РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА, 2023, том 68, № 1, с. 37–43

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.371.01

О "СВЕРХСВЕТОВОМ" РАСПРОСТРАНЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА В РЕЗОНАНСНО-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЕ

Г. М. Стрелков[a], *, Ю. С. Худышев[a]

[a]*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация*

**E-mail: strelkov@ms.ire.rssi.ru*

Поступила в редакцию 04.01.2022 г.
После доработки 24.03.2022 г.
Принята к публикации 31.03.2022 г.

На основе непосредственного и без упрощающих допущений вычисления интеграла Фурье выполнен анализ процесса прохождения терагерцевых импульсов со шляповидной огибающей и огибающей Ван Бладела через слой резонансно-поглощающей среды, описываемой моделью Друде–Лоренца. Показано, что до окончания временного отрезка, предписываемого уравнениями Максвелла, излучение на выходе из слоя отсутствует, т.е. эффекта "сверхсветового" распространения электромагнитного импульса через резонансно-поглощающую среду интеграл Фурье не содержит. Предложена альтернативная интерпретация смещения к началу импульса максимума огибающей, выходящего из слоя излучения при малых оптических глубинах (~1) слоя на резонансной частоте среды.

DOI: 10.31857/S0033849423010126, **EDN:** CEQHXC

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия опубликованы многочисленные исследования, авторы которых трактуют свои теоретические и/или экспериментальные (см., например, [1–17]) результаты как обоснование или обнаружение возможности как сверхсветовых, так и досветовых скоростей распространения электромагнитных импульсов в различных средах. На этой основе далее развились представления о "быстром" и "медленном" свете и стали анализироваться возможности управления скоростью распространения импульсов (см., например, [10, 16]).

В целом теоретический вывод о сверхсветовом распространении электромагнитного импульса заведомо противоречив. Во-первых, для его получения во всех случаях привлекается интеграл Фурье, неизменно вычисляемый в том или ином приближении, т.е. после выполнения заведомо нетождественных преобразований подынтегрального выражения. В качестве такового наиболее часто применяется первое приближение теории дисперсии, на основе которого сформировано понятие групповой скорости распространения электромагнитных импульсов в диспергирующих средах (см., например, [18]). Во-вторых, сам по себе интеграл Фурье – только промежуточный этап описания процесса распространения, поскольку является решением совокупности уравнений, включающей волновое уравнение для поля в среде и материальное уравнение для движения частиц среды под воздействием поля. В свою очередь, волновое уравнение есть прямое следствие уравнений Максвелла, которые ограничивают скорость распространения электромагнитных возмущений скоростью света.

Что касается работ, описывающих данные экспериментов, то анализ показывает, что содержащийся в них вывод об обнаружении "сверхсветовой" скорости распространения во всех случаях не основан на рассмотрении полученного временного хода огибающей поля на приемном конце трассы в целом. За результат эксперимента всегда принимается взаимное расположение на временной оси максимума огибающей (интенсивности) излучения, регистрируемого приемником, и максимума огибающей (интенсивности) контрольного импульса, на распространение которого среда влияния не оказывает. При этом предварительно обе временные кривые приводятся к одинаковой высоте максимумов, что фактически означает сопоставление импульсов с различающимися энергиями. Последнее не может рассматриваться как заведомо приемлемое.

Целью данной работы является краткое изложение результатов анализа процесса прохождения электромагнитного импульса через слой резонансно-поглощающей среды на основе вычисления интеграла Фурье, выполняемого без введения каких-

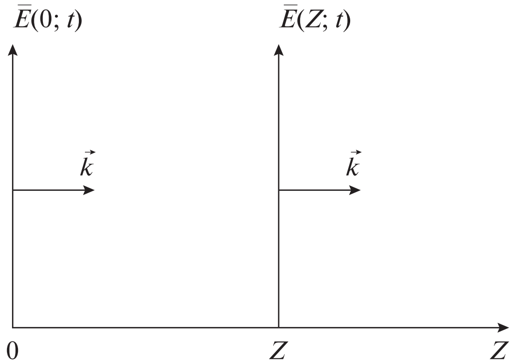

Рис. 1. Геометрия задачи.

либо предварительных упрощений подынтегрального выражения, и оценка степени соответствия утверждений о возможности “сверхсветовых” скоростей распространения теории электромагнитного поля. Результаты частично изложены в [19].

