

ЭВОЛЮЦИЯ ВОЛН ПРИ ОБРАЗОВАНИИ ПЛАЗМЫ ВНУТРИ СФЕРЫ

Сфера является одним из базовых элементов в современных нанотехнологиях, использующих наносферы, нанооболочки, плазмонные резонаторы и другие устройства, в которых определяющими являются субволновые процессы, ближнее поле, поверхностные плазмоны, силы электромагнитного поля. Датчики, улавливающие незначительные поля излучения [1], используют оптические свойства оболочек, которые очень чувствительны к любым изменениям показателя преломления среды, что позволяет использовать их для определения многих вирусов [2]. Биологические зонды, используемые для исследования деятельности клеток, базируются на кварцевой сфере с парамагнитными наночастицами внутри [3]. Новый оптический метод бриллюэновской микроскопии способен определять реологические характеристики биологических тканей в организме (механические свойства, такие как эластичность и вязкость) [4]. Оптические антенны могут стать важным приспособлением для нанобиовизуализации изображений с помощью усиления оптических полей в малых масштабах [5]. Техника оптического "захвата" для контроля объектов в наномасштабах является важным инструментом [6]. Звуковые волны, генерируемые светом, применяются в технологиях медицинской визуализации при диагностике рака и его лечении [7].

На данный момент результаты экспериментальных опытов с большим отрывом опережают достижения в области теоретических разработок. Последние ограничиваются исследованиями, моделируемыми одномерными и двумерными слоистыми структурами [8 – 11], где исследуемые поля определяются как гармонически меняющиеся во времени. Объекты реального мира ограничены во всех трех измерениях, что приводит к необходимости решения трехмерных краевых задач. Простейшая, но адекватная многим практическим приложениям, модель – это слоистая сферически-симметричная ограниченная область.

В данной работе разработан алгоритм решения начально-краевой задачи, описывающей распространение электромагнитных волн в сферически-симметричной нестационарной среде учетом векторной природы электромагнитного поля. Изучены процессы взаимодействия электромагнитного поля со сферической частицей, материал которой изменяется во времени таким образом, что первичный диэлектрик в результате резкой ионизации преобразуется в холодную изотропную плазму. Нестационарность среды внутри сферы является особенностью данного явления, что и определяет специфику решения электродинамической задачи, для которой в стационарном случае существует классическое решение.

Рассмотрим трехмерную сферически-симметричную задачу о нахождении решения уравнений Максвелла, когда диэлектрическая проницаемость среды изменяется во времени начиная с нулевого момента внутри некоторой области $V(t)$. Эта задача формулируется в форме интегрального уравнения Вольтера во временной области [12, 13]

$$\mathbf{E}(t, \mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(t, \mathbf{r}) + \frac{1}{4\pi} \left(\nabla \nabla - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \int_0^t dt' \int_{V(t')} d\mathbf{r}' \hat{G}(t-t', \mathbf{r}-\mathbf{r}') \hat{V}_e \mathbf{E}(t', \mathbf{r}') \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{E}_0(t, \mathbf{r})$ – начальное электромагнитное поле, которое существует в пространстве с проницаемостью ϵ до начального момента времени, $\hat{G} = \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \delta \left(t-t' - \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{v} \right) \hat{I}$ – функция

Грина во временной области, $v = c/\sqrt{\epsilon}$ – фазовая скорость волн в фоновой среде, \hat{I} – единичный тензор, \hat{V}_e – оператор, описывающий свойства среды, в том числе и их изменение. Уравнение (1) полностью описывает эволюцию электромагнитного поля, так как в нем учтены как граничные, так и начальные условия. Следует отметить, что выражение (1) представ-

ляет собой уравнение только в точках области $V(t)$, а вне этой области является прямой квадратурной формулой, позволяющей вычислить внешнее поле по найденному внутреннему полю. Таким образом, электродинамическая задача разбивается на два этапа: вычисление внутреннего поля путем решения уравнения (1), и расчет внешнего поля по найденному внутреннему.

