مجله علوم و فنون هستهای، دوره ۴۴، شماره ۴، جلد ۱۰۶، زمستان ۱۴۰۲

Journal of Nuclear Science and Technology Vol. 44 (1), Serial Number 106, 2024

نقش پدیده گسست چندفوتونی در شکلدهی تپهای لیزرهای TEA COr

صالحه بهشتی پور*۲۰۱، جواد کریمی ثابت ۳، رضا نشاطی'، داود احد پور'

۱. پژوهشکده فوتونیک و فنآوریهای کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هستهای، سازمان انرژی اتمی، صندوق پستی: ۸۳۶–۱۴۳۹، تهران – ایران ۲. گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد تهران مرکزی، صندوق پستی: ۱۴۶۹۶-۱۴۶۹۶، تهران – ایران ۳. پژوهشکده چرخه سوخت هستهای، پژوهشگاه علوم و فنون هستهای، سازمان انرژی اتمی ایران، صندوق پستی: ۸۴۸۶-۱۱۳۶۵، تهران – ایران

*Email: sbeheshtipour@aeoi.org.ir

مقالەي پژوھشى

تاریخ دریافت مقاله: ۱۴۰۱/۶/۲ تاریخ پذیرش مقاله: ۱۴۰۱/۹/۵

چکیدہ

در این پژوهش، تغییرات زمانی تپهای لیزری TEA CO_r که از اتاقکی حاوی گاز ۶F_۶ با فشار ۱۵۰-۱۰۰ عبور میکند، در شاریدگی های انرژی و فشارهای گازی مختلف بررسی شده است. نشان داده شده است که برای هر شاریدگی، فشار قطع معینی وجود دارد که در این فشار قطع، میخه تپ لیزری به طور کامل حذف میشود، درحالی که دنباله تپ که دربرگیرنده کسر قابل توجهی از انرژی اولیه آن است، برجامیماند. شواهد تجربی برآمده از دادههای بینابسنجی FTIR، گسست چندفوتونی لیزری مولکولهای ۶F۶ را پاسخگوی اصلی این رفتارها معرفی مینماید.

كليدواژەھا: شكلدھى ليزر گازكربنيك، گسست چندفوتونى، مولكول ،SF

The role of multi-photon dissociation in TEA CO₂ lasers pulse shaping

S. Beheshtipour^{*1,2}, J. Karimisabet³, R. Neshati¹, D. Ahadpour¹

Photonic and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOI, P.O.Box: 14395-836, Tehran – Iran
Department of Physics, Central Tehran Branch, Islamic Azad University, P.O.Box: 14696-69191, Tehran - Iran
Nuclear Fuel Cycle Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOI, P.O.Box: 11365-3486, Tehran - Iran

Research Article Received 24.8.2022, Accepted 26.11.2022

Abstract

In this research, temporal variations in intense TEA CO2 laser pulses passing through SF6 gas-filled cells with a pressure of 10- 150 mbar have been characterized at different energy fluences and gas pressures. It has been shown that for every fluence there is a certain cut-off pressure at which the pulse spike is completely quenched. While the pulse tail escapes, saving appreciable fractions of its initial energy. Experimental evidence along with FTIR spectrometry data have clearly revealed incisive laser-induced multi-photon dissociation of SF6 molecules in these conditions, pronounced as the main responsible for these behaviors.

Keywords: CO2 laser pulse shaping, Multiphoton dissociation, SF6

Journal of Nuclear Science and Technology Vol. 44 (1), Serial Number 106, 2024, P 121-129

Archive of SID.ir

مجله علوم و فنون هستهای دوره ۴۴، شماره ۴، جلد ۱۰۶، زمستان ۱۴۰۲، ص ۱۲۱–۱۲۹



۱. مقدمه

بررسی برهمکنش مولکول ۶F_۶ با تپهای لیزری CO_۲ یکی از فراوانترین موارد پژوهشهای تجربی و نظری در زمینههای گوناگونی همچون بینابسنجی لیزری، شیمی لیزری، اپتیک غیرخطی، لیدار و مانند آنها است.

در شرایط کاری معمولی، تپهای گسیلی این لیزرها دربرگیرنده یک میخه ایا لبه تیز و پیشرو با پهنای زمانی ۸۰-۱۲۰ ns و نیز یک دنباله^۲ به درازای ۲-۵ μs است. از سوی دیگر، رفتار جذب غیرخطی گازهای جاذب اشباع پذیر، به ویژه SF۶ در برابر تپهای لیزرهای CO۲ و اثرات بعدی آن روی مشخصات زمانی و توانی تپهای عبوری به گونه مفصلی طی سالهای ۲۰۰۰-۱۹۷۰ میلادی مورد بررسی قرار گرفتهاند.

در روند آزمایشهایی که در شرایط گوناگونی از فشار گاز، شاریدگی فرودی، طولموج لیزری، پهنای زمانی تپ، گازهای کمکی و مانند آنها انجام گرفتهاند، پدیدههای گوناگونی هم چون افزایش یا کاهش جذب وابسته به طول موج [۱-۷]، جابهجایی سرخ در جذب [۲–۹]، کشیدگی میخه تپ [۶]، تأخیر در تپ عبوری [۲، ۶] و افت شدید دامنه میخه تپ نسبت به دنباله آن [۴، ۱۰، ۱۱] دیده شدهاند و برای توصیف آنها از دو مدل نظری کوانتومی جاذب اشباعپذیر چهارترازی [۱۲] و تشت ارتعاشی^۳ [۵، ۱۳] سود جسته شده است.

به طور کلی در این بررسیها، فشارهای گاز از چند میلیبار تا صدها میلیبار، دیرش زمانی تپهای لیزری از چند پیکوثانیه تا چند میکروثانیه و شاریدگی^۱ها از چند صدم تا چندین ژول بر سانتیمتر مربع تغییر داده شدهاند.

