بیست و سومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و نهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
بیست و سومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک و نهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
دانشگاه تربیت مدرس
۱۲-۱۴ بهمن ۱۳۹۵
23rd Iranian Conference on Optics and Photonics and 9th Conference on Photonics Engineering and Technology
Tarbiat Modares University, Tehran, Iran
January 31- February 2, 2017

بررسی اثر افزایش شدت بر جابه‌جایی لبه آبی بیناب ابرپیوستار تولید شده در آب

فرشته حاج اسماعیل بیگی، افتخارسادات بستان‌دوست، حسین رزاقی، اسماءالسادات معتمدی

پژوهشکده لیزر و اپتیک، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران

چکیده – تعادل بین اثر نوری کر و اثر واگرایی پلاسما سبب رشته سازی فمتوثانیه می‌شود و در این حالت شدت لیزر درون رشته ثابت باقی می‌ماند و با افزایش انرژی لیزر تغییری در رشته ایجاد نمی‌شود. این پدیده با عنوان گیرافتادگی شدت مطرح می‌شود. در این مقاله بیناب ابرپیوستارهای تولید شده در اثر انتشار تپ فمتوثانیه لیزر تیتانیوم – سفایر در آب بدون یون به صورت تابعی از انرژی ورودی لیزراز ۶۶ میکرو ژول تا ۰/۶ میلی ژول بررسی شده است. نتایج آزمایش‌ها نشان می‌دهد که با افزایش انرژی ورودی لیزر پهن‌شدگی بیناب طول موجی به صورت نامتقارن است .همچنین با افزایش انرژی بیشتر از ۴۶۰ میکروژول جابه‌جایی طول موجی به سمت طول موج‌های کوتاهتر ثابت باقی می‌ماند.

کلید واژه- ابرپیوستار، تپ فمتوثانیه، رشته سازی، گیرافتادگی شدت

Study of the Intensity Increasing Effect on the Spectrum Blue Shift of Super Continuum Generation in Water

Fereshteh Hajiesmaeilbaigi, Eftekhar Bostandoust, Hosein Razzaghi, Asma Motamedi,

Laser and Optics Research School, NSTRI, Tehran, Iran

Abstract- Balance between optical Kerr and plasma defocusing effects causes the femtosecond laser filamentation. In this case the laser intensity inside the laser filament is stable and becomes unvaried during increasing the laser energy. This phenomenon is called intensity clamping. In this paper the super continuum spectrums of the femtosecond Ti: Sapphire laser pulses which were propagated in water, at different input laser energy from 66 µJ to 0.6 mJ were investigated. The experimental results show asymmetric broadening spectrums by increasing the input laser energy .Also it was shown that the blue shifting toward the shorter wavelength is constant for the input energy above 460 µj.

Keywords: supercontinuum, femtosecond pulse, filamentation, intensity clamping

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-09]

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

۱- مقدمه

گسترش و فراوانی لیزرهای فمتوثانیه این امکان را فراهم آورده است تا مطالعات جامعی بر روی انتشار تپ‌های فوق کوتاه نوری در محیط‌های شفاف صورت پذیرد. رشته سازی و تولید نور سفید و یا تولید ابرپیوستار دو نتیجه مهم از انتشار تپ‌های فوق سریع لیزرهای پرشدت است. اثر رشته سازی درون ماده و اثر تولید ابرپیوستار در بیرون از ماده ظاهر می‌شوند. پهن‌شدگی بینابی تپ یکی از مهم ترین اثرهای ایجاد شده در حین عبور تپ‌های پرشدت کوتاه از ناحیه اپتیکی است که تولید ابرپیوستار را نتیجه می‌دهد.

پیوستار به‌صورت دیسک سفیدی که با گسیل مخروطی شبیه رنگین کمان احاطه شده ظاهر می‌شود؛ قسمت مرکزی باریکه با واگرایی کم، پیوستار نورسفید و یا ابرپیوستار نامیده می‌شود. از سازوکارهای مختلفی که امکان توصیف تولید ابرپیوستار را دارند می‌توان به مدولاسیون خودفاز[۱]؛ مدولاسیون خودفاز افزایش یافته با یونیزاسیون[۱،۲] ؛غیرخطیت لحظه‌ای کر [۳]؛ پراکندگی رامان برانگیخته؛ خودخمشی و فرآیندهای پارامتری چهارموج [۴-۸] اشاره نمود. اما با وجود تعدد سازوکارهای مختلف، هنوز توصیف قطعی با پشتوانه فیزیکی قوی از فرآیند تولید ابرپیوستار وجود ندارد [۹].

