

## تأثیر مد انتشاری موج لیزری سامانه تداخل سنج در تعیین چگالی الکترون‌های پلاسمای توکامک دماوند و محاسبه خطای اندازه‌گیری

نجمه نبی پور<sup>۱</sup>، مریم کریمی<sup>۲\*</sup>

۱- کارشناس ارشد، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، ۲- استادیار، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای

(دریافت: ۹۶/۰۷/۲۳، پذیرش: ۹۶/۱۰/۲۵)

**چکیده:** تداخل‌سنج لیزری یکی از سامانه‌های اندازه‌گیری مشخصات پلاسما است. در این مقاله، ابتدا مدهای انتشاری در محیط پلاسمای توکامک دماوند با توجه به گستره میدان مغناطیسی آن و تحت زوایای مختلف انتشار برای یک تداخل‌سنج لیزری مادون قرمز تعیین شد. به‌طور هم‌زمان نقش طول موج لیزر سامانه تشخیصی در تغییر مد انتشاری مورد بررسی قرار گرفت. نتایج حاصل از این پژوهش نشان می‌دهد که در یک میدان مغناطیسی معین، با افزایش طول موج لیزر محدوده مد انتشاری شبه طولی کوچکتر و برعکس محدوده مد انتشاری شبه عرضی بزرگتر می‌شود. خطای تعیین ضریب شکست با مقایسه ضریب شکست انتشار مد عادی و رابطه پاشندگی آلترا-اپلتون-هارتری (Altar- Appleton- Hartree)، علاوه بر زاویه انتشار موج در پلاسما، به مقدار میدان مغناطیسی نیز وابسته است. در یک طول موج معین، با افزایش شدت میدان مغناطیسی، خطا در اندازه‌گیری فاز افزایش می‌یابد. از سوی دیگر، در یک میدان مغناطیسی مشخص، با بلندتر شدن طول موج لیزر، خطای اندازه‌گیری فاز افزایش می‌یابد. به‌علاوه، در یک زاویه انتشار معین، با افزایش طول موج لیزر، خطای اندازه‌گیری فاز به طور چشمگیری افزایش می‌یابد.

**کلید واژه‌ها:** اندازه‌گیری چگالی الکترون، تداخل‌سنج لیزری، توکامک دماوند.

### ۱- مقدمه

هر یک از این باریکه‌ها مسیرهای اپتیکی متفاوتی را طی می‌کنند و در نهایت در یک آشکارساز تداخل می‌کند [۱]. اختلاف فاز ایجاد شده بین دو باریکه کاوشگر و مرجع، اطلاعات مهمی در رابطه با اختلاف طول مسیرهای اپتیکی بین دو باریکه دارد. این اطلاعات شامل جابجایی‌های مکانیکی قطعات اپتیکی و یا تغییر ضریب شکست است. برای تعیین ضریب شکست محیط پلاسما از طریق اندازه‌گیری اختلاف فاز دو باریکه، به ناچار باید سهم مربوط به جابجایی مکانیکی قطعات اپتیکی در اختلاف فاز حذف شود. برای این منظور از دو طول موج لیزر برای تداخل‌سنجی استفاده می‌شود که به آن تداخل‌سنج دو رنگ گفته می‌شود.

در این پژوهش، ابتدا مدهای انتشاری در محیط پلاسمای توکامک دماوند برحسب شدت میدان مغناطیسی برای زوایای مختلف انتشاری در یک تداخل‌سنج مادون قرمز تعیین شد. همچنین نقش طول موج لیزر سامانه تشخیصی در تغییر مد انتشاری در زوایای مختلف انتشار مورد بررسی قرار گرفت. در ادامه، میزان خطا در اندازه‌گیری ضریب شکست با استفاده از روابط مربوط به انتشار مد عادی در مقایسه با رابطه پاشندگی آلترا-اپلتون-هارتری در طول موج‌های مختلف و با تغییرات شدت میدان مغناطیسی و زاویه انتشار موج فرودی مورد مطالعه و بررسی قرار گرفت.

تعیین دما و چگالی پلاسمای توکامک از مهمترین و اساسی‌ترین بخش‌های پژوهشی در زمینه گداخت هسته‌ای به شمار می‌آید. تداخل‌سنج لیزری یکی از روش‌های تعیین چگالی الکترون‌های پلاسما است که برای اندازه‌گیری چگالی الکترون با قدرت تفکیک خوب از آن استفاده می‌شود. تداخل‌سنج لیزری با اندازه‌گیری ضریب شکست پلاسما قادر به اندازه‌گیری چگالی الکترون است.

روش تشخیصی تداخل‌سنجی همچنین دارای کاربردهای زیادی در علوم، تکنولوژی و پزشکی است. از این روش در افزاره‌های اندازه‌گیری بسیار دقیق و نیز حس‌گرهای نوری استفاده می‌شود. در واقع، تداخل‌سنج یک آرایش اپتیکی است که با اندازه‌گیری اختلاف فاز، امکان اندازه‌گیری تغییرات در مسیر اپتیکی را فراهم می‌کند. تداخل‌سنجی از طریق مشاهده تداخل بین دو یا چند باریکه، معمولاً ناشی از ایجاد شکافت در باریکه فرودی، حاصل می‌شود. به طور کلی، در تداخل‌سنج حداقل از دو باریکه به نام‌های باریکه کاوشگر<sup>۱</sup> و باریکه مرجع استفاده می‌شود.

