

атомы гелия имеют резонансную линию поглощения $\lambda=0,0584$ мкм [5]. получаем соотношение плотностей гелия и воздуха 1:1,68. Если давление воздуха $p=0,18$ атм, то $p_1=1,00005$. Пусть средняя энергия пучка электронов $\varepsilon=50$ МэВ, $\rho_0=9,26 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $\delta=\Delta/\varepsilon=10^{-4}$, $\theta=1,41 \cdot 10^{-4}$ рад, $\gamma=0,9$. В этом случае $\eta_{18}=0,15\%$, если $z=1$ см. Численные оценки показывают, что для выбранных параметров можно пренебречь многократным рассеянием электронов ($\bar{\theta}^2=8,6 \cdot 10^{-9}$), резонансным поглощением ($\gamma \varepsilon \sim 10^{-6}$) и резонансным рассеянием поля [6] 18-ой гармоники на атомах гелия (4,6%). Отметим, что требования к параметрам пучка электронов при генерации гармоник с большими номерами высоки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян В. М., Оганесян С. Г. Письма в ЖТФ, 7, 539 (1981).
2. Оганесян С. Г., Абаджян С. В. Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 133 (1987).
3. Аллен К. У. Астрофизические величины. ИЛ. М., 1960, 304 с.
4. Джексон Д. Классическая электродинамика. Изд. Мир, 1965, 702 с.
5. Смирнов Б. М. Физика слабоионизированного газа. Изд. Наука, М., 1978, 416 с.
6. Фейнман Р., Лейтон Р., Сендс М. Фейнмановские лекции по физике, т. 3—4, Изд. Мир, М., 1977, 347 с.

ՀԱՐԱՄՈՆԻԿՆԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՆ ՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍԻ ՄՈՏ

Ս. Գ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ս. Վ. ԱԲԱԶՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ գազային միջավայրում հնարավոր է էլեկտրոնային ինչի օգնությամբ փոխակերպել լազերային ճառագայթման էներգիան կամայական հարմոնիկի վրա: Պրոցեսի էֆեկտիվությունը որոշվում է երկու տիպի ռեզոնանսներով՝ չերենկովյան և ընդլայնական:

GENERATION OF HARMONICS NEAR THE CHERENKOV RESONANCE

S. G. OGANESYAN, S. V. ABADJYAN

The possibility for the generation of an arbitrary harmonics on an electron beam in gaseous medium is investigated. It is shown that the conversion efficiency is determined by Cherenkov and longitudinal resonances.

Изв. АН Армения, Физика, т. 27, вып. 3, с. 128—134 (1992)

УДК 621.373.826

ПОДАВЛЕНИЕ ШУМОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СПЕКТРАЛЬНОМ КОМПРЕССОРЕ

Т. А. ПАПАЗЯН, Л. Х. МУРАДЯН, Н. А. МАРКАРЯН, А. В. ЗОГРАБЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 10 октября 1991 г.)

В статье исследован процесс спектральной компрессии случайно-модулированного импульсного излучения. Показано, что для сверхкоротких

Достижения современной лазерной техники и, в частности, техники волоконно-оптической компрессии (ВОК) позволили расширить диапазон длительностей сверхкоротких световых импульсов (СКИ) до единиц фемтосекунд [1, 2]. Однако освоение пико-фемтосекундного временного диапазона—внедрение источников нового поколения в научные исследования, во многом зависит от повторяемости и управляемости параметров излучения. Этим обусловлены исследования процесса ВОК и соответствующие разработки, направленные на управление спектром и временной огибающей [3, 4], мощностью [5, 6] и статистическими параметрами [7, 8] СКИ. Развитие идеи ВОК на основе анализа обратимости процесса и спектрально-временной аналогии привело к разработке схемы спектральной компрессии [9, 10].

Предметом настоящей работы является анализ особенностей процесса спектральной компрессии случайно-модулированных СКИ, наделенный на разработку методов подавления шумов и стабилизации параметров излучения. Спектральный компрессор, предложенный в [9], состоит из обычных устройств ВОК—дисперсионной линии задержки (ДЛЗ) и одномодового волоконного световода (ОВС). В ДЛЗ импульсы удлиняются, приобретая отрицательную линейную частотную модуляцию (чирп, ЧМ). Последующее прохождение излучения через ОВС приводит, вследствие кубической нелинейности среды, к гашению ЧМ и сжатию спектра при неизменной форме удлиненного импульса. Общие закономерности, оптимальные режимы и предельные возможности процесса, для спектрально ограниченных импульсов, выявлены в [10]. В общем случае, однако, излучение генераторов СКИ случайно-модулировано и возникает необходимость описания и анализа процесса с учетом случайного характера излучения.

