Uzbek Journal of Physics
Vol.21(№3) 2019 PP.161-167

УТРОЕНИЕ ЧАСТОТЫ СВЕРХКОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В АРГОНЕ

З.Ж. Рузиев[1], А.Н. Олимов[1], Д.Б. Юсупов[2], У.К. Сапаев[1,2]

[1]Национальный университет РУз, ул. Университетская 4, 100095, Ташкент Узбекистан
[2]Ташкентский государственный технический университет, ул. Университетская 2, 100095, Ташкент, Узбекистан, usapaev@gmail.com
(Получена 29.11.2018)

Сонли ҳисоблашлар ёрдамида ўта қисқа яьни 5 фс бўлган лазер импульсининг аргон газида пайдо бўладиган учинчи гармоникаси таҳлил қилинди. Бунда газ ионланиши ва юқори тартибли дисперсия эффектлар роли ўрганилди. Ушбу ишда асосий урғу ночизиқли оптик эффектлар ва муҳит ионланиши бўлган жараёнларда самарадорлик қандай ўзгаришини таҳлил қилишга қаратилди.

Численным методом проведен анализ процесса генерации третьей гармоники в аргоне, возбуждаемой сверхкоротким лазерным излучением длительностью 5 фс. Исследовано влияние ионизации газа и дисперсионных эффектов до третьего порядка на изменение эффективности преобразования исследуемого нелинейного оптического процесса. Также обсуждены области высокоэффективной генерации при проявлении ионизации.

Numerical calculation was used to analyze the generation of the third harmonic in argon gas. The duration of the main pulse was chosen to be 5 fs. The role of gas ionization and high-order dispersion effects (up to 3-rd) is studied. The main emphasis is made to study the change in the efficiency of this nonlinear optical process under the influence of dispersion and ionization effects.

Введение. При воздействии лазерного излучения на газы в определенных условиях возбуждается генерация третьей и высших гармоник, которые имеют ряд практических применений. Они позволяют получить когерентное излучение в фиолетовой и ультрафиолетовой области спектра, которое невозможно получить прямой лазерной генерацией. При этом на практике особый интерес вызывает генерация третьей гармоники (ГТГ), эффективность которой наибольшая.

Процесс ГТГ в инертных газах впервые исследован экспериментально в [1] и теоретически в [2]. В работе [3] ГТГ изучена для оценки значения нелинейной восприимчивости третьего порядка, в [4] исследована эффективность ГТГ при резонансном возбуждении.

В настоящее время хорошо развита техника получения интенсивных и сверхкоротких лазерных импульсов (СКИ) [5, 6] поэтому генерация третьей и высших гармоник СКИ в газах представляет интерес для исследователей. С другой стороны, под воздействием интенсивного СКИ в газах проявляются эффекты, приводящие к снижению эффективности преобразования гармоник. К таким эффектам можно отнести, например, ионизацию газа [7] и дисперсионные явления [8]. Отметим, что процесс ионизации газа с ростом интенсивности излучения проявляется сильнее, что приводит к снижению эффективности процесса генерации гармоник.

Известно, что в газах не всегда можно реализовать условие фазового синхронизма, которое необходимо для эффективной генерации гармоник, однако

можно получить так называемое квазисинхронное состояние, позволяющее наблюдать генерацию гармоник [9, 10]. Объектом исследования выбран аргоновый газ, так как нелинейные процессы в нем исследованы достаточно хорошо и соответственно определены его нелинейно-оптические параметры [11, 12].

В предлагаемой работе численным методом изучен процесс ГТГ, возбуждаемой интенсивным сверхкоротким лазерным импульсом длительностью 5 фс (нами такая задача ставится впервые), с учетом влияния ионизации газа и дисперсии высоких порядков на эффективность ГТГ. Поскольку взаимодействие лазерного излучения с исследуемым газом во многих экспериментах реализовано [13-15] внутри волоконных трубок, то влиянием эффектов дифракции можно пренебречь. Таким образом, теоретический подход работы приближен к реальной экспериментальной ситуации ГТГ в аргоне.