گذشته از این، جذب و گسست چندفوتونی مولکولهای چند اتمی، تحت تابش تپهای شدید لیزری (به ویژه مولکول SF۶ و لیزر CO۲)، اثرات غیرخطی شناخته شده دیگری هستند که در زمینههای شیمی لیزری و لیزری مولکولها از اهمیت بسزایی برخوردارند.

آزمایشها نشان داده است که هنگام تابشدهی مولکولهای چنداتمی با فوتونهای تک-بسامد و همدوس همخوان با نخستین گذار ارتعاشی آنها، اگر شاریدگی فرودی از یک اندازه آستانهای از رده چند $J \cdot cm^{-r}$ بالاتر باشد، مولکول میتواند در روند فرایندی که جذب چندفوتونی^۵ نامیده می شود،



بجله علوم و فنون هستهای

بهناگهان شمار فراوانی از فوتونهای فرودی را جذب نماید و با بالا رفتن از نردبان ترازهای ارتعاشی خود، به مرز گسست برسد. با رسیدن مولکول به مرز گسست، یکی از سست ترین پیوندهای آن گسسته می شود و مولکول دچار دگرگونی در ساختار شیمیایی خود خواهد گردید [۱۴]. از آنجا که فرایند گسست چندفوتونی^۶ منجر به تغییرات شیمیایی زیادی در ساختار مولکول جاذب، به همراه مصرف قابل توجهی از انرژی فرودی می شود (دهها فوتون IR به ازای هر مولکول)، انتظار می رود اثرات قابل ملاحظهای روی ساختار تپ عبوری داشته باشد. آستانه شاریدگی تابش فرودی برای گسست چندفوتونی IR از مولکولهای چنداتمی با تپهای لیزری CO_۲ در حدود ۲-۱۰ J/cm^۲ برآورد شده است [۱۵] که در بیشتر آزمایشهای شکلدهی تپهای شدید لیزری CO_۲ در عبور از مولکولهای SF۶ فشار بالا نیز به کار رفته است.

با بررسی دقیقتر گزارشهای دردست، به نظر میرسد که در بیشتر پژوهشهای انجام شده یا تنها به دنبال برهم کنشهای انجام یافته با تپ فرودی بودهاند و کاری با شکل تپهای عبوری لیزری نداشتهاند، یا بر روی تغییر شکل تپهای عبوری لیزری متمرکز بودهاند و چندان پیگیر برهمکنشهای احتمالی تپ فرودی با مولکولها نبودهاند. برای نمونه، در میان گزارشهای پرشماری که از گسست چندفوتونی مولکولهای SF۶ به کمک تپهای پرتوان و کانونی شده لیزرهای CO منتشر شدهاند، به سختی میتوان مواردی یافت که همزمان شکل تپهای عبوری نیز بررسی شده باشد. با این حال جالب است که در پژوهشهای شکلدهی تپهای لیزر CO_r، هیچ تلاشی از سوی پژوهشگران به منظور بررسی نقش فرایند گسست چندفوتونی بهچشم نمیخورد. در این پژوهش، شواهدی تجربی ارائه می گردد که به روشنی نقش کلیدی فرایند گسست چندفوتونی IR لیزری در مولکولهای ۶F۶ را در تغییر شکل تپهای لیزری CO_۲ آشکار میسازد.

۲. روش آزمایش چیدمان تجربی به کار رفته به همراه نمایی از آن، در شکلهای ۱ و ۲ نشان داده شده است.

6. Multiphoton Dissociation Journal of Nuclear Science and Technology



Archive of SID.ir

^{1.} Spike

^{2.} Tail 3. Vibrational Bath

^{4.} Fluency

^{5.} Multiphoton Absorption

Vol. 44 (1), Serial Number 106, 2024, P 121-129

اتاقک شاهد پنجره ZnSe پنجرہ ZnSe ورودی گاز ءSF _ ۰- ۵۰ mbar فشارسنج فشارسنج ۲ bar - ۲ اتاقک عدسى اينه عدسى آينه NaCl تابشدهی NaCl پر توشکاف ژولمتر ب خلأ ژولمتر يا فوتوندراگ د, یچه عدسى بينابسنج ليزرى NaCl یر توشکاف ليزر TEA-A2. CO

شکل ۱. نمایی از چیدمان به کار رفته.



شکل ۲. تصویر چیدمان بهکار رفته.

لیزر به کار رفته در این آزمایش، دارای تپهای قطبیده خطی با انرژی در حدود F ۲ در خطوط با بالاترین بهره در شاخههای P و R از نوارهای 10/4 µm و 10/4 است که الگویی مستطیلی به ابعاد $7/7 \text{ cm}^7$ با آمیزه گازی P: ۵.۰۰ ۲:۲ ۲:۲ یا آمیزه دارد.

برای برش ناحیه مرکزی تپهای گسیلی، از روزنهای دایروی

مجله علوم و فنون هسته ای دوره ۴۴، شماره ۴، جلد ۱۰۶، زمستان ۱۴۰۲، ص ۱۲۱-۱۲۹

صالحه بهشتیپور، جواد کریمیثابت، رضا نشاطی، داود احدپور

به قطر ۱٫۷ cm استفاده شده که انرژی ۱٫۴ J برای خط ۱۰ P(۲۰) فراهم میسازد. همچنین آهنگ تکرار تپ لیزر در بازه ۱۰ Hz ا قابل تغییر است.

برای تنظیم لیزر گازکربنیک روی خطهای لیزری دلخواه، از یک بینابسنج لیزری مدل (Opt. Eng. Inc., ۱۶-A) استفاده است.

برای آن که بتوان اثر فرایند گسست چندفوتونی را به صورت خالص و بدون مزاحمتهای ناشی از پدیدههای دیگری مانند گرمایش گاز یا برانگیختگیهای ارتعاشی بررسی نمود، بهتر است کاری کرد تا پرتوهای فرودی از همان آغاز ورود به اتاقک تابشدهی، دارای شاریدگی بالاتر از شاریدگی آستانه گسست چندفوتونی باشد. همچنین طول اتاقک نباید چندان زیاد باشد که شاریدگی تپها در بخش پایانی مسیر تابشدهی، به دلیل جذب در مسیر، به زیر آستانه افت نماید.

