УДК 537.87

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НЕСТАЦИОНАРНЫМ ПЛАЗМЕННЫМ ЦИЛИНДРОМ РЕЗОНАНСНОГО РАДИУСА

Н.К. Сахненко, А.Г. Нерух
Харьковский национальный университет радиоэлектроники,
61166, Харьков, пр. Ленина 14, Украина;
E-mail: n_sakhnenko@yahoo.com

Работа посвящена изучению распространения электромагнитных волн в меняющейся во времени среде. А именно, рассматривается взаимодействие поля с нестационарной плазмой, сосредоточенной внутри цилиндрической области, ортогональной идеально проводящим стенкам плоскопараллельного волновода.

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к нестационарным электромагнитным процессам вызван, прежде всего, многочисленностью и важностью их практических приложений. Среди них можно выделить, например, использование ультракоротких импульсов в системах передачи информации, преобразование электромагнитного поля при взаимодействии его с меняющейся во времени средой. В частности, исследование явлений с зависящими от времени параметрами крайне необходимо для создания новых устройств, использующих высокую информационную емкость нестационарных сигналов для дистанционного зондирования объектов и передачи больших объемов информации. В последние годы в средней атмосфере было открыто новое явление, вызываемое высотными разрядами и проявляющееся в виде люминесцирующих столбов “red sprites” [1,2]. Их появление, несмотря на очень короткий промежуток времени ($\approx$ 30 мс), существенно влияет на распространение радиоволн от ОНЧ до УВЧ диапазонов. Огромный практический интерес представляет создание источников излучения терагерцевого диапазона на базе устройств с нестационарной полупроводниковой плазмой; исследование нелинейных эффектов в сильных волновых полях; исследование биологических объектов. Задачи, параметры которых меняются с течением времени, важны также и при исследовании распространения электромагнитных волн в ионосфере, при зондировании атмосферы и поверхности Земли с летательных аппаратов; для управления электромагнитным сигналом в оптических системах связи; для моделирования ультрабыстрых электромагнитных переходных процессов в оптоэлектронных структурах. Вот далеко не полный перечень проблем, требующий глубокого изучения и достоверного моделирования.

Для решения нестационарных задач используются методы, либо базирующиеся на анализе в частотной области с использованием преобразования Фурье, либо позволяющие строить решение сразу во временной области. Применение преобразования Фурье для нестационарных задач сталкивается со значительными вычислительными трудностями, которые возрастают во много раз при исследовании сред с изменяющимися во времени параметрами. В связи с этим особое внимание вызывают именно те методы, которые позволяют решать задачу сразу во временной области.

Мощным и математически строгим методом для решения целого класса задач стационарной электродинамики является метод интегральных уравнений в форме, впервые предложенной Н.А. Хижняком [3,4]. Этот метод был затем расширен для рассмотрения электромагнитных явлений во временной области [5,6]. При переходе во временную область изменяется тип интегрального уравнения, которое становится интегральным уравнением Вольтерра второго рода. Метод позволяет рассматривать произвольные инициирующие поля и решать как задачи распространения электромагнитных волн в однородных средах с зависящими от времени параметрами, так и задачи дифракции на нестационарных объектах. Под нестационарным объектом подразумевается область среды с меняющимися во времени свойствами и/или подвижными границами.

Особый интерес представляет плазменная нестационарная среда, и, в частности, случай образования плазмы при мгновенной ионизации среды. Это приводит к существенному преобразованию первичного электромагнитного поля [7]. Например, бегущая волна трансформируется в прямую и обратную волны, имеющие новую частоту и амплитуду при сохранении волнового числа. Это явление преобразования частоты было продемонстрировано сначала экспериментально [8,9], а затем было дано полное теоретическое обоснование этого результата для случая безграничной плазмы [10].