\* نویسنده پاسخگو: mykarimi@aeoi.org.ir

$$n^2 \approx \frac{(\omega^2 - \omega_{pe}^2)^2 - \omega^2 \Omega_e^2 \sin^2 \theta}{\omega^2 (\omega^2 - \omega_{pe}^2) - \omega^2 \Omega_e^2 \sin^2 \theta}, \text{ QT - X (E} \perp \text{B)} \quad (۶)$$

در روابط (۵) و (۶)، E و B به ترتیب، بردار میدان الکتریکی موج الکترومغناطیسی و بردار میدان مغناطیسی پلاسما هستند. در حالت خاص  $\theta = \pi/2$ ، رابطه (۵) ضریب شکست برای مد عادی انتشار،  $n_0$ ، را به دست می‌دهد:

$$n_0^2 \approx 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (۷)$$

همان‌گونه که مشاهده می‌شود، رابطه پاشندگی برای این حالت مستقل از شدت میدان مغناطیسی است. این استقلال نه تنها در  $\theta = \pi/2$  دیده می‌شود بلکه به‌ازاء تمامی زوایای حول و حوش  $\pi/2$  که از رابطه (۳) پیروی می‌کنند نیز برقرار است. در واقع، رابطه (۷) همان رابطه شناخته شده برای پلاسما نامعناطیده است.

به طور معمول از مد QT-O برای اندازه‌گیری چگالی الکترون با استفاده از امواج میکروموج در یک محیط پلاسما استفاده می‌شود. وقتی فرکانس الکترونی پلاسما بزرگتر از فرکانس مولد میکروموج می‌شود، در مسیر انتقال قطع اتفاق می‌افتد. وقوع قطع در یک آزمایش با ناپدید شدن سیگنال انتقال یافته آشکار می‌شود. به این ترتیب، اندازه‌گیری چگالی الکترون در گستره طول موج کمتر از مقادیر قطع به کمک روش تداخل‌سنجی میکروموج امکان‌پذیر است [۲].

با وارد کردن شرط دیگری به رابطه (۴) می‌توان رابطه‌ای را برای تعیین ضریب شکست محیط پلاسما به کمک مد شبه طولی موج الکترومغناطیسی به دست آورد. شرط دوم در زیر آمده است:

$$\Omega_e^2 \sin^2 \theta \ll |2(\omega^2 - \omega_{pe}^2)| \quad (۸)$$

ضریب شکست برای مد شبه طولی در گستره‌ای از زوایای  $\theta$  که در روابط (۴) و (۸) صدق می‌کنند، با رابطه زیر داده می‌شود:

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega \pm \Omega_e \cos \theta)}, \text{ QL - R/L} \quad (۹)$$

در رابطه (۹)، R معرف موج راست‌گرد (به‌ازاء علامت +) و L معرف موج چپ‌گرد (به‌ازاء علامت -) است. اگر از جمله  $\Omega_e \cos \theta$  در رابطه (۹) بتوان چشم‌پوشی کرد ( $\omega \ll \Omega_e \cos \theta$ )، آن‌گاه رابطه (۹) دقیقاً به شکل رابطه (۷) در می‌آید.

## ۲- تئوری انتشار موج در پلاسما سرد

ضریب شکست برای مدهای الکترومغناطیسی الکترون در پلاسما سرد با استفاده از رابطه پاشندگی آلترا-پلتون-هارتری به شکل زیر نوشته می‌شود [۵-۲]:

$$n^2 = 1 - \frac{2\omega_{pe}^2(\omega^2 - \omega_{pe}^2)/\omega^2}{2(\omega^2 - \omega_{pe}^2) - \Omega_e^2 \sin^2 \theta \pm \Omega_e \Delta} \quad (۱)$$

که در رابطه فوق،

$$\Delta = [\Omega_e^2 \sin^4 \theta + 4\omega^{-2}(\omega^2 - \omega_{pe}^2)^2 \cos^2 \theta]^{1/2} \quad (۲)$$

که در آن، n ضریب شکست پلاسما برابر با  $kc/\omega$  است ( $\omega$ ، فرکانس موج انتشاری، k، عدد موج)، c، سرعت نور در خلأ،  $\theta$ ، زاویه انتشار نسبت به جهت میدان مغناطیسی چنبره‌ای B<sup>۱</sup> پلاسما ناشی از پیچ‌های خارجی توکامک،  $\omega_{pe}$ ، فرکانس الکترونی پلاسما<sup>۲</sup> که از رابطه  $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}}$  به دست می‌آید،  $\Omega_e$  فرکانس سیکلوترونی الکترون و برابر با  $eB/m_e$  است و  $n_e$  چگالی الکترون‌ها در پلاسما است. لازم به ذکر است که در پلاسما سرد مدهای انتشاری دارای فرکانس بالایی بوده و می‌توان از حرکت یون‌ها چشم‌پوشی کرد [۲ و ۳].