Теоретическая часть. Известно, что в газах наблюдается генерация высоких нечетных гармоник (начиная с третьей), поскольку в них отсутствует квадратичная нелинейность ($\chi^{(2)}=0,\ \chi^{(3)}\neq 0$). Интенсивность основного излучения (ОИ) подбирается так, чтобы при взаимодействии наблюдалась ионизация газа. Процесс нестационарной ГТГ лазерного излучения в газах описывается следующими уравнениями (в приближении медленно меняющихся амплитуд) [16-18]:

$$\frac{\partial A_\omega}{\partial z}+\frac{ig_\omega}{2}\frac{\partial^2 A_\omega}{\partial t^2}+\frac{h_\omega}{6}\frac{\partial^3 A_\omega}{\partial t^3}=i\gamma_\omega A_\omega^{*2}A_{3\omega}e^{i\Delta kz}-\gamma_\omega A_\omega\Gamma_\omega, \tag{1а}$$

$$\frac{\partial A_{3\omega}}{\partial z}+\nu\frac{\partial A_{3\omega}}{\partial t}+\frac{ig_{3\omega}}{2}\frac{\partial^2 A_{3\omega}}{\partial t^2}+\frac{h_{3\omega}}{6}\frac{\partial^3 A_{3\omega}}{\partial t^3}=\frac{i\gamma_{3\omega}A_\omega^3 e^{-i\Delta kz}}{3}. \tag{1б}$$

Здесь A_ω – амплитуда основного импульса, $A_{3\omega}$ – амплитуда третьей гармоники, $\nu=(1/V_\omega)-(1/V_{3\omega})$, V – групповые скорости импульсов, $g=\dfrac{\partial^2 k}{\partial\omega^2}=\dfrac{\lambda^3}{2\pi c^2}\dfrac{\partial^2 n(\lambda)}{\partial\lambda^2}$, $h=\dfrac{\partial^3 k}{\partial\omega^3}=\dfrac{\lambda^4}{4\pi^2c^3}\left[\lambda\dfrac{\partial^3 n(\lambda)}{\partial\lambda^3}-3\dfrac{\partial^2 n(\lambda)}{\partial\lambda^2}\right]$, g и h – дисперсионные групповые скорости распространяющихся импульсов; $\Delta k=3k(\lambda)-k(\lambda/3)$ – фазовая расстройка из-за дисперсии между основным излучением и ТГ; γ_m – нелинейный коэффициент, равный $(m=3\omega,\omega)$, $\gamma_{3\omega}=\dfrac{3\pi m^2\chi^{(3)}}{2c^2k_{m\omega}^0}$ [18]. Здесь $\chi^{(3)}$ – коэффициент нелинейной восприимчивости третьего порядка; $k_{m\omega}^0$ – волновое число при нормальных условиях. $\Gamma_\omega=\dfrac{\beta_{K_\omega}}{2}(\rho_0(z)-\rho)\left|A_\omega\right|^{2K_\omega-2}$ – слагаемое, характеризирующее ионизацию среды (для основного излучения), β_{K_ω} является коэффициентом многофотонной ионизации и определяется как $\beta_{K_\omega}=K_\omega h\omega\sigma_{K_\omega}$, K_ω – число ионизирующих фотонов $K_\omega=U/h\omega$, U – потенциал ионизации газа, σ_{K_ω} – эффективное сечение ионизации, соответствующее числу фотонов [13], ρ_0, ρ – соответственно концентрации газа до и после взаимодействия с лазерным излучением. Для простоты здесь, не решая уравнения изменения плотности газа,

принято, что изменение плотности газа имеет вид, аналогичный профилю импульса.

Как было отмечено выше, система уравнений (1а) и (1б) с частными производными решена численным методом. Согласно начальному условию задачи вид импульса ОИ на входе среды считался гауссовым. При этом мы применили метод симметричной схемы [17, 18]. Линейная часть уравнений решена методом Фурье-преобразования, нелинейная – методом Рунге-Кутта 4-го порядка. Отметим, что такая схема позволяет получить решения уравнений быстро и с большой точностью [16, 18-20].

Обсуждение полученных результатов. Расчеты проведены для газа аргон при нормальной температуре и нормальном атмосферном давлении. Анализ процесса ГТГ численным методом проведен для нескольких конкретных случаев. В первом случае рассмотрена ГТГ в ионизованном газе, в котором влиянием ионизации можно пренебречь, и в уравнениях, в основном, учтен вклад дисперсионных слагаемых до третьего порядка. Во втором случае учтены вклады всех дисперсионных слагаемых и ионизация газа. Наконец, в третьем случае процесс ГТГ изучен в ионизованном газе с учетом вклада всех дисперсионных слагаемых до третьего порядка и, самое главное, импульс ОИ считался чирпированным (фазомодулированным).