Взаимодействие поля с ограниченной плазмой ведет к качественно новым результатам. Решение граничной задачи с полуограниченной нестационарной плазмой рассмотрено в [5,6,11]. Некоторые аспекты трансформации волн в плазменном слое рассмотрены в [12-14].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В данной работе рассматривается взаимодействие электромагнитного поля и цилиндрического плазменного столба, плотность которого резко меняется во времени. Столб расположен поперек плоскопараллельного волновода с идеально проводящими стенками.

В волноводе распространяется волна низшей моды $E_0 = E_0(t,\rho,\varphi)e_z$ с произвольной временной зависимостью. Предполагается, что в плоскости, параллельной одной из стенок волновода, введены координаты ρ и φ, а ось z направлена поперек волновода. Рассмотрим случай, когда до некоторого момента времени, который без ограничения общности можно считать нулевым, волновод был пустым ($\varepsilon = 1$). В нулевой момент времени происходит резкое изменение плотности плазмы внутри цилиндрической области радиуса ρ_0 (Рис.1). Произвольная зависимость от времени плотности плазмы может быть аппроксимирована последовательностью ступенчатых функций, поэтому ключевой задачей является исследование преобразования поля именно при резком изменении параметров среды. Все рассмотрение ведется в приближении холодной изотропной плазмы.

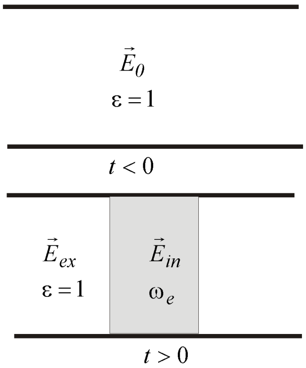


Рис.1. Геометрия задачи

Интегральное уравнение для электрического поля как внутри плазмы (E_{in}), так и вне ее (E_{ex}), может быть представлено в операторной формулировке [5]:

$$E = \breve{F} + \hat{K}E , \qquad (1)$$

где F - свободный член уравнения, обусловленный предысторией первичного поля E_0, а интегральный оператор определяется выражением

$$\hat{K} = \hat{\Phi}^{-1}\int_0^t dt' \int_0^{\rho_0} \rho' d\rho' \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^b dz' \hat{G} \cdot \hat{V}_e \hat{\Phi} .$$

Здесь G - функция Грина во временной области для плоского пустого волновода [15]:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\hat{G} = -\frac{c^3}{\pi b}\left(graddiv - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\hat{I}\right)\times$$

$$\times \sum_{k=-\infty}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\alpha_n \int_0^{\infty} sdsJ_k(s\rho)J_k(s\rho')\frac{\sin v\tau\sqrt{s^2+\lambda_n^2}}{\sqrt{s^2+\lambda_n^2}}\Theta(v\tau)\hat{\psi}_n(z)\hat{\psi}_n(z'), \qquad (2)$$

где c – скорость света в вакууме; $\tau = t - t'$; $\alpha_n = \begin{cases} 1, & n \ge 1 \\ \frac{1}{2}, & n = 0 \end{cases}$; $\hat{\psi}_n = \begin{pmatrix} \sin\lambda_n z & 0 & 0 \\ 0 & \sin\lambda_n z & 0 \\ 0 & 0 & \cos\lambda_n z \end{pmatrix}$ - собственные тензорные функции плоского волновода; $\lambda_n = \frac{n\pi}{b}$; b - расстояние между стенками волновода.

Матрица $\hat{\Phi} = \begin{pmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi & 0 \\ -\sin\varphi & \cos\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$ учитывает переход от декартовых компонент векторов к цилиндрическим.

Оператор среды V_e определяется формулой $\hat{V}_e E = P(E)$, где P - вектор электрической поляризации.

В случае среды в виде холодной изотропной плазмы с меняющейся во времени плотностью оператор среды может быть представлен в виде

$$\hat{V}_e = \frac{1}{4\pi}\int_0^t \omega_e^2(t')(t-t')dt' ,$$

где ω_e - плазменная частота.

