

## بررسی فروشکست اپتیکی القا شده با لیزر TEA CO<sub>2</sub> در گازهای گوناگون و تأثیر آن بر شکل تپ‌ها

صالحه بهشتی پور\*<sup>۱</sup>، ابراهیم صفری<sup>۱</sup>، عباس مجدآبادی<sup>۲</sup>

۱. دانشکده‌ی فیزیک، دانشگاه تبریز، صندوق پستی: ۵۱۶۶۶۱۶۴۷۱، تبریز - ایران

۲. پژوهشکده‌ی فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، صندوق پستی: ۱۳-۱۴۳۹۹۵۱۱، تهران - ایران

### مقاله‌ی پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۹۷/۱۰/۱۳ تاریخ پذیرش مقاله: ۹۸/۲/۲۳

**چکیده:** در این پژوهش، برای ایجاد فروشکست اپتیکی در مولکول‌های گوناگون یک تا پنج اتمی، از تپ‌های لیزر TEA CO<sub>2</sub> کانونی شده با برشگرهای پلاسمایی با عدسی‌هایی با فاصله‌های کانونی ۲٫۵، ۵ و ۱۰ cm بهره‌گیری شد. وابستگی رد زمانی تپ‌های انتقال یافته و شکل هندسی جرقه‌ها به توان کانونی‌سازی و هم‌چنین، فشار، وزن مولکولی و انرژی یونش گازها به تفصیل بررسی شده است. مشاهده شد که به‌جای حذف کامل دنباله‌ی تپ‌های انتقال یافته، گاهی تنها بخشی از آن‌ها حذف می‌شود. برای نمونه، در فاصله‌ی کانونی ۲٫۵ cm، یک زمان خاموشی ۰٫۰۵ - ۲٫۶ μs برای همه‌ی گازها در شکل تپ‌ها پدیدار شده است. این زمان خاموشی، برای گاز He در همه‌ی فاصله‌های کانونی دیگر و با اندازه‌ی کوچک‌تر دیده می‌شود. با بررسی شکل توده‌های پلاسمایی پدید آمده و مسیر پرتوهای لیزری کانونی شده، نشان داده شد که این رفتار به افت سریع چگالی پلاسما به زیر سطح بحرانی، پیش از پایان یافتن دنباله‌ی تپ لیزری باز می‌گردد.

**کلیدواژه‌ها:** فروشکست اپتیکی، لیزر TEA CO<sub>2</sub>، برشگر پلاسمایی

## Investigation on the TEA CO<sub>2</sub> laser-induced optical breakdown in different gases and its effect on the pulses shape

S. Beheshtipour\*<sup>1</sup>, E. Safari<sup>1</sup>, A. Majdabadi<sup>2</sup>

1. Faculty of Physics, University of Tabriz, P.O.Box: 5166616471, Tabriz-Iran

2. Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOL, P.O.Box: 14399511-13, Tehran-Iran

**Abstract:** In this paper, TEA CO<sub>2</sub> laser pulses focused by plasma shutters with 2.5, 5, and 10 cm focal lengths lenses were used to generate optical breakdown in various molecules having 1-5 atoms. Moreover, the dependence of the transmitted pulses temporal trace and the sparks geometry on the focusing power, as well as, the gas pressure, molecular weight, and ionization energy were investigated in detail. It has been observed that instead of the complete removal of the tail part in the transmitted pulse shapes, sometimes a fraction of them disappears. For instance, the quenching time gap which is in the 0.05-2.6 μs range appears in the transmitted pulse shapes for the 2.5 cm focal length. Such a quenching time at the lower scales, is also observed for He gas with the other focal lengths. The analyses of the generated plasma plume shapes and the focused laser beams paths reveals that this behavior is due to a quick dropping of the plasma density below the critical level before the pulse tail is completed.

**Keywords:** Optical breakdown, TEA CO<sub>2</sub> laser, Plasma shutter

## ۱. مقدمه

لیزرهای CO<sub>2</sub>، ددرسرهای فراوانی در کاربردهای گوناگونی هم چون لیدار (افت توان جداکنندگی)، جداسازی ایزوتوپی (افت گزینندگی ایزوتوپی)، تولید هماهنگ‌های بالاتر (افت بازدهی)، برهم‌کنش لیزر- ماده (افت توان لحظه‌ای مؤثر) و مانند این‌ها دارد. روی هم رفته، تفسیر دینامیک پلاسما لیزر (CO<sub>2</sub>) - القا، دربرگیرنده‌ی پیچیدگی‌های بیش‌تری، به‌ویژه به سبب ساختار تپ و متفاوت بودن مقیاس‌های تغییرات زمانی پلاسما و لیزر است.

امروزه، از پلاسما حاصل از لیزرهای CO<sub>2</sub> در پژوهش‌های فراوانی هم‌چون شکل‌دهی تپ‌های لیزر، طیف‌نمایی فروشکست لیزر- القا (LIBS) و بررسی تغییرات فضا- زمانی توده‌های پلاسما سود جسته می‌شود [۱۱، ۱۶، ۱۷]. چنین پژوهش‌هایی نیازمند به‌کارگیری دستگاه‌های پیشرفته‌ای هم‌چون دستگاه (دوربین) با بار جفت‌شده‌ی تشدید شده<sup>۶</sup> (ICCD) هستند.