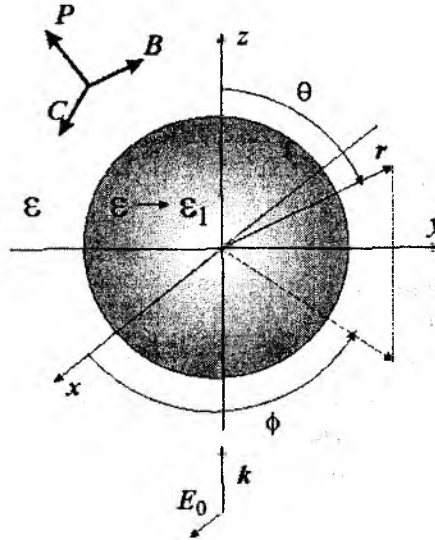


Рис. 1. Геометрия задачи. Плоская гармоническая волна падает на плазменную сферу, образующуюся в результате резкой ионизации среды.

Если размеры области V после нулевого момента времени не меняются, то применение преобразования Лапласа $\hat{L} = \int_0^{\infty} dt e^{-pt}$ к уравнению (1) сведет его к уравнению в пространственной области

$$\mathbf{E}(p, \mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(p, \mathbf{r}) + \frac{1}{4\pi} (\nabla\nabla - \frac{p^2}{v^2}) \int_V d\mathbf{r}' \frac{\exp(-p|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|/v)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \hat{V}_e(p) \mathbf{E}(p, \mathbf{r}') \quad (2)$$

Рассмотрим теперь ситуацию, когда в однородной среде, характеризуемой проницаемостью ϵ , в нулевой момент времени образуется сферическая область V , среда внутри которой ионизируется под действием внешнего источника, так что образуется плазма. Пусть плазма характеризуется плазменной частотой ω_e , радиус образовавшейся сферы равен a и центр сферы расположен в начале координат. При использовании такой модели оператор среды принимает следующий вид $\hat{V}_e = (\frac{\epsilon_1}{\epsilon} + \frac{\omega_e}{\epsilon p^2} - 1) \hat{I}$, где величина ϵ_1 характеризует недиспергирующую часть диэлектрической проницаемости плазмы.

Решение уравнения (2) будем искать с помощью разложения в ряд по сферическим векторным функциям [11, 14]:

$$\begin{aligned} \mathbf{L}_{mn}(pr, \Omega) &= \frac{1}{p} \frac{d}{dr} [j_n(pr)] \mathbf{P}_{mn}(\theta, \varphi) + \sqrt{n(n+1)} \frac{1}{pr} j_n(pr) \mathbf{B}_{mn}(\theta, \varphi), \\ \mathbf{M}_{mn}(pr, \Omega) &= \sqrt{n(n+1)} j_n(pr) \mathbf{C}_{mn}(\theta, \varphi) \\ \mathbf{N}_{mn}(pr, \Omega) &= n(n+1) j_n(pr) \mathbf{P}_{mn}(\theta, \varphi) + \sqrt{n(n+1)} \frac{1}{pr} \frac{d}{dr} [r j_n(pr)] \mathbf{B}_{mn}(\theta, \varphi), \end{aligned} \quad (1)$$

где P, V, C – продольные и поперечные угловые функции телесного угла $\Omega = (\theta, \varphi)$ и $j_n(pr)$ – сферическая функция Бесселя. Использование этих функций позволяет представить ядро уравнения (2) в виде ряда [14]:

$$\frac{\exp(-p|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|/v)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \hat{I} = -\frac{p}{v} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \frac{2n+1}{n(n+1)} \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \left[\mathbf{M}_{mn}(-ipr_{<}/v, \Omega) \mathbf{M}_{mn}^h(-ipr_{>}/v, \Omega') + \right. \\ \left. + \mathbf{N}_{mn}(-ipr_{<}/v, \Omega) \mathbf{N}_{mn}^h(-ipr_{>}/v, \Omega') + n(n+1) \mathbf{L}_{mn}(-ipr_{<}/v, \Omega) \mathbf{L}_{mn}^h(-ipr_{>}/v, \Omega') \right] \quad (4)$$

где $r_{<}$ ($r_{>}$) означает меньшую (большую) из величин r и r' . Функции $\mathbf{L}_{mn}^h, \mathbf{M}_{mn}^h, \mathbf{N}_{mn}^h$ отличаются от (3) функциями $h_n^{(2)}(pr)$ вместо $j_n(pr)$.

