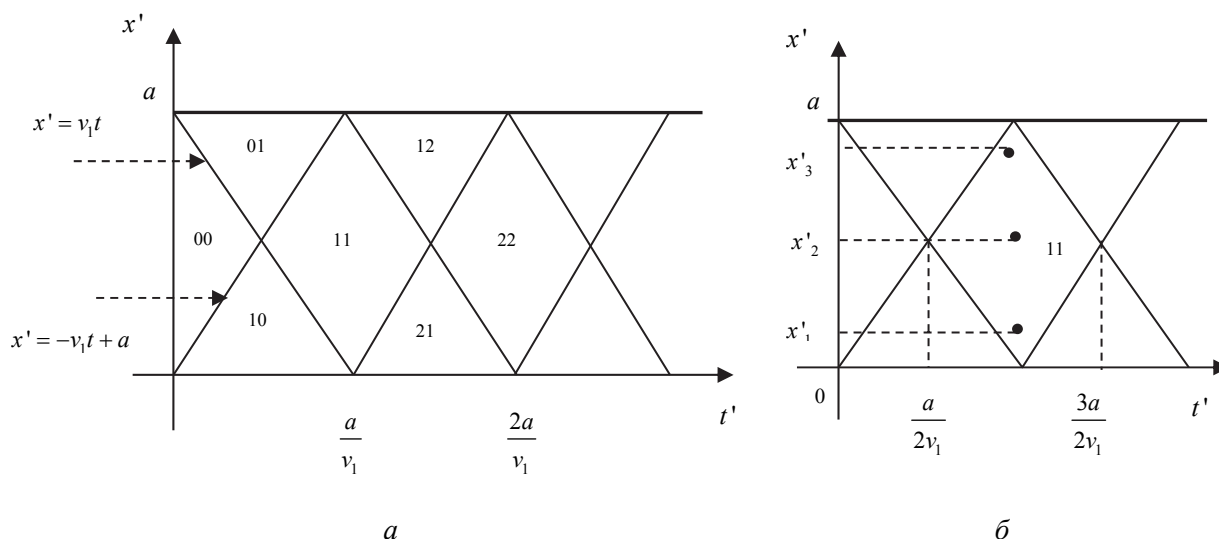


Рис. 1. Пространственно-временные зоны в слое (а) и выбор точки наблюдения в зоне с номером 11 (б)

### Преобразование импульса Эйри на начальном этапе взаимодействия со слоем

Исследуем преобразование импульса Эйри в зоне с номером 00, ограниченной пространственно-временными линиями  $x' = v_1 t$  и  $x' = -v_1 t + a$ , где  $0 < t < a / 2v_1$  (рис. 1). Применяя резольвенту (3) к свободному члену уравнения (1), получим формулу для вычисления электрического поля в зоне 00

$$\begin{aligned}
 E_{00}(t, x) &= \theta(x)\theta(a-x) \int_0^\infty dt' \int_0^a dx' \hat{R}_1 E_0(t', x') = \\
 &= \frac{v_1^2 - v^2}{2v^2 v_1} \theta(x)\theta(a-x) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^\infty dt' \int_0^a dx' \theta\left(t-t' - \frac{|x-x'|}{v_1}\right) E_0(t', x')
 \end{aligned} \tag{6}$$

Выполнив интегрирование в формуле (6), получим явное выражение для поля в зоне 00:

$$\begin{aligned}
 E_{00}(t, x) &= \theta\left(-\frac{x}{vT} - \frac{v_1 t}{vT}\right) \left[ \frac{v_1 v_1 - v}{v} \frac{v_1 - v}{2v} \text{Ai}\left(\frac{v_1 t}{vT} + \frac{x}{vT} - p\right) + \right. \\
 &+ \left. \frac{v_1 v_1 + v}{v} \frac{v_1 + v}{2v} \text{Ai}\left(-\frac{v_1 t}{vT} + \frac{x}{vT} - p\right) \right] \theta\left(-\frac{x}{vT} - \frac{v_1 t}{vT} - \frac{a}{vT}\right)
 \end{aligned} \tag{7}$$

В исследуемой зоне поле состоит из двух импульсов Эйри, распространяющихся с новой скоростью в противоположных направлениях. В этой зоне поле не испытывает влияния границ слоя, полученные же волны сформировались в результате скачка диэлектрической проницаемости внутри слоя, что привело к расщеплению падающего импульса Эйри на два импульса. Дальнейшее взаимодействие импульса со слоем состоит в отражении его от границ. При этом характер вторичного импульса будет меняться при переходе из зоны в зону, что описывается функциями Хевисайда в формуле (7) и ниже.