در این پژوهش، رفتار جدیدی در شکل تپ‌های لیزر انتقال یافته مشاهده شد و تنها با بررسی شکل کلی و نهایی توده‌های پلاسما و تپ‌های لیزر انتقال یافته، دینامیک توده‌ی پلاسما و تغییرات پدید آمده در شکل تپ‌های لیزر به‌گونه‌ای سازگار با هم تفسیر شدند.

## ۲. آزمایش

ترتیب آزمایشی به کار رفته، در شکل ۱ نشان داده شده است. لیزر CO<sub>2</sub> کوک‌پذیر به کار رفته (Lumonics-TEA-۸۴۰) تپ‌هایی با انرژی ۴ J در خط‌های پربهره‌ی نوارهای ۱۰/۴ و ۹/۴ μm گسیل می‌نمود. بخش مرکزی پرتو مستطیلی شکل لیزر، با یک روزنه‌ی دایره‌ای به قطر ۱/۷ cm و انرژی ۱/۲ J جدا می‌شد. برای جلوگیری از جذب تشدید در گازهای مولکولی به کار رفته، خط چرخشی خروجی لیزر روی ۹P(۲۰) با طول‌موج ۹/۵۵ μm کوک شد. سه تلسکوپ ۱:۱ کپری جداگانه با عدسی‌های ZnSe با لایه‌نشانی پادبازتاب به‌عنوان سلول‌های تابش‌دهی به کار گرفته شدند، که می‌توانستند در بازه‌ی فشاری ۰ تا ۱ atm در دو حالت جریان گاز و در بسته، راه‌اندازی شوند. این سلول‌ها، با فاصله‌های کانونی ۵، ۲/۵ و

فروشکست اپتیکی<sup>۱</sup>، پدیده‌ای است که در آن با کانونی شدن تپ‌های لیزر پر انرژی در یک گاز شفاف، ناحیه‌ی کانونی آن دچار فروشکست شده و تبدیل به پلاسما می‌شود. این پدیده با جرقه‌ی شدید نیز همراه است. در طی چندین دهه‌ای که از کشف این پدیده می‌گذرد، بررسی‌های فراوانی برای تعیین ویژگی‌های فضا- زمانی توده‌های پلاسمایی لیزر- القا<sup>۲</sup> و وابستگی آن به نوع و فشار گاز و نیز شاریدگی<sup>۳</sup>، طول‌موج و پهنای زمانی<sup>۴</sup> تپ‌های لیزر به انجام رسیده‌اند [۱۱-۱۲]. با این همه، به دلیل پیچیدگی‌های بنیادی در رفتار فضا- زمانی تپ‌های لیزر، دینامیک توده‌های پلاسمایی و به‌ویژه برهم‌کنش‌های لیزر- پلاسما، هنوز همه‌ی ریزه‌کاری‌های این پدیده به‌خوبی درک نشده‌اند.

می‌دانیم، هنگامی که چگالی پلاسما پدید آمده در کانون، از اندازه‌ی بحرانی برای طول‌موج فرودی فراتر می‌رود، ضریب شکست آن موهومی می‌شود. پس از آن، تابش فرودی به گونه‌ای مؤثر، جذب و پراکنده می‌شود، به‌گونه‌ای که پس از عبور بخش جلویی قله‌ی تپ، دنباله‌ی آن در خروجی حذف می‌شود. این اثر، کاربردهای سودمندی در شکل‌دهی تپ‌های لیزر CO<sub>2</sub>، مانند دست‌یابی به تپ‌های لیزر بدون دنباله، تولید تپ‌های کوتاه و فراکوتاه به کمک پیکربندی‌هایی با نام برشگرهای پلاسمایی<sup>۵</sup>، پیدا کرده است [۱۳-۱۵]. گذشته از این، با بررسی این رفتار می‌توان به درک بهتری از سازوکار پیدایش و دینامیک پلاسما و هم‌چنین چگونگی برهم‌کنش آن با تپ‌های لیزری دست یافت.

بیش‌تر بررسی‌های انجام شده بر روی دینامیک پلاسماهای لیزر- القا با استفاده از تپ‌های کوتاه لیزر با پهنای زمانی در مقیاس نانو ثانیه انجام شده‌اند که در آن‌ها، تغییرات زمانی پرتو لیزر و توده‌ی پلاسمایی، کم و بیش در همین مقیاس رخ می‌دهند. با این حال، لیزرهای CO<sub>2</sub>، به‌صورت ذاتی، شکلی از تپ‌ها را دارند که دارای قله‌ای با پهنای زمانی حدود ۱۰۰ ns و یک دنباله‌ی بلند چند میکروثانیه هستند. دنباله‌ی تپ‌های

1. Optical breakdown
2. Laser induced
3. Fluence
4. Time duration
5. Plasma shutter

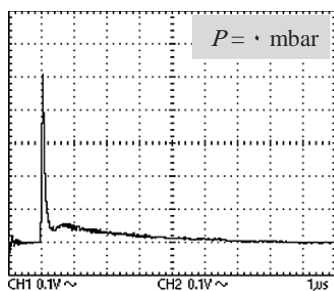
6. Intensified charge-coupled device

## ۳. یافته‌ها و بحث

نمونه‌ای از شکل تپ‌های لیزر به کار رفته در خط (۲۰) P۹ در شکل ۲ نشان داده شده است. این تپ‌ها شامل قله‌ای با پهنای زمانی ۹۰ ns به همراه دنباله‌ای بلند، نزدیک به ۵ μs است.