Теперь рассмотрим эти случаи более подробно и последовательно. На рис. 1 приведены нормированные, A/A_{max}, (A_{max} – максимальное значение амплитуды ОИ на входе) временные профили ОИ и ТГ на выходе газа (*a*), а также зависимости эффективности преобразования ТГ (*b*) и основного излучения (*c*) от длины взаимодействия, полученные для первого случая. Параметры ОИ подобраны следующие: интенсивность $I = 10^{17}$ W/m^2, длина волны $\lambda = 800$ нм и длительность

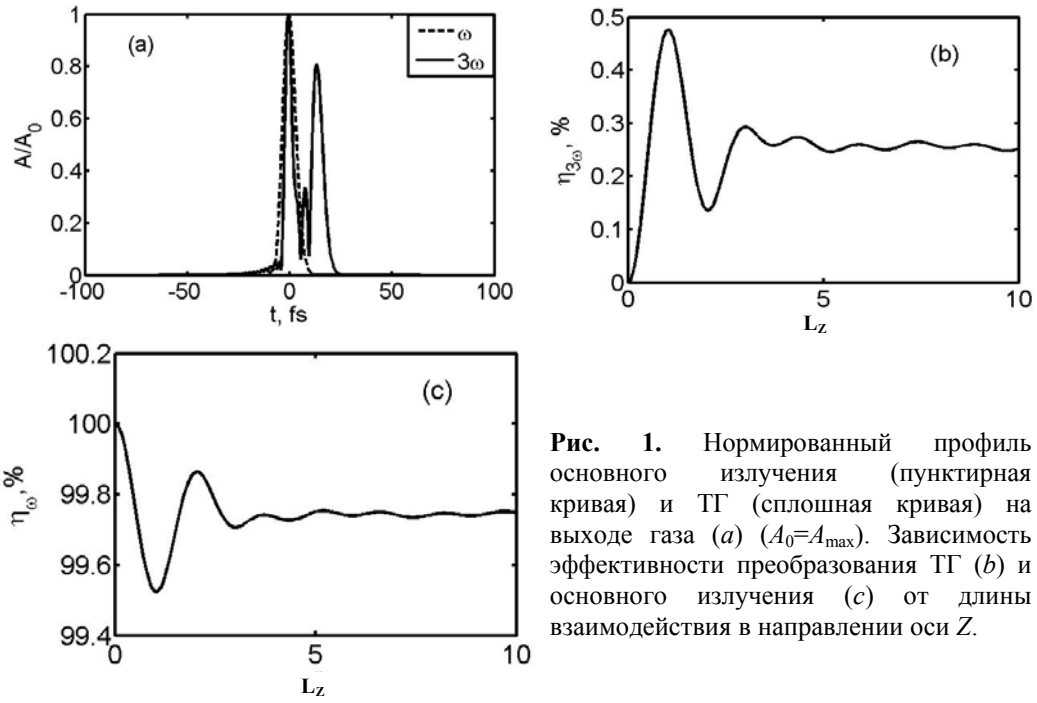


Рис. 1. Нормированный профиль основного излучения (пунктирная кривая) и ТГ (сплошная кривая) на выходе газа (*a*) (A_0=A_{max}). Зависимость эффективности преобразования ТГ (*b*) и основного излучения (*c*) от длины взаимодействия в направлении оси *Z*.

τ=5 фс (на полувысоте максимального значения интенсивности на входе), форма импульса ОИ считалась гауссовой. Из рис. 1*a* видно, что импульсы ОИ и ТГ взаимно сдвинуты во времени, импульс ТГ расплывается и раздваивается с разными максимумами. Смещение импульсов ОИ и ТГ во времени объясняется различием значений групповых скоростей из-за дисперсии газа, а разделение импульса ТГ связано с фазовой расстройкой из-за различия волновых чисел ОИ и ТГ. Из рис. 1*b* видно, что на начальном этапе взаимодействия, когда толщина газа порядка когерентной длины ($L=\pi\Delta k$) взаимодействия, проявляется эффективно и максимальный коэффициент преобразования, порядка 0.5%, хотя имеет осциллирующий характер. Это продолжается на расстояние примерно до трех когерентных длин, далее осциллирующий характер уменьшается, и коэффициент преобразования в ТГ устанавливается на уровне 0.25%. Следует отметить, что в отсутствие дисперсионных эффектов обмен энергией между ОИ и гармониками имеет квазипериодический характер.

