ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2023, том 87, № 1, с. 25–29

УДК 535.8:517.958

ОПТИКО-ТЕРАГЕРЦЕВЫЕ СОЛИТОНЫ С НАКЛОННЫМИ ВОЛНОВЫМИ ФРОНТАМИ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ ТИПА ЗАХАРОВА–БУССИНЕСКА

© 2023 г. С. В. Сазонов[1, 2, 3, *], Н. В. Устинов[4]

[1]*Федеральное государственное бюджетное учреждение "Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия*

[2]*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", Москва, Россия*

[3]*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)", Москва, Россия*

[4]*Автономная некоммерческая образовательная организация высшего образования "Калининградский институт управления", Калининград, Россия*

**E-mail: sazonov.sergey@gmail.com*

Поступила в редакцию 29.08.2022 г.
После доработки 16.09.2022 г.
Принята к публикации 26.09.2022 г.

Исследована генерация в квадратично-нелинейной среде терагерцового излучения оптическими импульсами с наклонными волновыми фронтами. Выведена система уравнений, описывающая этот процесс. Получены решения этой системы в виде оптико-терагерцовых солитонов. Показана возможность существования солитонов нового типа — бездисперсионных солитонов.

DOI: 10.31857/S0367676522700041, **EDN:** JGZGGZ

ВВЕДЕНИЕ

Большой интерес вызывают в последние десятилетия вопросы, связанные с генерацией терагерцового излучения. С одной стороны, это обусловлено наличием у терагерцового излучения многочисленных приложений в медицине, системах восстановления изображений, системах безопасности и других областях. С другой стороны, особенности взаимодействия терагерцового излучения с различными средами все еще остаются недостаточно исследованными.

Одним из наиболее эффективных методов генерации терагерцового излучения является метод, основанный на эффекте оптического выпрямления в квадратично-нелинейном кристалле [1–3]. Эффективность генерации этим методом будет наибольшей при выполнении условия синхронизма Захарова–Бенни $v_g = c/n_T$ [4], где c — скорость света в вакууме, $v_g = c/(n_\omega + \omega\partial n_\omega/\partial\omega)$ — групповая скорость оптического импульса, соответствующая его несущей частоте ω, n_ω и n_T — показатели преломления кристалла на несущей частоте ω и в терагерцовом диапазоне частот соответственно. Другими словами, условие Захарова–Бенни состоит в том, что групповая скорость оптической (коротковолновой) компоненты должна быть равна фазовой скорости терагерцовой (длинноволновой) составляющей.

В реальных средах условие Захарова–Бенни, как правило, не выполняется. Поэтому для повышения эффективности генерации терагерцового излучения в экспериментальных условиях используют лазерные импульсы с наклонными волновыми фронтами [5–8]. В этом случае условие наиболее эффективной генерации переходит из условия Захарова–Бенни в черенковское условие [9]

$$v_g \cos\theta = \frac{c}{n_T}, \qquad (1)$$

где θ — угол между фазовыми и групповыми фронтами лазерного сигнала. Так как обычно $v_g > c/n_T$, то, подбирая угол θ, можно удовлетворить условию (1).

В ходе теоретического рассмотрения процесса генерации часто считают, что интенсивность терагерцового сигнала значительно ниже интенсивности оптического импульса, и, как следствие, пренебрегают обратным воздействием генерируемого терагерцового сигнала на оптический импульс. Однако, в настоящее время относительная эффективность генерации по энергии уже достигает нескольких процентов. В таком случае динамику оптического и терагерцового сигналов необходимо описывать самосогласованным образом.

Спектр входного оптического импульса пикосекундной длительности имеет ярко выраженную несущую частоту. То есть, входной импульс является квазимонохроматическим и, следовательно, к нему с хорошей точностью применимо приближение медленно меняющейся огибающей (ММО). В то же время спектр генерируемого терагерцового сигнала не имеет несущей частоты и является широкополосным. Относительная длительность терагерцового импульса составляет порядка одного или даже половины периода электромагнитных колебаний [10]. Такой сигнал обладает свойствами предельно короткого импульса [11]. Поэтому здесь неприменимо приближение ММО. Для понижения порядка волнового уравнения здесь можно использовать приближение однонаправленного распространения (ОР) [12].