مدهای انتشاری با توجه به سهم هر کدام از جملات مربوطه در رابطه (۲) به مد شبه عرضی<sup>۳</sup> و مد شبه طولی<sup>۴</sup> دسته‌بندی می‌شود [۴-۲]:

$$\Omega_e^2 \sin^4 \theta \gg 4\omega^{-2}(\omega^2 - \omega_{pe}^2)^2 \cos^2 \theta, \text{ (QT mode)} \quad (۳)$$

$$\Omega_e^2 \sin^4 \theta \ll 4\omega^{-2}(\omega^2 - \omega_{pe}^2)^2 \cos^2 \theta, \text{ (QL mode)} \quad (۴)$$

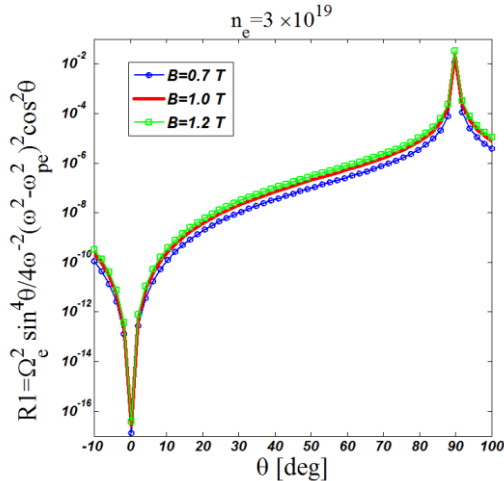
در مد شبه عرضی، با توجه به علامت  $\pm$  در رابطه (۱)، دو حالت می‌تواند وجود داشته باشد. این حالت‌ها شامل مد شبه عرضی عادی<sup>۴</sup> (مربوط به علامت +) و مد شبه عرضی غیرعادی<sup>۵</sup> (مربوط به علامت -) است.

به این ترتیب، ضریب شکست محیط در هر یک از حالات فوق با استفاده از روابط زیر به دست می‌آید:

$$n^2 \approx \frac{\omega^2 - \omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{pe}^2 \cos^2 \theta}, \text{ QT - O (E} \parallel \text{B)} \quad (۵)$$

- 1- Toroidal Magnetic Field
- 2- Electron plasma frequency
- 2- Quasi- Transverse mode: QT
- 3- Quasi- Longitudinal mode: QL
- 4- QT- Ordinary: QT-O
- 5- QT- eXtraordinary: QT-X

می‌توان از معادله (۹) استفاده کرد. این در حالی است که به ازاء  $90^\circ \leq \theta \leq 88^\circ$  مد انتشاری موج لیزر  $\text{CO}_2$  در پلاسما شبه عرضی خواهد بود و می‌توان از روابط (۵) و (۶) استفاده نمود. نکته مهم دیگری که در این شکل دیده می‌شود این است که با افزایش میدان مغناطیسی، کسر نسبت دو عبارت افزایش می‌یابد.



شکل (۱): کسر نسبت عبارت سمت راست به عبارت سمت چپ در معادلات (۳) و (۴) برای طول موج لیزر  $\text{CO}_2$ ،  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ ، به صورت تابعی از زاویه انتشار موج و در شدت‌های مختلف میدان مغناطیسی.

پارامترهای پلاسما توکامک دماوند در طول موج مذکور و شدت میدان مغناطیسی یک تسلا، فرکانس موج لیزر، فرکانس الکترونی پلاسما،  $\omega = 1.78 \times 10^{14} \text{ rad/s}$ ، فرکانس سیکلوترونی الکترون،  $\omega_{pe} = 3.09 \times 10^{11} \text{ rad/s}$  و فرکانس  $\Omega_e = 1.76 \times 10^{11} \text{ rad/s}$  به دست می‌آید که ملاحظه می‌شود اختلاف زیادی بین مقادیر  $\omega$  و  $\omega_{pe}$  با  $\Omega_e$  وجود دارد، در نتیجه، رابطه (۸) برای تمامی مقادیر  $\theta$  برقرار است. نکته مهم دیگر آن است که با توجه به مقادیر سه پارامتر فوق، شرط  $\omega \ll \Omega_e \cos\theta$  نیز برقرار بوده بنابراین رابطه (۹) به صورت رابطه (۷) در می‌آید.

تغییرات این نسبت با تغییر طول موج لیزر برای لیزرهای DCN،  $\lambda = 195 \mu\text{m}$ ،  $\text{CH}_3\text{OH}$ ،  $\lambda = 118 \mu\text{m}$  و  $\text{HCN}$ ،  $\lambda = 337 \mu\text{m}$  در شکل (۲) نشان داده شده است و نتایج به دست آمده با نتایج حاصل از طول موج لیزر  $\text{CO}_2$  مقایسه شده است.

در شکل (۲) مشاهده می‌شود با افزایش طول موج لیزر سامانه تشخیصی کسر نسبت عبارات نیز افزایش می‌یابد. حال اگر باز هم نسبت بحرانی را  $10^{-3}$  انتخاب کنیم، می‌توان مد انتشار موج لیزرهای مورد مطالعه، با استفاده از شکل (۲) را در جدول زیر خلاصه نمود.