Для второго случая, когда, помимо дисперсионных эффектов, учтена и многофотонная ионизация газа (при высоких интенсивностях) [12], результаты представлены на рис. 2. Потенциал ионизации аргона равен U=15.6 эВ, ему соответствует процесс 10-ти фотонной ионизации, длина волны ОИ равна λ= 800 нм. Процесс ионизации является вероятностным процессом, и его вероятность оценивается эффективным сечением ионизации [12, 18]. Из рис. 2*a* видно, что импульс ТГ раздваивается с одинаковыми максимумами амплитуд.

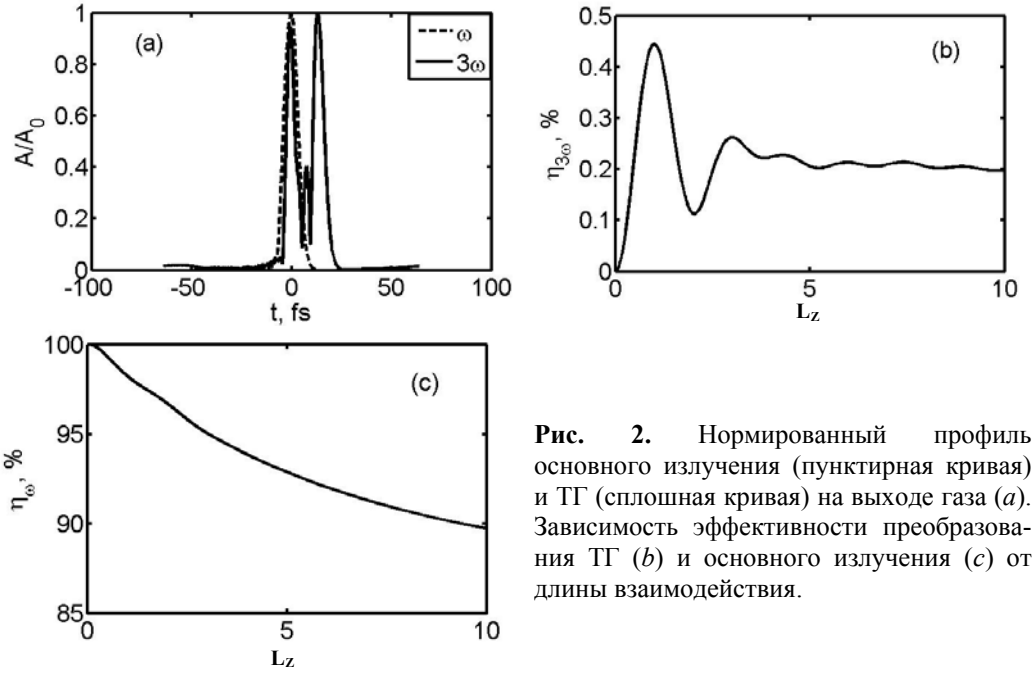


Рис. 2. Нормированный профиль основного излучения (пунктирная кривая) и ТГ (сплошная кривая) на выходе газа (*a*). Зависимость эффективности преобразования ТГ (*b*) и основного излучения (*c*) от длины взаимодействия.

Поведение эффективности преобразования ОИ в зависимости от длины взаимодействия в первом и во втором случаях (рис. 1*c* и рис. 2*c*) резко отличается. В первом случае эффективность имеет осциллирующий характер, она устанавливается на уровне 99.8%, во втором случае с ростом расстояния монотонно

убывает и на расстояниях примерно 10*L* равна 90%. Из приведенных результатов (сравните кривые на рис. 2*b* и 2*c*) на первый взгляд на больших расстояниях отсутствует энергообмен между ОИ и ТГ. Однако это не так, имеется слабое взаимодействие, оно не проявляется, так как большая часть энергии ОИ расходуется на ионизацию газа.

На рис. 3 приведено изменение эффективности ОИ на больших расстояниях (до 100*L*). Видно, что энергия ОИ монотонно уменьшается с ростом расстояния и эффективность достигает минимума (87.8%) на расстоянии 20*L* и далее медленно увеличиваясь, достигает постоянного значения порядка 90.4%. Это объясняется тем, что энергия ОИ на малых расстояниях расходуется на процесс ионизации, затем при достаточном уменьшении интенсивности ОИ из-за ионизации, ее роль в среде снижается, и осциллирующий характер гармоник с увеличением расстояния снова частично возобновляется.