В зоне под номером 01 импульс однократно отражается от верхней границы слоя

$$E_{01}(t, x) = \theta(x)\theta(a-x) \int_0^{\infty} dt' \int_0^a dx' \hat{R}_{01} E_0(t', x') =$$

$$= \frac{v_1^2 - v^2}{2v^2 v_1} \theta(x)\theta(a-x) \frac{\partial^2}{\partial t^2} R \int_0^{\infty} dt' \int_0^a dx' \left\{ \theta \left[ t - t' + s_1^{(-)}(x, x') \right] \right\} E_0(t', x')$$
(8)

Здесь  $s_1^{(-)}(x, x') = \frac{1}{2v_1} \{2x - a + 2x' - 3a\}$

Выполнив интегрирование в (8), получаем выражение для поля в зоне 01

$$E_{01}(t, x) = \theta \left( -\frac{x}{vT} - \frac{v_1 t}{v T} \right) \left[ \frac{v_1 v_1 + v}{v} \text{Ai} \left( -\frac{v_1 t}{v T} + \frac{x}{vT} - p \right) + \right.$$

$$\left. + R \frac{v_1 v_1 + v}{v} \text{Ai} \left( -\frac{v_1 t}{v T} - \frac{x}{vT} + \frac{2a}{vT} - p \right) \right] \theta \left( \frac{x}{vT} + \frac{v_1 t}{v T} - \frac{a}{vT} \right)$$
(9)

В этой зоне электрическое поле также состоит из двух волн, распространяющихся в противоположных направлениях. Первая волна есть результат расщепления импульса в момент скачка диэлектрической проницаемости, а вторая, пропорциональная коэффициенту отражения  $R$ , формируется в результате отражения импульса от верхней границы слоя.

В зоне 10 резольвента (4) строится с учетом отражения от нижней границы слоя и поле в этой зоне вычисляется по формуле

$$E_{10}(t, x) = \theta(x)\theta(a-x) \int_0^{\infty} dt' \int_0^a dx' \hat{R}_{10} E_0(t', x') =$$

$$= \frac{v_1^2 - v^2}{2v^2 v_1} \theta(x)\theta(a-x) \frac{\partial^2}{\partial t^2} R \int_0^{\infty} dt' \int_0^a dx' \left\{ \theta \left[ t - t' - s_1^{(+)}(x, x') \right] \right\} E_0(t', x')$$
(10)

где  $s_1^{(+)}(x, x') = \frac{1}{2v_1} \{2x - a + 2x' + a\}$

После интегрирования в (10), получаем электрическое поле в зоне 10:

$$E_{10}(t, x) = \theta \left( -\frac{x}{vT} + \frac{v_1 t}{v T} \right) \left[ \frac{2v_1}{v_1 + v} \text{Ai} \left( -\frac{t}{T} + \frac{x}{v_1 T} - p \right) + \right.$$

$$\left. + \frac{v_1 v - v_1}{v} \text{Ai} \left( \frac{v_1 t}{v T} + \frac{x}{vT} - p \right) + R \frac{v_1 v - v_1}{v} \text{Ai} \left( \frac{v_1 t}{v T} - \frac{x}{vT} - p \right) \right] \theta \left( -\frac{x}{vT} - \frac{v_1 t}{v T} + \frac{a}{vT} \right)$$
(11)

В этой зоне поле состоит из трех типов волн: первая представляет собой непосредственное прохождение в слой падающей волны, имеет такое же направление распространения, но новую скорость. Вторая волна распространяется в противоположном направлении и порождена обратной волной, возникшей в результате временного скачка диэлектрической проницаемости. Отражение этой волны от теневой границы слоя дает третью волну, которая распространяется в том же направлении, что и падающая волна.