از آنجا که شاریدگی اولیه تپهای گسیلی لیزر در شرایط عادی کمتر از J/cm^۲ و بسیار پایینتر از آستانه گسست چندفوتونی است (این شاریدگی با انرژی و قطر باریکه لیزر قابل محاسبه است)، روشن است که برای برآورده شدن شرط بالا، ناگزیر باید از اتاقکی بهره گرفت که دارای پنجره بروستر باشد و بتوان عدسی کانونی کننده را دورتر از آنها قرار داد. به این ترتیب، میتوان کاری کرد که ابعاد پرتو کانونی شده هنگام برخورد به پنجره و ورود به اتاقک به اندازهای کم شده باشد که شاریدگی آن بالاتر از شاریدگی آستانه گسست چندفوتونی مولکولهای عFS باشد.

بنابراین، اتاقـک تابشدهی از یک لوله پیرکس به در ازای $(V_t = 19_t) \text{ cm}^{7}$ (حجم کل ۳۹٫۲ cm و قطر داخلی NaCl (حجم کل ۳۵٫۲ cm) مساخته شده است که دو سمت آن با پنجرههای بروستر NaCl مساخته شدهاند تا تلفات بازتابی را کمینه و شاریدگی روی پنجره ورودی را با تابش مورب کاهش دهند. کانونیسازی تپها در کانونی از تاقک با دو عدسی ZnSe با لایهنشانی پادبازتاب به فاصله مرکز اتاقک با دو عدسی ZnSe با لایهنشانی پادبازتاب به فاصله مرکز اتاقک با دو عدسی گرفته که به گونه متقارن در فاصله عدسیهای کانونی کانونی اتاقک و عدسی All تا تاقک و کانونی از تاب به فاصله مرکز اتاقک با دو عدسی گرفته که به گونه متقارن در فاصله عدسیهای کانونی کننده به گونه از گرفته اند. هم چنین، اتاقک و عدسیهای کانونی کننده به گونهای طراحی یافته اند که شاریدگی سطحی تپهای فرودی در پنجره ورودی اتاقک، بالاتر از آستانه SF برای فرایند گست چندفوتونی IR مولکولهای $F_{\rm CO}$

بست رفز عنوع شموم برری فپندی غیرز ۲۵۰ مسلم که قادر سیستم جابهجایی گاز نیز به گونهای طراحی یافته که قادر است تحت شرایط جریان گاز بسته یا باز عمل نماید. دو فشارسنج مکانیکی ۵۰ mbar و ۲ bar ۲-۰ به طور همزمان

Journal of Nuclear Science and Technology Vol. 44 (1), Serial Number 106, 2024, P 121-129

 V_d انرژی کل تپهای فرودی E_{in} به کل حجم تابش دهی شده، V_d

با بررسی شکل تپهای عبوری، روشن شد که به گونهای دور

از انتظار، میخه تپها دچار افت بسیار شدیدتری نسبت به دنباله

آنها می شوند، به گونهای که با بیشتر شدن فشار گاز، ارتفاع

میخه تا اندازه برابر با دنباله افت مینماید و سرانجام کاملاً حذف

شکل ۳ برخی از شکل تپهای دریافتی در فشارهای

در شکلهای تپ عبوری بهدست آمده برای همه

شاریدگیهای حجمی، همواره یک افت چشمگیر در دامنه میخه

نسبت به دامنه دنباله آن دیده شد. این نابرابری در اندازه جذب

میخه و دنباله، به گونه قابل ملاحظهای با افزایش فشار، تقویت

می گردد. در فشاری نزدیک به فشار mbar، دامنه میخه و

دنباله، يكسان مي شود (شكل ج). در اين فشارها، كه فشار

موثر'، P_{eff} نامیده می شود، انرژی میخه به ۵٪ اندازه اولیهاش

کاهش می یابد. با افزایش فشار گاز به بالاتر از فشار مؤثر، میخه

تپ با آهنگ کمتری کاهش می یابد و سرانجام در فشارهای

معینی (۵۰ mbar) که آن را فشار قطع^۲، P_{cutoff}، نامیدهایم،

با بررسی حجم تابش دهی درون اتاقک و تاریک کردن فضای آزمایشگاه، همزمان با هر تپ لیزری، یک درخشندگی هالهای در آن دیده می شد که شکل فضایی آن، دقیقا منطبق بر حجم دو

مخروطی تابشدهی بود. همچنین، شدت این هاله درخشان در

نیمه ورودی و لکه کانونی، بیشتر و برجستهتر از جاهای دیگر

بود. پیش از این، آزمایشگران دیگری نیز پدیده لومینسانس

مریی و تشکیل نور آبی کمرنگ در چنین شرایطی را گزارش

کردهاند و آن را به برهمکنشهای بازترکیبی ثانوی فرایند

گسست چندفوتونی IR مولکولهای چنداتمی مانند SF۶

نسبت دادهاند [۱۶، ۱۷].

به ناپدید شدن کامل میخه تپ میانجامد (شکل د).

گوناگون را به همراه شکل تپ فرودی (شکل الف، بدون تزریق

می شود و تنها دنباله آن ها در تپ های عبوری بر جا می ماند.

تعريف مي شود:

گاز) نشان میدهد.

(1)

174

 $\varphi_V = \frac{E_{in}}{V}$

نقش پدیده گسست چندفوتونی در شکلدهی تپهای لیزرهای TEA CO_۲

برای اندازه گیری فشار مستقیم با دقتهای مناسب در مقیاس فشارهای مختلف به کار رفته است. فشار درون اتاقکها با گامهای ۱۰ mbar تغییر داده می شد. در هر گام از فشار درون اتاقک، تنها اجازه ورود یک تپ به درون اتاقک داده می شد تا با تکرار تابش تپهای لیزری، مولکولهای گاز بیش تر شکسته نشود و فشار درون اتاقک را تغییر دهد. هم چنین در هر گام از فشار، چند تپ عبوری ثبت می شدند، تا نتایج به دست آمده از روی آن ها، میانگین گیری شود.

