

تعیین مشخصات لیزر سامانه تداخل سنج توکامک دماوند از طریق شناسایی و ارزیابی منابع تولید

خطا در اندازه‌گیری چگالی الکترون پلاسما

نجمه نبی پور^۱، مریم کریمی^{۲*}

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

(دریافت: ۹۷/۰۹/۲۵، پذیرش: ۹۸/۰۲/۱۸)

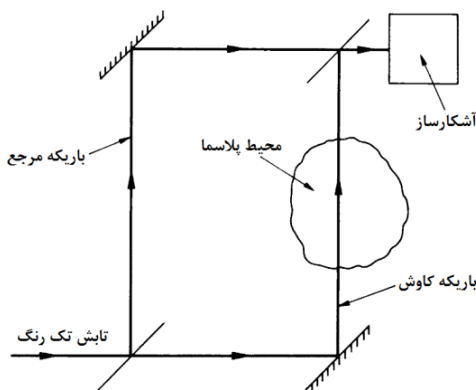
چکیده

سامانه تداخل سنج لیزری یک ابزار تشخیصی است که از آن برای اندازه‌گیری چگالی الکترون در محیط پلاسمای توکامک استفاده می‌شود. این سامانه از اجزای مختلفی مانند لیزر، آشکارساز، بخش اپتیکی، بخش کنترل و داده‌گیری و غیره تشکیل می‌شود. اولین گام در برپایی چیدمان این سامانه جهت اهداف آزمایشگاهی، مشخصه‌یابی هر کدام از اجزای آن با توجه به پارامترهای توکامک و اهداف پژوهشی مدنظر است. لیزر از مهمترین مؤلفه‌های این سامانه است که انتخاب آن بر انتخاب سایر اجزا تأثیرگذار است. به همین دلیل، نخست این مؤلفه برای استفاده در توکامک دماوند مورد مطالعه و بررسی قرار گرفته است. با توجه به مقدار حجم پلاسما، میدان مغناطیسی توکامک و چگالی الکترون، طول موج لیزر از ناحیه میکروموج تا فرورسرخ دور و فرورسرخ می‌تواند انتخاب شود. در این مقاله، مشخصه‌یابی لیزر از طریق شناسایی منابع تولید خطا در اندازه‌گیری چگالی الکترون در محیط پلاسمای توکامک دماوند انجام شده است. قدرت جداسازی تداخل سنج دو رنگ، پدیده شکست موج، اثر چرخش فارادی، محدوده ارتعاش آینه بازتابی، شفافیت پنجره خلأ برای طول موج لیزر، نوفه ناشی از طول موج جبران‌سازی و انتشار مد غیرعادی به‌عنوان منابع تولید خطا در اندازه‌گیری چگالی الکترون شناسایی و سپس بستگی طول موجی هر کدام از این عوامل مشخص شد. نتایج نشان می‌دهد که استفاده از لیزر دی‌اکسیدکربن دوتایی، علی‌رغم این که از قدرت جداسازی فاز مؤثر، قدرت جداسازی چگالی و نسبت سیگنال به نوفه ضعیفی در مقایسه با سایر ترکیبات طول موجی برخوردار است اما به علت دارا بودن میزان شکست کم، زاویه چرخش فارادی کوچک، پایداری بیشتر سیگنال تداخل گزینانه مناسبی برای اندازه‌گیری چگالی الکترون پلاسمای توکامک دماوند است.

کلیدواژه‌ها: اندازه‌گیری چگالی الکترون، تداخل سنج لیزری، توکامک دماوند

۱. مقدمه

در این رابطه، k_p و k_r به ترتیب عدد موج باریکه‌های لیزر بازوهای کاوش و مرجع هستند. n نیز ضریب شکست محیط پلاسما، ω فرکانس موج انتشاری، c سرعت نور در خلأ، n_e چگالی قطع و n_e چگالی الکترونی پلاسما می‌باشد.



تداخل سنج لیزری یک ابزار تشخیصی اپتیکی است که برای اندازه‌گیری انتگرال خطی چگالی الکترون^۱ در محیط پلاسمای توکامک استفاده می‌شود. معمولاً در این سامانه از دو بازو استفاده می‌شود: یک بازو کاوش و یک بازو مرجع. بازوی کاوش به علت انتشار در محیط پلاسما دچار شیفت فازی می‌شود [۱]. در شکل (۱) طرحواره یک تداخل سنج نشان داده شده است.

اختلاف فاز بین دو بازو، $\Delta\phi$ ، با رابطه زیر داده می‌شود [۱]:

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

$$\approx \frac{\omega}{2cn_c} \int n_e dl$$

شکل (۱): طرحواره یک تداخل سنج برای شناسایی مشخصات پلاسما.