Уравнение (1) описывает электромагнитное поле во всем рассматриваемом пространстве. Внутри цилиндра - это интегральное уравнения Вольтерра второго рода. Во внешнем пространстве это выражение представляет собой квадратурную формулу.

3. РЕЗОЛЬВЕНТА ИНТЕГРАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ

Введение нулевого момента времени ограничивает область интегрирования в уравнении (1). Это позволяет при построении решения интегрального уравнения учитывать эволюционный характер процесса. На первом этапе эволюции взаимодействия поля со средой отсутствует влияние границ неоднородности и задача эквивалентна начальной задаче электродинамики в безграничной среде. Влияние границ нестационарной области проявляется на втором этапе построения решения.

В данной работе построение решения производится с помощью резольвенты и представляется в виде

$$E = E_0 + \hat{R}E_0 . \qquad (3)$$

Резольвентный оператор уравнения (1), получаемый в виде последовательных приближений, представим в виде сходящегося ряда

$$\hat{R} = \sum_{n=1}^{\infty}\hat{K}^n = (\hat{I} - \hat{K})^{-1}\cdot\hat{K} = \hat{K}\cdot(\hat{I} - \hat{K})^{-1} .$$

Отсюда следует операторное уравнение для резольвенты $\hat{R} - \hat{K}\hat{R} = \hat{K}$.

В случае скачкообразного изменения свойств среды резольвентный оператор удается получить аналитически. Для этого используется преобразования Фурье-Ханкеля-Лапласа. Резольвентный оператор, который соответствует начальной задаче, в данном случае мгновенному скачку плотности плазмы во всем объеме волновода, имеет вид:

$$\langle \vec{x}|\hat{R}|\vec{x}'\rangle = -\omega_e^2\hat{\Phi}^{-1}\times$$

$$\times\sum_{n=0}^{\infty}\alpha_n\sum_{k=-\infty}^{\infty}\int_0^{\infty}\frac{sds\sin(t-t')\sqrt{c^2(s^2+\lambda_n^2)+\omega_e^2}}{\sqrt{c^2(s^2+\lambda_n^2)+\omega_e^2}}\times \qquad (4)$$

$$\times J_k(s\rho)J_k(s\rho')\Theta(t-t')e^{ik(\varphi-\varphi')}\hat{\psi}_n(z)\hat{\psi}_n(z')\hat{\Phi} .$$

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ. 2004. № 4.
Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения (4), с.16-20.

В случае мгновенного скачка плотности плазмы внутри цилиндрической области резольвентный оператор имеет вид:

$$\hat{R}_t = \hat{R}_t^{(1)} + \hat{R}_t^{(2)}, \qquad (5)$$

$$\langle \vec{x}|\hat{R}_t^{(1)}|\vec{x}'\rangle = -\omega_e^2\hat{\Phi}^{-1}\Theta(\rho_0-\rho)\Theta(\rho_0-\rho')\times$$

$$\times\sum_{n=0}^{\infty}\alpha_n\sum_{k=-\infty}^{\infty}\int_0^{\infty}\frac{sds\sin(t-t')\sqrt{c^2(s^2+\lambda_n^2)+\omega_e^2}}{\sqrt{c^2(s^2+\lambda_n^2)+\omega_e^2}}\times$$

$$\times J_k(s\rho)J_k(s\rho')\Theta(t-t')e^{ik(\varphi-\varphi')}\psi_n(z)\psi_n(z')\hat{\Phi},$$

$$\langle \vec{x}|\hat{R}_t^{(2)}|\vec{x}'\rangle = -\frac{\omega_e^2}{c^2}\hat{\Phi}^{-1}\Theta(\rho_0-\rho)\Theta(\rho_0-\rho')\times$$

$$\times\sum_{n=0}^{\infty}\alpha_n\sum_{k=-\infty}^{\infty}\int_{-i\infty}^{i\infty}\frac{dp}{2\pi i}D_{e,k}(u_n,w_n,\rho_0)e^{p(t-t')}\times$$