۲- بررسی نظری

براساس نتایج اولیه از پیوستار پیکوثانیه[۱۰]، توان آستانه برای تولید پیوستار با توان بحرانی محاسبه شده برای خود تمرکزی مطابقت دارد. بنابراین خودتمرکزی نقش مهمی در تولید پیوستار نور سفید دارد [۱۱و۲]. توان بحرانی برای خودتمرکزی P_{cr} ، در حالت موج پیوسته از رابطه زیر به‌دست می‌آید [۱۲]:

$$P_{cr} = \frac{3.72\lambda_0^2}{8\pi n_0 n_2} \qquad (۱)$$

که n_0 و n_2 به ترتیب ضریب شکست خطی و غیرخطی محیط وλ_0 طول موج لیزر برخوردی است. مقدار توان بحرانی برای نور مادون قرمز ($\lambda_0 \backsim 800nm$) انتشار یافته در هوا و آب به ترتیب در حدود۲/۴ گیگا وات و ۴/۴ مگا وات است [۱۳]. برهم کنش تپ لیزر پرشدت با محیط چگالی که پذیرفتاری مرتبه سوم غیرصفر دارد از یک سو قطبش غیرخطی در محیط ایجاد کرده و از سوی دیگر الکترون‌آزاد در اثر برانگیختگی چند فوتونی از نوار ظرفیت به نوار هدایت تولید می‌کند. هر دوی این فرآیندها در ضریب شکست ماده سهمی دارند که با رابطه ۲ مشخص می شوند[۱۴و۱۵]:

$$n(r,t) \approx (n_0^2 + \chi^{(3)} I(r,t) - \frac{4\pi e^2 N_e(r,t)}{m_e \omega_0^2})^{1/2} \qquad (۲)$$

که n_0 ضریب شکست خطی و $I(r,t)$ توزیع زمانی و مکانی شدت تپ را نشان می‌دهند. $N_e(r,t)$ تعداد الکترون‌های آزاد تولید شده در مختصات r و زمان t در نقطه تمرکز لیزر را مشخص می کند و e و m_e بار و جرم الکترون هستند. نرخ یونیزاسیون زمانی‌که رشته سازی رخ می دهد را با رابطه ۳ می توان در نظر گرفت:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \sigma I^m (N_0 - N_e) \qquad (۳)$$

که N_e چگالی الکترون آزاد درون رشته، σ سطح مقطع یونیزاسیون و I شدت لیزر است. N_0 چگالی مولکول‌های خنثی را مشخص می‌کند. به دلیل اینکه یونیزاسیون چند فوتونی فرآیندی به شدت غیرخطی است و چگالی الکترون‌ها با شدت لیزر به سرعت افزایش می‌یابد، می‌توان در رابطه ۳ افزایش چگالی را با قانون توان موثر تخمین زد که m مرتبه غیرخطی موثر از یونیزاسیون است. با توجه به اینکه $N_0 >> N_e$ معادله ۳ به صورت زیر ساده می‌شود:

$$N_e = N_0 \beta I^m \qquad (۴)$$

β ثابت تناسبی است که سطح مقطع و انتگرال زمانی را در بر می‌گیرد. از سوی دیگر تغییر ضریب شکست در اثر پلاسما تولید شده می‌تواند با رابطه ۵ تقریب زده شود:

$$\Delta n_p = -\frac{\omega_p^2}{2\omega_0^2} \qquad (۵)$$

و فرکانس پلاسما با رابطه $\omega_p = \sqrt{\frac{e^2}{\varepsilon_0 m_e} N_e}$ داده می‌شود. بنابراین ضریب شکست موثر در طی رشته سازی عبارت است از:

$$\begin{aligned} n &= n_0 + \Delta n_{kr} + \Delta n_p \\ &= n_0 + n_2 I - \frac{e^2}{2\varepsilon_0 m_e \omega_0^2} N_0 \beta I^m \end{aligned} \qquad (۶)$$