Пусть теперь первичное поле представляет собой плоскую волну $\mathbf{E}_0(t, \mathbf{r}) = \mathbf{e}_x E_0 e^{i\omega(t-z/v)}$, распространяющуюся вдоль оси z , с вектором электрического поля направленным вдоль оси x . Преобразование Лапласа этой волны имеет следующий вид

$$\mathbf{E}_0(p, \mathbf{r}) = \frac{E_0}{p-i\omega} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1)i^{n+1}}{2n(n+1)} \left[\mathbf{M}_{-1n}(\omega r/v, \Omega) - \mathbf{M}_{1n}(\omega r/v, \Omega) - \right. \\ \left. - \mathbf{N}_{-1n}(\omega r/v, \Omega) - \mathbf{N}_{1n}(\omega r/v, \Omega) \right] \quad (5)$$

Будем искать решение уравнения (2) в виде суммы двух составляющих различной поляризации $\mathbf{E}(p, \mathbf{r}) = \mathbf{E}^M(p, \mathbf{r}) + \mathbf{E}^N(p, \mathbf{r})$:

$$\mathbf{E}^M(p, \mathbf{r}) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left[A_{mn}(p) \mathbf{M}_{mn}(\omega r/v, \Omega) + B_{mn}(p) \mathbf{M}_{mn}(-ipr/v_1, \Omega) \right] \quad (6)$$

$$\mathbf{E}^N(p, \mathbf{r}) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left[\bar{A}_{mn}(p) \mathbf{N}_{mn}(\omega r/v, \Omega) + \bar{B}_{mn}(p) \mathbf{N}_{mn}(-ipr/v_1, \Omega) \right] \quad (7)$$

где $v_1 = \frac{cp}{\sqrt{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2}}$ – фазовая скорость в плазменной среде внутри сферы, а A_{mn}, B_{mn} –

неизвестные коэффициенты. Подставляя эти выражения в (2), интегрируя по области сферы и выполняя ряд алгебраических преобразований, мы находим искомые коэффициенты

$$A_{-1n} = -A_{1n} = -\bar{A}_{-1n} = -\bar{A}_{1n} = \frac{(2n+1)i^{n+1}}{2n(n+1)} \frac{E_0}{p-i\omega} \varepsilon \frac{p^2 + \omega^2}{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2 \varepsilon + \omega_e^2} \quad (8)$$

$$B_{-1n} = B_{1n} = -\frac{(2n+1)i^{n+1}}{2n(n+1)} \frac{E_0}{p-i\omega} \frac{p^2(\varepsilon_1 - \varepsilon) + \omega_e^2}{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2 \varepsilon + \omega_e^2} \frac{U_n(\omega, p)}{U_n(-ivp/v_1, p)} \quad (9)$$

$$\bar{B}_{-1n} = \bar{B}_{1n} = -\frac{(2n+1)i^{n+1}}{2n(n+1)} \frac{E_0}{p-i\omega} \frac{p^2(\varepsilon_1 - \varepsilon) + \omega_e^2}{\varepsilon_1 p^2 + \omega_e^2 \varepsilon + \omega_e^2} \frac{\bar{U}_n(\omega, p)}{\bar{U}_n(-ivp/v_1, p)} \quad (10)$$

$$U_n(s, p) = \frac{s}{v} j_{n+1}(sa/v) h_n^{(2)}(-ipa/v) + \frac{ip}{v} j_n(sa/v) h_{n+1}^{(2)}(-ipa/v) \quad (11)$$

$$\bar{U}_n(s, p) = \frac{s}{-ipa} j_n(sa/v) \left[x h_n^{(2)}(x) \right]_{x=-ipa/v} + \frac{ip}{sa} h_n^{(2)}(-ipa/v) \left[x j_n(x) \right]_{x=ipa/v} \quad (12)$$

Все остальные коэффициенты в (6) и (7) равны нулю.