Генерация терагерцового излучения оптическими импульсами с наклонными волновыми фронтами рассматривалась в рамках самосогласованного подхода в работах [13—15]. При этом к волновому уравнению для терагерцовой компоненты применялось приближение ОР. Использование этого приближения предполагает, что угол θ мал. Однако, для сред, у которых значение электрооптического коэффициента, определяющего эффективность генерации терагерцового излучения, велико, угол θ в равенстве (1) оказывается большим [8]. Таким образом, отказ от приближения ОР позволяет исследовать среды, у которых угол θ уже не является малым. Процесс генерации без использования этого приближения был рассмотрен в [16]. Следуя предложенному в [16] подходу, мы продолжаем исследование генерации терагерцового излучения в квадратично-нелинейных средах.

СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ТИПА ЗАХАРОВА–БУССИНЕСКА

Будем считать, что плоские фазовые волновые фронты лазерного импульса параллельны оптической оси x одноосного кристалла и распространяются вдоль перпендикулярной к ней оси z. При этом электрическое поле E импульса лежит в плоскости (x, z) необыкновенной волны, называемой плоскостью главного сечения. В этом случае плоскость поляризации импульса в кристалле не изменяется. Тогда для оптической E_ω и терагерцовой E_T компонент электрического поля справедливо волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 E_{\omega,T}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_{\omega,T}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2 P_{\omega,T}}{\partial t^2} - \Delta_\perp E_{\omega,T}, \qquad (2)$$

где P_ω и P_T — оптическая и терагерцовая компоненты поляризационного отклика кристалла, $\Delta_\perp = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ — поперечный лапласиан, y — ось декартовой системы координат (x, y, z).

Для суммарного электрического поля E импульса и суммарного поляризационного отклика P кристалла имеем

$$E = E_\omega + E_T, \quad P = P_\omega + P_T. \qquad (3)$$

Обозначая через $\psi(z, x, t)$ медленно меняющуюся комплексную огибающую электрического поля оптического импульса с несущей частотой ω, для оптической компоненты поля в точке с радиус-вектором $\vec{r}$ запишем

$$E_\omega(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}, t)\, e^{i(\omega t - kz)} + \psi^*(\vec{r}, t)\, e^{-i(\omega t - kz)}, \qquad (4)$$

где k — волновое число, соответствующее несущей частоте ω.

Учитывая временную дисперсию, для суммарного поляризационного отклика нелинейного прозрачного кристалла будем иметь

$$\begin{aligned} P = &\int_0^\infty \chi_1(t')E(\mathbf{r}, t - t')dt' + \\ &+ \int_0^\infty\int_0^\infty \chi_2\left(t_1', t_2'\right) E\left(\mathbf{r}, t - t_1'\right) E\left(\mathbf{r}, t - t_2'\right) dt_1' dt_2', \end{aligned} \qquad (5)$$

где $\chi_1(t')$ и $\chi_2\left(t_1', t_2'\right)$ — соответственно линейная и нелинейная временные восприимчивости.

Так как в оптической и терагерцовой областях прозрачности дисперсия и нелинейность относительно слабы, в линейной части поляризационного отклика используем разложения

$$E_T(\vec{r}, t - t') \approx E_T(\vec{r}, t) - t'\frac{\partial E_T(\vec{r}, t)}{\partial t} + \frac{t'^2}{2}\frac{\partial^2 E_T(\vec{r}, t)}{\partial t^2}, \qquad (6)$$

$$\psi(\vec{r}, t - t') \approx \psi(\vec{r}, t) - t'\frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} + \frac{t'^2}{2}\frac{\partial^2 \psi(\vec{r}, t)}{\partial t^2}, \qquad (7)$$

а в нелинейной части положим

$$E_T(\vec{r}, t - t_{1,2}') \approx E_T(\vec{r}, t), \quad \psi(\vec{r}, t - t_{1,2}') \approx \psi(\vec{r}, t). \qquad (8)$$