در جائیکه خود تمرکزی کر با واگرایی الکترون آزاد در تعادل قرار می‌گیرد یعنی $\Delta n_{kr} + \Delta n_p = 0$ باریکه لیزر ضریب شکست n_0 را تجربه می‌کند و با سرعت خطی c منتشر می‌شود. این شرط به گیرافتادگی شدت تعبیر می‌شود. با در نظر گرفتن انتشار موج تختی که با میدان الکتریکی $E(z,t) = E_0 \exp(i(\omega_0 t - \frac{\omega_0 n(z,t) z}{c}))$ مشخص

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-09]

می‌شود در ناحیه غیرخطی، تغییرات فرکانسی ایجاد شده در اثر مدولاسیون خود فازی با رابطه زیر مشخص می‌شود[۱۴و۱۵].

$$\Delta\omega(z,t) = -\frac{\omega_0 z}{c}\frac{\partial n}{\partial t} \quad (۷)$$

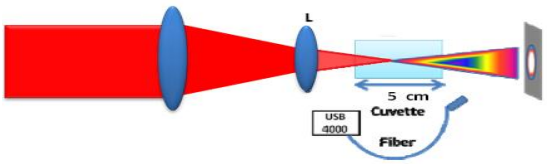
$$\approx -a\frac{\partial I}{\partial t} + bI^m \quad (۸)$$

$$= -aI_0\frac{\partial f}{\partial t} + bI_0^m f^m(t) \quad (۹)$$

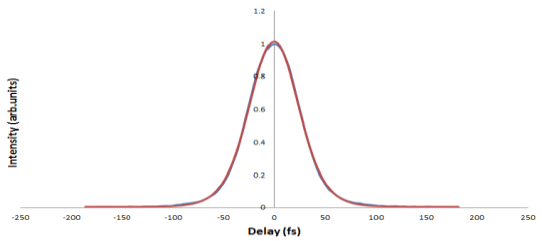
I_0 شدت قله و $f(t)$ تابع نیمرخ زمانی است. C سرعت نور در خلاء، z فاصله انتشار در محیط، $a = \frac{n_2\omega_0 z}{c}$ و $b = \frac{e^2}{2\varepsilon_0 m_e \omega_0^2} N_0 \beta$ مثبت و مستقل از زمان است. جمله اول در رابطه ۹ جابه‌جایی فرکانسی در اثر ضریب شکست غیرخطی n_2 ماده، برهم کنش نور با الکترون‌های پیوندی را مشخص می‌کند. جمله دوم در اثر تولید پلاسما به دلیل برانگیختگی چند فوتونی در محیط چگال، برهم کنش نور با الکترون‌های آزاد ظاهر می‌شود و سبب جابه‌جایی آبی بیناب می‌شود. باید توجه شود که این دو جمله توان‌های مختلفی از شدت قله I_0 را در بر می‌گیرند. بنابراین بیشینه جابه‌جایی فرکانس آبی در شدت‌های کم در اثر ضریب شکست غیرخطی و در شدت‌های زیاد در اثر پلاسما ایجاد می‌شود.در حالی‌که بسیاری از کاربردهای ابرپیوستار نیازمند بینابی با جابه‌جایی بزرگتر آبی هستند، گستره جابه‌جایی آبی ابرپیوستار از محیط های چگال در اثر پدیده گیرافتادن شدت مقداری ثابت گزارش شده است [۱۵]. همچنین پدیده گیرافتادن شدت که توسط بران [۱۶] مطرح شده به‌عنوان عاملی محدود کننده در جابه‌جایی آبی بیناب ابرپیوستار معرفی شده است. بنابراین در این مقاله به بررسی اثر افزایش انرژی تپ فمتوثانیه در جابه‌جایی لبه آبی بیناب ابرپیوستار تولید شده در آب بدون یون به‌صورت تجربی پرداخته می‌شود.