1. ГЕОМЕТРИЯ ЗАДАЧИ И РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим геометрию задачи (рис. 1). Пусть резонансно-поглощающая среда заполняет полупространство $z \geq 0$. На его границу $z = 0$ падает поперечная импульсная волна с волновым вектором $\vec{k}$ и напряженностью поля $\tilde{E}(0;t)$, t – время. Поле распространяющегося в среде импульса воздействует на поглощающие молекулы и инициирует возникновение пространственно-временных вариаций поляризации среды и, как следствие, ее излучение (см., например, [20, 21]). Поле излучения среды интерферирует с полем проходящего импульса, так что на расстоянии Z от границы полупространства напряженность поля поперечной импульсной волны $\tilde{E}(Z;t)$ является результатом когерентного сложения указанных полей разного происхождения.

Общее выражение для интеграла Фурье, который описывает напряженность суммарного поля излучения, имеет вид [18]

$$\tilde{E}(Z;t') = \frac{1}{2\pi}\times \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{S}_E(\omega)\exp\left(-i\frac{\omega}{c}\left(\tilde{n}(\omega)-1\right)Z\right)\exp\left(i\omega t'\right)d\omega, \qquad (1а)$$

где $t' = t - Z/c$; c – скорость света; $\omega = 2\pi f$; f – частота; $\tilde{n}(\omega)$ – комплексный показатель преломления среды; $\tilde{S}_E(\omega)$ – комплексный спектр напряженности поля на границе полупространства $\tilde{E}(0;t)$. При описании взаимодействия излучения с газовой средой моделью Друде–Лоренца [22], принимаемой практически во всех исследованиях, имеем [18]

$$\tilde{n}(\omega) = 1 + \frac{\omega_0^2}{2}\frac{\omega_{ij}^2-\omega^2}{\left(\omega_{ij}^2-\omega^2\right)^2+4\delta^2\omega^2} - i\frac{\omega_0^2}{2}\frac{2\delta\omega}{\left(\omega_{ij}^2-\omega^2\right)^2+4\delta^2\omega^2},$$

где $\omega_0^2 = 4\pi Ne^2/m$; N – объемная плотность поглощающих молекул, e и m –заряд и масса электрона; $\omega_{ij} = 2\pi\nu_{ij}$; $\delta = 2\pi d\nu$; $d\nu$ – полуширина спектральной линии; ν_{ij} – резонансная частота.

Чтобы формула (1а) содержала параметры конкретной спектральной линии, преобразуем ее с привлечением принципа соответствия, аналогично тому, как это выполнено в [23]. Тогда вместо формулы (1а) получим

$$\begin{aligned}\tilde{E}(Z;t') &= \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} d\omega\tilde{S}_E(\omega)\times \\ &\times\exp\left(-i\Delta\Phi(\omega) - \tau(\omega)/2 + i\omega t'\right) = \\ &= \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} d\omega\tilde{S}_E(\omega)\exp\left(i\omega t'\right)\times \\ &\times\exp\left(-\frac{i\tau(\nu_{ij})\delta\omega\left(\omega_{ij}^2-\omega^2\right)}{\left(\omega_{ij}^2-\omega^2\right)^2+4\left(\delta\right)^2\omega^2} - \frac{2\tau(\nu_{ij})\left(\delta\right)^2\omega^2}{\left(\omega_{ij}^2-\omega^2\right)^2+4\left(\delta\right)^2\omega^2}\right),\end{aligned} \qquad (1б)$$

где $\tau(\nu_{ij}) = \gamma(\nu_{ij})Z$ и $\gamma(\nu_{ij})$ – оптическая глубина слоя среды толщины Z и коэффициент поглощения (по мощности) среды на резонансной частоте; $\Delta\Phi(\omega)$ и $\tau(\omega)$ – частотные зависимости дополнительного набега фазы волны в слое и его оптической глубины. Таким образом, согласно (1б) для нахождения временного хода поля $\tilde{E}(Z;t')$ теперь достаточно задавать только оптическую глубину пути Z на резонансной частоте среды, но не величины определяющих ее сомножителей в отдельности.