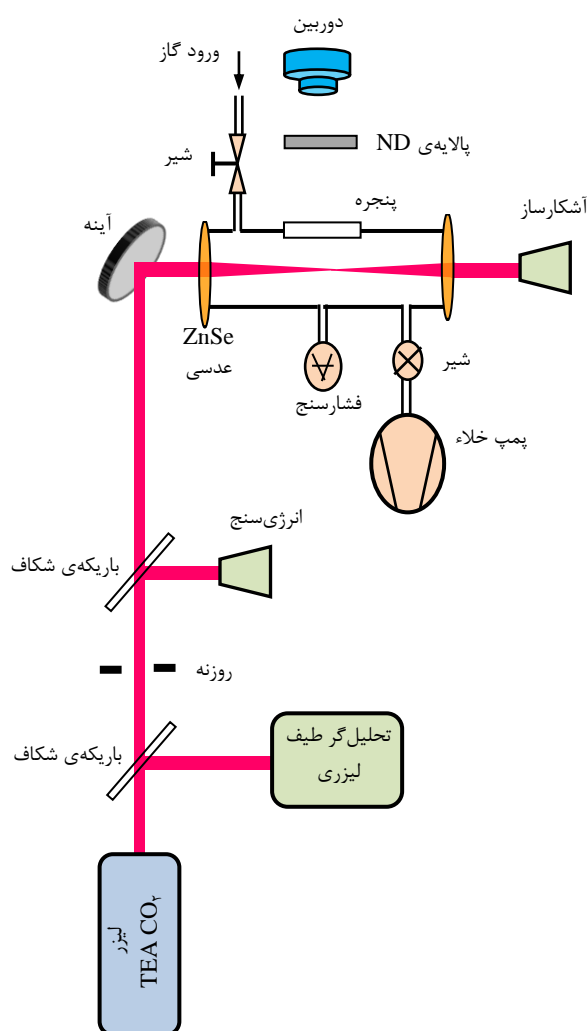
گازهای شفاف گوناگونی هم‌چون Ne، Ar، H<sub>2</sub>، N<sub>2</sub>، CF<sub>4</sub> و CF<sub>2</sub>Cl<sub>2</sub>، در هر سه سلول در بازه‌ی فشاری ۰ تا ۱ atm آزموده شدند و خوشبختانه پدیده‌ی فروشکست اپتیکی برای همه‌ی آن‌ها، البته در گستره‌های فشاری معین، مشاهده شد. با استفاده از سلول‌های اول و دوم به ترتیب با فاصله‌های کانونی ۵ cm و ۱۰ cm، شکل‌های زمانی تپ‌های عبوری، رفتاری مشابه با برشگرهای پلاسمایی داشتند، که شامل تپ‌های کوتاه‌شده و بدون دنباله بود. با این حال، در سلول سوم با فاصله‌ی کانونی ۲٫۵ cm، شکل تپ‌های انتقال یافته شامل قله‌ای با کوتاه‌شدگی بیشتر همراه با بخش پشتی دنباله‌ی تپ لیزری بود که با یک گاف زمانی خاموشی (t<sub>q</sub> = ۰٫۰۵ μs - ۲٫۶ μs) از هم جدا شده‌اند. در شکل ۳، نمونه‌ای از شکل تپ‌های عبوری برای گازهای N<sub>2</sub> و Ar، به عنوان نمونه‌ی گازهای مختلف، در فشارهای گوناگون از سلول سوم نشان داده شده‌اند.

گذشته از برخی تفاوت‌ها در بازه‌ی فشاری و پهنای گاف‌ها، این رفتار برای همه‌ی گازها به جز هلیوم یکسان است؛ که برای آن، گاف زمانی خاموشی تنها به چند ده نانوثانیه محدود می‌شود. چنین به نظر می‌رسد که این امر بیش‌تر ناشی از برش بخش پشتی قله‌ی تپ لیزر باشد. در سلول‌های با فاصله‌ی کانونی ۵ و ۱۰ cm، این گاف جداکننده‌ی باریک برای هلیوم، به یک تورفتگی پهن، هم‌چون یک گاف ناقص، تبدیل می‌شود. در شکل ۴، برخی شکل‌های تپ‌های انتقال یافته از گاز هلیوم با فشار ۶۰۰ mbar در سلول‌های گوناگون، نشان داده شده‌اند.



شکل ۲. تپ‌های لیزر به کار رفته.