با دقت در جدول (۲) می‌توان دریافت که هر چه طول موج لیزر بلندتر باشد، گستره زاویه‌ای که مد انتشاری، شبه طولی است

### ۳- تعیین مد انتشار موج لیزری در پلاسما توکامک دماوند

توکامک دماوند یک توکامک با سایز کوچک است که از آن برای انجام تحقیقات در زمینه گداخت با تمرکز بر موضوعاتی مانند تعادل پلاسما و شکل پلاسما استفاده می‌شود. پلاسما تولید شده در این توکامک دارای سطح مقطع کشیده<sup>۱</sup> و کشیدگی پلاسما از ۱ تا ۴ نسبت به نیم‌محورهای پلاسما قابل تنظیم است [۷]. پارامترهای توکامک دماوند در جدول (۱) ارائه شده است.

جدول (۱): پارامترهای اصلی توکامک دماوند [۷]

پارامترها	مقدار بیشینه	مقدار عددی <sup>۲</sup>
شعاع بزرگ	36 cm	
سطح مقطع عرضی	$2a/2b = \frac{20}{56} \text{ cm}$	
میدان مغناطیسی چنبره‌ای	1.2 T	1.0 T
چگالی پلاسما	$n(0) = 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$	$2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
جریان پلاسما	$I_p \sim 35 - 40 \text{ KA}$	35 KA

به منظور تداخل‌سنجی لیزری در توکامک‌های مختلف تاکنون از لیزرهای گوناگونی با طول موج لیزری در گستره میکروموج تا مادون قرمز دور<sup>۳</sup> و مادون قرمز<sup>۴</sup> استفاده شده است. طول موج مناسب لیزر با توجه به مشخصات پلاسما هدف انتخاب می‌شود که حجم پلاسما، میدان مغناطیسی، چگالی الکترون و غیره در این انتخاب نقش دارد. برای مثال در توکامک‌های فعال کنونی، لیزر DCN ( $\lambda = 195 \mu\text{m}$ ) برای JET [۸] و [۹]، لیزر  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $\lambda = 118 \mu\text{m}$ ) برای TFTR [۱۰] و JT-60 [۱۱]، لیزر  $\text{CO}_2$  ( $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ ) برای DIII-D [۱۲] و [۱۳] و ITER [۱۴] و لیزر HCN ( $\lambda = 337 \mu\text{m}$ ) برای توکامک‌های کوچک HT-6M [۱۵] و [۱۶] و HT-7 [۱۷] و [۱۸] مورد استفاده قرار گرفته است.

برای تعیین مد انتشار موج لیزری در پلاسما توکامک دماوند، برای مقادیر مختلف شدت میدان مغناطیسی در طول موج  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  لیزر  $\text{CO}_2$  نسبت دو عبارت در روابط (۳) و (۴) بر حسب  $\theta$  در شکل (۱) نشان داده شده است.

از شکل (۱) مشاهده می‌شود که در گستره وسیعی از زاویه انتشار، مد انتشاری، شبه طولی است. البته در ناحیه بسیار باریکی نزدیک به  $\pi/2$  نسبت R1 به سرعت رشد کرده و در حال نزدیک شدن به عدد ۱ است. در صورتی که کسر نسبت بحرانی<sup>۵</sup> را  $10^{-3}$  انتخاب کنیم، در میدان مغناطیسی یک تسلا به ازاء  $0^\circ \leq \theta < 88^\circ$  انتشار پرتو در مد شبه طولی خواهد بود و

- 1- Elongated
- 2- Typical value
- 3- Far infrared: FIR
- 4- Infrared: IR
- 5- Critical ratio

می‌شود) و ضریب شکست میانگین (که از رابطه پاشندگی آتر - اپلتون - هارتزی به دست می‌آید)، صورت گرفته است.

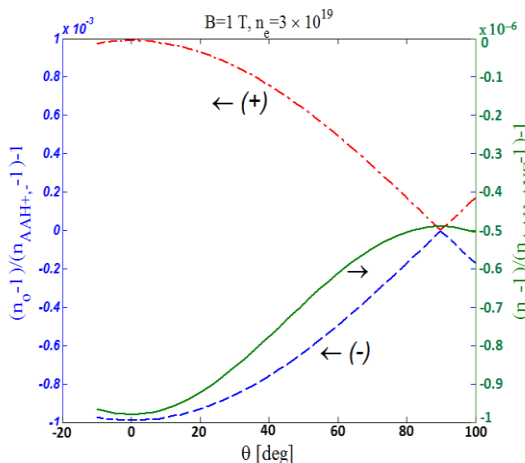
$$n_{AAH-AVE} = (n_{AAH+} + n_{AAH-})/2$$

در این رابطه،  $n_{AAH+}$  و  $n_{AAH-}$  ضرایب شکست به‌ازاء علامت‌های  $\pm$  در رابطه (۱) هستند.