В центральных зонах слоя резольвента строится с учетом отражений от двух границ. Поле в зоне с  $m$ -кратным отражением от двух границ слоя, то есть в зонах с одинаковыми индексами  $mm$ , описывается выражением

$$E_{mm}(t, x) = \theta\left(-\frac{x}{vT} + \frac{v_1 t}{v T} + (1-m)\frac{a}{vT}\right)\theta\left(\frac{x}{vT} + \frac{v_1 t}{v T} - m\frac{a}{vT}\right)\left[C_0 \text{Ai}\left(-\frac{t}{T} + \frac{x}{v_1 T} - p\right) + \right. \\ \left. + C_0 \sum_{k=1}^{m-1} R^k \text{Ai}\left(-\frac{t}{T} + (-1)^k \frac{x}{v_1 T} + (k-2+i_k)\frac{a}{v_1 T} - p\right) + R^m C_1 \text{Ai}\left(-\frac{v_1 t}{v T} + (-1)^m \frac{x}{v T} - \frac{v_1}{v}(m+i_m)\frac{a}{v T} - p\right) + \right. \\ \left. + R^m C_2 \text{Ai}\left(\frac{v_1 t}{v T} + (-1)^m \frac{x}{v T} - \frac{v_1}{v}(m-i_m)\frac{a}{v T} - p\right)\right]\theta\left(-\frac{x}{vT} - \frac{v_1 t}{v T} + (1+m)\frac{a}{vT}\right)\theta\left(\frac{x}{vT} - \frac{v_1 t}{v T} + m\frac{a}{vT}\right) \quad (12)$$

где  $C_0 = \frac{2v_1}{v+v_1}$ ,  $C_1 = \frac{v_1}{v} \frac{v_1+v}{2v}$ ,  $C_2 = \frac{v_1}{v} \frac{v_1-v}{2v}$ ,  $i_k = \frac{1}{2}(1-(-1)^k)$ .

Из соотношения (12) видно, что поле внутри слоя имеет сложную структуру и состоит из четырех типов волн. Волны, пропорциональные коэффициенту  $C_0$ , порождаются падающим после нулевого момента полем. Два последних слагаемых, пропорциональные коэффициентам  $C_1$  и  $C_2$ , порождаются расщепившимися в результате скачка диэлектрической проницаемости волнами. С увеличением номера зоны  $mm$  вклад переотражений импульса от границ слоя будет уменьшаться так как соответствующие слагаемые в формуле (12), пропорциональны коэффициенту  $R < 1$ . Поэтому важно исследовать внутреннее поле именно в зонах с небольшими номерами.

В частности, поле в зоне в зоне 11 с одним отражением от верхней и одним отражением от нижней границы имеет вид

$$E_{11} = \theta\left(-\frac{x}{vT} + \frac{v_1 t}{v T}\right)\theta\left(\frac{x}{vT} + \frac{v_1 t}{v T} - \frac{a}{vT}\right)\left[-\text{Ai}\left(-\frac{t}{T} + \frac{x}{vT} - p\right) + \frac{2v_1}{v+v_1} \text{Ai}\left(-\frac{t}{T} + \frac{x}{v_1 T} - p\right) + \right. \\ \left. + R \frac{v_1+v}{2v} \frac{v_1}{v} \text{Ai}\left(-\frac{v_1 t}{v T} - \frac{x}{vT} + \frac{2a}{vT} - p\right) + R \frac{v_1}{v} \frac{v-v_1}{2v} \text{Ai}\left(\frac{v_1 t}{v T} - \frac{x}{vT} - p\right)\right]\theta\left(-\frac{x}{vT} - \frac{v_1 t}{v T} + \frac{2a}{vT}\right)\theta\left(\frac{x}{vT} - \frac{v_1 t}{v T} + \frac{a}{vT}\right) \quad (13)$$