Используя (3)–(8), после пренебрежения быстро осциллирующими слагаемыми, будем иметь

$$\begin{aligned} P_\omega = &\left(\chi_\omega \psi - i\frac{\partial \chi_\omega}{\partial \omega}\frac{\partial \psi}{\partial t} - \frac{1}{2}\frac{\partial^2 \chi_\omega}{\partial \omega^2}\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \right. \\ &\left. + \ 2\chi^{(2)}(\omega, 0)E_T\psi\right) e^{i(\omega t - kz)} + c.c., \end{aligned} \qquad (9)$$

$$P_T = \chi_T E_T - \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\chi_\omega}{\partial\omega^2}\right)_{\omega=0}\frac{\partial^2 E_T}{\partial t^2} + \\ + \chi^{(2)}(0,0)E_T^2 + 2\chi^{(2)}(\omega,-\omega)|\psi|^2, \quad (10)$$

где $\chi_\omega \equiv \int_0^\infty \chi_1(t')e^{-i\omega t'}dt'$ – линейная восприимчивость среды, соответствующая частоте ω, $\chi_T \equiv \chi_0 = \int_0^\infty \chi_1(t')dt'$ – терагерцовая линейная восприимчивость среды, а нелинейные частотные восприимчивости второго порядка определяются из выражения $\chi^{(2)}(\omega_1;\omega_2) = \int_0^\infty \chi_2\left(t_1',t_2'\right)e^{-i\left(\omega_1 t_1'+\omega_2 t_2'\right)}dt_1'dt_2'$.

При подстановке (9) в (2) сохраним в правой части производные по времени от линейных по ψ слагаемых не выше второго порядка, а в нелинейном слагаемом положим $\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(E_T\psi e^{i(\omega t-kz)}\right) \approx \approx -\omega^2 E_T\psi e^{i(\omega t-kz)}$. В результате из (3), (9) и (10) придем к нелинейной системе

$$i\left(\frac{\partial\psi}{\partial z} + \frac{1}{v_g}\frac{\partial\psi}{\partial t}\right) = -\frac{\beta}{2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} + \alpha E_T\psi + \frac{c}{2n_\omega\omega}\Delta_\perp\psi, \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 E_T}{\partial z^2} - \frac{n_T^2}{c^2}\frac{\partial^2 E_T}{\partial t^2} = \\ = \frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\mu E_T^2 + \sigma|\psi|^2\right) - \gamma\frac{\partial^4 E_T}{\partial t^4} - \Delta_\perp E_T. \quad (12)$$

Здесь $v_g = c/(n_\omega + \omega\partial n_\omega/\partial\omega)$, $n_\omega = \sqrt{1+4\pi\chi_\omega}$, $n_T = \sqrt{1+4\pi\chi_T}$, $\beta = \partial^2 k/\partial\omega^2$ – параметр дисперсии групповой скорости оптической компоненты, $k = n_\omega\omega/c$, $\gamma = 2\pi\left(\partial^2\chi_\omega/\partial\omega^2\right)_{\omega=0}/c^2$ – параметр дисперсии терагерцевой составляющей, коэффициенты α, μ и σ выражаются через нелинейные частотные восприимчивости второго порядка: $\alpha = 4\pi\omega\chi^{(2)}(\omega;0)v_g/c^2$, $\mu = 4\pi\chi^{(2)}(0;0)/c^2$, $\sigma = 8\pi\chi^{(2)}(\omega;-\omega)/c^2$.

Как линейные, так и нелинейные восприимчивости в оптическом и терагерцевом диапазонах имеют различную физическую природу. В оптическом диапазоне восприимчивости среды при воздействии на них фемтосекундных импульсов обусловлены электронно-оптическими квантовыми переходами в атомах или молекулах. В терагерцевом же диапазоне восприимчивости формируются, главным образом, в результате взаимодействия импульса с оптическими колебательными модами ионов в узлах кристаллической решетки [17, 18].