در شکل (۳)، تغییرات  $\frac{n_0-1}{n_{AAH-AVE}-1}$  بر حسب زاویه  $\theta$  ترسیم شده است. در واقع،  $\frac{n_0-1}{n_{AAH-AVE}-1} - 1$  خطا در اندازه‌گیری فاز توسط تداخل‌سنج است؛ زیرا  $n - 1$  متنظر با اختلاف فاز ناشی از حضور پلاسما می‌باشد. این خطا برای حالتی محاسبه می‌شود که به جای استفاده از  $n_{AAH-AVE}$  از  $n_0$  استفاده شده است. بار دیگر یادآوری می‌شود که در تداخل‌سنج لیزری، از دو بازوی لیزری استفاده می‌شود. یک بازوی کاوشگر و یک بازوی مرجع. بازوی کاوشگر در محیط پلاسما منتشر شده و موج الکترومغناطیسی آن به علت حضور پلاسما دچار شیفت فازی می‌شود [۱۹]. اختلاف فاز بین دو بازو،  $\Delta\phi$ ، با رابطه زیر داده می‌شود:

$$\Delta\phi = \int (k_p - k_r) dl = \int (n - 1) \frac{\omega}{c} dl \quad (10)$$

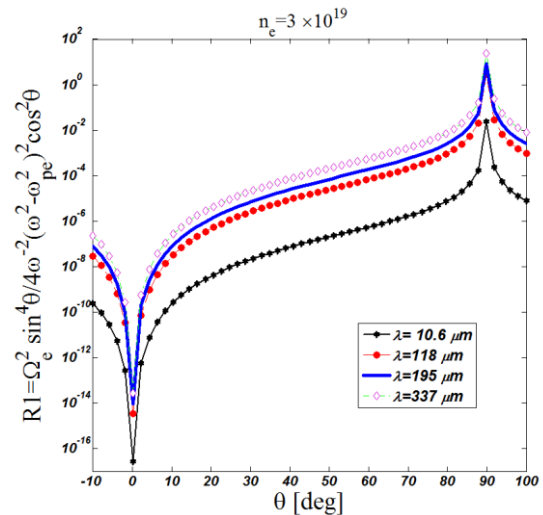
در این رابطه،  $k_p$  و  $k_r$  به ترتیب عدد موج باریکه‌های لیزر کاوشگر و مرجع هستند.  $n$  نیز ضریب شکست محیط پلاسما است.



شکل (۳): خطای اندازه‌گیری فاز بر حسب زاویه انتشار (با مقایسه بین ضریب شکست مد عادی  $n_0$  رابطه (۷) و ضریب شکست میانگین‌گیری شده حاصل از رابطه پاشندگی آتر - اپلتون - هارتزی).

در شکل (۳) مشاهده می‌شود، اختلاف بین حالت‌هایی که از  $n_0$  استفاده شده با حالت‌هایی که از  $n_{AAH-AVE}$  استفاده شده، به‌ازاء تمامی زوایای  $\theta$  کمتر از مقدار  $9.7 \times 10^{-7}$  (-0.000097%) است. مقدار بیشینه خطا در زاویه  $\theta = 0^\circ$  رخ می‌دهد. در این وضعیت، انتشار موج موازی

کوچکتر شده و برعکس مد انتشاری شبه عرضی در گستره وسیع‌تری از زوایای انتشار بروز می‌کند.



شکل (۲): کسر نسبت عبارت سمت راست به عبارت سمت چپ در معادلات (۳) و (۴) برای طول موج‌های مختلف لیزری، به صورت تابعی از زاویه انتشار موج نسبت به میدان مغناطیسی.

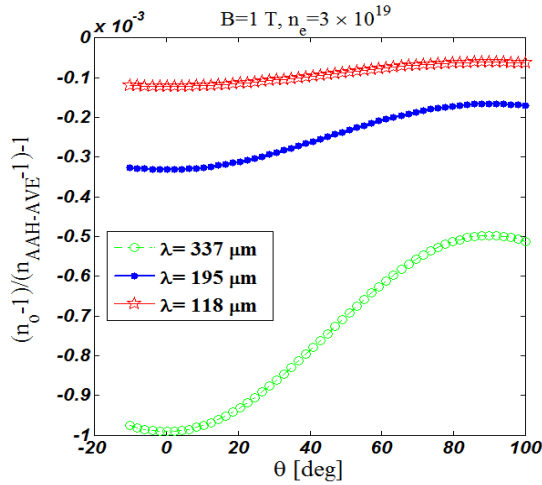
جدول (۲): مدهای انتشاری در زوایای مختلف انتشار باریکه لیزرهای مختلف و در میدان مغناطیسی ۱ تسلا.

طول موج باریکه لیزر (میکرومتر)	محدوده مد انتشاری شبه طولی	محدوده مد انتشاری شبه عرضی
۳۳۷	$0^\circ \leq \theta < 67^\circ$	$67^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$
۱۹۵	$0^\circ \leq \theta < 75^\circ$	$75^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$
۱۱۸	$0^\circ \leq \theta < 81^\circ$	$81^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$
۱۰/۶	$0^\circ \leq \theta < 88^\circ$	$88^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$

#### ۴- تعیین ضریب شکست محیط پلاسمای توکامک دماوند توسط تداخل‌سنج

از آنجائی که معمولاً از مد QT-O برای اندازه‌گیری چگالی الکترون در یک محیط پلاسما به کمک تداخل‌سنج میکروموج استفاده می‌شود [۲]؛ اگر بتوانیم از رابطه (۷) به دلیل سادگی آن، برای تداخل‌سنجی مادون قرمز نیز استفاده کنیم؛ سودمند خواهد بود. به این منظور، رابطه (۷) را برای استفاده در این تداخل‌سنج اعتبارسنجی می‌کنیم. اگر موج قطبیده خطی شامل دو موج راست‌گرد و چپ‌گرد باشد، ضریب شکست موج لیزر (برای مثال  $CO_2$ ) در مد شبه طولی، با میانگین‌گیری از ضریب شکست‌ها برای امواج راست‌گرد و چپ‌گرد به دست می‌آید [۲]. انتظار می‌رود با میانگین‌گیری، جمله  $\pm$ ، تقریباً حذف شده و ضریب شکست به رابطه (۷) نزدیکتر شود. از این‌رو، در شکل (۳) مقایسه‌ای بین ضریب شکست مد شبه طولی عادی  $n_0$  (که با معادله (۷) داده