С учетом (5) выражение для поля внутри сферы приобретает вид

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(p, \mathbf{r}) = \mathbf{E}^M(p, \mathbf{r}) + \mathbf{E}^N(p, \mathbf{r}) = & \frac{\varepsilon(p + i\omega)}{\varepsilon_1 p^2 + \varepsilon\omega^2 + \omega_e^2} E_0 \mathbf{e}_x e^{-i\omega z/v} + \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} \left[B_{-1n}(p) \mathbf{M}_{-1n}\left(\frac{-ipr}{v_1}, \Omega\right) + B_{1n}(p) \mathbf{M}_{1n}\left(\frac{-ipr}{v_1}, \Omega\right) + \right. \\ & \left. + \bar{B}_{-1n}(p) \mathbf{N}_{-1n}\left(\frac{-ipr}{v_1}, \Omega\right) + \bar{B}_{1n}(p) \mathbf{N}_{1n}\left(\frac{-ipr}{v_1}, \Omega\right) \right] \end{aligned} \quad (13)$$

Применение обратного преобразования Лапласа к (13) определяет поле во временной области. Структура поля значительно усложняется, так как вместо одной гармонической зависимости начальной волны частоты ω , одинаковой для всех векторов в пространственной структуре поля (5), преобразованное поле имеет целый спектр частот. Этот спектр обусловлен наличием полюсов у функций (8) – (10).

Первое слагаемое в (13) описывает образование электромагнитных волн с новыми частотами $\pm\omega_1$, где $\omega_1^2 = (\omega^2\varepsilon + \omega_e^2)/\varepsilon_1$ определяется как частотой первичного волны, так и плазменной частотой. Следует отметить, что у этих волн изменяется только частота, пространственное распределение остается неизменным по сравнению с исходной волной. Волна частоты $+\omega_1$ распространяется в том же направлении, что и первичная волна, и имеет

амплитуду $\frac{\varepsilon}{2\varepsilon_1} \left(\frac{\omega\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon\omega^2 + \omega_e^2}} + 1 \right)$, волна частоты $-\omega_1$ распространяется в противоположном

направлении и имеет меньшую амплитуду $\frac{\varepsilon}{2\varepsilon_1} \left(1 - \frac{\omega\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon\omega^2 + \omega_e^2}} \right)$. Фазовая скорость этих волн

$v_{ph} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1}} \sqrt{1 + \frac{\omega_e^2}{\varepsilon\omega^2}}$ является действительной величиной при любой частоте падающей волны,

т.е. для этих волн отсутствует явление закритичности. Однако область существования этих волн ограничена сжимающейся сферой $0 \leq r \leq a - ct/\sqrt{\varepsilon_1}$, которая к тому же существует только в течение временного интервала $0 < t < a/v_1$. Действительно, из асимптотического поведения функций $B_{mn}(p)$ и $\bar{B}_{mn}(p)$ следует, что все подынтегральное выражение в обратном преобразовании Лапласа на бесконечности пропорционально $\sim e^{pt+p(r-a)c/\sqrt{\varepsilon_1}}$. Это приводит к тому, что областью существования обратного преобразования Лапласа от суммы в (13) будет сферический слой $a - ct/\sqrt{\varepsilon_1} \leq r \leq a$, который образуется на поверхности сферы в нулевой момент и затем расширяется, пока его внутренние границы не "схлопнутся" в центре сферы в момент $t_0 = a\sqrt{\varepsilon_1}/c$. Полюса $\pm p_1 = \pm i\omega_1$ в членах суммы в (13) дают волны той же частоты, что и в первом слагаемом. Эти волны имеют знак противоположный знаку волн первого слагаемого и так как амплитуды этих волн

$$\mathbf{M}_{mn}(-ipr/v_1, \Omega) U_n(-ipv/v_1, p) \Big|_{p=\pm i\omega_1} = \mathbf{M}_{mn}(\omega r/v, \Omega) U_n(\omega, p),$$

то в результате происходит их аннигиляция.