Поле импульса в слое формируется из четырех волн. Первые две сформировались после прохождения первичного импульса в зону 11. Одна из них распространяется с новой скоростью  $2v_1/(v+v_1)\text{Ai}(-t/T + x/v_1 T - p)$ , а другая  $-\text{Ai}(-t/T + x/vT - p)$  гасит падающую волну, в результате чего формула (13) принимает вид

$$E_{11} = \theta\left(-\frac{x}{vT} + \frac{v_1 t}{v T}\right)\theta\left(\frac{x}{vT} + \frac{v_1 t}{v T} - \frac{a}{vT}\right)\left[\frac{2v_1}{v+v_1} \text{Ai}\left(-\frac{t}{T} + \frac{x}{v_1 T} - p\right) + R \frac{v_1+v}{2v} \frac{v_1}{v} \text{Ai}\left(-\frac{v_1 t}{v T} - \frac{x}{vT} + \frac{2a}{vT}\right) + \right. \\ \left. + R \frac{v_1}{v} \frac{v-v_1}{2v} \text{Ai}\left(\frac{v_1 t}{v T} - \frac{x}{vT}\right)\right]\theta\left(-\frac{x}{vT} - \frac{v_1 t}{v T} + \frac{2a}{vT}\right)\theta\left(\frac{x}{vT} - \frac{v_1 t}{v T} + \frac{a}{vT}\right) \quad (14)$$

Волны, которые образовались после скачка диэлектрической проницаемости в нулевой момент времени, после однократного отражения от двух границ слоя формируют две последние волны в формуле (14). Полученные выражения для прошедших в слой волн позволяют определить поле вне слоя. Механизм взаимодействия импульса Эйри с одной границей отличается от случая слоя. Поле, прошедшее через плоскую границу, имеет вид [11]

$$E_T = \frac{v_1(v_1-v)}{2v^2} \text{Ai}\left[\frac{v_1}{v}\left(\frac{t}{T} + \frac{x}{v_1 T}\right) - p\right] + \theta\left(\frac{x}{v_1 T} - \frac{t}{T}\right) \frac{v_1(v_1+v)}{2v^2} \text{Ai}\left[-\frac{v_1}{v}\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{v_1 T}\right) - p\right] + \\ + \theta\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{v_1 T}\right) \left\{ \frac{2v_1}{v_1+v} \text{Ai}\left[-\frac{t}{T} + \frac{x}{v_1 T} - p\right] - \frac{v_1(v-v_1)^2}{2v^2(v+v_1)} \text{Ai}\left[\frac{v_1}{v}\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{v_1 T}\right) - p\right] \right\} \quad (15)$$

Сравнивая процесс взаимодействия импульса со слоем (две границы нестационарной среды) и с полупространством (одна граница нестационарной среды), следует отметить существенное влияние переотражений вторичных импульсов от границ слоя, которые отсутствуют в случае полупространства, ограниченного одной плоской границей.

### Анализ структуры поля в начале диэлектрического слоя.

Положение импульса Эйри в зоне 00 при положительном значении стартового параметра  $p$  показано на рис. 2, а. Из анализа графиков следует, что в данной зоне за промежуток времени от  $t_0 = 0$  до  $t_1 = a/2u$  успевает появиться лишь передний фронт импульса Эйри, что хорошо видно вблизи освещенной границы в точке  $x/vT = 5$  и в середине слоя в точке  $x/vT = 10$ . Время запаздывания импульса  $t/T$  легко определить по рис. 2, в, вычислив разность между значениями времени, когда сигнал достигает своего максимального пика. Учитывая динамику распространения импульса, можно сказать, что в точку  $x/vT = 15$ , близкую к теневой границе слоя, импульс попадет в момент времени, который будет превышать временной интервал зоны 00. Следовательно, сигнал перейдет в соседнюю зону, а в рассматриваемой зоне 00 будет отсутствовать (рис. 2, в).

При переходе импульса в зону 11 за промежуток времени  $t_1/T = a/2v_1$  и  $t_2/T = 3a/2v_1$  (рис. 1, б) видно изменение импульса по мере продвижения по толщине слоя. Выбор точек наблюдения в зоне 11 показан на рис. 1, б. В точках, близких к границам слоя (на рис. 2, з сплошная и пунктирные линии), импульс имеет значительно меньшую продолжительность, чем в середине слоя (на рис. 2, з штрихованная линия). Это обусловлено ромбовидной формой виртуальных пространственно-временных зон, на которые делится слой.

