

А.Б. Сотский<sup>1</sup>, А.В. Шилов<sup>1</sup>, Л.И. Сотская<sup>2</sup>, Г.В. Сеницын<sup>3</sup>

<sup>1</sup>УО «Могилевский государственный университет  
имени А.А.Кулешова», Могилев, Беларусь

<sup>2</sup>ГУ ВПО «Белорусско-Российский университет», Могилев, Беларусь <sup>3</sup>ГНУ  
«Институт физики имени Б.И.Степанова» НАН Беларуси,  
Минск, Беларусь

## ПРОПУСКАНИЕ МЕТАЛО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КАПИЛЛЯРА В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ

### Введение

Волноводы для передачи терагерцового (ТГц) излучения востребованы для спектроскопических приложений. Трудности создания таких волноводов связаны с тем, что все известные материалы сильно поглощают ТГц волны. Поэтому конфигурация волновода должна обеспечивать транспортировку ТГц излучения по полой сердцевине. Одной из перспективных конфигураций такого рода является диэлектрический капилляр с металлизированной внешней границей. В [1, 2] рассчитаны спектры коэффициентов затухания отдельных мод названных капилляров и выполнены эксперименты по пропусканию через капилляры пикосекундных импульсов. В настоящем сообщении представлена техника расчета такого пропускания.

### 1. Расчетная модель

Пусть линейно поляризованный ТГц импульс падает нормально входному торцу капилляра, имеющему координату  $z=0$  (ось  $Oz$  направлена вдоль капилляра). Электрическое поле  $E$  импульса поляризовано вдоль оси  $Oy$  (рисунок 1,а) и распределено симметрично относительно начала координат. Импульс описывается функцией

$$E_y^{in}(t, x, y) = E_0 \exp[-(x^2 + y^2)w^{-2} - t^2T^{-2}] \cos[2\pi F(t - t_0)], \quad (1)$$

где  $t$  – время,  $E_0$ ,  $w$ ,  $T$ ,  $F$ ,  $t_0$  – параметры импульса. Обозначим через  $a$  и  $d$  внутренний радиус и толщину диэлектрической стенки капилляра, соответственно. Предполагая, что  $w < a$  и что длина капилляра равна  $L$ , на его выходном торце имеем поле

$$E_y(\tau, x, y) = E_0 \operatorname{Re} \int_0^\infty \exp(i2\pi f \tau) \hat{\psi}(f, x, y) df, \quad (2)$$

$$\hat{\psi} = \{\exp[-i2\pi Ft_0 - \pi^2 T^2 (F - f)^2] + \exp[i2\pi Ft_0 - \pi^2 T^2 (F + f)^2]\} \times \\ \times T\sqrt{\pi} \sum \{C_\nu(f) E_y^{(\nu)}(f, x, y) \exp[-i(\beta_\nu - 1)2\pi f c^{-1} L]\}. \quad (3)$$

Здесь  $\tau = t - Lc^{-1}$ ,  $c$  – скорость света, суммирование осуществляется по модам капилляра с безразмерными постоянными распространения  $\beta_\nu = \beta_\nu(f)$ , полями  $\mathbf{E}^{(\nu)}(f, x, y)$ ,  $\mathbf{H}^{(\nu)}(f, x, y)$  и амплитудами

$$C_\nu(f) = \frac{\int_0^\infty dr r \exp(-r^2 w^{-2}) \int_0^{0.5\pi} (H_+^{(\nu)} + H_-^{(\nu)}) d\varphi}{i \int_0^\infty dr r \int_0^{0.5\pi} (E_-^{(\nu)} H_+^{(\nu)} - E_+^{(\nu)} H_-^{(\nu)}) d\varphi}, \quad (4)$$

где  $E_\pm^{(\nu)} = E_x^{(\nu)} \pm iE_y^{(\nu)}$ ,  $H_\pm^{(\nu)} = H_x^{(\nu)} \pm iH_y^{(\nu)}$ , а интегрирование проводится по полярным координатам.