۱۰ cm، شاریدگی‌های به ترتیب ۳۲۰۰، ۸۴۰ و ۲۰۰ J cm<sup>-۲</sup> را در لکه‌های کانونی فراهم می‌سازند. انرژی و خط چرخشی تپ‌های لیزری با ژول‌متر (Coherent, LM-P۱۰) و تحلیل‌گر طیف لیزری (Opt. Eng. Inc. ۱۶-A) پایش می‌شد. یک آشکارساز سریع ردپای فوتون<sup>۱</sup> (ORIEL, ۷۴۵۵)، همراه با یک اسیلوسکوپ رقمی ۲۵۰ MHz (EZ-DS-۱۲۵۰) رد زمانی تپ‌های لیزر عبوری را نمایش می‌داد. هم‌چنین از یک دوربین رقمی به همراه پالایه‌های چگالی طبیعی<sup>۲</sup> مناسب، برای به دست آوردن تصویرهای جرقه‌ها از میان پنجره‌ی دید سلول‌ها، بهره گرفته شده است. همه‌ی آزمایش‌ها با آهنگ تکرار ۱ Hz انجام شده‌اند.

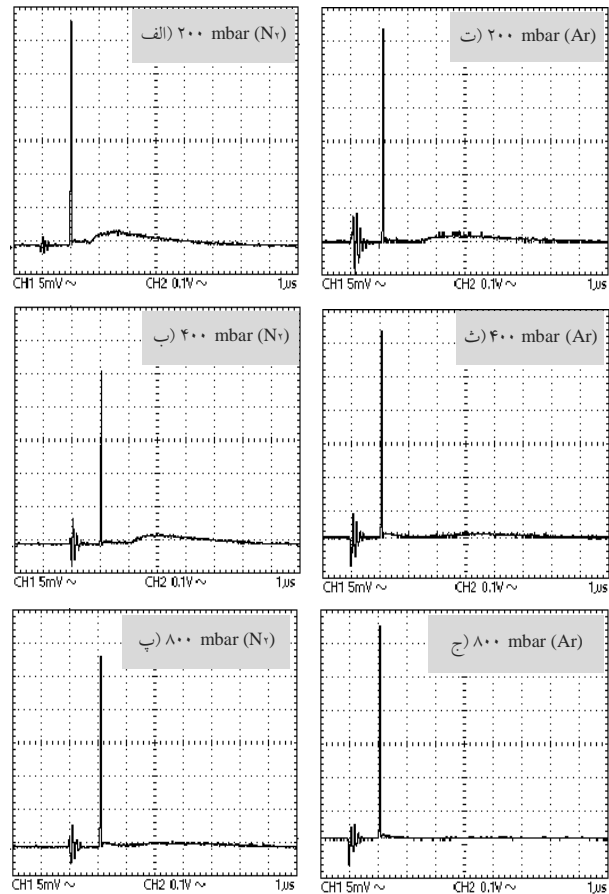


شکل ۱. ترتیب آزمایشی انجام استفاده شده.

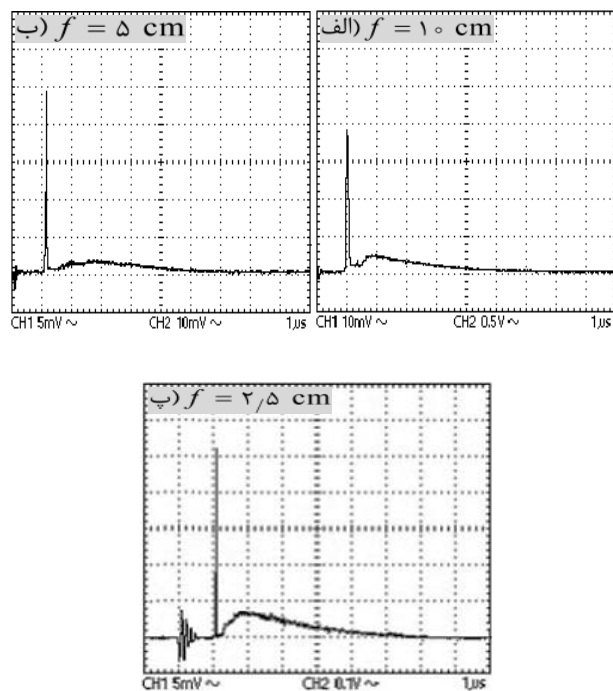
1. Photon drag
2. Natural density filter

تغییرات گاف‌های زمانی ایجاد شده برای گازهای گوناگون و در فشارهای مختلف، در سلول با فاصله کانونی ۲٫۵ cm، در شکل ۵ رسم شده است؛ هر منحنی تا جایی ادامه داده شده است که یا توان انتقال یافته برای آشکارسازی تپ، بسیار ناچیز شود ( $CF_4$  و  $CF_2Cl_2$ )، و یا دنباله‌ی تپ لیزر به طور کامل ناپدید شود (دیگر گازها). این نمودارها، رفتار افزایشی همسانی برای پهنای گاف‌های زمان خاموشی تپ در گستره‌ی  $0.05 - 2.6 \mu s$  نشان می‌دهند، به‌گونه‌ای که بیش‌ترین و کم‌ترین این مقدارها به ترتیب مربوط به گازهای آرگون و هلیوم هستند. هم‌چنین، همان‌گونه که دیده می‌شود، برای مولکول‌های یک، دو و پنج اتمی، پهنای گاف زمان خاموشی و شیب نمودارهای مربوطه، با نسبت انرژی یونش به وزن مولکولی گاز،  $\epsilon/M$ ، افزایش می‌یابند.