В одномерном случае ($\Delta_\perp\psi = \Delta_\perp E_T = 0$) при $\mu = \gamma = 0$ система (11), (12) переходит в одномерный вариант уравнений Захарова [4, 19]. Если $\psi = 0$, то уравнение (11) дает тождество 0 = 0. Если к тому же $\Delta_\perp E_T = 0$, то (12) переходит в уравнение Буссинеска [4]. По этой причине система (11), (12) была названа в [16] уравнениями типа Захарова–Буссинеска.

Заметим, что если к уравнению (12) применить приближение ОР вдоль оси z, то система (11), (12) перейдет в систему уравнений, подробно изученную в [13–15]. Однако, как было отмечено выше, такой подход не позволяет рассматривать оптико-терагерцовые солитоны с большими углами наклона волновых фронтов оптических компонент.

ОПТИКО-ТЕРАГЕРЦОВЫЕ СОЛИТОНЫ С НАКЛОННЫМИ ВОЛНОВЫМИ ФРОНТАМИ

Рассмотрим солитонную стадию режима генерации терагерцового излучения на основе решений системы уравнений (11), (12). При этом выделяются два случая.

В первом случае имеем решение системы (11), (12) следующего вида:

$$\psi = \psi_m e^{i\kappa z}\,\mathrm{sech}^2\xi, \quad E_T = -E_{Tm}\,\mathrm{sech}^2\xi, \quad (13)$$

где

$$\xi = \frac{t - (z\cos\theta + x\sin\theta)/v}{2\tau_p},$$

амплитуды компонент равны

$$\psi_m = \frac{3}{4\alpha\tau_p^2}\times \\ \times\sqrt{\frac{1}{\sigma}\left(\beta - \frac{c}{n_\omega\omega}\frac{\sin^2\theta}{v^2}\right)\left[2\alpha\gamma - \mu\left(\beta - \frac{c}{n_\omega\omega}\frac{\sin^2\theta}{v^2}\right)\right]},$$

$$E_{Tm} = \frac{3}{4\alpha\tau_p^2}\left(\beta - \frac{c}{n_\omega\omega}\frac{\sin^2\theta}{v^2}\right).$$

Групповая скорость v солитона, нелинейная постоянная распространения κ и угол наклона θ фазовых волновых фронтов оптической компоненты определяются соответственно выражениями

$$\frac{1}{v} = \sqrt{\frac{n_T^2}{c^2} - \frac{\gamma}{\tau_p^2}},\ \ \kappa = \frac{1}{2\tau_p^2}\left(\beta - \frac{c}{n_\omega\omega}\frac{\sin^2\theta}{v^2}\right),\ \ \cos\theta = \frac{v}{v_g}.$$

Солитоноподобное решение, представленное выше, имеет один свободный параметр, в качестве которого удобно взять временную длительность τ_p оптико-терагерцового импульса.

Интересным частным случаем решения (13) является решение, соответствующее условиям $\beta = \gamma = 0$. Групповая скорость такого солитона равна линейной фазовой скорости терагерцовой волны. Так как такой двухкомпонентный солитон с наклонными волновыми фронтами формируется в отсутствие дисперсии, то он был назван бездисперсионным солитоном [16].

Отметим, что временные солитоны (уединенные импульсы, локализованные в направлении распространения) формируются за счет взаимной компенсации нелинейного самосжатия и дисперсионного уширения. Так как бездисперсионный солитон является импульсом, локализованным в направлении распространения, то его следует отнести к временным солитонам. Возможность формирования бездисперсионного солитона обусловлено влиянием дифракции оптической компоненты с наклонными волновыми фронтами. Известно, что дифракция способствует формированию пространственных солитонов, компенсируя самофокусировку световых пучков. Дифракционное искривление наклонных волновых фронтов, распространяющихся вдоль оси z, приводит к уширению оптического волнового пакета в проекции на ось $z' = z\cos\theta + x\sin\theta$, что равносильно наличию эффективной дисперсии. Таким образом можно сказать, что двухкомпонентные дисперсионные солитоны с наклонными волновыми фронтами у оптической компоненты обладают свойствами как временных, так и пространственных солитонов.