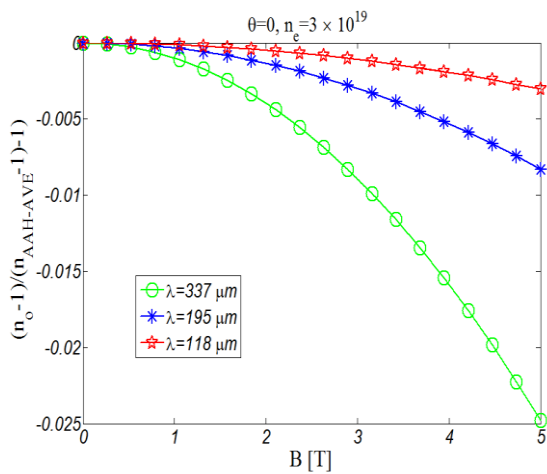
شرح است: الف) افزایش خطا در اندازه‌گیری فاز با افزایش قدرت میدان مغناطیسی، ب) در یک میدان مغناطیسی مشخص، افزایش خطا در اندازه‌گیری فاز با افزایش طول موج لیزر، ج) افزایش گستره خطای اندازه‌گیری شده (اختلاف بیشینه و کمینه خطا) در بازه میدان مغناطیسی مورد مطالعه با افزایش طول موج.



شکل (۵): وابستگی خطا در اندازه‌گیری فاز به زاویه انتشار طول موج‌های مختلف (با مقایسه بین ضریب شکست مد عادی  $n_0$  رابطه (۷) و ضریب شکست میانگین‌گیری شده حاصل از رابطه پاشندگی آلتز-اپلتون-هارتری).

جدول (۳): مقادیر بیشینه خطای وارد شده در اندازه‌گیری فاز تحت زوایای انتشار متفاوت و در طول موج‌های مختلف.

طول موج (میکرومتر)	۳۳۷	۱۹۵	۱۱۸	۱۰/۶
مقدار بیشینه خطا	-۰/۰۰۱	-۰/۰۰۰۳۳	-۰/۰۰۰۱۲	-۰/۰۰۰۰۰۹۷

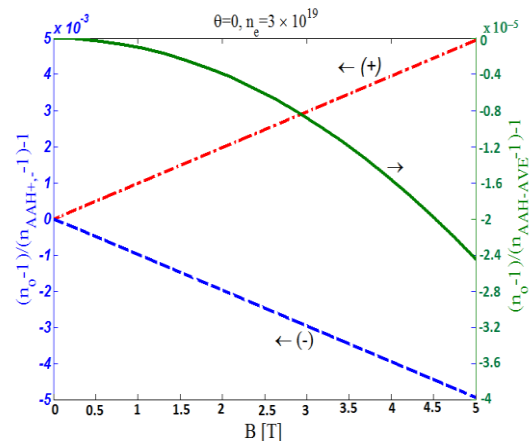


شکل (۶): وابستگی خطای وارد شده در اندازه‌گیری فاز به میدان مغناطیسی در طول موج‌های مختلف.

در جدول (۴) مقادیر بیشینه خطا با تغییر میدان مغناطیسی در طول موج‌های مختلف ارائه شده است.

میدان مغناطیسی پلاسما است. وابستگی به  $B$  در زاویه  $\theta = 0^\circ$  در شکل (۴) نشان داده شده است.

برای میدان‌های مغناطیسی کمتر از ۵ تسلا، اختلاف بین حالت‌هایی که از  $n_0$  استفاده شده با حالت‌هایی که از  $n_{AAH-AVE}$  استفاده شده کمتر از  $(0.00244\%) \times 10^{-5} = 2.44 \times 10^{-5}$  است که در شکل (۴) قابل مشاهده است. به علت اختلاف زیاد بین  $\omega_{pe}$  و  $\omega$  در پلاسما توکامک دماوند، تفاوت بین  $n_0$  و  $n_{AAH-AVE}$  بسیار کوچک است. در نتیجه، وابستگی چگالی الکترون در زاویه  $\theta = 0^\circ$  جزئی است. نکته حائز اهمیت دیگر آن است که مقدار قدر مطلق خطا با افزایش میدان مغناطیسی افزایش می‌یابد. بنابراین، در یک پلاسما با پارامترهای معلوم و برای حالتی که موج لیزر (در اینجا  $CO_2$ ) قطبیده خطی است و میدان الکتریکی موج الکترومغناطیسی لیزر موازی میدان مغناطیسی پلاسما است، معادله (۷) برای تمامی زوایای انتشار با پذیرش خطای جزئی برای محاسبه ضریب شکست قابل استفاده است.



شکل (۴): وابستگی خطا در اندازه‌گیری فاز به میدان مغناطیسی در حالت استفاده از مد عادی  $n_0$  و ضریب شکست میانگین‌گیری شده حاصل از رابطه پاشندگی آلتز-اپلتون-هارتری.