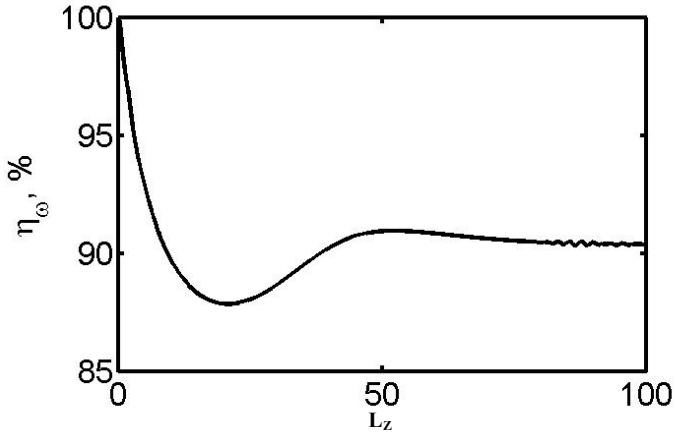


Рис. 3. Зависимость эффективности преобразования ОИ от расстояния.

Теперь для подробного изучения влияния процесса ионизации на процесс ГТГ в качестве ОИ используем гауссовый чирпированный лазерный импульс длительностью 50 фс, соответствующий длительности 5 фс спектрально ограниченного импульса.

На рис. 4 приведены нормированные профили импульсов ОИ и ТГ, соответствующие последнему случаю. При этом полагали, что в результате чирпирования длительность импульса растягивалась от 5 фс до 50 фс. Как видно из рис. 4*a* импульс ОИ принимает сложную структуру, что является результатом различия волновых чисел ОИ и ТГ из-за дисперсии.

Эффективность ТГ (рис. 4*b*) резко меняется с расстоянием, имея осциллирующий характер и, начиная с расстояния примерно 5*L* устанавливается постоянное значение, т.е. насыщается. Этот эффект вызван влиянием расстройки групповых скоростей. Из рис. 4*c* видно, что эффективность ОИ не уменьшается, как на представленных выше графиках, а приобретает осциллирующий характер, в то время как максимальная эффективность ТГ намного ниже из-за снижения пиковой интенсивности ОИ. Это обстоятельство можно объяснить следующим.

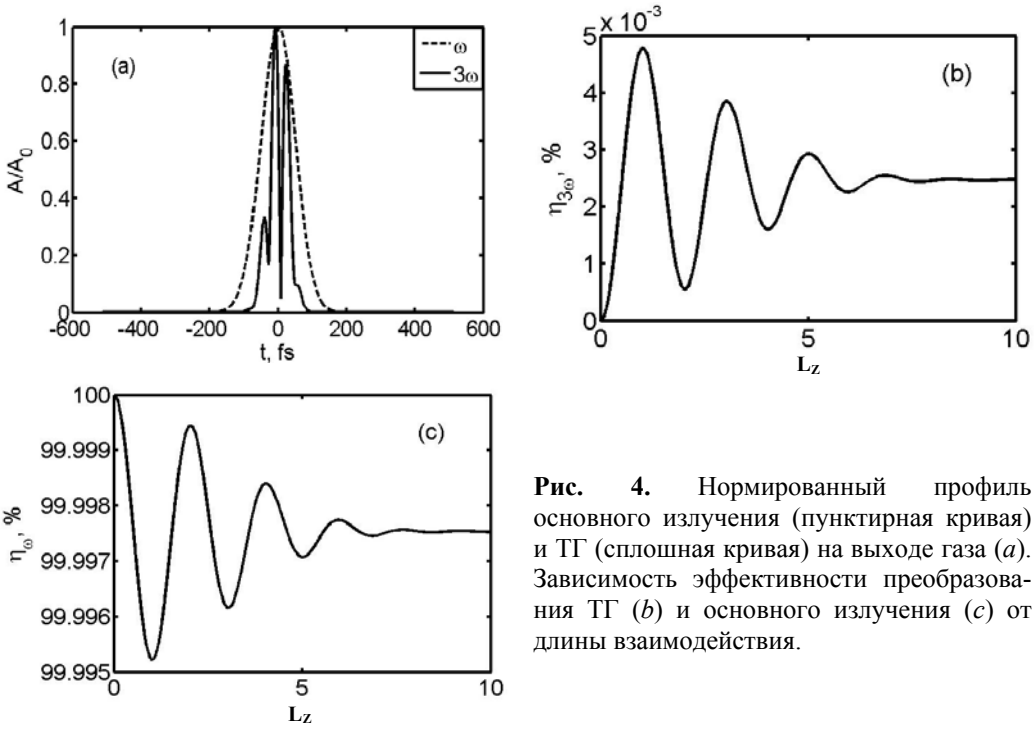


Рис. 4. Нормированный профиль основного излучения (пунктирная кривая) и ТГ (сплошная кривая) на выходе газа (*a*). Зависимость эффективности преобразования ТГ (*b*) и основного излучения (*c*) от длины взаимодействия.