Математическое описание процесса основано на втором приближении теории дисперсии и методе медленно меняющихся амплитуд. Для нормированной комплексной медленно меняющейся амплитуды $\Phi(\zeta, \eta)$ волны, распространяющейся в ОВС, имеем

$$i \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2} + R |\Phi|^2 \Phi. \quad (1)$$

В уравнении безразмерные расстояние $\zeta = z/L_d$ и бегущее время $\eta = (t - z/u)/\tau_0$ нормированы, соответственно, на дисперсионную длину $L_d = \tau_0^2 / k''$ и начальную длительность импульса τ_0 (k —волновое число, ω —частота излучения). Параметр нелинейности R определяется как $R = L_d / L_\phi$, где $L_\phi = (k n_2 / \epsilon_0)^{-1}$ —длина фазовой самомодуляции, $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-16}$ см²/Вт—коэффициент нелинейности кварца, ϵ_0 —эффективное значение пиковой интенсивности [1]. Описание ДЛЗ сводится к уравнению типа (1) с $R=0$:

$$i \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2}. \quad (2)$$

Дисперсионная длина L_d в этом случае задается конкретным типом ДЛЗ и параметрами устройства (см. [1]).

В бездисперсионном приближении ($z < L_{\text{св}} = (L_\phi L_d)^{1/2}$) уравнение (1) интегрируется

$$\Phi(\zeta, \eta) = \Phi(0, \eta) \exp[-iR|\Phi(0, \eta)|^2 \zeta]. \quad (1')$$

Аналогичный вид имеет решение уравнения (2) в спектральном представлении

$$f(\zeta, \Omega) = f(0, \Omega) \exp(i\Omega^2 \zeta). \quad (2')$$

где $f(\Omega) = (2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\eta) \exp(i\eta\Omega) d\eta$ — фурье-гармоники, $\Omega = (\omega - \omega_0)\tau_0$

— безразмерная частота. Из подобия уравнений (1'), (2') следует, что для фурье-гармоник излучения ДЛЗ служит «фазовым модулятором», а ОВС — «дисперсионной задержкой». Следовательно, спектральный компрессор — это система ВОК, используемая в обратном направлении. Обратимость процесса самовоздействия СКИ в ОВС, в общем случае, следует из инвариантности уравнения (1) относительно преобразований $\zeta \rightarrow -\zeta$, $\Phi \rightarrow \Phi^*$ [9].

Количественный анализ процесса с учетом случайного характера излучения возможен в численном эксперименте, основанном на полной волновой картине. И, хотя спектральная компрессия спектрально ограниченных СКИ адекватно описывается бездисперсионным приближением [10], учет мелкомасштабных флуктуаций поля излучения приводит к необходимости учета дисперсии ОВС.

Численное моделирование процесса спектральной компрессии случайно-модулированных импульсов проводилось по методу статистических испытаний (метод Монте-Карло): статистические характеристики излучения определялись по выборке N реализаций, являющихся решением уравнений (2) и (1). Начальные условия задавались в виде

$$\Phi(0, \eta) = \Phi_0(\eta) [1 + \sigma \xi(\eta)] \quad (3)$$

(импульсы со случайной амплитудно-фазовой модуляцией [8]). В (3) Φ_0 — детерминированная составляющая поля, σ — амплитуда шумовой составляющей, $\xi(\eta)$ — стационарный комплексный гауссов шум с нулевым средним и автокорреляционной функцией $\xi(\eta') \xi^*(\eta' + \eta) = \exp(-\eta^2/\eta_h^2)$ (чертой обозначено усреднение по времени). Для выявления типа флуктуаций, оказывающих наибольшее влияние на процесс, рассматривались также, отдельно, импульсы со случайной фазовой (4) и амплитудной (5) модуляцией:

$$\Phi(0, \eta) = \Phi_0(\eta) \exp[i\sigma \xi(\eta)], \quad (4)$$

$$\Phi(0, \eta) = \Phi_0(\eta) [1 + \sigma \xi(\eta)]. \quad (5)$$

В (4) и (5) случайная функция $\xi(\eta)$ вещественная — $\xi = \xi^*$.