Представленные ниже результаты являются следствиями формулы (1б) для импульса со шляповидной огибающей (далее – шляповидный импульс):

$$\begin{aligned}\tilde{E}(0;t) &= A_0\exp\left(i\omega' t\right)\Big/\left(1+\left(t/t_{\text{и}}\right)^2\right) = \\ &= A(0;t)\exp(i\omega' t),\quad |t| < \infty,\end{aligned} \qquad (2)$$

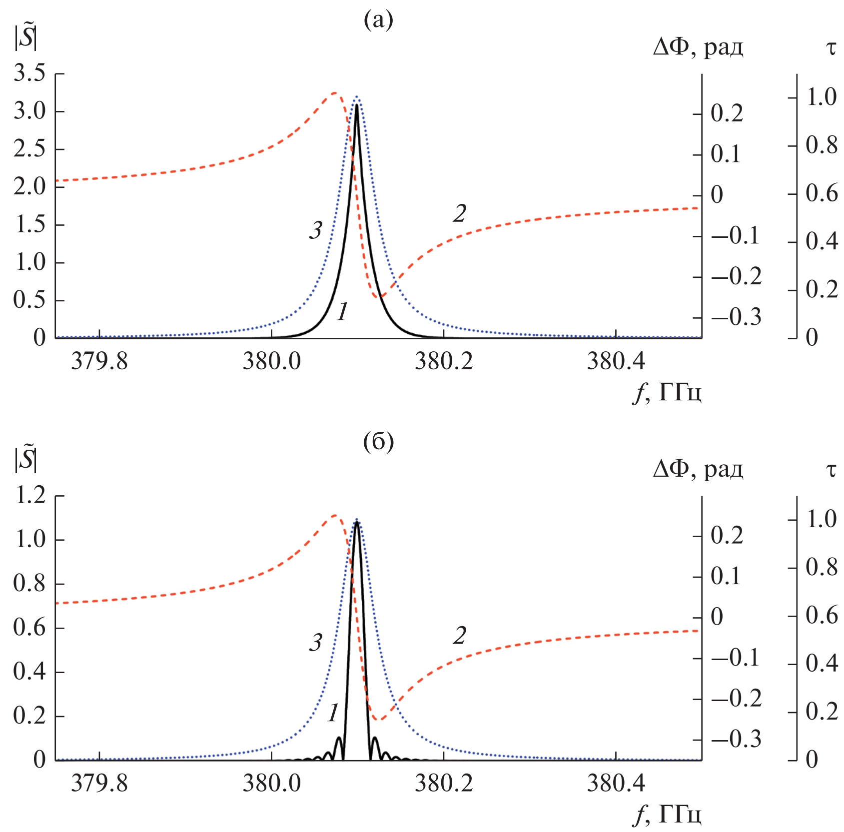

Рис. 2. Амплитудные спектры (кривые *1*) и частотные зависимости дополнительного набега фазы $\Delta\Phi(\omega)$ (кривые *2*) и оптической глубины слоя $\tau(\omega)$ (кривые *3*) шляповидного импульса (а) и импульса Ван Бладела (б) при $f' = \nu_{ij} = 380.1$ ГГц; $d\nu = 0.025$ ГГц; $\tau(\nu_{ij}) = 1$: а) $A_0 = 1$, $t_и = 10^{-8}$ с; б) $A_0 = 1.787$, $t_и = 10^{-7}$ с.

и импульса с огибающей Ван Бладела (далее – импульс Ван Бладела):

$$\tilde{E}(0;t) = A_0 \exp\left(-(t_и)^2 \big/ \left(4t(t_и - t)\right)\right) \exp(i\omega' t) = \\ = A(0;t) \exp(i\omega' t), \quad 0 \le t \le t_и. \tag{3}$$

У первого импульса – бесконечно протяженные крылья, второй имеет конечную длительность; $A(0;t)$ – их огибающие. Соответственно, в первом случае величина $t_и$ определяет моменты времени, при которых высота огибающей поступающего в среду импульса уменьшается в два раза по сравнению со своим максимумом при $t = 0$, и во втором – его длительность.