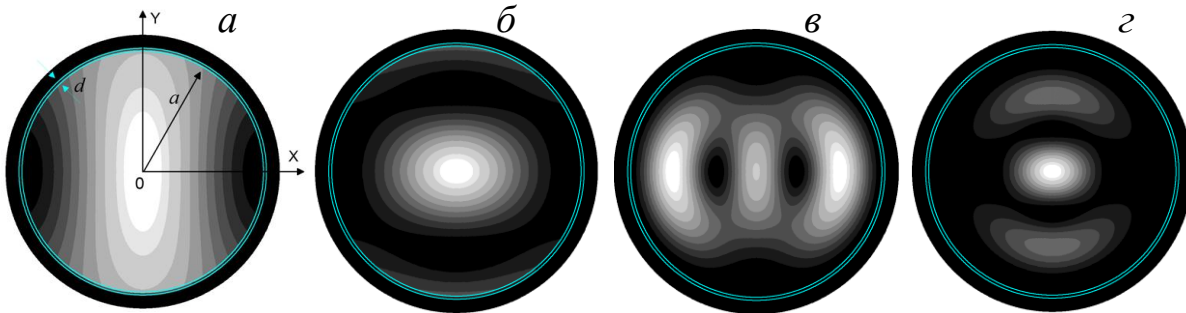


Рисунок 1 – Геометрия капилляра и оптические плотности его мод:  
 $a$  – плазменная мода,  $б$  – мода  $HE_{11}$ ,  $в$  –  $HE_{12}$ ,  $г$  –  $EH_{12}$

## 2. Результаты и их обсуждение

Расчеты выполнены для импульса с параметрами  $F = 1,7$  ТГц,  $t_0 = 1,8$  пс,  $T = 0,3$  пс,  $w = 0,5$  мм, характерными для отклика GaAs фотоантенн, возбуждаемых фемтосекундным титан – сапфировым лазером. Соответствующий график функции  $E_y^{in}(\tau, 0, 0)$  представлен на рисунке 2. Геометрический центр импульса совмещен с осью капилляра. В этом случае амплитуды (4) отличны от нуля только для тех мод, которым соответствуют четные по координатам  $x$  и  $y$  компоненты  $H_x^{(\nu)}$  и  $E_y^{(\nu)}$ . Капилляр имеет радиус  $a = 1$  мм и заполнен воздухом. Материалом его стенок служит полипропилен с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 2,229 - i0,0039$ , которая предполагается постоянной в диапазоне  $0 \text{ THz} < f < 4 \text{ THz}$ . Оптимальная толщина стенки капилляра  $d = 22,4$  мкм. Она выбрана в соответствии с формулой [1]

$$d = cf^{-1}(\varepsilon - 1)^{-0.5} \arctg \left\{ [\varepsilon(\varepsilon - 1)^{-0.5}]^{0.5} \right\}, \quad (6)$$

где  $f = 1,7$  ТГц. Капилляр покрыт слоем серебра микронной толщины, превышающей толщину скин-слоя ( $\sim 0,1$  мкм). Диэлектрическая проницаемость серебра допускает оценку по модели Друде [3].