برای نمایش تغییرات شیمیایی و شاهد تجربی فرایند گسست چندفوتونی در گاز SF۶ تابشدهی شده، از اتاقک دیگری به عنوان اتاقک نمونهبرداری برای بینابسنجی FTIR (BRUKER, TENSOR ۲۷) استفاده شده است. این اتاقک، لولهای از جنس پیرکس به طول ۲ cm و قطر داخلی ۱٬۶ cm با پنجرههای ZnSe است که به طور عمودی در دو انتهای آن نصب شدهاند. انرژی و شکل زمانی تپهای ورودی و عبوری با انرژیسنج (Coherent-LM-P۱۰) و آشکارساز فوتوندراگ (ORIEL, ۷۴۵۵) که به گونهای متناوب در نقاط مناسب گذاشته میشد، اندازه گیری شدهاند. برای نمایش رد زمانی تپهای آشکار شده، از یک اسیلوسکوپ دیجیتالی ۲۵۰ MHz استفاده شده است. همه آزمایشها با آهنگ تکرار تپ Hz انجام یافته است. در این آزمایش، شکل تپ عبوری برای تپهای کانونی شده خط (۱۰٫۵۹ µm) ۱۰P(۲۰) لیزر با انرژی ۱٫۴ J که از میان اتاقک پرشده از مولکولهای ۶F_۶ در گستره فشار nbar - ۱۵۰ mbar عبور می کنند، بررسی شد.

۳. نتايج و بحث

 ${\rm CO}_7$ با خلوص ۹۹٬۹۹۹٪ با تپهای لیزری SF، روی خط ${\rm (10}_7\,{\rm V})$ با انرژیهای مختلف در گستره فشاری روی خط ${\rm (10}_7\,{\rm v})$ با انرژیهای مختلف در گستره فشاری فشار از گاز، تپ لیزری در مسیر خود، جذبی قوی خواهد داشت، از اینرو روشن است که انرژی تپهای فرودی به گونهای پیوسته و تا اندازهای یکنواخت در حجم تابشدهی جاروب شده در سرتاسر مسیر عبور تپها از میان گاز جاذب، توزیع و جذب می شرایط تابشدهی در کانون اتاقک یا در هر نقطه دیگری در شرایی شرایی انرژی یا شرایط تابشدهی در قطه دیگری در می شرایط تابشدهی در کانون اتاقک یا در هر نقطه دیگری در می شراید تابی دیمی انرژی یا شاریدگی حجمی انرژی یا شاریدگی حجمی انرژی یا شاریدگی حجمی انرژی یا شاریدگی حجمی انرژی یا

Vol. 44 (1), Serial Number 106, 2024, P 121-129



Archive of SID.ir

^{1.} Effective Pressure 2. Cut-Off Pressure

Journal of Nuclear Science and Technology





شکل ۳. شکل تپهای عبوری در فشارهای گوناگون گازی برای خط (۲۰) ۱۰P با شاریدگی $\varphi_{V_t} = 8۱۰ \text{ J/cm} e^{\gamma} e^{\gamma}$ فشار درون ۱تاقک به ترتیب: (الف) mbar ۰، (ب) ۲۰ mbar (ج) ۴۰ mbar (د) (د) ۵۰ mbar

شکل تپهای اولیه لیزری، که با تخلیه کامل اتاقک بهدست آمدهاند، شامل یک میخه با پهنای زمانی ۹۰ است که دنبالهای به طول ۵ μ s دارد (شکل ۳ الف). نسبت توان بیشینه میخه تپ P_s به دنباله P_t آن، حدود ۱۰ است. همچنین، نسبت سهمهای انرژی وابسته به بخشهای میخه، B_s و دنباله این تپها، E_t که با اندازه گیری مساحت نسبی زیر هر بخش به دست می آید، از f_1 فراتر نمی رود. بر پایه این گفتهها، گاهی لازم است شاریدگی حجمی را به صورت جداگانه برای میخه، φ_{V_t} و دنباله، برای مود:

$$\phi_{Vs} = \frac{E_s}{V_d} \quad , \quad \phi_{Vt} = \frac{E_t}{V_d} \tag{(7)}$$

تغییرات نسبت *P_s/P_t* برای خط (۲۰)۱۰P بر حسب فشار گاز برای شاریدگیهای حجمی گوناگون از میخه، در شکل ۴ نشان داده شده است.

همان گونه که دیده می شود، در شارید گیهای گوناگون با افزایش فشار، نسبت P_s/P_t کاهش می ابد تا این که در فشارهای قطع، میخه تپ لیزری کاملاً حذف می شود. مکان های تقاطع با محور xها، فشار قطع مربوط به هر شارید گی حجمی را نشان می دهد، به گونه ای که بالاترین فشار قطع، بیش ترین شارید گی حجمی را نشان می دهد.

همانگونه که گفته شد، تاکنون از تابشدهی تشدیدی گاز

مجله علوم و فنون هستهای دوره ۴۴، شماره ۴، جلد ۱۰۶، زمستان ۱۴۰۲، ص ۱۲۱–۱۲۹

صالحه بهشتیپور، جواد کریمیثابت، رضا نشاطی، داود احدپور

۶F۶ با تپهای لیزری ۲O۰ برای شکلدهی تپها، بهرهی فراوانی گرفته شده و مدلهای نظری چندی نیز برای تفسیر نتایج بهدست آمده گسترش داده شدهاند. تا آنجا که به رفتار دیده شده در این آزمایشها مربوط میشود، نتایج تقریباً مشابهی با شرایط کم و بیش شبیه این آزمایشها، پیش از این گزارش شدهاند. برای نمونه، تضعیف بیش از اندازه و حذف میخه گزارش شدهاند. برای نمونه، تضعیف بیش از اندازه و حذف میخه گزارش شده بود که در اتاقک تابش دهی افزون بر گاز ۶F۶ از گازهای کمکی دیگری همچون Ar و He نیز بهره گرفته شده بود [۶، ۱۸].