$$\times I_k(\rho w_n)I_k(\rho' w_n)\times\psi_n(z)\psi_n(z')e^{ik(\varphi-\varphi')}\hat{\Phi},$$

$$D_{e,k}(u_n,w_n,\rho_0) =$$

$$= \frac{w_nK_{k+1}(w_n\rho_0)K_k(u_n\rho_0)-u_nK_k(w_n\rho_0)K_{k+1}(u_n\rho_0)}{w_nI_{k+1}(w_n\rho_0)K_k(u_n\rho_0)+u_nI_k(w_n\rho_0)K_{k+1}(u_n\rho_0)},$$

где $w_n^2 = \lambda_n^2 + \frac{\omega_e^2 + p^2}{c^2}$, $u_n^2 = \lambda_n^2 + \frac{p^2}{c^2}$, p - переменная преобразования Лапласа, $I_m(..), K_m(..)$ - модифицированные функции Бесселя, вектор $x = (t,\rho,\varphi,z)$.

Резольвентные операторы (4,5) записаны для случая электрического поля, однородного поперек волновода и направленного перпендикулярно его стенкам, т.е. вида $E_0 = E_0(t,\rho,\varphi)e_z$.

Первое слагаемое $\hat{R}_t^{(1)}$ в (5) представляет собой резольвентный оператор начальной задачи (4), умноженный на характеристическую функцию цилиндра $\Theta(\rho_0-\rho)$. Второе слагаемое в (5) обусловлено наличием цилиндрической границы. Функция D в резольвентном операторе (5) описывает резонансные свойства неоднородности, а равенство нулю ее знаменателя представляет собой дисперсионные уравнения для плазменного цилиндра.

С помощью построенных резольвентных операторов рассмотрим две задачи:

1) Взаимодействие нестационарного поля со стационарной неоднородностью, а именно, импульсное возбуждение поля в круглом плазменном цилиндре, ортогональном стенкам плоскопараллельного волновода, т.е. задачу возбуждения плазменного резонатора.

2) Воздействие нестационарной плазменной неоднородности такой же геометрии на первичное поле с гармонической зависимостью от времени.

4. ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОЛЯ В ПЛАЗМЕННОМ ЦИЛИНДРЕ ИМПУЛЬСОМ ТОКА

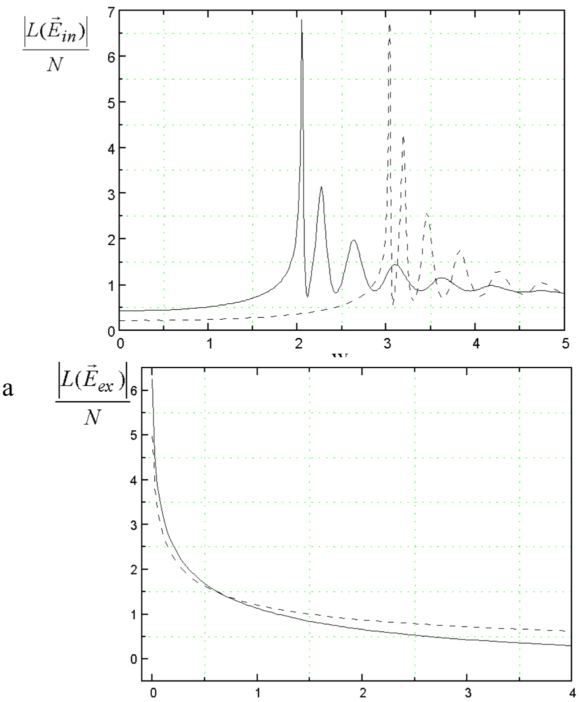
Рассмотрим линейный импульсный нитевидный ток $\vec{j} = j\frac{\delta(\rho)}{\rho}\Theta(t-t_0)\vec{e}_z$, текущий поперек волновода. Такой ток генерирует волну низшей моды, явное выражение для которой может быть получено с помощью построенной функции Грина. В пустом волноводе это цилиндрическая расходящаяся от источника волна, монотонно убывающая со временем в точке наблюдения [16]:

$$\vec{E}_0 = -\frac{4\pi}{c}\frac{\Theta(c(t-t_0)-\rho)}{\sqrt{c^2(t-t_0)^2-\rho^2}}\Theta(t-t_0)\vec{e}_z. \qquad (6)$$