Таким образом, волны $\frac{\varepsilon}{2\varepsilon_1} \left(1 \pm \frac{\omega\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon\omega^2 + \omega_e^2}} \right) E_0 \mathbf{e}_x e^{\pm i\omega t - i\omega z/v}$ существуют только в сжимающейся

области сферы $0 \leq r \leq a - ct/\sqrt{\varepsilon_1}$, которая перестает существовать в момент $t_0 = a\sqrt{\varepsilon_1}/c$. Этим

явление трансформации волн существенно отличается от преобразования волн в неограниченной области, где начальная волна с частотой ω заменяется волной с новой частотой ω_1 полностью во всем пространстве [15].

Члены суммы в (13) дают значительно более сложный спектр. В первую очередь, это волны с частотой начальной волны ω , определяемые полюсом $p=i\omega$ в (9) и (10). Они возбуждаются волной, падающей на сферу после того, как диэлектрическая проницаемость среды изменилась. На ранней стадии эволюции поля эти волны существуют только в сферическом слое $a-ct/\sqrt{\epsilon_1} \leq r \leq a$, как это следует из асимптотического поведения функций $B_{mn}(p)$ и $\bar{B}_{mn}(p)$ на бесконечности. После момента $t_0 = a\sqrt{\epsilon_1}/c$ внутренние волны с частотой ω существуют во всем объеме сферы. Эти волны сохраняют частоту начальной волны, но изменяют пространственные параметры, которые теперь определяются новой фазовой скоростью волн: $\sim e^{i\omega t} M_{\pm 1n}(r\sqrt{\epsilon_1\omega^2 - \omega_e^2}/c, \Omega)$ и $\sim e^{i\omega t} N_{\pm 1n}(r\sqrt{\epsilon_1\omega^2 - \omega_e^2}/c, \Omega)$. В случае закритичности, когда частота падающей волны меньше плазменной, $\omega < \omega_e/\sqrt{\epsilon_1}$, эти волны перестают быть распространяющимися, так как аргумент сферических гармоник становится мнимым. Поле этих волн гармонически меняется во времени, но его периодичность вдоль радиуса заменяется монотонным спаданием к центру сферы.

Другая группа волн, которая образуется в сферическом слое $a-ct/\sqrt{\epsilon_1} \leq r \leq a$, – волны бесконечного спектра, определяемого нулями знаменателей (11) и (12) в (9) и (10) соответственно. Эти спектры различны для разных сферических векторов $M_{\pm 1n}$ и $N_{\pm 1n}$. Ситуация схожа с эффектом для различных поляризаций начальной волны в случае двумерной задачи, когда изменение проницаемости происходит в цилиндрическом резонаторе [8 – 11]. В том случае спектр образующихся волн для Е-поляризации начальной волны (вектор \mathbf{E} параллелен осям цилиндра) представлен нулями знаменателя в (9), а для Н-поляризации (вектор \mathbf{H} параллелен осям цилиндра) определяется нулями знаменателя в (10). Однако в двумерном случае эти два вида поляризации могут быть реализованы на практике независимо друг от друга, в то время как в рассматриваемом трехмерном случае обе поляризации существуют одновременно и не могут быть разделены, так как они являются компонентами одной плоской волны.

Бесконечный набор полюсов p_{nl} и \bar{p}_{nl} , $l=0,1,2,\dots$, определяемых нулями функций (11) и (12), формирует волны $\sim e^{p_{nl}t} M_{\pm 1n}(-ip_{nl}r/v_1, \Omega)$ и $\sim e^{\bar{p}_{nl}t} N_{\pm 1n}(-i\bar{p}_{nl}r/v_1, \Omega)$, частоты которых зависят от индекса n сферического вектора, рис. 2. Эти спектры включают в себя волны "шепчущей" галереи и волны Фабри – Перо [16 – 18].