چنین پدیدهای بدون بهره گیری از گازهای کمکی نیز، تنها در تابشدهیهای غیرتشدیدی دیده شده بود [۵، ۱۱]. در واقع، این نخستین باری است که این تغییر شکل در تپهای عبوری، با تابشدهی تشدیدی گاز ۶F۶ و بدون بهره گیری از هیچ گونه گاز کمکی دیده شده است.

همان گونه که در مقدمه گفته شد، در این دسته از آزمایشهای گزارش شده، برای تفسیر رفتارهای گفته شده از دو مدل نظری کوانتومی جاذب اشباع پذیر چهارترازی و تشت ارتعاشی سود جسته شده است.

بیشتر رفتار جاذبهای اشباعپذیر در برابر تپهای لیزری ۲۰۵۰ را میتوان با مدل چهار ترازی توصیف نمود که در آن، دو تراز، مربوط به ترازهای غیرتبهگن در حالت تشدید با گذار لیزری از دو شاخه ارتعاشی متفاوت است و دو تراز دیگر، دربرگیرنده بقیه ترازهای چرخشی غیرتشدیدی در آن دو شاخه ارتعاشی میباشند.



شکل ۴. تغییرات *P_s/Pt* در فشارهای گازی و شاریدگیهای حجمی مختلف برای خط لیزری (۱۰۹(۲۰). (مکان قطع نمودار با محور xها، فشار قطع هر شاریدگی حجمی را نشان میدهد).

Journal of Nuclear Science and Technology

Vol. 44 (1), Serial Number 106, 2024, P 121-129

178

نقش پدیده گسست چندفوتونی در شکلدهی تپهای لیزرهای TEA CO_r

در مدل جاذب اشباعپذیر چهار ترازی، فرض میشود که اضافه بر جذب عادی در مد فعال اولیه که در تشدید با تابش فرودی است، جذب دیگری در یک تراز برانگیخته از مد دیگر نیز رخ میدهد که با اولین تراز برانگیخته از مد اولیه، از طریق واهلشهای ارتعاشی– ارتعاشی برخوردی (V-V) یا انتقالهای تابشی جفت شده است. توزیع این مولکولها در میان این ترازها فروافتهای تابشی یا غیرتابشی میان همه ترازهای درگیر است. فروافتهای که، درگیر شدن گروههای دیگری از ترازهای ارتعاشی به گونهای که، درگیر شدن گروههای دیگری از ترازهای ارتعاشی میتواند ویژگیهای جذبی گوناگونی را برای مولکولهای گاز بههمراه داشته باشد. با استفاده از مدل کاملتر هفت ترازی، نتایچ بهتری نیز بهدست آمده است [۱۹].

مدل چهار ترازی، در توصیف برخی پدیدهها ناتوان است. برای نمونه، پهنشدگی تپ لیزری CO_۲ در خط (۲۰)۱۰P و در فشارهای بالای گازی قابل توجیه نیست که این ناسازگاری در طولموجهای بلند بیشتر هم می شود. همچنین برخی از پدیدههایی که در برخی از خطهای لیزر CO_۲ دیده میشود، به کمک این مدل قابل توصیف نیست [۵]. بنابراین پژوهشگران در پی یافتن مدلی جامع برای توجیه رفتار عبور همه خطهای لیزر از میان گاز SF_{F} در همه فشارها شدند و سرانجام مدل CO_{T} جامع تشت ارتعاشی را ارائه نمودند. مدل تشت ارتعاشی نیز، همه ترازهای ارتعاشی و چرخشی را همچون تشتی از ترازها در نظر می گیرد که با یک تکدمای ارتعاشی و نیز یک تکدمای چرخشی مشخص می شود. هنگامی که یک تپ لیزری تشدیدی بر چنین مولکولهایی فرود میآید، انرژی تابشی جذب شده، به تندی در سراسر این تشت ارتعاشی (مدهای ارتعاشی مولکول) توزیع می شود. این مدها، به تندی انرژی خود را میان یک دیگر پخش میکنند و در زمانی کوتاه در مقایسه با پهنای زمانی تپ لیزری، به حالت تعادل میرسند. در نتیجه، توزیع انبوهی آنها همخوان با قانون توزيع بولتزمن خواهد بود. به اين ترتيب، نمودار جذب بر حسب فرکانس برای مولکول، مانند ،SFs، می تواند تغییر یابد و قلههای آن به فرکانسهای کم تر (با دمای ارتعاشی بیشتر) جابهجا شوند. در نتیجه در یک بسامد مشخص، وقتی SFs گرم میشود، ضریب جذب میتواند افزایش یا کاهش یابد. نتایج بهدست آمده به کمک این مدل، با یافتههای تجربی سازگاری نسبتاً بالایی دارد. این مدل، بیشتر در فشارهای بالای گازی به کار برده می شود هر چند که در فشارهای پایین نیز موفق بوده است [۱۳]. رویهمرفته، یژوهشگران ادعا نمودهاند که رفتارهای جذب غیرخطی گوناگون در گازهای جاذب اشباع پذیر، به ویژه ۶F۶ در برابر تپهای

> مجله علوم و فنون هستهای کوره ۴۴، شماره ۴، جلد ۱۰۶، زمستان ۱۴۰۲، ص ۱۲۱–۱۲۹

لیزرهای CO_r را میتوان با به کار گیری مدل های گفته شده، توصیف نمود [۵].