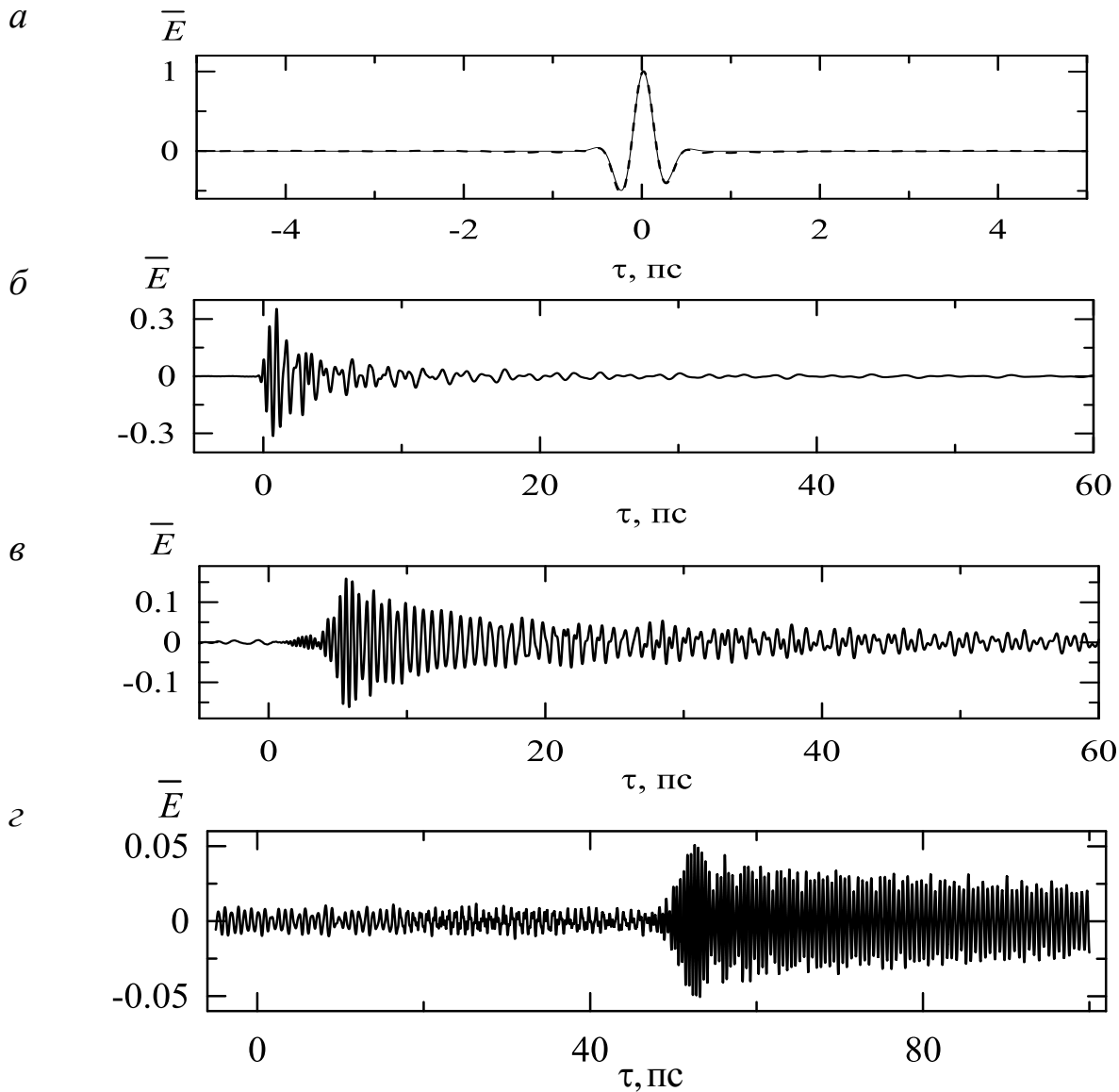


Рисунок 2 – Импульс  $\bar{E}(\tau) = E_y(\tau, 0, 0)E_0^{-1}$  при длине капилляра  $L = 0$  м (а),  $L = 0,1$  м (б),  $L = 1$  м (в),  $L = 10$  м (г)

Согласно экспериментальным данным [1, 2], метало-диэлектрический капилляр описанной конфигурации имеет приемлемую гибкость и может обеспечить низкое затухание ТГц сигнала ( $< 1$  дБ/м).