۳- آزمایش تجربی

چیدمان آزمایشگاهی برای تولید ابرپیوستار از آب بدون یون در شکل ۱ به صورت طرح وار نشان داده شده است. تپ‌های فمتوثانیه توسط نوسانگر تیتانیوم سفایر با پهنای زمانی کمتر از ۵۰ فمتوثانیه و پهنای بینابی در نیمه بیشینه(FWHM) ۵۳ نانومتر در طول موج مرکزی ۷۹۸ نانومتر با توان میانگین ۳۸۰ میلی وات تولید شده و با استفاده از روش تقویت تپ چرپ پس از عبور از تقویت کننده باز تولیدی تا ۳۷ فمتوثانیه در نرخ تکرار ۱۰ هرتز به انرژی قابل تنظیم تا ۱/۲ میلی‌ژول می رسند. باریکه لیزر پس از عبور از یک تلسکوپ وارون که اندازه لکه را تا ۳۰۰ میکرومتر کاهش می دهد بر روی سلول کوارتز به طول ۵ سانتی متر حاوی آب بدون یون متمرکز می‌شود. در فاصله حدود ۳۵ سانتی متری بعد از سلول پرده‌ای ثابت برای مشاهده لکه ابرپیوستار تولید شده قرار دارد و نور پراکنده شده بعد از سلول توسط فیبر نوری متصل به بیناب سنج برای ثبت بیناب طول موجی ابرپیوستار جمع آوری می شود. انرژی تپ قبل از سلول با استفاده از انرژی متر اندازه گیری شده است.



شکل ۱: نمایش طرح وار چیدمان آزمایشگاهی برای تولید ابرپیوستار



شکل ۲: نمودار پهنای زمانی تپ ۳۷ فمتوثانیه تقویت شده

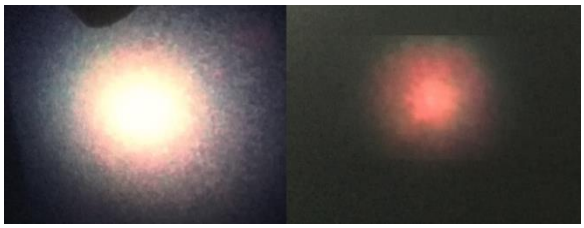
۴- نتایج و بحث

نمودار پهنای زمانی تپ تقویت شده که توسط خودهمبستگر تک شات اندازه گیری شده در شکل ۲ نشان داده شده است. تپ‌های فمتوثانیه منتشره در آب ابرپیوستاری با حلقه‌های رنگی مخروطی شکل تولید می کنند که با افزایش انرژی ورودی همان‌طور که در شکل ۳ نشان داده شده است رنگ سفید در مرکز غالب می‌شود. بیناب های طول موجی ابرپیوستارهای تولید شده درون آب بدون یون در اثر انتشار باریکه با انرژی های ۶۶ میکروژول تا ۰/۶ میلی ژول در شکل ۴ نشان داده شده است. برای اینکه مقایسه نسبی بین نمودارها صورت پذیرد، هر کدام از نمودارها در طول موج بیشینه خود به ۱ بهنجار شده است. ملاحظه می شود که با افزایش انرژی تپ ورودی تا ۴۶۰ میکروژول، پهنای بیناب طول موجی ابرپیوستار افزایش پیدا می کند و با افزایش

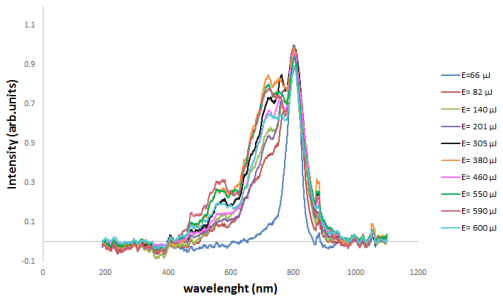
این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-09]

بیشتر انرژی ورودی تغییر قابل توجهی در پهنای بیناب طول موجی ایجاد نمی‌شود.



شکل ۳: عکس ابرپیوستار تولید شده توسط باریکه با انرژی ۶۶ میکروژول(راست) وانرژی ۰/۶ میلی ژول (چپ).

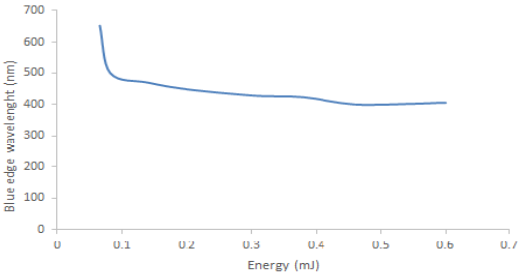


شکل ۴: بیناب‌های طول موجی ابرپیوستار تولید شده در انرژی‌های مختلف

همچنین با افزایش انرژی از ۶۶ میکروژول تا ۰/۶ میلی‌ژول لبه آبی بیناب به سمت طول موج‌های کوتاهتر کشیده شده‌اند و کوتاهترین طول موج ثبت شده ۴۰۰ نانومتر است. در واقع با افزایش انرژی، پهن شدگی نامتقارن بیناب ابر پیوستار مشاهده می شود. جابه‌جایی طول موجی بر حسب تغییر انرژی در شکل ۵ نشان داده شده است.