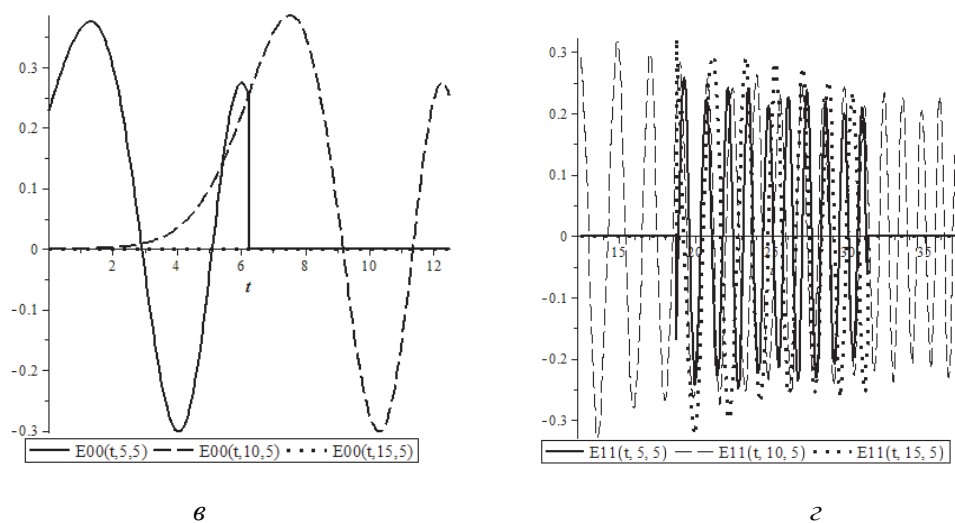


Рис. 2. Временной ход импульса Эйри в зоне 00 (а) и в зоне 11 (з) слоя при  $p = 5$ ,  $a/vT = 20$ ,  $u = v_1/v = 0.8$  в разных точках слоя:  $x/vT = 5$  (сплошная линия),  $x/vT = 10$  (штриховая линия),  $x/vT = 15$  (пунктирная линия). Временной интервал в зоне 00 меняются от  $t_0 = 0$  до  $t_1 = a/2u$  (а), а в зоне 11 от  $t_1 = a/2u$  до  $t_2 = 3a/2u$  (з)

На рис. 3 показано распространение импульса Эйри в зонах 00 и 11 при отрицательном значении стартового параметра  $p = -5$ . Из анализа графиков следует, что при  $p < 0$  (рис. 3, д) сигнал достигает выбранной точки наблюдения позже, чем при  $p > 0$  (рис. 2, а). В зоне 11 наблюдается лишь сильно осциллирующий «хвост» импульса Эйри при  $p = 5$  (рис. 2, з), в то время как при отрицательном значении  $p = -5$  (рис. 3, з) в данной зоне видно еще и главный лепесток импульса. Поэтому, выбор значения стартового параметра важен при исследовании распространения импульса.

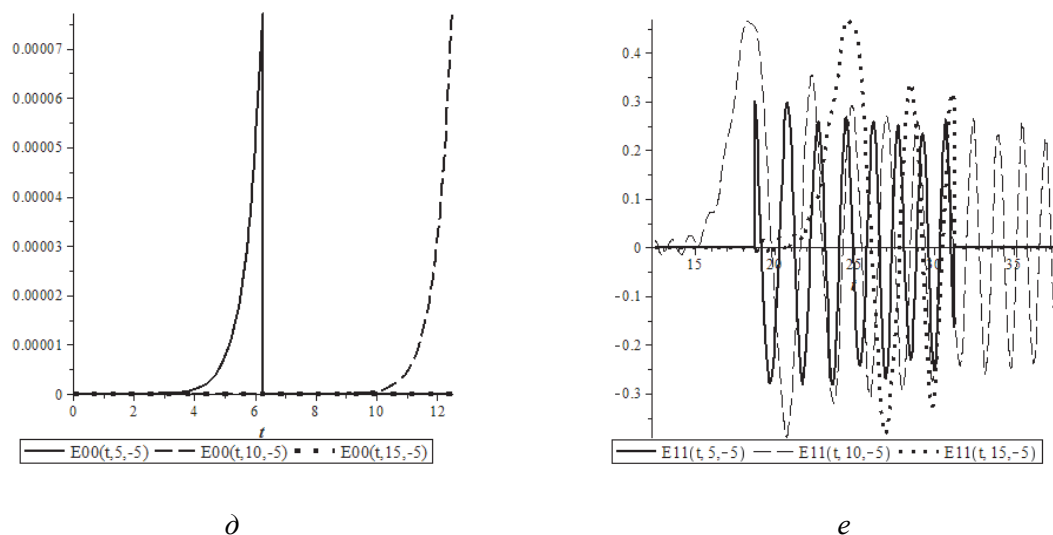


Рис. 3. Временной ход импульса Эйри в зоне 00 (д) и в зоне 11 (е) слоя при  $p = -5$ ,  $a / vT = 20$ ,  $u = v_1 / v = 0.8$  в разных точках слоя:  $x / vT = 5$  (сплошная линия),  $x / vT = 10$  (штриховая линия),  $x / vT = 15$  (пунктирная линия)