В численном эксперименте для каждой реализации определялись временная огибающая $I(\eta)$, спектр $I(\Omega)$ и зависимость мгновенной частоты от времени $\Omega(\eta)$ в ДЛЗ и ОВС. Строились характерные зависимости степени спектрального сжатия S_Ω от длины ОВС ξ . Далее проводилось усреднение всех параметров и зависимостей по ансамблю реализаций (обозначено знаком $\langle \rangle$). Определялись статистические характеристики излучения в зависимости от длины ОВС. Результаты численных исследований позволили обобщить полученные в [10] закономерности процесса и выявить ее характерные особенности, связанные со случайным характером излучения.

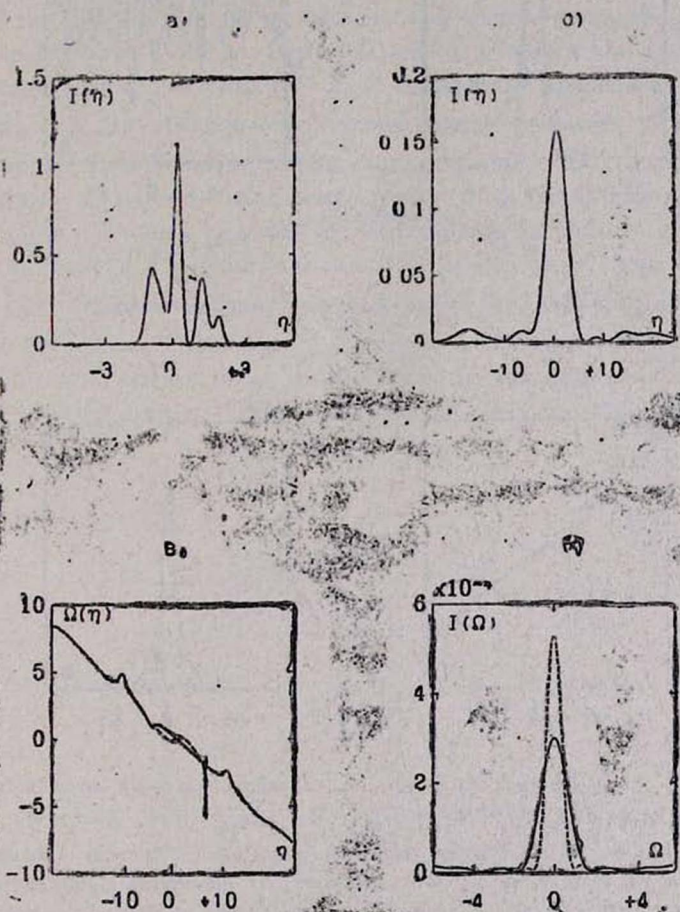


Рис. 1. Самовоздействие импульса со случайной амплитудной модуляцией в системе ДЛЗ—ОВС ($\sigma=0,4$; $\eta_k=0,4$; $R=100$; $\xi=0,11$; $Z=3$): а) временная огибающая интенсивности $I(\eta)$ на входе в систему; б) временная огибающая $I(\eta)$ на выходе из системы; в) временной профиль мгновенной частоты $\Omega(\eta)$ на выходе из ДЛЗ (сплошная линия) и на выходе из системы (пунктир); г) спектральный профиль интенсивности $I(\Omega)$ на входе в систему (сплошная линия) и на выходе (пунктир).

В качестве наглядных примеров на рис. 1, 2 представлены зависимости $I(\eta)$, $I(\Omega)$, $\Omega(\eta)$ на входе в систему, после ДЛЗ и на выходе, для отдельных реализаций импульсов со случайной амплитудой (рис. 1) и фазовой (рис. 2) модуляцией. В ДЛЗ амплитудные флуктуации исходного импульса вытесняются из ее центральной энергонесущей части, формируя гладкий колоколообразный «главный» импульс—с линейной ЧМ, и сопутствующие сателлиты (рис. 1а, б). Фазовые флуктуации