На рисунке 3 представлены дисперсионные кривые четырех мод низшего порядка, рассчитанные методом функций Грина [4]. Данные моды имеют указанную выше четность компонент поля и наименьшее по сравнению с остальными подобными модами затухание. Кривые с  $\nu = 0$  на рисунке 3 относятся к плазмонной моде, с  $\nu = 1$  – к моде  $HE_{11}$ , с  $\nu = 2$  – к моде  $HE_{12}$ , с  $\nu = 3$  – к моде  $EH_{12}$ . Оптические плотности этих мод, рассчитанные при  $\text{Re}\beta_\nu^2 = 0,95$ , приведены на рисунке 1. Минимальные частоты для каждого из графика на рисунке 3 соответствуют модовой отсечке, при которой мода перестает распространяться вдоль капилляра. Отрезки дисперсионных кривых, расположенные в диапазонах  $\text{Re}\beta_\nu > 1$ , отвечают преимущественной локализации энергии мод в диэлектрическом материале. В данных диапазонах наблюдается сильное затухание мод, вызванное поглощением их энергии диэлектриком. Минимальное затухание моды  $HE_{11}$  наблюдается в окрестности  $f = 1,7$  ТГц. Это результат резонансного отражения излучения данной моды от капилляра, которое обеспечивается условием (6) [1]. Еще отметим, что в области частот  $f > 2,7$  ТГц высшие моды  $HE_{12}$  и  $EH_{12}$  затухают слабее основной моды  $HE_{11}$ . В этом диапазоне капилляр является существенно многомодовым.

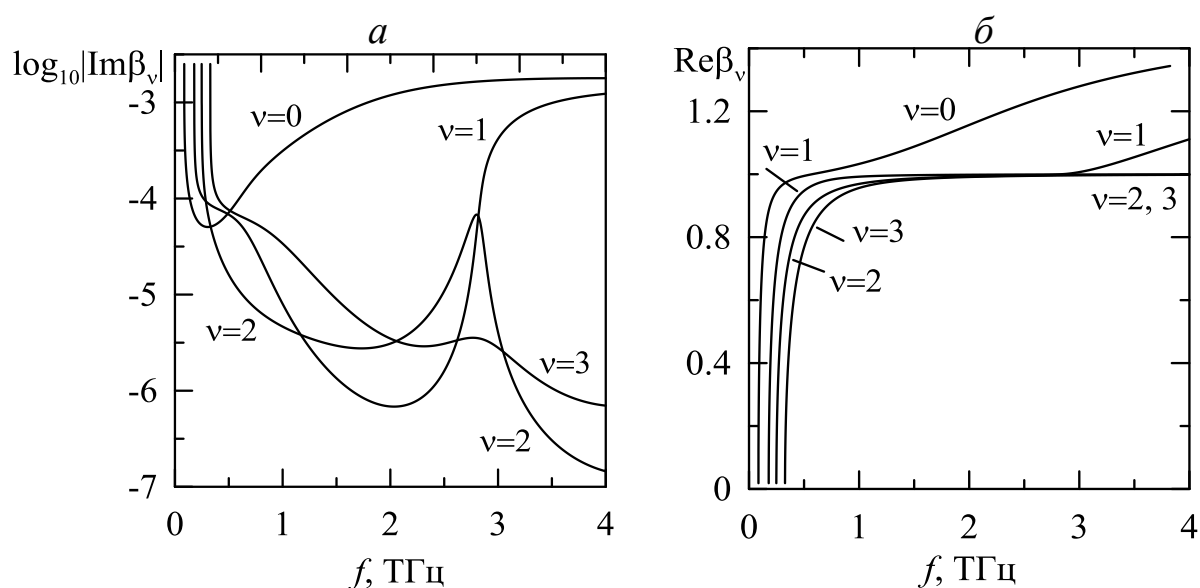


Рисунок 3 – Дисперсионные кривые мод капилляра

О пропускании импульса капилляром позволяют судить рисунки 2 и 4. Штриховая кривая на рисунке 2 рассчитана при  $L = 0$  по формуле (2), в которой суммирование распространяется только на указанные выше моды. Данная кривая практически не отличается от сплошной кривой, построенной в соответствии с (1). Отсюда следует, что интегралы в числителе (4) для мод более

высокого порядка пренебрежимо малы. Это, а также сильное затухание этих мод дает основание удерживать в сумме в (3) лишь слагаемые с  $\nu = 0, 1, 2, 3$ , что и учтено при расчетах.