این مدلها میتوانند با در نظر گرفتن ترازهای دیگری از مدهای ارتعاشی دیگر، بسیاری از رفتارهای مولکولهای جاذب اشباعپذیر را در برخورد با تپهای لیزری توجیه نمایند. با این حال، تا آنجا که به رفتاری مانند افت شدید میخه تپ لیزری در مقایسه با دنباله آن بازمی گردد، توجیه بنیادی این مدلها، همان تفسیر آشنای پدیده اشباع جذب در تراز اولیه جاذب در پی جذب میخه تپ لیزری و شفاف شدن آن برای دنباله را دربرمی گیرد.

از سوی دیگر، آستانه شاریدگی تابش فرودی برای گسست چندفوتونی IR برای بسیاری از مولکولهای چنداتمی مانند SF۶ با تپهای لیزری ۲CO در حدود ۲ J/cm برآورد شده است [۲۰]. این در حالی است که دادههای آزمایشی بیش ر این گزارشها نشان از آن دارند که شاریدگیهای به کار گرفته شده در آنها کاملاً بالاتر از این آستانه بودهاند و به همین دلیل می توان دریافت که قطعاً پدیده گسست چندفوتونی در آنها روی داده است. با این حال جالب است که هیچ تلاشی از سوی پژوهشگران برای بررسی نقش این فرایند و اثرات آن روی شکل تپهای لیزر ۲O7 مشاهده نشده است.

یافتههای ما نشان میدهند که فرایند گسست چندفوتونی IR مولکولها میتواند بهترین پاسخگوی چنین رفتارهایی در نظر گرفته شود.

۱.۳ بررسی نقش گسست چندفوتونی

۱۰۱۳ تابشدهی دراز مدت اتاقک دربسته پس از رساندن اتاقک تابشدهی به فشار قطع، اتاقک تابشدهی بهصورت دربسته (نبود شارش گاز) برای زمانهای طولانی تابشدهی می گردید. دیده میشد که شکل تپهای عبوری با گذشت زمان ثابت نمیماند، به گونهای که رفته رفته میخه تپها بزرگ و بزرگتر می شدند و سرانجام، پس از چند صد تپ، شکل تپهای عبوری درست مانند شکل تپهای فرودی می شد. همگام با این تغییرات، شدت تابش هالهای مریی درون اتاقک نیز کم م ضعیف تر و سپس، کاملاً ناپدید می شد.

برای آن که روشن شود آیا این رفتار مربوط به گرم شدن گاز درون اتاقک است یا نه، و این که آیا ریشه در پدیدههای کوانتومی درون مولکولی دارد که میتوانند برگشتناپذیر باشند، اتاقک به مدت دو ساعت در حالت استراحت قرار داده شد. سپس، بار دیگر تابشدهی آن از سر گرفته شد و با این حال، دیده شد که هنوز هم نه تابش هالهای درون اتاقک وجود دارد و نه حذف میخه تپهای فرودی روی میدهد. به زبان دیگر، پس از گذشت دو ساعت خنکسازی و بازگشت گاز به شرایط Journal of Nuclear Science and Technology

Vol. 44 (1), Serial Number 106, 2024, P 121-129



ترمودینامیکی اولیه، باز هم شکل تپهای فرودی همان رفتاری را از خود نشان میداد که در پایان تابشدهی طولانی و پیوسته داشت.

بر پایه این یافتهها، می توان با قاطعیت گفت که تغییر شکل تپهای عبوری با تغییرات شیمیایی برگشتناپذیری در مولکولهای گاز همراه است، که مستقیماً با فرایند جذب تشدیدی در آن مرتبط است.

FTIR بينابسنجى ۲.۱.۳

با این همه، به همین بسنده نشد و برای دستیابی به شواهد مستقیمی از این تغییرات شیمیایی، برنامهای برای بینابسنجی گاز تابشدهی شده در پیش گرفته شد. در این مرحله، برای اثبات وجود پدیده گسست چندفوتونی و نمایش تغییرات شیمیایی در گاز تابشدهی شده، از بینابسنجی FTIR نمونههای گاز تابشدهی شده سود جسته شد. برای بهتر دیده شدن فرایند گسست چندفوتونی و در دست داشتن یک مرجع مناسب برای مقایسه دادهها، همه بینابسنجیها در حالت فشار مؤثر انجام شدند، زیرا همان گونه که گفته شد، این فشاری است که در آن انرژی میخه تپ لیزری به ۵٪ اندازه اولیهاش کاهش مییابد. از اینرو، میتوان نتیجه گرفت که اگر فرایند گسست چندفوتونی مولکولهای ۶۶ همراه با این تابشدهیها روی دهد و مسئول واقعی تغییرات پدید آمده در شکل تپهای عبوری باشد، پس باید در این شرایط، فراوانی و شدت چشمگیری داشته باشد.

بینابهای پی در پی بهدست آمده از تابشدهیها به گونهای یکجا در شکل ۵ نمایش داده شده است. این بینابها برای تعداد تپهای گوناگون خط (۲۰) ۱۰P با شاریدگی حجمی پرواگون خط (۲۰) ۴۰ mbar گرفته شده است.



شکل ۵. بیناب FTIR از اتاقک پرشده از گاز SF که با تعداد تپهای مختلف از خط (۱۰P(۲۰) با شاریدگی φ_{V_S} = ۳۳۰ J/cm^r تابشدهی شده است.