На рис. 2а, 2б совместно изображены частотные характеристики среды $\Delta\Phi(\omega)$ и $\tau(\omega)$ и импульсов $\left|\tilde{S}_E(\omega)\right|$ соответственно шляповидного и Ван Бладела. Значения параметров указаны в подписи и выбраны так, что: а) при выбранных величинах A_0 начальные энергии обоих импульсов нормированные на $t_и$ одинаковы и равны 1.570; б) частотный интервал, приходящийся на центральный максимум амплитудного спектра импульсов (кривые *1*), находится в пределах участка кривых *2*, изображающих дополнительный набег фазы, с отрицательным частотным градиентом. Последнее условие принимается во всех публикациях, посвященных анализу “сверхсветового” распространения. При ширине линии 0.05 ГГц среднеквадратическая ширина кривых *1* составляет ~11.3 МГц (см. рис. 2а) и ~5.6 МГц (см. рис. 2б). Несущая импульсов $f' = 380.1$ ГГц принадлежит терагерцевому диапазону и совпадает с резонансной частотой ν_{ij} интенсивной линии поглощения атмосферного водяного пара.

2. ДЕФОРМАЦИЯ ОГИБАЮЩЕЙ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В СРЕДЕ

Примеры рассчитанных по (1б) полей приведены на рис. 3 и наглядно отвечают на вопрос о степени соответствия представления о “сверхсветовой” скорости электромагнитного импульса в резонансно-поглощающей среде интегралу Фурье. Значения параметров здесь те же, что и на рис. 2; кривые *1* изображают огибающие контрольных импульсов и кривые *2* – огибающие излучения $\tilde{E}(Z;t)$, пересекающего плоскость $z = Z$.

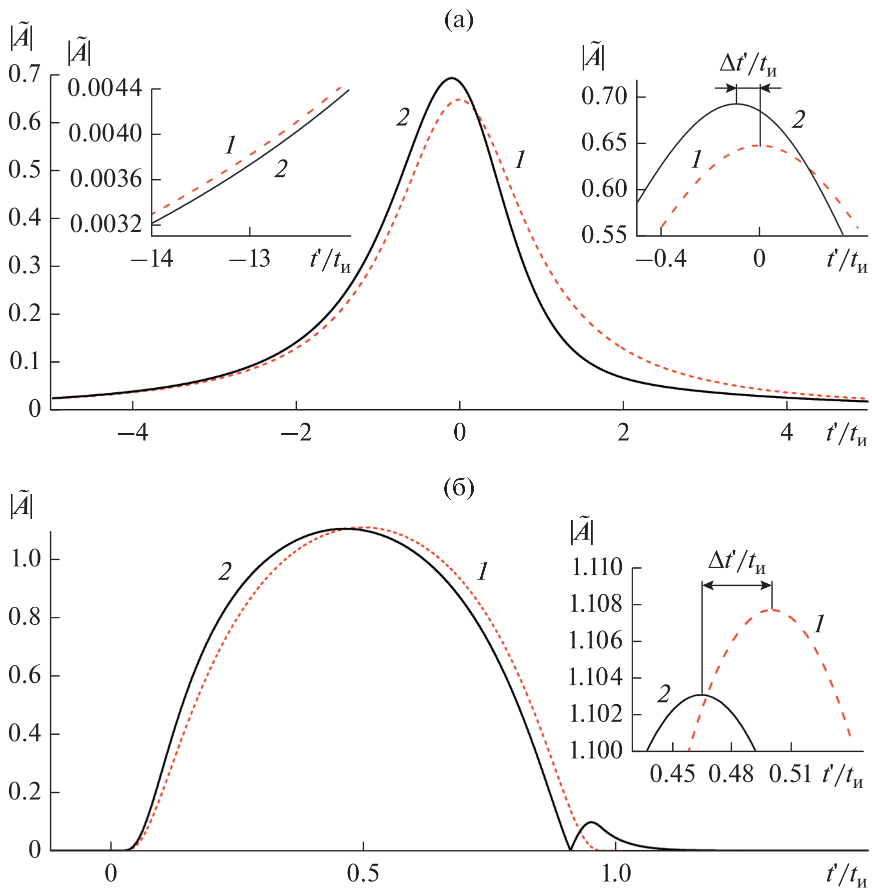

Рис. 3. Огибающие поля излучения при $z = 0$ (кривые *1*) и $z = Z$ (кривые *2*) для шляповидного импульса (а) и импульса Ван Бладела (б) (значения параметров те же, что и для рис. 2); на вставках – увеличенный масштаб.

Энергия контрольного импульса в обоих случаях приведена к энергии выходящего излучения.