حذف تپ انتقال یافته‌ی لیزر، نیازمند حضور یک توده‌ی پلاسمایی با چگالی الکترونی بالاتر از سطح بحرانی در مسیر پرتو فرودی است. داده‌های فراوان آزمایشی نشان می‌دهند که در این برشگرها، توده‌ی پلاسمایی در نقطه‌ای پیش از نقطه‌ی کانونی به راه می‌افتد و سپس به گونه‌ای انفجاری در جهت مخالف پرتو فرودی گسترش می‌یابد. در این زمان، پلاسما و به‌ویژه لبه‌ی پیشرونده‌ی آن به‌گونه‌ای مؤثر پرتو لیزری را جذب و اندکی نیز پراکنده می‌سازد و بنابراین، تا زمانی که چگالی الکترونی پلاسما بالای مقدار بحرانی برای طول‌موج فرودی باقی بماند، می‌تواند تپ لیزری را در خروجی خاموش نگه دارد. از سوی دیگر، در آزمایش‌های مطالعه‌ی حاضر، به‌جای حذف کامل دنباله‌ی تپ لیزر مانند همه‌ی برشگرهای پلاسمایی، تنها بخشی از دنباله‌ی تپ انتقال یافته حذف شده است. این رفتار، نشان از آن دارد که چگالی پلاسما تا زمان پایان یافتن دنباله‌ی تپ لیزر، بالای مقدار بحرانی باقی نمی‌ماند. این رفتار از آن‌جا که برای مولکول‌های تک اتمی تا پنج اتمی و در بازه‌ی گسترده‌ای از فشار، به‌ویژه برای چگالی‌های کانونی‌سازی بالا دیده شده است، به‌گونه‌ای منطقی نشان می‌دهد که باید هندسه‌ی تابش‌دهی را عامل اصلی آن دانست. تصویرهایی از جرقه‌های لیزر-القا برای گازهای هلیوم و نیز آرگون (به عنوان نماینده‌ی گازهای دیگر با رفتار مشابه) در فشار ۴۰۰ mbar برای سلول‌های گوناگون، همراه با مسیر پرتوهای لیزری مربوطه (محاسبه شده با فاکتور  $M^2$  برابر با ۱۵)، در شکل ۶ نشان داده شده‌اند. همان‌گونه که مشاهده می‌شود، به‌ویژه در فاصله‌های کانونی بزرگ‌تر، توزیع فضایی جرقه‌ها شامل دو بخش تقریباً استوانه‌ای است، به‌گونه‌ای که



شکل ۳. شکل تپ‌های انتقال یافته از سلول سوم با فاصله کانونی ۲٫۵ cm برای گازهای  $N_2$  و Ar در فشارهای گوناگون.



شکل ۴. نمونه‌ای از شکل تپ‌های انتقال یافته از He با فشار ۶۰۰ mbar و در سلول‌های با فاصله‌های کانونی مختلف.

همان گونه که می دانیم، به محض ایجاد پلاسما، جبهه‌ی موج پیش‌رونده‌ی آن به سوی عدسی، به گونه‌ای مؤثر پرتو فرودی را جذب می‌نماید و بخش پشتی خود را در سایه و تقریباً دست نخورده نگه می‌دارد. این بخش از توده‌ی پلاسمایی، تا زمانی که چگالی لبه‌ی پیش‌رونده‌ی آن بالاتر از مقدار بحرانی باشد و بتواند تپ لیزر را فروبنشاند، از راه یک انبساط بی‌دررو خنک و رقیق خواهد شد. این روند تا جایی ادامه می‌یابد که شدت تپ لیزر به کم‌تر از یک مرز بحرانی  $I_c$  افت نماید، که برای نگاه داشتن چگالی پلاسما در بالای اندازه‌ی بحرانی کافی نباشد. از این پس، لبه‌ی پیش‌رونده‌ی پلاسما شفاف می‌شود و بخش باقی‌مانده‌ی تپ لیزر می‌تواند به درون حجم پلاسما نفوذ کند. اکنون، این که این توده‌ی پلاسمایی بتواند دنباله‌ی تپ لیزر را فروبنشاند یا نه، بستگی به چگالی آن درست در همان زمان دارد.

جبهه‌ی موج پلاسمایی پیش‌رونده به سوی عدسی، سرعتی وابسته به شدت لیزر،  $I$ ، چگالی جرمی اولیه‌ی گاز،  $\rho_0$ ، و انرژی یونش  $\epsilon$ ، مولکول‌های گاز دارد، که با رابطه‌ی زیر نشان داده می‌شود [۱۸]:

$$v = \frac{I}{\rho_0 \epsilon} \quad (1)$$

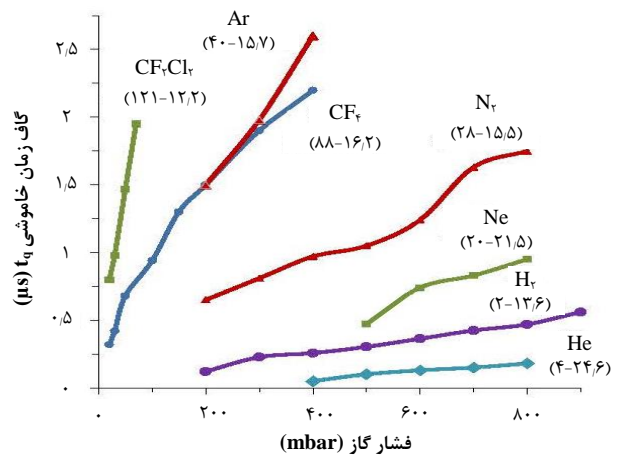
همان گونه که می‌دانیم، برای پرتو لیزر کانونی شده، شدت در فاصله‌ی  $Z$  از کانون،  $I_z$ ، با رابطه‌ی زیر بیان می‌شود [۱۹]:

$$\frac{I_z}{I_0} = \left( \frac{w_0}{w_z} \right)^2 = \left[ 1 + \frac{\pi w_0^2}{M^2 \lambda f^2} z \right]^{-1} \quad (2)$$