وابستگی خطا در اندازه‌گیری فاز به زاویه انتشار در طول موج‌های مختلف در شکل (۵) نشان داده شده است.

از شکل (۵) مشاهده می‌شود با افزایش طول موج لیزر، خطا در اندازه‌گیری فاز در یک زاویه انتشار مشخص نیز به طور قابل ملاحظه‌ای بیشتر می‌شود. بعلاوه، بازه تغییرات خطا (اختلاف بیشینه و کمینه خطا) به ازاء یک طول موج مشخص و در گستره  $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$  با افزایش طول موج، افزایش می‌یابد. در تمامی طول موج‌های مورد بررسی، بیشینه خطا در زاویه  $\theta = 0^\circ$  اتفاق می‌افتد. در جدول (۳) مقدار بیشینه خطای وارد شده در طول موج‌های مختلف ارائه شده است. وابستگی خطای وارد شده در اندازه‌گیری فاز به میدان مغناطیسی در طول موج‌های مختلف در شکل (۶) نشان داده شده است.

نکات مهم قابل استخراج از شکل (۶) به طور خلاصه به این

مغناطیسی معمول توکامک دماوند که در حدود ۱ تسلا است، بیشترین مقدار خطا برای لیزر HCN با طول موج ۳۳۷ میکرومتر با مقدار (٪/۰/۱)  $-0/001$  و کمترین مقدار خطا برای لیزر CO<sub>2</sub> با طول موج ۱۰/۶ میکرومتر با مقدار (٪/۰/۰۰۰۱)  $-0/000001$ ، به دست آمد.

## ۶- مراجع

- [1] I. Pardon, "Interferometry: Research and applications in science and technology," Second edition, 2016.
- [2] T. H. Stix, "Waves in plasmas," American Institute of Physics, New York, 1992.
- [3] H. G. Booker, "Cold plasma waves," Springer Netherlands, 1984.
- [4] H. G. Booker, "The Application of the Magneto-Ionic Theory to the Ionosphere," Proceeding of the Royal Society of London, vol. 150A, pp. 267-276, 1935.
- [5] Y. Kawano, A. Nagashima, K. Tsuchiya, S. Gunji, S. Chiba, and T. Hatae, "Tangential CO<sub>2</sub> laser interferometer for large tokamaks," Journal of Plasma and Fusion Research, vol. 73, pp. 870-891, 1997.
- [6] P. M. Bellan, "Fundamentals of Plasma Physics," Cambridge University Press, 2004.
- [7] M. Emami, A. R. Babazadeh, M. V. Roshan, M. Memarzadeh, and H. Habibi, "Digital control of plasma position in Damavand tokamak," Brazilian Journal of Physics, vol. 32, no. 1, pp. 46-49, 2002.
- [8] P. Innocente, D. Mazon, E. Joffrin, and M. Riva, "Real-time fringe correction algorithm for the JET interferometer," Review of Scientific Instruments 74, pp. 3645-3652, 2003.
- [9] G. Braithwaite, N. Gottardi, G. Magyar, J. O'Rourke, J. Ryan, and D. Veron, "JET polari- interferometer," Review of Scientific Instruments, vol. 60, pp. 2825-2834, 1989.
- [10] D. K. Mansfield, H. K. Park, L. C. Johnson, H. M. Anderson, R. Chouinard, V. S. Foote, C. H. Ma, and B. J. Clifton, "Multichannel far- infrared laser interferometer for electron density measurements on the tokamak fusion test reactor," Applied Optics, vol. 26, no. 20, pp. 4469-4474, 1987.
- [11] T. Fukuda and A. Nagashima, "Frequency- stabilized single- mode cw 118.8  $\mu\text{m}$  CH<sub>3</sub>OH waveguide laser for large tokamak diagnostics," Review of Scientific Instruments, vol. 60, no. 6, pp. 1080-1085, 1989.
- [12] T. N. Carlstrom, D. R. Ahlgren, and J. Crosbie, "Real-time vibration- compensated CO<sub>2</sub> interferometer operation on the DIII-D tokamak," Review of Scientific Instruments, vol. 59, no. 7, pp. 1063-1066, 1988.
- [13] M. A. Van Zeeland, G. J. Kramer, R. Nazikian, H. L. Berk, T. N. Carlstrom, and W. M. Solomon, "Alfvén eigenmode observations on DIII-D via two- colour CO<sub>2</sub> interferometry," Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 47, pp. L31-L40, 2005.

جدول (۴): مقادیر بیشینه خطای وارد شده در اندازه‌گیری فاز با تغییر میدان مغناطیسی در طول موج‌های مختلف.