Рисунок 3а соответствует случаю шляповидного импульса. На вставке справа в увеличенном масштабе показана область максимумов кривых *1* и *2*. Как и обнаружено в многочисленных экспериментах (см. выше) при $\tau(\nu_{ij}) \le 1$, максимум кривой *2* опережает максимум кривой *1*. На рисунке опережение составляет $\Delta t' \approx 0.094 t_и$. На вставке слева – фрагменты передних крыльев кривых *1* и *2*. Как видим, огибающая выходящего из слоя излучения следует за огибающей контрольного импульса, т.е. контрольный импульс начинает пересекать плоскость $z = Z$ раньше импульса, описываемого интегралом Фурье (см. формулу (1б)), как и должно быть. При обсуждении экспериментальных данных этот аспект неизменно не рассматривается. К аналогичному выводу приводят кривые *1* и *2* на рис. 3б, отвечающие уже импульсу Ван Бладела. Согласно вставке на рисунке, соотношение между абсциссами их максимумов сохраняется таким же, что и на рис. 3а при $\Delta t' \approx 0.035 t_и$. Однако у обеих кривых отсутствуют участки, которые указывали бы на приход какой-то доли соответствующей им энергии излучения до момента времени $t' = 0$ (или $t = Z/c$), что и следовало ожидать.

Рисунку 3 соответствует оптическая глубина $\tau(\nu_{ij}) = 1$, при которой, как можно видеть, импульсы практически не деформируются. На рис. 4 и 5 представлены совокупности пар кривых, аналогичных изображенным на рис. 3а и 3б, при значениях параметра $\tau(\nu_{ij})$ вплоть до 20. Каждая пара содержит огибающую контрольного импульса при $z = 0$ (пунктирные кривые) и огибающую излучения при $z = Z$ (сплошные кривые). Энергия контрольного импульса во всех случаях приведена к энергии поля $\tilde{E}(Z;t)$, которая с ростом $\tau(\nu_{ij})$ монотонно уменьшается. Можно видеть, что увеличение оптической глубины сопровождается нарастанием искажений огибающей исходного импульса, но не ее нарастающим сдвигом в сторону меньших значений t'. В обоих случаях искажения огибающих проявляются как возникновение дополнительных максимумов поля в пределах временных интервалов с наибольшими скоростями