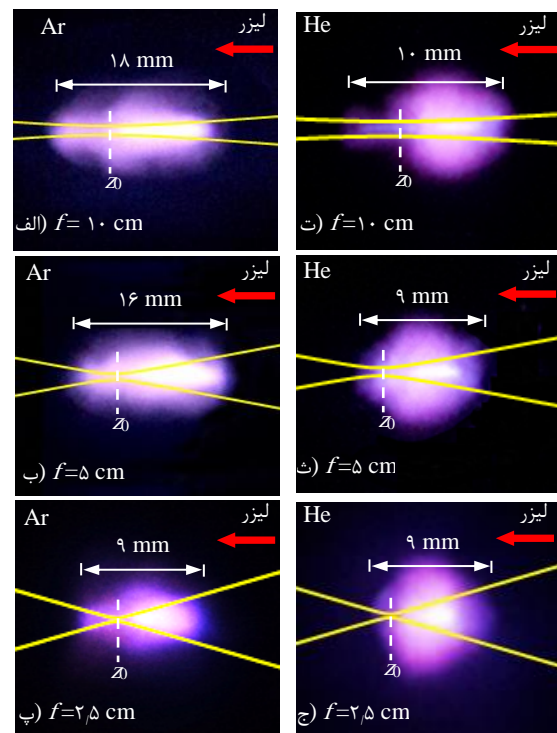
که در آن،  $I_0$  شدت پرتو در کانون،  $\lambda$  طول موج،  $f$  فاصله‌ی کانونی،  $M^2$  نسبت انتشار پرتو لیزری و  $w_0$ ،  $w_z$  و  $w_f$  به ترتیب شعاع پرتو لیزر در کانون، در فاصله‌ی  $Z$  از کانون و روی سطح عدسی هستند.

روشن است که  $I_z$  در حوالی حجم کانونی بسیار به مقدار  $I_0$  نزدیک است و در فاصله‌های بزرگ‌تر، که سطح مقطع پرتو به سرعت گسترده می‌شود، به تندی کاهش می‌یابد. هنگامی که توان کانونی‌سازی افزایش می‌یابد (کاهش  $f$ )، شیب کاهش  $I_z$  با  $Z$  افزایش چشمگیری می‌یابد و با افت سریع شدت لیزر،

بخش بلندتر و پهن‌تر، نمایش‌گر، مسیر جبهه‌ی موج پلاسما است که به سمت عدسی کانونی‌ساز پیش می‌رود و بخش باریک‌تر و کوتاه‌تر نیز، نمایش‌گر بخش دیگر جبهه‌ی موج توده‌ی پلاسمایی است که در جهت پرتو لیزری گسترش می‌یابد. در این تصویرها، به روشنی می‌توان دید که با افزایش توان کانونی‌سازی، درازای جرقه‌ها کم‌تر و گسترش شعاعی آن‌ها، به ویژه برای جرقه‌های هلیوم، بیشتر و بیشتر می‌شود، تا جایی که، شکل تقریباً استوانه‌ای جرقه‌ها، به ویژه در فاصله‌ی کانونی ۲٫۵ cm، به کروی می‌گراید.



شکل ۵. تغییرات پهنای گاف زمان خاموشی با فشار برای گازهای گوناگون و با فاصله‌ی کانونی  $f = 2.5$  cm. عددهای داخل پرانتز، وزن مولکولی و انرژی یونش ( $M-\epsilon$ ) گازها است.



شکل ۶. تصویر جرقه‌های لیزر- القا در فشار ۴۰۰ mbar در گازهای آرگون (چپ) و هلیوم (راست) برای فاصله‌های کانونی گوناگون، همراه با مسیر پرتوهای لیزری مربوطه.



هلیم، با  $f$  افزایش می‌یابد (شکل ۴) و برای دیگر گازها هم تنها در بالاترین چگالی‌های توان ( $f = ۲/۵$  cm) پدیدار می‌شود. این واقعیت که در شرایط یکسان، شکل جرقه‌های هلیم درازی کم‌تری نسبت به گازهای دیگر دارد، به آهنگ اتلاف انرژی پلاسما از راه برخوردهای کشسان و ناکشان با مولکول‌های خنثی،  $R$ ، بازمی‌گردد، که با رابطه‌ی زیر داده می‌شود [۱۸]:

$$R = -\frac{r m_e v_{eff} \varepsilon}{M} \quad (۴)$$

که در آن،  $m_e$  جرم الکترون،  $M$  جرم مولکول‌های گاز و  $v_{eff}$  بسامد مؤثر برخورد الکترون‌ها با ذره‌های خنثی است. این رابطه به خوبی نشان می‌دهد که هر چه نسبت  $\varepsilon/M$  برای یک گاز بزرگ‌تر باشد، آهنگ اتلاف انرژی آن نیز بیش‌تر است و زودتر به پایین سطح بحرانی افت خواهد نمود. از همین‌رو در شرایط یکسان، لبه‌ی پیش‌رونده‌ی پلاسما در گاز هلیم با بیش‌ترین نسبت  $\varepsilon/M = ۶/۱۵$ ، بسیار زودتر از دیگران تحلیل می‌رود و درازای کم‌تری نیز خواهد داشت (شکل ۵).