طول موج (میکرومتر)	۳۳۷	۱۹۵	۱۱۸	۱۰/۶
مقدار بیشینه خطا	$-0/025$	$-0/0082$	$-0/003$	$-0/0000244$
مقدار خطا در $B = 1 T$	$-0/001$	$-0/0003$	$-0/0001$	$-0/000001$

## ۵- نتیجه‌گیری

الف) با توجه به طول موجی که به عنوان منبع اصلی نور در تداخل سنج لیزری انتخاب می‌شود، مد انتشار موج در محیط پلاسمای توکامک دماوند تعیین می‌شود. هر چه طول موج لیزر بلندتر باشد، محدوده مد انتشاری شبه طولی کوچکتر و برعکس محدوده مد انتشاری شبه عرضی بزرگتر می‌شود. در مورد لیزرهای مورد مطالعه برای گزینش در سامانه تداخل سنج توکامک دماوند، بیشترین محدوده مد انتشاری شبه طولی مربوط به لیزر CO<sub>2</sub> با طول موج ۱۰/۶ میکرومتر است که در زوایای انتشار  $0^\circ \leq \theta < 88^\circ$  نسبت به جهت میدان مغناطیسی چنبره‌ای انتشار می‌یابد. برای این نوع لیزر، در  $88^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$  مد انتشاری شبه عرضی خواهد بود.

ب) برای لیزر CO<sub>2</sub> رابطه ضریب شکست برای انتشار مد عادی در تمام زوایای انتشار در محیط پلاسمای توکامک دماوند معتبر است و بیشینه خطای وارد شده نسبت به حالت استفاده از رابطه پاشندگی آلتون- اپلتون- هارتری در حدود  $(-0.000097\%) (-9.7 \times 10^{-7})$  است. هر چقدر طول موج انتخابی لیزر بلندتر باشد، مقدار خطا در اندازه‌گیری فاز در گستره زوایای انتشار مورد مطالعه به طور چشمگیری افزایش می‌یابد. برای مثال برای لیزر HCN با طول موج ۳۳۷ میکرومتر، بیشینه خطا به مقدار  $(-0.1\%) (-0.001)$  می‌رسد. این نتیجه با آنچه که برای محدوده مد انتشاری در مورد این لیزر به دست آمده نیز سازگار است.

ج) خطای وارد شده در تعیین ضریب شکست با مقایسه ضریب شکست انتشار مد عادی و رابطه پاشندگی آلتون- اپلتون- هارتری علاوه بر زاویه انتشار به قدرت میدان مغناطیسی نیز وابسته است. در یک طول موج معین با افزایش قدرت میدان مغناطیسی، خطا در اندازه‌گیری فاز افزایش می‌یابد. از سوی دیگر، در یک میدان مغناطیسی مشخص، با بلندتر شدن طول موج لیزر، شاهد روند افزایشی خطا در اندازه‌گیری فاز خواهیم بود. اختلاف بیشینه و کمینه خطا در بازه میدان مغناطیسی مورد مطالعه با افزایش طول موج نیز افزایش می‌یابد. بدین ترتیب با توجه به شدت میدان

- [14] V. S. Mukhovatov, "ITER operation and diagnostics," Review of Scientific Instruments, vol. 61, no. 10, pp. 3241-3246, 1990.
- [15] X. Gao, H. J. Lu, Q. L. Guo, Y. X. Wan, and X. D. Tong, "Far- infrared laser diagnostics on the HT-6M tokamak", Review of Scientific Instruments, vol. 66, no. 1, pp. 139-142, 1995.
- [16] S. Zhang, B. Wan, et al., "Application of far- infrared and millimeter wave techniques in plasma diagnostics in Hefei tokamaks", IEEE, TU-F2, pp. 87-88, 2000.
- [17] J. Li, J. Luo, et al., "Quasi- steady- state ac plasma current operation in HT-7 tokamak," Nuclear Fusion, vol. 47, no. 9, pp. 1071-1077, 2007.
- [18] Jie, Y. X., Gao, X., Cheng, Y. F., Yang, K., Tong, X. D. "Multi- channel FIR HCN laser interferometer on HT-7 tokamak," International Journal of Infrared and Millimeter Waves, vol. 21, Issue 9, pp. 1375-1380, 2000.
- [19] I. H. Hutchinson, "Principles of plasma diagnostics," Cambridge University Press, New York, 1992.

**The Effect of the Propagation Mode of a Laser Wave in an Interferometer Diagnostics in Determining of Electron Density of Damavand Tokamak Plasma and Calculation of the Measurement Error**

**N. Nabipour, M. Karimi\***

**Nuclear Science and Technology Research Center**

(Received: 15/10/2017, Accepted: 15/17/2018)

**Abstract**

*Interferometer is the one of tools to determine the plasma characteristics. In this paper, Firstly the regime of propagation mode for an infrared laser interferometer in plasma medium of Damavand tokamak is determined by considering the tokamak magnetic field range and the propagation angle. At the same time, the role of laser wavelength of diagnostic system in changing the propagation mode is examined. Results indicate, in a certain magnetic field, by increasing the laser wavelength the limitation of the quasi- longitudinal propagation mode becomes smaller, conversely that of the quasi-transverse propagation mode becomes larger. The introduced error in determining the refractive index with comparison between the refractive index of the ordinary mode and averaged refractive index from the Altar- Appleton- Hartree dispersion relation depends on the wave propagation angle and also the strength of the magnetic field. In a certain laser wavelength, increment of magnetic field increases the error value in phase measurement. On the other hand, in a specified magnetic field, by increasing of the laser wavelength, the error of phase measurement increases. Also, in a given propagation angle, by increasing the laser wavelength the error value in phase measurement significantly increases.*

**Keywords:** Electron Density Measurement, Laser Interferometer, Damavand Tokamak

---

\* Corresponding author E-mail: mykarimi@aeoi.org.ir