На рис. 4, 5 показано положение импульса Эйри в среде с показателем преломления большим единицы ( $v_1 / v > 1$ ) при разных значениях стартового параметра  $p$ . На рис. 4, ж видно, что максимального значения главный лепесток импульса в зоне 00 достигает в более оптически плотной среде и распространяется быстрее по сравнению со средой с меньшим показателем преломления. Характер осцилляций «хвоста» импульса не меняется в среде с большим коэффициентом преломления.

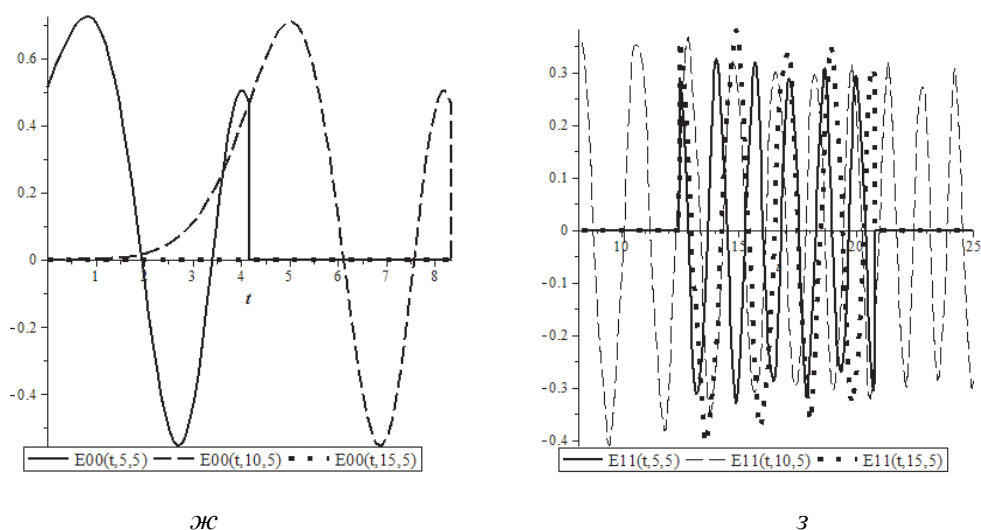


Рис. 4. Распространение импульса Эйри в зоне 00 (ж) и в зоне 11 (з) слоя при  $p = 5$ ,  $a / vT = 20$ ,  $u = v_1 / v = 1.2$  в разных точках слоя:  $x / vT = 5$  (сплошная линия),  $x / vT = 10$  (штриховая линия),  $x / vT = 15$  (пунктирная линия)

При отрицательных значениях стартового параметра  $p = -5$  в оптически более плотной среде амплитуда импульса увеличивается (рис. 5). Своего максимального значения в среде с показателем преломления  $v_1 / v = 1.2$  он достигает гораздо раньше (рис. 5, к), по сравнению со случаем, когда  $v_1 / v = 0.8$  (рис. 3, е). Меняется также форма главного лепестка: появляются побочные лепестки импульса в середине слоя и ближе к верхней границе.