Во втором случае система (11), (12) имеет следующее решение:

$$\psi = \psi_m e^{i\kappa z}\,\mathrm{sech}2\xi,\quad E_T = -E_{Tm}\,\mathrm{sech}^2 2\xi, \tag{14}$$

где

$$\psi_m = \frac{1}{c\mu\nu_g\tau_p^2}\sqrt{\frac{6\gamma}{\sigma}}\sqrt{\left[\mu\nu_g^2 n_T^2 + cn_\omega\omega\nu_g^2(6\alpha\gamma - \beta\mu) - \mu c^2\right]\tau_p^2 - 4c^2\gamma\mu\nu_g^2},$$

$$E_{Tm} = \frac{6\gamma}{\mu\tau_p^2},\quad \nu = \nu_g\cos\theta,\quad \kappa = \frac{3\alpha\gamma}{\mu\tau_p^2}.$$

При этом величина угла наклона θ фазовых волновых фронтов оптической компоненты определяется соотношением

$$\cos\theta = \frac{1}{\sqrt{1 + \dfrac{n_\omega\omega\nu_g^2(\beta\mu - 6\alpha\gamma)}{c\mu}}}. \tag{15}$$

Решение (14) имеет один свободный параметр, в качестве которого тоже возьмем временную длительность τ_p импульса. Интересной особенностью этого решения является то, что угол наклона θ и скорость ν солитона не зависят от длительности τ_p.

Отметим, что бездисперсионный солитон вида (14) тоже может существовать. Но при этом должна отсутствовать собственная нелинейность терагерцовой компоненты, а именно $\beta = 0$ и $\gamma \to 0$ совместно с $\mu \to 0$.

Общепринятое мнение в отношении приближения ОР состоит в том, что оно не влияет существенно на динамику импульсов. В качестве примера приведем редуцированные уравнения Максвелла–Блоха [4] и уравнения Шефера–Вейна [20, 21]. Динамика солитонов этих уравнений и динамика импульсных решений исходных уравнений весьма схожи. В целом, такая же ситуация имеет место для системы (11), (12) и системы уравнений, полученной из нее в [13–15] с помощью приближения ОР, в случае импульсов вида (13). Однако, для импульсов вида (14) ситуация существенно отличается. У системы, полученной из (11), (12) с помощью приближения ОР, импульсы вида (14) могут существовать, только если выполняется ограничение на физические параметры. Мы видим, что если приближение ОР не применяется, то ограничений на параметры нет, а его использование приводит к появлению ограничения на физические параметры. Заметим, что это ограничение соответствует равенству $\cos\theta = 1$ в соотношении (15). Возможно, что такая неоднозначная роль приближения ОР в рассматриваемой здесь задаче обусловлена тем, что его корректное использование предполагает малость угла наклона θ фазовых волновых фронтов оптической компоненты.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован солитоноподобный режим распространения оптико-терагерцового солитона с наклонными волновыми фронтами у оптической составляющей. Углы наклона волновых фронтов не предполагаются малыми. В этом случае генерация терагерцового сигналов описывается системой связанных нелинейных уравнений типа Захарова–Буссинеска.

Важным представляется вопрос, связанный с устойчивостью рассмотренных здесь солитоноподобных решений. Соответствующее исследование выходит за рамки настоящей работы и будет проведено отдельно.