از سوی دیگر، برای گازهای با چگالی  $\rho_0$  بالاتر، هم سرعت جبهه‌ی موج انفجاری (رابطه‌ی ۱) و هم سرعت انبساط توده‌ی پلاسما پستی (رابطه‌ی ۳) کم‌تر است. بنابراین، در چگالی یا فشارهای بالاتر گازی، هر دو بخش توده‌ی پلاسما پستی دیرتر به حالت شفاف می‌رود. از همین‌رو، پهنای زمان خاموشی در شکل تپ‌های عبوری لیزری، که مستقیماً متناسب با زمان ماندگاری پلاسما در چگالی بالای سطح بحرانی است، با فشار گاز افزایش می‌یابد تا این که در فشارهای بالاتر، دنباله‌ها کاملاً ناپدید شوند (شکل‌های ۳ و ۵).

#### ۴. نتیجه‌گیری

برای انجام فروشکست اپتیکی لیزر-القا در گازهای گوناگون، از تپ‌های لیزر TEA CO<sub>2</sub> با توان‌های کانونی‌سازی گوناگون بهره گرفته شد. مشاهده شد که بر خلاف رفتار برشگرهای پلاسمایی معمول، برای گاز هلیم با هر فاصله‌ی کانونی و گازهای دیگر با فاصله‌ی کانونی ۲/۵ cm، تنها بخشی از دنباله‌ی تپ‌ها حذف می‌شود، که از چندین ده نانوثانیه تا چند میکروثانیه به درازا می‌کشد. این زمان خاموشی، با فشار گاز افزایش و با نسبت انرژی یونش به وزن مولکولی افزایش

چگالی لبه‌ی پیش‌رونده‌ی پلاسما به‌گونه‌ای زودرس به زیر سطح بحرانی افت می‌نماید. از آن‌جا که این گفته، بازه‌ی زمانی دنباله‌ی تپ لیزر با پهنای زمانی چندین میکروثانیه را دربرمی‌گیرد، می‌توان پذیرفت که هر لایه از پلاسما پستی جبهه‌ی موج پیش‌رونده، از زمان کافی برخوردار است تا بتواند آزادانه، هم‌چون یک انفجار نیرومند گسترش یابد. در این شرایط، سرعت گسترش توده‌ی پلاسمایی پستی،  $v_b$ ، را می‌توان با رابطه‌ی زیر تخمین زد که البته با فرض کروی بودن توده‌ی پلاسمایی به‌دست آمده است [۲۰]:

$$v_b = \frac{r}{\delta} \xi_0 \left( \frac{E}{\rho_0} \right)^{1/2} t^{-r/2} \quad (۳)$$

که در آن،  $\xi_0$  یک ثابت،  $E$  انرژی جذب شده در عنصر حجمی گاز و  $\rho_0$  چگالی جرمی اولیه‌ی گاز است. از این‌جا می‌توان دریافت که هنگامی که  $f$  کاهش می‌یابد، لکه‌ی پرتو لیزر در ناحیه‌های حجم کانونی شدیداً کاهش می‌یابد و از این‌رو، انرژی جذب شده در هر عنصر حجمی از گاز،  $E$ ، به‌شدت افزایش می‌یابد. بنابراین، با افزایش توان کانونی‌سازی (یا به‌گونه‌ای هم‌ارز، افزایش  $E$ )، سرعت انبساط پلاسمای پستی، افزایش چشمگیری می‌یابد (رابطه‌ی ۳)؛ واقعیتی که گرایش به کروی شدن توده‌های پلاسمایی را برای فاصله‌های کانونی کوتاه‌تر به خوبی توجیه می‌نماید (شکل ۶).

از سوی دیگر، این انبساط شعاعی سریع، با سرعت بخشیدن بیش‌تر به فرایند رقیق و سرد شدن توده‌ی پلاسمایی، افت هر چه زودتر چگالی آن را به زیر اندازه‌ی بحرانی، به‌دنبال خواهد داشت. هم‌چنین، هنگامی که توان کانونی‌سازی افزایش می‌یابد، ناحیه‌ی کانونی، کوتاه و باریک می‌شود و در نتیجه  $I_z$  افزایش می‌یابد. بنابراین، جبهه‌ی موج پلاسما درازایی نسبتاً کوتاه‌تر را با سرعتی بیش‌تر (رابطه‌ی ۱) به‌سوی ناحیه‌ی انبساط پیش می‌رود، جایی که شیب کاهش، و  $I_z$  با  $z$  به‌تندی با توان کانونی‌سازی افزایش می‌یابد (رابطه‌ی ۲). پس، در توان‌های کانونی‌سازی به اندازه‌ی کافی بزرگ، هم جبهه‌ی موج و هم حجم توده‌ی پلاسمایی زودتر به حالت شفاف می‌روند و در نتیجه، بخش پستی دنباله‌ی تپ لیزری خواهد توانست از میان آن‌ها عبور نماید. به همین دلیل، گاف زمان خاموشی (هم‌ارز با نیم-عمر پلاسمای با چگالی بحرانی بالا)، برای گاز