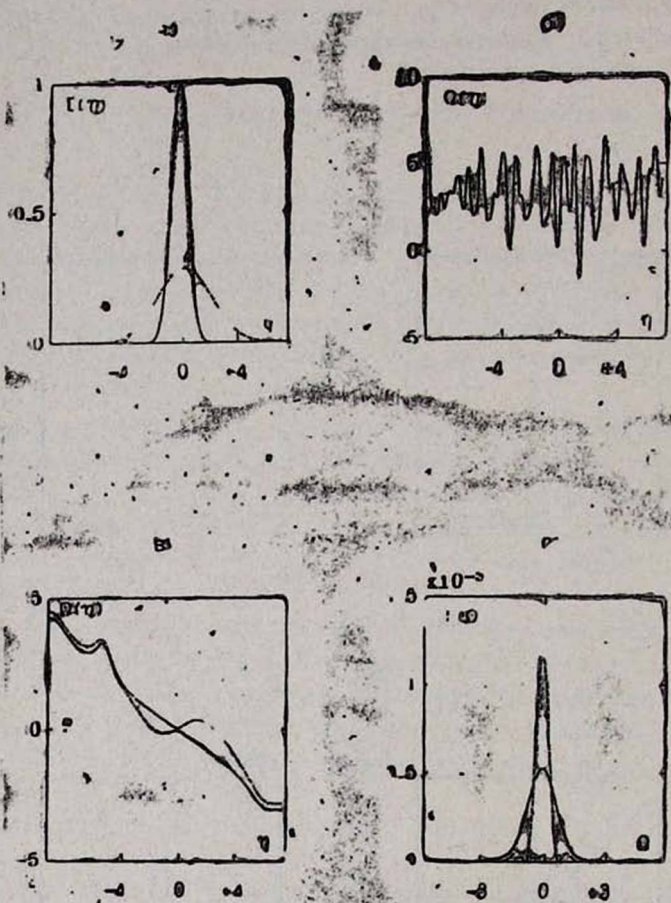


Рис. 2. Самодействие импульса со случайной фазовой модуляцией в системе ДЛЗ—ОВС ($\sigma=0,4$; $\eta_k=0,4$; $R=100$; $\xi=0,11$; $Z=3$): а) временная огибающая интенсивности $I(\eta)$ на входе в систему (сплошная линия) и на выходе из ДЛЗ (пунктир); б) временной профиль мгновенной частоты $\Omega(\eta)$ на входе; в) временной профиль мгновенной частоты $\Omega(\eta)$ на входе в ОВС (сплошная линия) и на выходе (пунктир); г) спектральный профиль интенсивности $I(\Omega)$ на входе в систему (сплошная линия) и на выходе (пунктир).

также не отражаются на главном импульсе привода в основном амплитудным и фазовым случайным оцилляциям сателлитов (рис. 2а, б, в). Далее в ОВС происходит «селективное» сжатие спектра: частотные ком-

полюсы, соответствующие главному импульсу, собираются к центру, а крылья, спектра, соответствующие спутникам, практически не сжимаются (г). Однозначная связь (в) временного профиля интенсивности $I(\eta)$ со спектральным $I(\Omega)$ позволяет при необходимости простым диафрагмированием в ДЛЗ удалить крылья спектра и спутники импульса (ср. с. [8]). На выходе практическое отсутствие ЧМ главного импульса с длительностью τ определяет значение ширины спектра $\Delta\Omega \approx \tau^{-1}$, таким образом, повышая степень когерентности импульсного излучения.

Важной характеристикой процесса является степень сжатия спектра излучения — $S_\Omega = I(\zeta, \Omega = 0)/I(0, \Omega = 0)$. Для случайно-модулированных импульсов представляет интерес усредненная характеристика $\langle S_\Omega \rangle$. На рис. 3 представлена зависимость степени сжатия $\langle S_\Omega \rangle$ от длины ОВС ζ для импульсов со случайной амплитудно-фазовой модуляцией ($\sigma=0,1$; $\eta_k=0,5$; $R=100$). Вертикальными линиями на кривой обозначены доверительные интервалы. Для сравнения приведена аналогичная кривая $S_\Omega^0(\zeta)$ для спектрально ограниченного импульса. Как показывают численные исследования, оптимальная длина ОВС для спектрально ограниченных и случайно-модулированных импульсов совпадает, однако максимальная степень сжатия по мере роста шумовой составляющей снижается. Данное утверждение, как и для временной компрессии, справедливо при низком уровне шумов: $0 \leq \sigma \leq 0,5$; $0,3 \leq \eta_k \leq 1,5$. При высоком уровне шумов $\sigma \geq 1$ вместо (3) имеем вспышки оптического шума [8], для которых оптимальная длина ОВС и максимальная степень сжатия существенно зависят от статистических параметров начальных полей (σ и η_k).