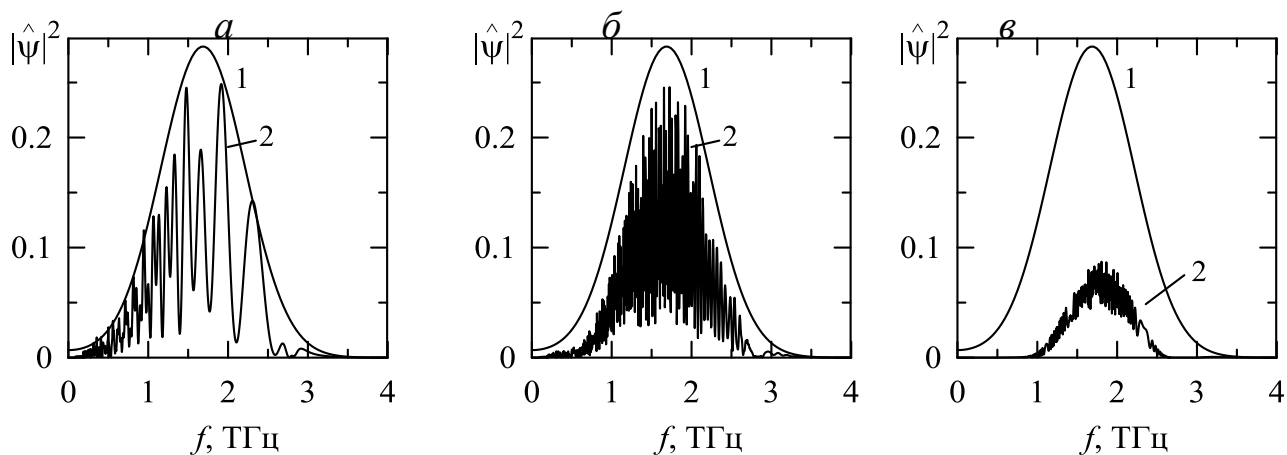


Рисунок 4 – Спектр импульса при  $L = 0,1$  м (а),  $L = 1$  м (б),  $L = 10$  м (в).  
Кривые 1 и 2 – спектр на входе и выходе капилляра, соответственно

Заметим, что форма импульса на рисунке 2,б подобна экспериментальным распределениям, наблюдавшимся при длинах капилляров, составляющих несколько сантиметров [2]. В данном случае уширение импульса объясняется главным образом интерференцией нескольких мод, о чем свидетельствует спектр импульса на рисунке 4,а, имеющий вид отчетливо разделенных полос. Согласно рисункам 2,в и 4,б, при  $L = 1$  м импульс состоит из стохастических колебаний. Их можно объяснить как расфазировкой мод различного порядка, так и расфазировкой гармоник Фурье для каждой моды. При  $L = 10$  м (рисунки 2,г и 4,в) спектр импульса существенно сужается и становится более стабильным, что можно объяснить его преимущественным формированием модой  $HE_{11}$  на спектральном промежутке, соответствующем минимуму затухания данной моды (см. рисунок 3,б). Этот эффект представляет интерес с позиций фильтрации широкополосных ТГц сигналов при спектроскопии объектов.

### Заключение

Более детальное исследование последнего эффекта и проблемы минимизации временного расплывания ТГц сигналов может быть проведено на основании разработанного подхода. В частности, значительный представляет интерес анализ передачи импульсов капиллярами с оптимальными толщинами  $d$ , превышающими значение (6).

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (грант F15R-138).

## Литература

1. Matsuura, Y. Hollow optical fibers loaded with an inner dielectric film for terahertz broadband spectroscopy / Y. Matsuura, E. Takeda // JOSA B. – 2010. – Vol. 25. – P. 1949–1954.

2. Terahertz wave transmission in flexible polystyrene-lined hollow metallic waveguides for the 2,5-5 THz band / M. Navarro-Cía [et al.] // Opt. Express. – 2013. – Vol. 21. – P. 23748–23755.

3. Optical properties of the metals in the infrared and far infrared / M.A. Ordal [et al.] // Appl. Opt. – 1983. – Vol. 22. – P. 1099–1120.

4. Сотский, А.Б. Теория оптических волноводных элементов / А.Б. Сотский. – Могилев: МГУ им. А.А. Кулешова, 2011. – 456 с.