Помимо решений при учете дисперсии обеих компонент, найдены солитоноподобные решения в условиях, когда этими дисперсиями можно пренебречь. Существование таких нетривиальных решений объясняется возникновением эффективной дисперсии групповой скорости из-за дифракции оптического импульса с наклонными волновыми фронтами. Можно показать [16], что для формирования бездисперсионных оптико-терагерцовых солитонов важным является то обстоятельство, что нелинейные восприимчивости второго порядка в спектральных областях оптических и терагерцовых частот должны иметь противоположные знаки. Таким образом, принципиальную роль в этом процессе играет частотная дисперсия нелинейной восприимчивости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Абдуллин У.А., Ляхов Г.А., Руденко О.В., Чиркин А.С.* // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. С. 1295: *Abdullin U.A., Lyakhov G.A., Rudenko O.V., Chirkin A.S.* // Sov. Phys. JETP. 1974. V. 39. P. 633.
2. *Багдасарян Д.А., Макарян А.О., Погосян П.С.* // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 498; *Bagdasaryan D.A., Makaryan A.O., Pogosyan P.S.* // JETP Lett. 1983. V. 37. P. 594.
3. *Auston D.H., Cheung K.P., Valdmanis J.A., Kleinman D.A.* // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 1555.
4. *Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х.* Солитоны и нелинейные волновые уравнения. М.: Мир, 1988.
5. *Hebling J., Almasi G., Kozma I.Z., Kuhl J.* // Opt. Express. 2002. V. 10. P. 1161.
6. *Степанов А.Г., Мельников А.А., Компанец В.О., Чекалин С.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. С. 279; *Stepanov A.G., Mel'nikov A.A., Kompanets V.O., Chekalin S.V.* // JETP Lett. 2007. V. 85. P. 227.
7. *Bakunov M.I., Bodrov S.B., Tsarev V.V.* // J. Appl. Phys. 2008. V. 104. Art. No. 073105.
8. *Hebling J., Yeh K.L., Hoffmann M.C. et al.* // J. Opt. Soc. Amer. B. 2008. V. 25. No. 7. P. 6.
9. *Kitaeva G.Kh.* // Laser Phys. Lett. 2008. V. 5. P. 559.
10. *Бугай А.Н., Сазонов С.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87. С. 470; *Bugai A.N., Sazonov S.V.* // JETP Lett. 2008. V. 87. P. 403.
11. *Козлов С.А., Сазонов С.В.* // ЖЭТФ. 1997. Т. 84. С. 221; *Kozlov S.A., Sazonov S.V.* // JETP. 1997. V. 84. P. 221.
12. *Caudrey P.J., Eilbeck J.C., Gibbon J.D., Bullough R.K.* // J. Phys. A. 1973. V. 6. Art. No. 53.
13. *Сазонов С.В., Устинов Н.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. № 7. С. 437; *Sazonov S.V., Ustinov N.V.* // JETP Lett. 2021. V. 114. No. 7. P. 380.
14. *Сазонов С.В., Устинов Н.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 12. С. 1776; *Sazonov S.V., Ustinov N.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 12. P. 1420.
15. *Сазонов С.В., Устинов Н.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 1. С. 47; *Sazonov S.V., Ustinov N.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 1. P. 28.
16. *Sazonov S.V., Ustinov N.V.* // Laser Phys. Lett. 2022. V. 19. Art. No. 025401.
17. *Tcypkin A.N., Melnik M.V., Zhukova M.O. et al.* // Opt. Express. 2019. V. 27. Art. No. 10419.
18. *Dolgaleva K., Materikina D.V., Boyd R.W., Kozlov S.A.* // Phys. Rev. A. 2015. V. 92. Art. No. 023809.
19. *Захаров В.Е.* // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 1745; *Zakharov V.E.* // Sov. Phys. JETP. 1972. V. 35. P. 908.
20. *Schäfer T., Wayne C.E.* // Physica D. 2004. V. 196. P. 90.
21. *Chung Y., Jones C.K.R.T., Schäfer T., Wayne C.E.* // Nonlinearity. 2005. V. 18. P. 1351.

Optical-terahertz solitons with tilted wave fronts of system of the Zakharov–Boussinesq type equations

S. V. Sazonov[a, b, c, *], N. V. Ustinov[d]

[a] *National Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow, 123182 Russia*

[b] *Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia*

[c] *Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, 125993 Russia*

[d] *Kaliningrad Institute of Management, Kaliningrad, 236003 Russia*

**e-mail: sazonov.sergey@gmail.com*

The generation of terahertz radiation in a quadratically nonlinear medium by optical pulses with tilted wavefronts is investigated. A system of equations describing this process is derived. Solutions of this system in the form of optical-terahertz solitons are obtained. The possibility of the existence of a new type of solitons—dispersionless solitons is shown.