10. J. Tang et al. *Spatio-temporal evolution of laser-induced air plasma in the stage of laser pulse action*, Opt. Commun. 289 (2013).
11. Y. Zhang, D. Y. Li and T. Wu, *Shadowgraph of Pulse CO<sub>2</sub> Laser Induced Breakdown in Different Pressure Air*, Adv. Mat. Res. 887. Trans Tech Publications. (2014).
12. M. Bärwinkel et al. *Influence of focal point properties on energy transfer and plasma evolution during laser ignition process with a passively q-switched laser*, Opt. Express. **24**, 15189 (2016).
13. L. J. Dhreshwar, P. A. Naik and D. D. Bhawalkar, *A plasma shutter to generate a synchronized subnanosecond pulse for optical probing of laser-produced plasmas*, Rev. Sci. Instrum. **62**, 369 (1991).
14. A. W. Kälin et al. *Optical free induction decay (OFID) 10 μm CO<sub>2</sub> laser systems*, Infrared Phys. **33**, 73 (1992).
15. Y. Qu et al. *Plasma shutter for pulse shaping of TEA CO<sub>2</sub> laser*, Proc. SPIE 4914, 273 (2002).
16. S. Beheshtipour, et.al, *CO<sub>2</sub> Laser Pulse Shaping Using Optical Self-Breakdown in Air*, Atomic and Molecular Journal of Islamic Azad University, 7<sup>th</sup> year, NO. **27**, Summer 1395. (In Persian).
17. J. J. Camacho et al. *Spectroscopy study of air plasma induced by IR CO<sub>2</sub> laser pulses*, J. Appl. Phys. A, **99**, 159 (2010).
18. C.V. Bindhu, et al, *Energy Absorption and Propagation in Laser-Created Sparks*, Appl. Spectrosc. **58**, 719 (2004).
19. W.M. Steen and J. Mazumder, *Laser Material Processing*, 4th ed. (Springer, 2010).
20. Ya. B. Zel'dovich and U.P. Raiser, *Physics of shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Ed. by W.D. Hayes and R. F. Probstein, Vol. I. Academic Press, (1966).

می‌یابد. با نزدیک شدن فشار به اتمسفر، دنباله برای همه‌ی گازها ناپدید می‌شود. شکل جرقه‌ها نیز در این شرایط، گرایش بیش‌تری به کروی شدن دارند.

روی هم رفته می‌توان چنین گفت که افت سریع چگالی پلاسما به پایین‌تر از اندازه‌ی بحرانی، در توان‌های کانونی‌سازی یا انرژی‌های یونش بالاتر و نیز در فشارها یا وزن‌های مولکولی کم‌تر، پاسخ‌گوی عبور بخش باقی‌مانده‌ی تپ لیزری است.

### تشکر و قدردانی

نویسندگان از کمک‌های فنی آقای داود احدپور و خانم زهرا پورحسن‌نژاد، از پژوهشکده‌ی فوتونیک و فن‌آوری‌های کوانتومی سپاس‌گزاری می‌نمایند.

### مراجع

1. A. A. A. Offenberger and N. H. Burnett, *CO<sub>2</sub> laser-induced gas breakdown in hydrogen*, J. Appl. Phys. **43**, 4977 (1972).
2. R. T. Brown and D. C. Smith. *Laser-induced gas breakdown in the presence of preionization*, Appl. Phys. Lett. **22**, 245 (1973).
3. M. P. Hacker, D. R. Cohn and B. Lax. *Low-pressure gas breakdown with CO<sub>2</sub> laser radiation*, Appl. Phys. Lett. **23**, 392 (1973).
4. C. G. Morgan, *Laser-induced breakdown of gases*, Rep Prog Phys. **38**, 621 (1975).
5. J. P. Caressa et al. *Experimental study of CO<sub>2</sub>-laser-induced air breakdown over long distances*, J. Appl. Phys. **50**, 6822 (1979).
6. F. Martin et al. *High-intensity CO<sub>2</sub> laser breakdown of low-pressure gas*, IEEE Trans. Plasma Sci. **15**, 167 (1987).
7. J. J. Camacho et al. *Optical emission spectroscopy of oxygen plasma induced by IR CO<sub>2</sub> pulsed laser*, J. Phys. D: Appl. Phys. **41**, 215206 (2008).
8. J. Tang et al. *Observation of laser-induced air plasma by pulsed CO<sub>2</sub> laser with an ICCD camera*, In: *Photonics and Optoelectronics Meetings (POEM): Laser Technology and Applications* (SPIE, Wuhan, China, 2008), Vol. **7276**, p. 72760F.
9. A. Chen et al. *Plume splitting and rebounding in a high-intensity CO<sub>2</sub> laser induced air plasma*, Phys. Plasmas. 19 (2012).