مجله علوم و فنون هسته ای ۲ دوره ۴۴، شماره ۴، جلد ۱۰۶، زمستان ۱۴۰۲، ص ۱۲۱–۱۲۹

Archive of SID.ir

صالحه بهشتیپور، جواد کریمیثابت، رضا نشاطی، داود احدپور

همان گونه که از این شکل دیده می شود، هم چنان که از یک سو و با افزایش شمار تپهای لیزری (m)، قلههای جذب وابسته به فرآوردههای گسست که دربردارنده مولکولهای SF_{δ} و SF_{δ} و بزرگتر هستند، در بازه بینابی ^۱-۸۵۰ مح۰۰ بزرگ و بزرگتر می شوند، از سوی دیگر، بلندی قلههای جذب وابسته به مولکولهای SF_{δ} در بسامد ^۱-۸۹۰ از اندازه بیشینه آغازین مولکولهای SF_{δ} در بسامد ^۱-۳۵ مهرهای جذب وابسته به خود، رفته رفته کاهش می یابد. این بینابها، که افت دامنه قله خود، رفته رفته کاهش می یابد. این بینابها، که افت دامنه قله به گونهای قطعی و غیرقابل انکار، همان گونه که در محاسبات به گونهای قطعی و غیرقابل انکار، همان گونه که در محاسبات فرایند گسست چند فوتونی مولکولهای SF_{δ} را ثابت می نمایند.

دادههای اندازه گیری و محاسبه شده مرتبط با گازهای تابشدهی شده با خط (۱۰۹/۱۰ با شاریدگیهای حجمی گوناگون در جدول ۱ خلاصه شده است.

کمیت $N_d N_d$ نسبت $(n_s = E_s /hv)$ تعداد فوتونها در میخه تپ، به تعداد مولکولها در حجم تابشدهی شده، N_d را تعیین مینماید. باید یادآور شد که تعداد متوسط فوتونهایی که برای گسست همه مولکولها، درون حجم تابشدهی مصرف میشوند، به صورت زیر بهدست میآید:

همان گونه که میدانیم، معادله حالت گاز کامل به صورت رابطه زیر داده می شود:

$$PV = NKT \tag{(7)}$$

که V و T به ترتیب فشار، حجم و دمای گاز میباشد. همچنین N تعداد مولکولهای موجود در گاز و K ثابت بولتزمن است.

جدول ۱. دادههای اندازه گیری و محاسبه شده برای گازهای تابشدهی شده با خط (۱۰۲(۲۰ در شاریدگیهای گوناگون

-		···· • • · ·				
	Φ_{Vs} (mJ/cm ^r)	P _{eff} (mbar)	E _t (mJ)	E _s (mJ)	n _s /N _d	
	۳۳۰	۴۰	1	۵۳۵	۱۸٫۵	
	۳	۳۸	٨٩٠	۴۸۰	۱۷٫۴	
	78.	٣٧	٧٧۵	410	18,5	
	222	۳۵	۷۱۰	۳۸۰	۱۵٫۱	
_	۲۰۰	٣٣	۵۹۰	۳۲۰	۱۳٫۳	

Journal of Nuclear Science and Technology

۱۲۸

نقش پدیده گسست چندفوتونی در شکلدهی تپهای لیزرهای TEA CO_r

از سوی دیگر، انرژی میخه تپ ورودی به اتاقک با رابطه زیر داده میشود:

$$E_{p} = n\varepsilon_{p} = \frac{nhc}{\lambda} \tag{(f)}$$

که در آن c و λ به ترتیب سرعت نور و طول موج لیزر فرودی و h ثابت پلانک و n تعداد فوتونهای موجود در میخه تپ فرودی است.

از سویی، با توجه به هندسه تابشدهی، حجم برهم کنش برای روزنه با قطر ۱۷ mm برابر با ۱٫۶۱ cm^۳ بهدست میآید. بنابراین با توجه به مطالب گفته شده، در دمای اتاق، تعداد متوسط فوتونهایی که برای گسست همه مولکولها درون حجم تابشدهی مصرف میشود، از تقسیم رابطه (۴) بر رابطه (۳) بهدست میآید:

$$\frac{n_s}{N_d} = r q_{\gamma} r \frac{E_p}{p d_{\circ}^{\tau}}$$
(δ)

که EP انرژی میخه تپ ورودی به اتاقک، P فشار درون اتاقک و do قطر پرتو فرودی به درون اتاقک است. بنابراین در شاریدگیهای گوناگون میتوان تعداد متوسط فوتونهایی که برای گسست همه مولکولهای درون حجم تابشدهی مصرف میشوند، بهدست آورد.

بررسی دادههای جدول ۱ آشکار می سازد که میانگین نسبت تعداد فوتونهای میخه تپ فرودی به تعداد همه مولکول ها درون حجم تابش دهی نزدیک به $18 = N_s/N_d$ است (با فرض انرژی میخه تپ لیزری). این مقادیر با مقادیر گزارش شده در پژوهش های قبلی سازگاری خوبی دارد [۱۷، ۲۱]. هم چنین در فشارهای قطع برای هر شاریدگی، انرژی لازم برای گسست همه مولکول های SF_s در حجم گسست E_3 با تقریب بسیار خوبی برابر با انرژی میخه تپ E_3 است.

روی هم رفته، برپایه همه این دادههای عددی و تجربی، میتوان رفتار دیده شده در شکل تپهای عبوری از گاز ۶F۶ را اینگونه توضیح داد که، در این شرایط انرژی میخه تپهای فرودی تقریباً به طور کامل برای گسست چندفوتونی مولکولهای درون حجم تابشدهی مصرف میشود. آنگاه، دنباله تپ، از میان حجمی تقریباً خالی شده از مولکولهای جاذب sF۶ عبور مینماید. با این وجود، افت بسیار کمی در دامنه

دنباله تپها نیز دیده میشود، که مربوط به بازترکیب آنی مولکولهای گسسته و نیز فرایند پخش مولکولهای پیرامونی حجم برهمکنش است. روشن است که، با افزایش فشار گاز تا بالاتر از فشار قطع، مولکولهای ۶F۶ بیشتر برجا میمانند، که میتوانند دنباله تپها را جذب نمایند. این رفتاردر آزمایشها نیز بهخوبی دیده شد.

بدین ترتیب، با تحلیل بینابسنجی FTIR گازهای تابشدهی شده، شواهدی تجربی ارائه شد که به روشنی نقش کلیدی فرایند گسست چندفوتونی IR لیزری در مولکولهای sF_۶ در حذف میخه تپهای لیزری CO_۲ را آشکار میسازد.