При чирпировании импульс ОИ растягивается, и амплитуда импульса ОИ снижается, это приводит к уменьшению эффективности преобразования в ТГ (энергообмен с ОИ в ТГ резко уменьшается). Следовательно, энергия ОИ будет недостаточной для ионизации атомов, и газ будет слабо ионизованным. Но при этом невозможно реализовать эффективную генерацию ТГ, как в предыдущих случаях, эффективность ГТГ уменьшается на три порядка.

Заключение. Нами представлены результаты численного исследования процесса ГТГ в аргоне с учетом многофотонной ионизации и эффектов дисперсии до третьего порядка. Этот нелинейно-оптический процесс изучен при возбуждении его импульсом ОИ гауссовой формы длительностью 5 фс, а также его чирпированием до длительности 50 фс. Выявлено, что при малых интенсивностях ОИ эффективность ТГ ограничивается дисперсионными эффектами, а при высоких интенсивностях, кроме дисперсионных эффектов, процесс ионизации также сильно снижает эффективность преобразования. Однако, несмотря на сильное влияние ионизации, именно при высоких интенсивностях ОИ СКИ можно получить эффективную генерацию ТГ в аргоне. Интересно отметить, что полученные результаты могут быть применены для оценки условий квазисинхронизма в средах с кубичной нелинейностью [18].

Работа выполнена при частичной поддержке грантов TWAS (№16_547RG_PHYS_AS) и ОТ-Ф2-45.

ЛИТЕРАТУРА

1. G.H.C. New, J.F. Ward, Phys. Rev. Letters **19**, №10, 556 (1967).
2. J.F.Ward, G.H.C. New, Phys. Rev. **185**, №1, 57 (1969).
3. U. Gubler, C. Bosshard, Phys. Rev. B **61**, №16, 10702 (2000).

4. J.C. Miller et al., Phys. Rev. Letters **45**, №2, 114 (1980).
5. M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, Appl. Phys. Letters **68**, №20, 2793 (1996).
6. D. Strickland., G. Mourou, Optic Communication **55**, №6, 447 (1985).
7. R. Mahon, et al., IEEE J. Quantum Electronics **15**, №6, 444 (1979).
8. C.G. Durfee, et al., Optic Letters **22**, №20, 1565 (1997).
9. E.A. Gibson, et al., Science **302**, №5642, 95 (2003).
10. A. Paul, et al., Nature **421**, №6918, 51 (2003).
11. V. Loriot, E. Hertz, O. Faucher, and B. Lavorel, Opt. Express **17**, 13429 (2009).
12. Yu Hang Lai, Junliang Xu, Urszula B. Szafruga, Bradford K. Talbert, Xiaowei Gong, Kaikai Zhang, Harald Fuest, Matthias F. Kling, Cosmin I. Blaga, Pierre Agostini, and Louis F. DiMauro Phys. Rev. A **96**, 063417, (2017).
13. J. Nold, P. Hölzer, N.Y. Joly, P. St. J. Russell, Optic Letters **35**(17), 2922 (2010).
14. Ф. Попеску, А.С. Чиркин, Квантовая электроника **28**, 1, 61 (1999); [Quantum Electron. **29**(7), 618 (1999).
15. P. Ackermann, X. Laforgue, M. Hilbig, M. Schilder, and T. Halfmann, J. Opt. Soc. Am. B **35**, 468 (2018).
16. G.P. Agrawal. In: Nonlinear Science at the Dawn of the 21-st Century (Springer, Berlin, Heidelbwerg, 2000).
17. S.A. Akhmanov, V.A. Vysloukh, A.S.Chirkin. (Moscow, Nauka, 1988).
18. U.K. Sapaev. I. Babushkin, J. Herrmann, Optic Express. **20**(20), 22753 (2012).
19. M. Mlejnek, E.M. Wright, J.V. Moloney, Phys. Rev. **58**(4), 4903 (1998).
20. U.K. Sapaev, D.B. Yusupov, G. Assanto, Physics of Wave Phenomena **19**(2), 107 (2011).