В волноводе, заполненном плазмой, такой источник возбуждает волну, частота которой совпадает с плазменной [16]. Наличие границ существенно усложняет задачу. Предположим, что в нулевой момент времени в волноводе образовался плазменный цилиндр. Если предположить, что источник включается после образования плазмы $t_0 > 0$, то такая задача эквивалентна задаче возбуждения плазменного резонатора импульсом тока. Поле внутри цилиндра может быть получено из формулы (3) при помощи резольвентного оператора (5). Для проведения спектрального анализа запишем преобразование Лапласа от выражения для поля внутри цилиндра

$$L(\vec{E}_{in}) = -\frac{4\pi}{c^2}j\Theta(\rho_0-\rho)e^{-pt_0}\times$$

$$\times[K_0(\rho w_0)+I_0(\rho w_0)D_{e0}(u_0,w_0,\rho_0)]\vec{e}_z.$$



б

Рис.2. Спектр поля: а) внутри плазменного резонатора w_e =2 (сплошная линия), w_e =3 (пунктирная линия) (R=0.5, R_0=1, T_0=1); б) вне плазменного резонатора (сплошная линия), $R = 2.5$, $R_0 = 1$, $T_0 = 1$. Спектр поля такого же источника в свободном пространстве представлен пунктирной линией.

Амплитуда нормирована на величину $N = \frac{4\pi}{c^2} j$

Для удобства перейдем к безразмерным величинам при помощи нормирующей величины γ , имеющей размерность времени. Тогда $q = \gamma p$, $R = \frac{\rho}{c\gamma}$, $T = \frac{t}{\gamma}$, $w = \omega\gamma$. На рис.2,а приведен спектр внутреннего поля. Резонансные максимумы и минимумы наблюдаются на плазменной частоте и на собственных частотах резонатора. Наибольший по величине резонансный максимум соответствует плазменной частоте.

Внешнее поле определяется по формуле $E_{ex} = E_0 + \hat{K}_{ex} E_{in}$; где E_{in} – внутреннее поле в плазменном цилиндре; $\hat{K}_{ex}$ – ядро интегрального уравнения (1) при условии, что точка наблюдения находится вне неоднородности, т.е. $\rho > \rho_0$; E_0 – поле линейного тока в пустом волноводе (6). Преобразование Лапласа для внешнего поля дается выражением

$$L\left(\vec{E}_{ex}\right) = -\frac{4\pi}{c^2} j\theta(\rho-\rho_0) e^{-pt_0} \vec{e}_z \times$$

$$\times \frac{K_0\left(p\frac{\rho}{c}\right)}{pI_0\left(\sqrt{p^2+\omega_e^2}\frac{\rho_0}{c}\right)K_1\left(p\frac{\rho_0}{c}\right) + \sqrt{p^2+\omega_e^2}\, I_1\left(\sqrt{p^2+\omega_e^2}\frac{\rho_0}{c}\right)K_0\left(p\frac{\rho_0}{c}\right)}.$$

На рис.2,б представлены спектральные плотности внешнего поля линейного тока (сплошная линия) и поля того же тока в пустом волноводе (пунктирная линия). Поле рассматривается на расстоянии $R = 2$ от источника, значение плазменной частоты $w_e = 2$. Вне цилиндра резонансы не наблюдаются.

5. ВОЗДЕЙСТВИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ НА МОНОХРОМАТИЧЕСКУЮ ВОЛНУ

В качестве первичного поля рассмотрим монохроматическую волну с частотой ω_0 , которую представим в виде суперпозиции цилиндрических волн следующим образом:

$$\vec{E}_0 = E_0 \cdot e^{i\omega_0 t} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} (-i)^m J_m(k\rho) e^{im\varphi} \cdot \vec{e}_z, \quad k = \frac{\omega_0}{c}.$$

Применение резольвентного оператора начальной задачи (4) к каждой компоненте разложения дает известный результат о преобразовании поля в безграничном пространстве [10]:

$$\vec{E} = \left[\left(1 + \frac{\omega_0}{\omega_f}\right) e^{i\omega_f t} + \left(1 - \frac{\omega_0}{\omega_f}\right) e^{-i\omega_f t}\right] \frac{E_0}{2} \times$$

$$\times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} (-i)^m J_m(k\rho) e^{im\varphi} \cdot \vec{e}_z,$$

где $\omega_f = \sqrt{\omega_e^2 + \omega_0^2}$, $k = \frac{\omega_0}{c}$.

Первичная волна трансформируется в прямую и обратную с новой частотой и амплитудой при сохранении волнового числа.

Взаимодействие волны с ограниченной плазменной областью ведет к существенному усложнению пространственно-временной структуры поля. Это усложнение определяется второй частью резольвенты (5). Преобразование Лапласа от внутреннего поля имеет вид:

$$L(\vec{E}_{in}) = \vec{e}_z E_0 \frac{p + i\omega_0}{p^2 + \omega_e^2 + \omega_0^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-i)^m J_m(k\rho) e^{im\varphi} -$$

$$- \vec{e}_z E_0 \frac{\omega_e^2}{p - i\omega_0} \frac{1}{p^2 + \omega_e^2 + \omega_0^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-i)^m I_m\left(\frac{\rho}{c}\sqrt{\omega_e^2 + p^2}\right) e^{im\varphi} \times \quad (7)$$

$$\times \frac{\omega_0 J_{m+1}\left(\frac{\omega_0}{c}\rho_0\right) K_m\left(\frac{p}{c}\rho_0\right) - pJ_m\left(\frac{\omega_0}{c}\rho_0\right) K_{m+1}\left(\frac{p}{c}\rho_0\right)}{\sqrt{\omega_e^2 + p^2}\, I_{m+1}\left(\frac{\sqrt{\omega_e^2 + p^2}}{c}\rho_0\right) K_m\left(\frac{p}{c}\rho_0\right) + pI_m\left(\frac{\sqrt{\omega_e^2 + p^2}}{c}\rho_0\right) K_{m+1}\left(\frac{p}{c}\rho_0\right)}.$$

Характер распространения волны в плазменной среде определяется соотношением между плазменной частотой и частотой первичного поля. На рис. 3 приведен спектр поля для случая, когда плазменная частота больше частоты падающей волны.