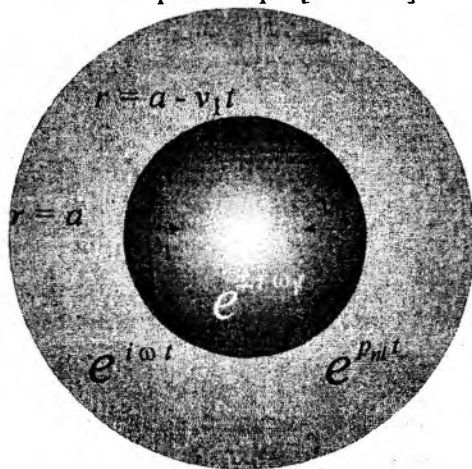


Рис. 2. Наборы волн в различных областях сферы на раннем этапе эволюции поля

Подстановка найденного внутреннего поля в интеграл (2) дает поле вне сферы. Оно состоит из начального и рассеянного полей $\mathbf{E}_{ex} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{sc}$. Последнее, также как и внутреннее поле, распадается на две составляющих, $\mathbf{E}_{sc} = \mathbf{E}_{sc}^M + \mathbf{E}_{sc}^N$:

$$\mathbf{E}_{sc}^M(p, \mathbf{r}) = -\frac{E_0}{p - i\omega} \frac{p^2(1 - \frac{\epsilon}{\epsilon_1}) + \frac{\omega_e^2}{\epsilon_1}}{p^2 + \omega_1^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1)i^{n+1}}{2n(n+1)} [\mathbf{M}_{-1n}(-ipr/v, \Omega) - \mathbf{M}_{1n}(-ipr/v, \Omega)] \frac{U_n^b(\omega, vp/v_1)}{U_n^b(-ivp/v_1, p)} \quad (14)$$

$$\mathbf{E}_{sc}^N(p, \mathbf{r}) = -\frac{E_0}{p - i\omega} \frac{p^2(1 - \frac{\epsilon}{\epsilon_1}) + \frac{\omega_e^2}{\epsilon_1}}{p^2 + \omega_1^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1)i^{n+1}}{2n(n+1)} [\mathbf{N}_{-1n}(-ipr/v, \Omega) + \mathbf{N}_{1n}(-ipr/v, \Omega)] \frac{\bar{U}_n^b(\omega, vp/v_1)}{\bar{U}_n^b(-ivp/v_1, p)} \quad (15)$$

где числители определяются следующими функциями

$$U_n^b(s, p) = \frac{s}{v} j_{n+1}(sa/v) j_n(-ipa/v) + \frac{ip}{v} j_n(sa/v) j_{n+1}(-ipa/v) \\ \bar{U}_n^b(s, p) = \frac{n+1}{a} \left(\frac{ip}{s} - \frac{s}{ip} \right) j_n(sa/v) j_n(-ipa/v_1) - \\ - \frac{ip}{v_1} j_{n+1}(sa/v) j_n(-ipa/v_1) - \frac{s}{v} j_n(sa/v) j_{n+1}(-ipa/v_1) \quad (16)$$

Знаменатели аналогичны знаменателям в выражениях для внутреннего поля – **Ошибка! Источник ссылки не найден.** и **Ошибка! Источник ссылки не найден.** При вычислении (14) и (15) было учтено, что

$$U_n^b(\omega, p) U_n(-ivp/v_1, p) + U_n(\omega, p) U_n^b(-ivp/v_1, p) = -\frac{v}{pa^2} U_n^b(\omega, pv/v_1) \quad (17)$$

Как видно из (14), (15), внешнее поле состоит из волны частоты ω , определяемой полюсом $p = i\omega$, и волн со спектром, определяемым нулями функций $U_n(-ivp/v_1, p)$ и $\bar{U}_n(-ivp/v_1, p)$. Этот спектр такой же, как и во внутреннем поле. Волны с частотой ω_1 отсутствуют во внешнем поле, так как точки $p_{\pm} = \pm i\omega_1$ не являются особыми для выражений (14) и (15). Если частота падающей волны меньше плазменной, рассеянные волны этой частоты также являются монотонно спадающими от границы сферы, что является предпосылкой образования плазмон-поляритонов на поверхности сферы.