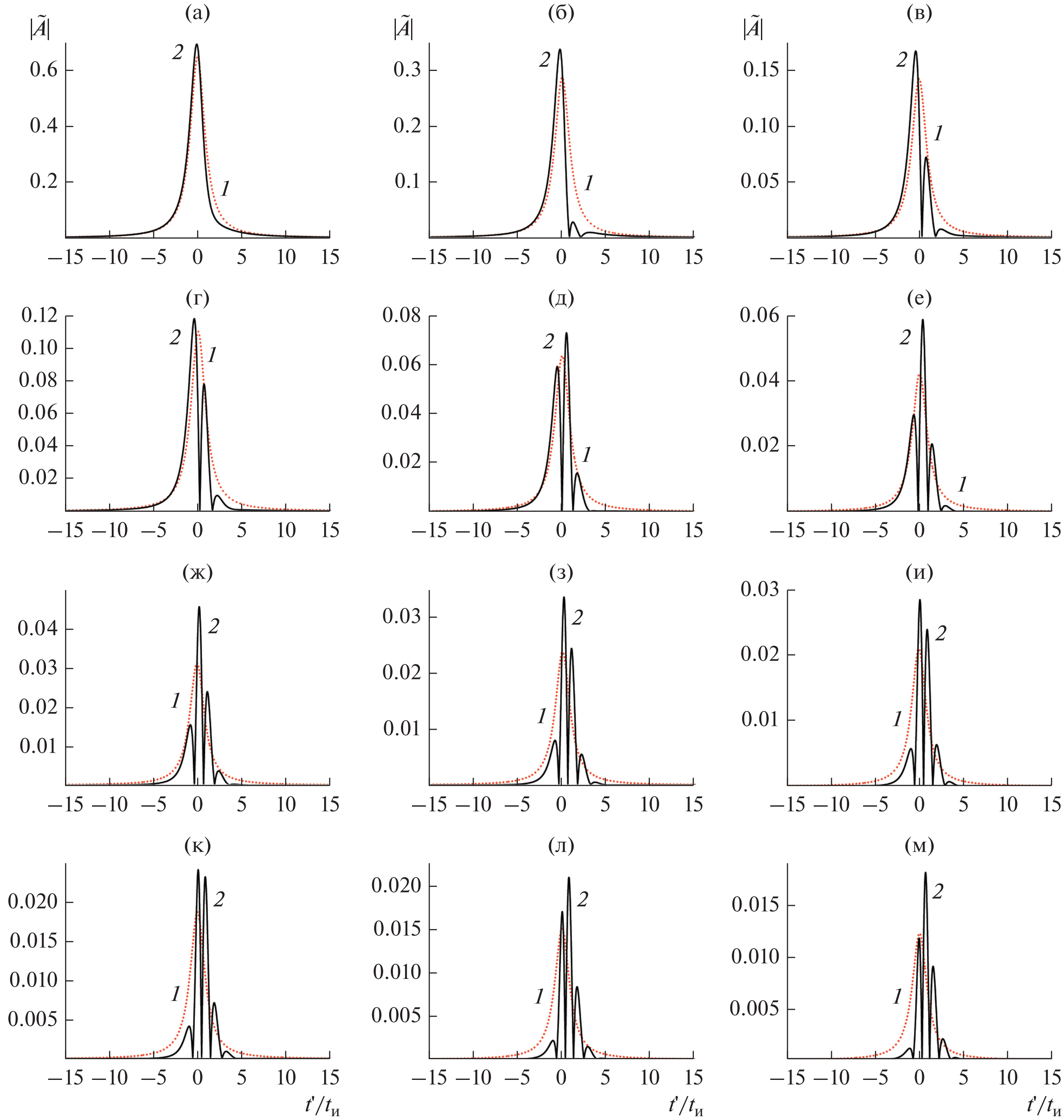

Рис. 4. Огибающие шляповидного импульса при $z = 0$ (кривые *1*) и $z = Z$ (кривые *2*) при $\tau(\nu_{ij}) = 1$ (а); 3 (б); 5 (в); 6 (г); 8 (д); 10 (е); 12 (ж); 14 (з); 15 (и); 16 (к); 18 (л); 20 (м) (остальные параметры те же, что и для рис. 2).

изменений величины поля в среде и, следовательно, ее поляризации (см., например, [24]). Последняя взаимосвязь особенно выраженно проявляется на рис. 5 как последовательное формирование двух групп максимумов поля в начале и конце импульса Ван Бладела (см. рис. 5ж–5м, кривые *2*) при малых величинах поля между ними.

Дополнительное обоснование противоречивости вывода о возможности “сверхсветового” распространения получим, анализируя еще одну характеристику поля излучения при $z = Z$, а именно положение центра тяжести его огибающей $t_{цт}$ на временной оси. Для импульса (2) имеем

$$t_{цт1}(\tau(\nu_{ij})) = \int_{-\infty}^{\infty} t' \left|\tilde{E}(\tau;t')\right|^2 dt' \Bigg/ \int_{-\infty}^{\infty} \left|\tilde{E}(\tau;t')\right| dt', \qquad (4)$$

соответствующее выражение для импульса (3) $t_{цт2}(\tau(\nu_{ij}))$ получаем заменой нижних пределов интегрирования в (4) на нуль.