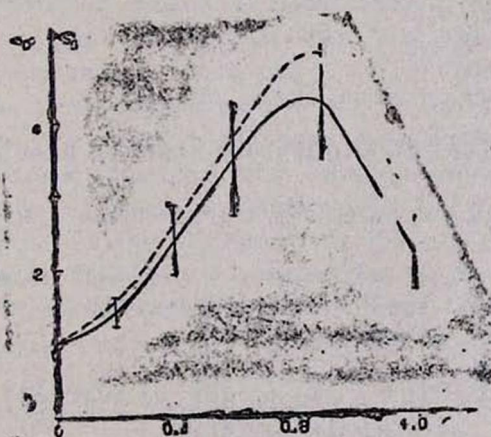


Рис. 3. Усредненная по $N=30$ реализациям степень спектрального сжатия $\langle S_\Omega \rangle = I(\zeta, \Omega = 0)/I(0, \Omega = 0)$ в зависимости от длины ОВС ζ для импульсов с амплитудно-фазовой модуляцией (сплошная линия) в сравнении с аналогичной кривой для спектрально ограниченного импульса (пунктир). Вертикальными линиями обозначены доверительные интервалы. Параметры счета: $R=100$; $\sigma=0,1$; $\eta_k=0,5$; $Z=10$.

В заключение отметим, что, хотя используя выше математическая модель процесса ограничена диапазоном длительностей СКИ $\tau_1 \sim 100$ фс—100 пс (при мощностях $P < 10^6$ Вт), очевидно, что нелинейный фильтр шумов на базе спектрального компрессора можно создать и в фемтосекундном и в наносекундном диапазонах длительностей, подбирая соответствующие ДЛЗ и среды с кубической нелинейностью. Для наносекундных импульсов, например, ОВС следует заменить на «керровские жидкости», а для фемтосекундных СКИ в качестве ДЛЗ можно использовать призмные компрессоры.

Следует также отметить, что принцип подавления шумов в спектральном компрессоре может использоваться в задачах пространственной фильтрации и коррекции модовой структуры лазерного излучения. Явление дифракции служит, в этом случае, пространственным аналогом дисперсии, а пространственная фазовая модуляция, проявляющаяся в процессах типа самофокусировки, заменяет временную.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А., Еyseloux В. А., Чиркин А. С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988.
2. Brito-Gruel C. H., Fork R. L., Shank C. V., Conference on Lasers and Electro-Optics, 1987, Technical Digest, p. 26.
3. Weiner A. M., Heritage J. P., Thurston R. H., Opt. Lett. 1985, v. 11, N3, p. 153.
4. Heritage J. P., et al. Appl. Phys. Lett., 1985, v. 47, p. 87.
5. Eberly J. H., et al. Laser Focus/Electro-Optics, 1987, N10, p. 84.
6. Maine P., et al. IEEE J. Quantum Electronics, 1988, v. 24, N2, p. 398.
7. Мурадян Л. Х. Вестник МГУ, 1987, сер. 3, физика, астрономия, 28, № 5, с. 86.
8. Вислюк В. А., Мурадян Л. Х. Квант. электрон., 1987, 14, № 7, с. 1437.
9. Muradyan L. Kh., et al. Conference on Lasers and Electro-Optics, 1990, Technical Digest, p. 120—121.
10. Маркьян Н. А., Мурадян Л. Х., Папазян Т. А. Квант. электрон., 1991, № 7, с. 865—867.

ԱՋԵՐԱՅԻՆ ԺԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՂՄՈՒԿՆԵՐԻ ԶՆՇՈՒՄԸ ՍՊԵԿՏՐԱԿԱՆ ՍԵՂՄԻՉՈՒՄ

Թ. Ա. ՓԱՓԱԶՅԱՆ, Լ. Խ. ՄՈՐԱԴՅԱՆ, Ն. Լ. ՄԱՐԿՅԱՆ, Ա. Վ. ՉՈՐԱԲՅԱՆ

Հետազոտված է պատահականորեն մոդուլացված իմպուլսային ճառագայթման սպեկտրալ սեղմման երևույթը: Ցույց է տրված, որ գերկարճ իմպուլսների համար սպեկտրալ սեղմիչը հանդիսանում է աղմուկների էֆֆեկտիվ դտիլ:

SUPPRESSION OF LASER NOISE IN THE SPECTRAL COMPRESSOR

T. A. PAPAZYAN, L. KH. MURADYAN, N. L. MARKARYAN,
A. V. ZOHRABYAN

The spectral compression process of random-modulated pulse radiation is analyzed. It is shown that the spectral compressor is effective noise-filter for ultrashort laser pulses.