۴. نتیجه گیری

در این پژوهش، چگونگی کاهش دامنه میخه نسبت به دامنه دنباله برای تپهای کانونی شده خط (۱۰P(۲۰ لیزر TEA CO_γ که از میان اتاقک پرشده از مولکولهای SF۶ در گستره فشار ۱۵۰ سامده ۱۰–۱۵ عبور میکنند، بررسی شده است. فشارهای قطع برای هر شاریدگی حجمی بهدست آمده است، فشاری که میخه تپها به طور کامل ناپدید گردید و تپی بلند و بدون میخه با αβ ۵–۳ میکروثانیه پهنا برجا گذاشته است.

دست کاری دلخواه انرژی و نیز نسبت توان بیشینه میخه و دنباله تپهای لیزری عبور یافته، با تنظیم فشار گاز در دسترس قرار گرفته است. با تحلیل بینابسنجی FTIR گازهای تابشدهی شده، نشان داده شد که فرایند گسست چندفوتونی لیزری IR مولکولهای ۶F۶ در این شرایط رخ میدهد.

Journal of Nuclear Science and Technology

Vol. 44 (1), Serial Number 106, 2024, P 121-129



- O. Wood, P. Gordon, S. Schwarz, Saturation of infrared absorption in gaseous molecular systems, IEEE J. Quantum Electron, 5(10), 502-513 (1969).
- C.K. Rhodes, A. Szöke, *Transmission of Coherent* Optical Pulses in Gaseous SF6, Phys. Rev. Lett., 184(1), 25 (1969).
- 3. J. Armstrong, O. Gaddy, *Saturation behavior of SF6 at high pressure and laser intensity*, IEEE J. Quantum Electron., **8(10)**, 797-802 (1972).
- H. Stafast, W.E. Schmid, K.L. Kompa, Absorption of CO₂ laser pulses at different wavelengths by groundstate and vibrationally heated SF6, Opt. Commun., 21(1), 121-126 (1977).
- 5. E.A. Ballik, et al., *High pressure SF6 pulse transmission near 10.4 μm*, Can. J. Phys., **55(22)**, 1956-1961 (1977).
- B.K. Garside, R.S. Taylor, E.A. Ballik, Saturation characteristics of SF6 absorption at the 10.4 μm band of CO2, Can. J. Phys., 55(10), 849-854 (1977).
- I. Kitazama, Nonlinear absorption of SF6 with He and H₂ additives for a TEA CO₂ laser, Opt. Commun., 53(1), 27-32 (1985).
- T.F. Deutsch, S.R.J. Brueck, v3 mode absorption behavior of CO₂ laser excited SF6, J. Chem. Phys., 70(5), 2063-2073 (1979).
- I. Kitazima, H. Iwasawa, Slow Relaxation Processes in SF6 Gas After Pumping by a CO₂ Laser Pulse, Laser Chemistry, **11(1)**, 39-48 (1991).
- H. Kleiman, S. Marcus, CO2 laser pulse shaping with saturable absorbers, J. Appl. Phys., 44(4), 1646-1648 (1973).
- 11. V.N. Bagratashvili, V.N. Burimov, A.P. Sviridov, Change in the profile of a high-power infrared laser pulse during its passage through an absorbing molecular gas, Sov. J. Quantum Electron., **15(2)**, 283 (1985).

- I. Burak, J.I. Steinfeld, D.G. Sutton, *Infrared saturation in sulfur hexafluoride*, J. Quant Spectrosc Radiat Transf, 9(7), 959-980 (1969).
- R.S. Taylor, et al., A vibrational-bath model for the dynamics of SF6 absorption near 10.4 μm as a function of wavelength and absorbed energy, J. Appl. Phys., 48(11), 4435-4443 (1977).
- K. Silakhori, et.al., Utilizing NH₃ laser pulses in multiphoton dissociation process of CCl₄ molecules with ¹³C isotope selectivity, JonSat, **30**, 38-45 (2009), (In Persian).
- E.P. Velikhov, et al., *Isotope separation by* multiphoton dissociation of molecules with highpower CO₂ laser radiation, I. Practical Methods, Quantum Electron, 9(2), 179 (1979).
- K.J. Olszyna, et al., Megawatt infrared laser chemistry. II. Use of SiF4 as an inert sensitizer, Tetrahedron Lett., 18(19), 1609-1612 (1977).
- 17. A.T. Znotins, Absorption Properties of SF_6 near 10.6 μm , M.S.C thesis., McMaster University, (1978).
- 18.P. Mathieu, G. Otis, High Efficiency, Tail-Free Pulses From TEA-CO₂ Lasers, In Laser Radar Technology and Applications I, 663, 74-78, SPIE. (1986).
- P. Deb, U.K. Chatterjee, A model for short pulse absorption in a real SF6 saturable absorber, Opt. Quantum Electron, 25, 113-122 (1993).
- J.L. Lyman, S.D. Rockwood, S.M. Freund, Multiplephoton isotope separation in SF6: Effect of laser pulse shape and energy, pressure, and irradiation geometry, J. Chem. Phys., 67(10), 4545-4556 (1977).
- J.G. Black, et al., Collisionless Multiphoton Dissociation of SF6: A Statistical Thermodynamic Process, Phys. Rev. Lett., 38(20), 1131 (1977).



صالحه بهشتی پور، جواد کریمی ثابت، رضا نشاطی، داود احدپور (۱۴۰۲)، نقش پدیده گسست چندفوتونی در شکل دهی تپهای لیزرهای ۲۹۰، ۲۱۰، ۱۲۹-۱۲۱، ۱۰۶۹ **DOI**: 10.24200/nst.2022.1198.1779 **Url**: https://jonsat.nstri.ir/article_1518.html

Journal of Nuclear Science and Technology Vol. 44 (1), Serial Number 106, 2024, P 121-129



مراجع