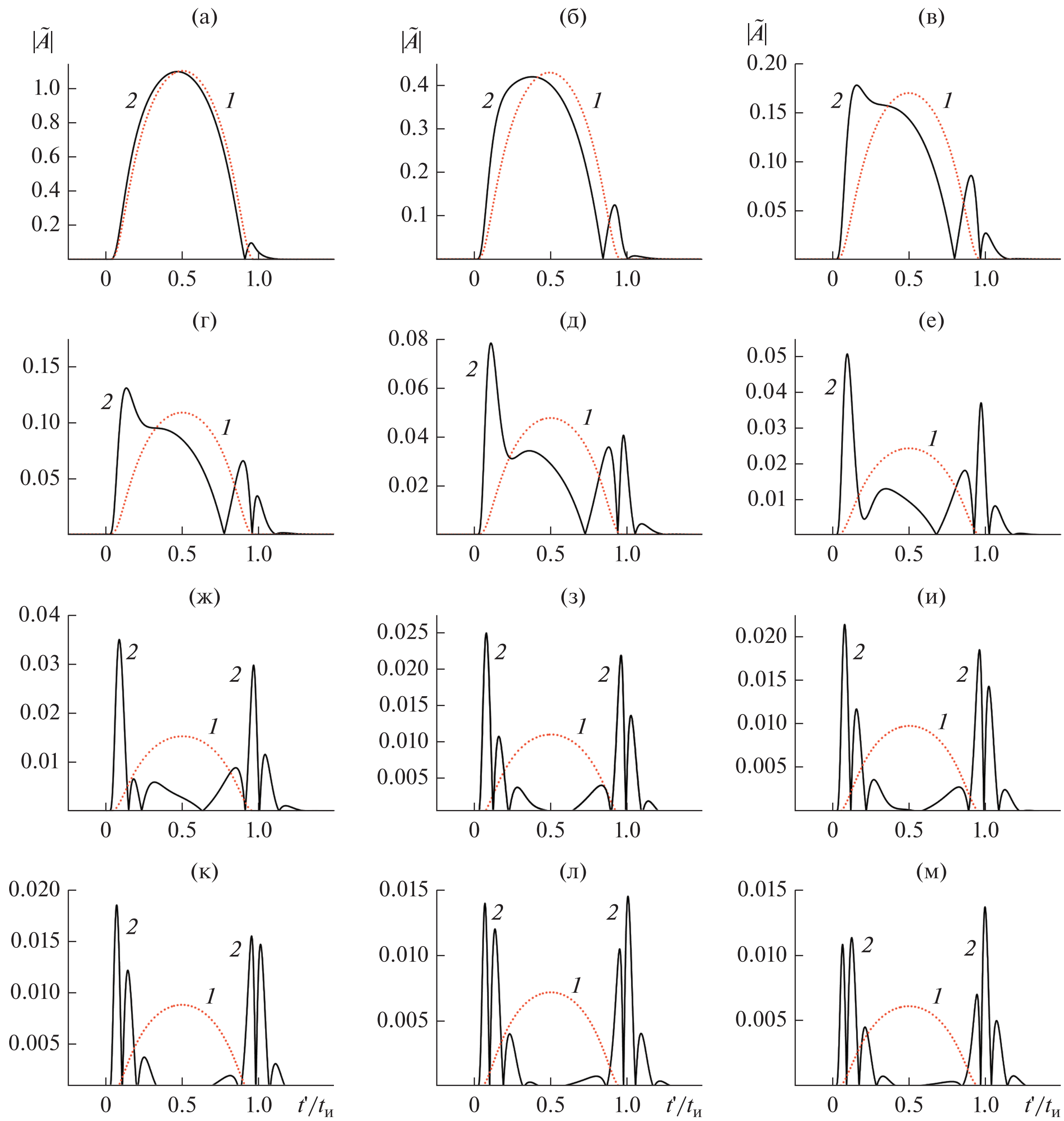

Рис. 5. Огибающие импульса Ван Бладела при $z = 0$ (кривые *1*) и $z = Z$ (кривые *2*) при $\tau(\nu_{ij}) = 1$ (а); 3 (б); 5 (в); 6 (г); 8 (д); 10 (е); 12 (ж); 14 (з); 15 (и); 16 (к); 18 (л); 20 (м) (остальные параметры те же, что и для рис. 2).

На рис. 6 приведены полученные последовательным применением формул (1б) и (4) зависимости от $\tau(\nu_{ij}) \le 20$ нормированных величин

$$\overline{t}_{цт1}(\tau(\nu_{ij})) = t_{цт1}(\tau(\nu_{ij}))/t_и \quad и$$
$$\overline{t}_{цт2}(\tau(\nu_{ij})) = t_{цт2}(\tau(\nu_{ij}))/t_и - 0.5.$$

Пунктирная горизонталь определяет соответствующие величины для контрольных импульсов. Как видим, при возрастании оптической глубины смещение положения центров тяжести в сторону отрицательных значений вначале замедляется, а затем сменяется на противоположное. Однако возрастание величины $\tau(\nu_{ij})$ равносильно увеличению пути Z и в соответствии с представлением о "сверхсветовых" скоростях должно было бы сопровождаться на рис. 6 монотонным убыванием величин центров тяжести обоих импульсов. Кроме того, согласно рис. 6 положение центра тяжести зависит от формы огибающей импульсной волны, падающей на границу полупространства. Первое приближение теории дисперсии такой зависимости не содержит в принципе.