Таким образом, в работе произведен временной анализ преобразования электромагнитного поля гармонической плоской волны при образовании плазмы внутри сферической области. Этот анализ базируется на точном решении начально-краевой задачи для внешнего и внутреннего полей. Показано, что волны с частотой, равной частоте преобразованной волны в случае безграничной среды, существуют только в "схлопывающейся" части сферы в течение промежутка, равного времени, за которое волна пройдет от поверхности сферы до ее центра. За этот интервал времени создаются целые спектры волн, различных для разных векторных компонент поля. Поле вне сферы содержит рассеянные волны с частотой начальной волны и волны спектров, таких же как и во внутреннем поле. В случае заkritичности плазмы на поверхности сферы

возможно образование плазмон-поляритонов. Волны, аналогичные волнам в нестационарной однородной бесконечной среде, существуют только в "схлопывающейся" области внутри сферы в течение конечного промежутка времени, после чего они переходят в бесконечный спектр волн. Это явление есть следствие ограниченности области, в которой происходит ионизация среды.

Список литературы: 1. *Schultz J.W., Cieszynski B.* Sub-wavelength measurement of electromagnetic inhomogeneities in materials. // *Antennas and Propagation Magazine, IEEE.* 2007. Vol. 49. No. 4. P.225 – 230. 2. *Lee M. and Fauchet Ph.* Nanoscale microcavity sensor for single particle detection // *Opt. Lett.* 32, Iss. 22. 2007. P.3284–3286. 3. *Bakalova R., Zhelev Z., Aoki I. and Kanno I.* Designing quantum-dot probes // *Nature Photonics.* 2007. Vol. 1. No 9. P.487-489. 4. *Scarcelli G. and S. Hyun Yun.* Confocal Brillouin microscopy for three-dimensional mechanical imaging // *Nature Photonics.* 2008. Vol. 2. No 1. P. 39-43. 5. *Garcia-Parajo M. F.* Optical antennas focus in on biology, *Nature Photonics.* 2008. Vol. 2. No 4. P.201-203. 6. *Reece P. J.* Finer optical tweezers // *Nature Photonics.* 2008. Vol. 2. No. 6. P.333-335. 7. *Emelianov S. Y., Pai-Chi Li, and O'Donnell M.* Photoacoustics for molecular imaging and therapy // *Physics Today.* 2009. Vol. 05. P.34-39. 8. *Sakhnenko N., Nerukh A., Benson T. and Sewell P.* Whispering Gallery Mode transformation in a switched micro-cavity with concentric ring geometry // accepted to *Optical and Quantum Electronics.* 2009. Vol. 40. No 11. P. 813. 9. *Sakhnenko N., Nerukh A., Benson T. and Sewell P.* Near Field Pattern Images in 2D Circular Resonator with Time-Varying Plasma // the *IEEE Transactions on Plasma Science.* 2008. Vol. 36. No. 4. P.1222-1223. 10. *Sakhnenko N., Nerukh A., Benson T., Sewell P.* Investigation of 2-D electromagnetic transients in a circular cylinder with time discontinuity in permittivity via the resolvent method // *Optical and Quantum Electronics.* 2007. Vol.39. P.825-836. 11. *Sakhnenko N., Benson T. M., Sewell P., Nerukh A.* Transient Transformation of Whispering Gallery Resonator Modes due to Time Variations in Dielectric Permittivity // *Optical and Quantum Electronics.* 2006. Vol. 38. P.71-81. 12. *Nerukh, A. G. and Khizhnyak, N. A.* Modern problems of transient macroscopic electrodynamics (in Russian) // *Test-Radio, Kharkov, Ukraine.* 1991. 13. *Nerukh A. G., Scherbatko I.V. and Marciniak M.* Electromagnetics of modulated medium with applications to photonics // published by National Institute of Telecommunications, Warsaw, Poland. 2001. 14. *Morse P.M. and Feshbach H.* *Methods of theoretical physics.* // McGraw-Hill, New York. 1953. 15. *Morgenthaler F. R.* Velocity modulation of electromagnetic waves // *IRE Trans. Microwave Theor. Tech.* 6. 1958. P.167-172. 16. *Born M., Wolf E.* *Principles of optics* // Pergamon Press. 1964. 17. *Kavokin A.V., Baumberg J.J., Malpuech G., Laussy F.P.* *Microcavities* // Oxford University Press. 2007. 18. *Novotny L., Hecht B.* *Principles of nano-optics.* // Cambridge University Press. 2006.

*Харьковский национальный
университет радиозлектроники*

Поступила в редколлегию 11.11.2009