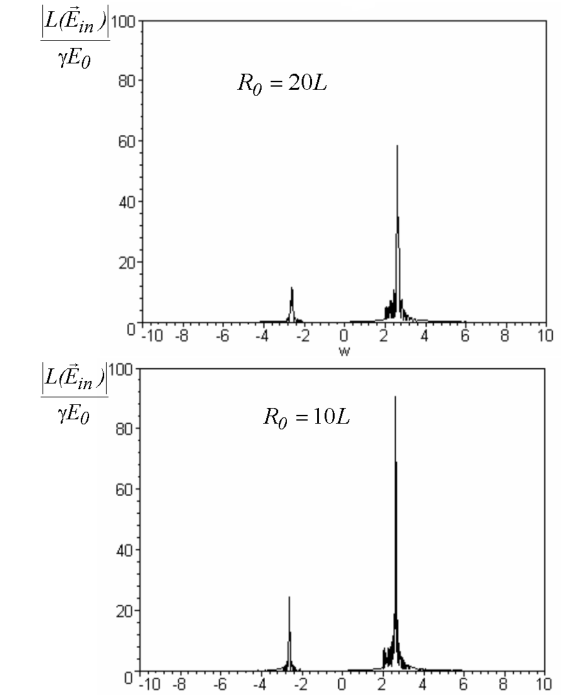


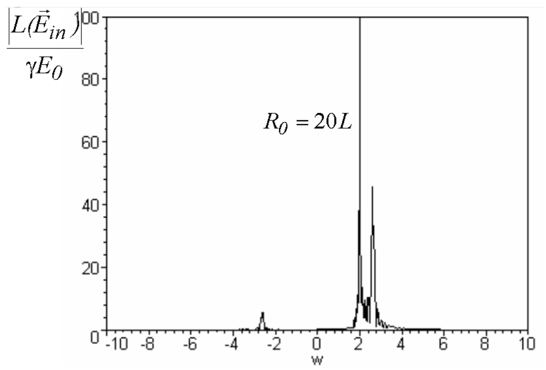
Рис.3. Частотный спектр электрического поля на оси цилиндра, когда частота первичной волны ниже плазменной частоты

(в безразмерных величинах $w_e = 2$, $w_0 = 1.7$*)*

Спектр поля на оси цилиндра приведен на рис.3 для двух значений радиуса цилиндра. Образование плазмы приводит к погашению первичной волны и появлению колебаний на смещенной частоте $\omega_f = \sqrt{\omega_e^2 + \omega_0^2}$ (в безразмерных величинах $w_f \approx \pm 2.6$). Эти колебания являются быстро затухающими, так как их источником является именно скачок во времени плотности плазмы. В выражении для поля (7) это проявляется в том, что особая точка $p = \pm i\sqrt{\omega_e^2 + \omega_0^2}$ является устранимой особенностью. Затухающий характер этих колебаний определяется именно присутствием цилиндрической границы, так как первое слагаемое в выражении для

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ. 2004. № 4.
Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения (4), с.16-20.

поля, соответствующее решению безграничной задачи, описывает незатухающие колебания на смещенной частоте $\omega_f = \sqrt{\omega_e^2 + \omega_0^2}$. А второе слагаемое, обусловленное влиянием границы, компенсирует вклад первого и дает затухающие во времени колебания на смещенной частоте. Интенсивность поля на



смещенной частоте уменьшается с увеличением радиуса цилиндра. Кроме колебаний на преобразованной частоте, возбуждаются также колебания на собственных частотах цилиндрического резонатора.

В случае, когда частота первичной волны превышает плазменную частоту, кроме затухающих колебаний на смещенной частоте, наблюдаются также колебания на частоте исходной волны, что видно из спектра поля, приведенного на рис.4, который построен для значений частот плазменной и первичного поля: $w_e = 1.7, w_0 = 2$.

Рис.4. Спектральная плотность электрического поля на оси цилиндра, когда частота первичной волны выше плазменной частоты ($w_e = 1.7, w_0 = 2$)