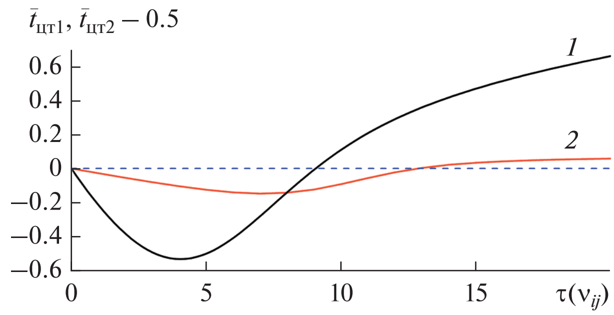

Рис. 6. Смещение центра тяжести огибающей излучения, выходящего из слоя, для шляповидного импульса (кривая *1*) и импульса Ван Бладела (кривая *2*) при возрастании оптической глубины $\tau(\nu_{ij})$ (значения параметров те же, что и на рис. 2).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен анализ процесса распространения электромагнитного импульса в резонансно-поглощающей газовой среде на основе прямого и без введения упрощающих допущений вычисления интеграла Фурье. Взаимодействие поля импульса со средой описывается моделью Друде–Лоренца. Ширина резонансной линии поглощения многократно превышает среднеквадратическую ширину спектра импульсов. Для случаев импульса со шляповидной огибающей, имеющего бесконечно протяженные крылья, и импульса с огибающей Ван Бладела, имеющего конечную длительность, при рассмотренных значениях параметров задачи, показано: интеграл Фурье не содержит и не может являться источником доказательств возможности существования “сверхсветовых” скоростей распространения электромагнитных импульсов в резонансно-поглощающей среде.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Peatross J., Glasgow S.A., Ware M.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. № 11. P. 2370.
2. *Agarwal G.S., Dey T.N., Menon S.* // Phys. Rev. A. 2001. V. 64. № 5. P. 053809.
3. *Бухман Н.С.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. № 1. С. 136.
4. *Акульшин А.М., Чиммино А., Опат Дж.И.* // Квантов. электроника. 2002. Т. 32. № 7. С. 567.
5. *Macke B., Segard B.* // Eur. Phys. J. 2003. D23. P. 125.
6. *Stenner M.D., Gauthier D.J., Neifeld M.A.* // Nature. 2003. V. 425. № 6959. P. 695.
7. *Tanaka H., Niwa H., Hayami K. et al.* // Phys. Rev. A. 2003. V. 68. № 5. P. 053801.
8. *Talukder A.I., Tomita M.* // Phys. Rev. A. 2005. V. 72. № 5. P. 051802.
9. *Guo W.* // Phys. Rev. E. 2006. V. 73. № 1. P. 016605.
10. *Boyd R.W., Narum P.* // J. Mod. Optics. 2007. V. 54. № 16–17. P. 2403.
11. *Bianucci P., Fietz C.R., Robertson J.W. et al.* // Phys. Rev. A. 2008. V. 77. № 5. P. 053816.
12. *Shakhmuratov R.N., Odeurs J.* // Phys. Rev. A. 2008. V. 77. № 3. P. 033854.
13. *Boyd R.W.* // J. Mod. Optics. 2009. V. 56. № 18–19. P. 1908.
14. *Boyd R.W., Gauthier D.J.* // Science. 2009. V. 326. P. 1074.
15. *Withayachumnankul W., Fischer B.M., Ferguson B. et al.* // Proc. IEEE. 2010. V. 98. № 10. P. 1775.
16. *Akulshin A.M., McLean R.J.* // J. Optics. 2010. V. 12. P. 104001.
17. *Бухман Н.С.* // РЭ. 2021. Т. 66. № 3. С. 209.
18. *Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П.* Теория волн. М.: Наука, 1979. С. 90.
19. *Стрелков Г.М., Худышев Ю.С.* // Докл. VII Всерос. микроволн. конф. Москва. 25–27 нояб. 2020. М.: ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 2020. С. 315.
20. *Тюхтин А.В.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 8. С. 121.
21. *Архипов Р.М., Архипов М.В., Толмачев Ю.А.* // Оптика и спектроскопия. 2012. Т. 112. № 2. С. 268.
22. *Памятных Е., Туров Е.А.* Основы электродинамики материальных сред в переменных и неоднородных полях. М.: Физматлит, 2000.
23. *Жевакин С.А., Наумов А.П.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1963. Т. 6. № 4. С. 674.
24. *Левич В.Г.* Курс теоретической физики. М.: Наука, 1969. Т. 1. С. 111.