۵- نتیجه گیری

اثر افزایش انرژی باریکه ورودی بر پهن‌شدگی بیناب طول موجی ابرپیوستار تولید شده در آب بدون یون مورد بررسی قرار گرفت. بیناب‌های طول موجی افزایش قابل توجهی در پهن شدگی نامتقارن ابرپیوستار را در انرژی‌های بالاتر نشان می‌دهند. افزایش انرژی ورودی، افزایش تبدیل تپ لیزر برخوردی به ابرپیوستار را به همراه دارد که نقش شدت افزایش یافته در نقطه کانون را مشخص می کند. لبه آبی بیناب ابرپیوستار به‌صورت تابعی از انرژی باریکه ورودی از ۶۵۲ تا ۴۰۰ نانومتر کاهش پیدا می‌کند و پس از آن با افزایش بیشتر انرژی ورودی جابه‌جایی طول موجی به سمت طول موج‌های کوتاهتر مشاهده نشده است که این نتیجه در اثر گیرافتادگی شدت درون رشته قابل توجیه است.



شکل ۵: جابه‌جایی لبه آبی بیناب طول موجی بر حسب انرژی ورودی

مراجع

[1] R.L. Fork, C.V. Shank, C. Hirlimann, R. Yen, W.J. Tomlinson, “Femtosecond white-light continuum pulses” Opt. Lett. 8, 1(1983)

[2] P.B. Corkum, C. Rolland, T. Srinivasan-Rao, “Supercontinuum Generation in Gases“Phys. Rev. Lett. 57 18, 2268(1986)

[3] J.T. Manassah, P.L. Baldeck, R.R. Alfano,” Self-focusing, self-phase modulation, and diffraction in bulk homogeneous material “Opt. Lett. 13, 1090 (1988)

[4] G.Y. Yang, Y.R. Shen,” Spectral broadening of ultrashort pulses in a nonlinear medium “Opt. Lett. 9, 510 (1984)

[5] A. Penzkofer, A. Seilmeier, W. Kaiser, “Parametric four-photon generation of picosecond light at high conversion efficiency “Opt. Commun. 14, 363 (1975)

[6] A.L. Gaeta,” Catastrophic Collapse of Ultrashort Pulses “Phys. Rev. Lett. 84, 3582 (2000)

[7] N. Ak¨ozbek, M. Scalora, C.M. Bowden, S.L. Chin,” White-light continuum generation and filamentation during the propagation of ultra-short laser pulses in air “Opt. Commun. 191, 353(2001)

[8] X.J. Fang, T. Kobayashi,” Evolution of a super-broadened spectrum in a filament generated by an ultrashort intense laser pulse in fused silica “ Appl. Phys. B 77, 167 (2003)

[9] D. Schumacher,” Controlling continuum generation “Opt. Lett. 27, 451 (2002)

[10] N. Bloembergen, “The influence of electron plasma formation on superbroadening in light filaments “Opt. Commun. 8, 285 (1973)

[11] J.K. Ranka, R.W. Schirmer, A.L. Gaeta,” Observation of Pulse Splitting in Nonlinear Dispersive Media “ Phys. Rev. Lett. 77, 3783 (1996)

[12] A. Couairon, A. Mysyrowicz,” Femtosecond filamentation in transparent media “ Phys. Rep. 441, 47 (2007)

[13] K. Ishikawa, H. Kumagi, K. Midorikawa,” High-power regime of femtosecond-laser pulse propagation in silica: Multiple-cone formation“Phys. Rev. E 66, 056608 (2002)

[14] Weiwei Liu,” Intensity Clamping During Femtosecond Laser Filamentation“CHINESE JOURNAL OF PHYSICS, 465, 52 (2014)

[15] W. Liu et al., “Intensity clamping of a femtosecond laser pulse in condensed matter “Opt. Commun. 202, 189 (2002)

[16] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, and G. Mourou,”Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air “ Opt. Lett. 20, 73 (1995)

این مقاله به شرط در دسترس بودن در وبگاه www.opsi.ir معتبر است.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-09]