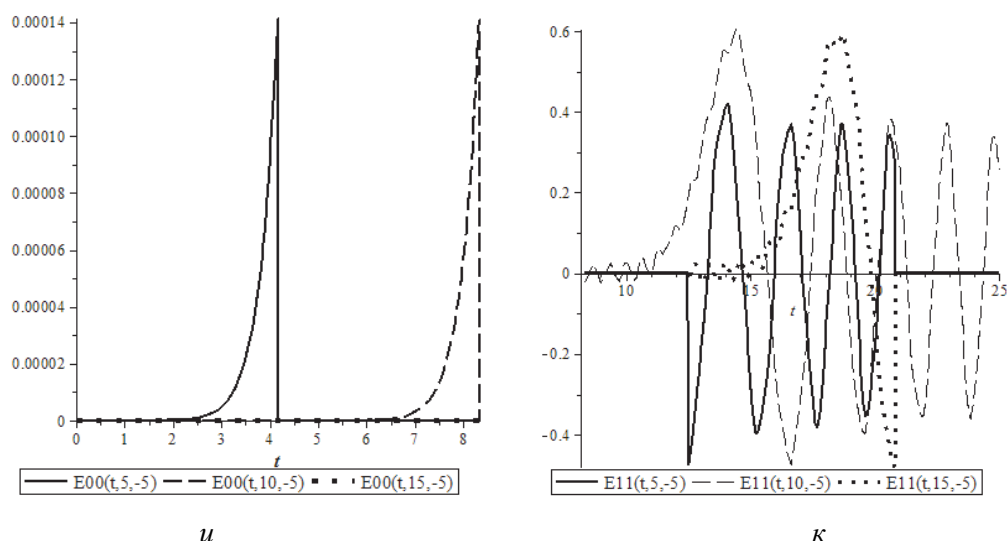


Рис. 5. Распространение импульса Эйри в зоне 00 ( $u$ ) и в зоне 11 ( $\kappa$ ) слоя при  $p = -5$ ,  $a / vT = 20$ ,  $u = v_1 / v = 1.2$  в разных точках слоя:  $x / vT = 5$  (сплошная линия),  $x / vT = 10$  (штриховая линия),  $x / vT = 15$  (пунктирная линия)

## Выводы

Решена задача о преобразовании электромагнитного импульса Эйри плоским слоем диэлектрика, в котором в нулевой момент времени скачком меняется диэлектрическая проницаемость. Получены явные выражения для импульса Эйри внутри слоя. Рассмотрено влияние знака начального (стартового) пространственно-временного параметра на процесс взаимодействия импульса со слоем; при положительных значениях стартового параметра импульс может вообще не почувствовать изменение во времени диэлектрической проницаемости среды в слое. Проанализировано распространение импульса в средах с разным коэффициентом преломления, из которого следует, что главный лепесток импульса Эйри изменяет свою форму в оптически более плотной среде как при положительных, так и при отрицательных значениях стартового параметра. Из анализа полученных результатов следует, что величина стартового параметра существенно влияет на процесс взаимодействия импульса со слоем, а увеличение диэлектрической проницаемости новой среды приводит к увеличению его амплитуды колебаний и изменению формы главного лепестка прошедшего импульса.

### Список литературы:

1. Morgenthaler F.R. Velocity Modulation of Electromagnetic Waves, 1958. 167 p.
2. Fante R. L. Transaction on Antennas and Propagation, 1971. 417 p.
3. Nerukh A., Sakhnenko N., Benson T., Sewell Ph. Non-stationary electromagnetics, Singapore: Pan Stanford Publishing Pte., 2013. 153 p.
4. Siviloglou G. A., Broky J., Dogariu A. and Christodoulides D. N., Observation of Accelerating Airy Beam Ballistics, 2008. 2085 p.
5. Chong A., Renninger W., Christodoulides D. N., Wise F., Airy–Bessel wave packets as versatile linear light bullets, Nature Photonics 4, 2010.
6. Georgios A. Siviloglou and Demetrios N. Christodoulides, Accelerating finite energy Airy beams, 2007. 979 p.
7. Хонина С.Н., Волоотовский С.Г., Ограниченные 1D пучки Эйри: лазерный веер // Компьютерная оптика. 2008. 168 с.
8. Miguel A. Bandres. Accelerating parabolic beams // California Institute of Technology. Pasadena. 2008. №15.
9. Alonso M. Generation of nonparaxial accelerating fields through mirrors, I: Two dimensions // Optics Express. 2014. 7124 p.
10. Нерух А.Г., Хижняк Н.А. // ЖТФ. 1979. №2. 225 с.
11. Nerukh A., Kurvzheva O., Benson T., Time-spatial structure of airy pulse in non-stationary environment // Optical and Quantum Electronics (1295). 2018. Issue 2, Articles 52.

Харьковский национальный  
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 17.03.2018