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Аналитически получены резольвентные операторы для модельной задачи, описывающей скачкообразное изменение плотности плазмы внутри цилиндра конечного радиуса. С помощью полученной резольвенты исследованы частотные характеристики поля в цилиндрическом резонаторе, заполненном плазмой, при импульсном возбуждении линейным током, а также исследовано преобразование монохроматической электромагнитной волны в результате резкого изменения во времени плотности плазмы внутри цилиндра. Размеры цилиндра сравнимы с длиной волны первичного или возбуждаемого поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. C.J.Rodger, J.R.Wait, N.R.Thomson. VLF scattering from red sprites: Vertical column of ionization in the earth-ionosphere waveguide plasma // *Proc. International Conf. On Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET 98). Kharkov*. 1998, p.282-284.
2. R.L.Dowdeb, C.J.Rodger. Decay of a vertical plasma column: A model to explain VLF sprites // *Geophys. Res. Lett.* 1997, v.1, p.2765-2768.
3. Н.А.Хижняк. Функция Грина уравнений Максвелла для неоднородных сред // *Журн. техн. физики (ЖТФ)*. 1958, т.28, №7, с.1592, 1609.
4. Н.А.Хижняк. *Интегральные уравнения макроскопической электродинамики.* Киев: «Наукова Думка». 1986, с.280.
5. А.Г.Нерух, Н.А.Хижняк. *Современные проблемы нестационарной макроскопической электродинамики.* Харьков: «Тест Радио», 1991, с.280.
6. A.G.Nerukh, I.V.Scherbatko, M.Marciniak *Electromagnetics of modulated media with applications to photonics*. Warsaw. 2001, p.265.
7. L.B.Felsen, G.M.Whitman. Wave propagation in time-varying media // *IEEE Trans. on Antennas and Propag*. 1970, v. AP 18, №2. p.242-253.
8. E.Yablonovich. Spectral broadening in the light transmitted through a rapidly growing plasma // *Phys. Rev. Lett.* 1973, v.31, №14. p.877-879.
9. E.Yablonovich. Self-phase modulation of light in a laser-breakdown plasma // *Phys. Rev. Lett*. 1974, v.32, №20. p.1101-1104.
10. S.C.Wilks, J.M.Dawson and W.B.Mori. Frequency up-conversion of electromagnetic radiation with use of the overdense plasma // *Phys. Rev. Lett.* 1988, v.61, №3, p.337-340.
11. R.L.Fante. Transmission of the electromagnetic waves into time-varying media // *IEEE Trans. on Antennas and Propag.* 1971, v.AP-19, №3, p.417-424.
12. D.K.Kalluri, V.R.Goteti. Frequency shifting of electromagnetic radiation by sudden creation of a plasma slab // *Journal Appl. Phys.* 1992, v.72, p.4575-4580.
13. A.G.Nerukh, K.M.Yemelyanov. An interaction of electromagnetic field with a collapsing plasma layer // *Proc. Euro Electromagnetics Conference (EUROEM-2000).* Edinburgh (UK). 2000, p.72.
14. A.G.Nerukh, K.M.Yemelyanov. An incidence of electromagnetic wave on a flat plasma layer // *Rec. Abstracts Of International Conf. On Plasma Science (ICOP - 2000).* New Orleans (USA). 2000. p.158.
15. Н.К.Сахненко, А.Г.Нерух. Нестационарное аксиально-симметричное излучение источника в плоском волноводе // *Вестник Харьковского национального университета. Радиофизика и электроника.* 2000, №467, с.144-147.
16. Н.К.Сахненко, А.Г.Нерух. Нестационарные аксиально-симметричные волны в плоском волноводе // *Радиоэлектроника и информатика*. 2000, №2 (11), с.22-25.

ELECTROMAGNETIC FIELD TRANSFORMATION CAUSED BY TRANSIENT PLASMA CYLINDER WITH RESONANCE RADIUS

N.K. Sakhnenko, A.G. Nerukh

The problem under consideration is the theoretical investigation of electromagnetic waves propagation in time varying medium. It is considered the electromagnetic field interaction with transient plasma cylinder that orthogonal to the perfectly conducting plate parallel waveguide walls.

ПЕРЕТВОРЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ НЕСТАЦІОНАРНИМ ПЛАЗМОВИМ ЦИЛІНДРОМ РЕЗОНАНСНОГО РАДІУСУ

М.К. Сахненко, О.Г. Нерух

Робота присвячена теоретичному дослідженню поширення електромагнітних хвиль в середовищі, що змінюється за часом. Розглянута взаємодія поля з нестаціонарною плазмою, що сконцентрована всередені циліндричної області, ортогональної ідеально провідним стінкам плоскопаралельного хвилеводу.