* نویسنده پاسخگو: mykarimi@aeoi.org.ir

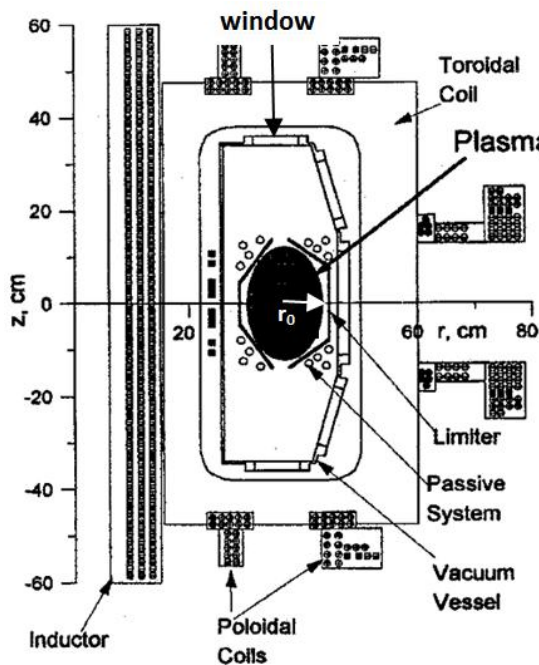
^۱ Line integrated electron density

کافی در تعیین مد انتشاری [۳]، انتشار مد غیرعادی، قدرت جداسازی تداخل سنج دو رنگ، پدیده شکست موج، چرخش فارادی، فقدان تعادل مکانیکی در چیدمان، نوفه منع و آشکارساز اشاره کرد.

در این مقاله، مهمترین منابع مولد خطا در اندازه‌گیری چگالی الکترون پلاسما شناسایی و ارتباط هر منبع ایجاد خطا با طول موج لیزر سامانه تداخل سنج مشخص شده و نوع و میزان اثرگذاری آن تعیین می‌شود. در ادامه، برای داشتن شرایط بهینه در طراحی سامانه تداخل سنج برای توکامک دماوند، لیزر مورد نیاز مشخصه یابی می‌شود.

۲. پارامترهای مؤثر در انتخاب طول موج برای لیزر تداخل سنج توکامک دماوند

توکامک دماوند یک توکامک با اندازه کوچک است که از آن برای انجام تحقیقات در زمینه گداخت با تمرکز بر موضوعاتی مانند تعادل پلاسما و شکل پلاسما استفاده می‌شود. پلاسمای تولید شده در این توکامک دارای سطح مقطع کشیده است [۴]. سطح مقطع این توکامک در شکل (۲) نشان داده شده است [۵]. همچنین، پارامترهای توکامک دماوند در جدول (۱) ارائه شده است.



شکل (۲): سطح مقطع توکامک دماوند.

تاکنون در سامانه تداخل سنج توکامک‌های مختلف از لیزرهای گوناگونی با طول موج لیزری در گستره میکروموج تا فرورسرخ دور و فرورسرخ استفاده شده است. برای مثال در

چگالی قطع در حالتی که $n = 0$ باشد تعیین می‌شود و برابر $n_c = \omega^2 m_e \epsilon_0 / e^2$ است که در آن m_e جرم الکترون می‌باشد. بنابراین، انتگرال خطی چگالی الکترون با رابطه زیر داده می‌شود:

$$\int n_e dl = \frac{2cn_c}{\omega} \Delta\phi \quad (2)$$

بنابراین، چگالی خطی متنظر با شیفت فازی یک فرانژ (2π رادیان) برای لیزر CO₂ با طول موج ۱۰/۶ μm برابر $m^{-2} \times 10^{20} \times 2/10$ ، برای لیزر CH₃OH با طول موج ۱۱۸ μm برابر $m^{-2} \times 10^{19} \times 1/89$ ، برای لیزر DCN با طول موج ۱۹۵ μm برابر $m^{-2} \times 10^{19} \times 1/14$ و برای لیزر HCN با طول موج ۳۳۷ μm برابر $m^{-2} \times 10^{18} \times 6/61$ خواهد بود.

از سوی دیگر، عملاً در تداخل سنج‌ها، سیگنال فاز اندازه‌گیری شده شامل نه تنها شیفت فاز ناشی از حضور پلاسما (مؤلفه پلاسما) است بلکه شیفت فاز ناشی از تغییرات طول مسیر باریکه نیز باید لحاظ شود. تغییر طول مسیر باریکه در اثر ارتعاشات مکانیکی و جابجایی آینه‌ها (مؤلفه مسیر) حاصل می‌شود. به این ترتیب شیفت فاز از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\Delta\phi = -\frac{e^2}{2\epsilon_0 m_e c^2 k} \int n_e dl + k\Delta L_b \quad (3)$$

در این رابطه، ΔL_b تغییر طول مسیر باریکه است. به منظور حذف سهم مؤلفه مسیر از سیگنال فاز از یک تداخل سنج لیزری دورنگ استفاده می‌شود [۲]. به این ترتیب خواهیم داشت:

$$\Delta\phi_1 = -\frac{e^2}{2\epsilon_0 m_e c^2 k_1} \int n_e dl + k_1 \Delta L_b \quad (4)$$

$$\Delta\phi_2 = -\frac{e^2}{2\epsilon_0 m_e c^2 k_2} \int n_e dl + k_2 \Delta L_b \quad (5)$$

در روابط بالا، زیرنویس‌های ۱ و ۲ طول موج‌های مختلف لیزر را نشان می‌دهد. چگالی خطی الکترون مستقیماً به کمک روابط (۴) و (۵) تعیین می‌شود:

$$\int n_e dl = -\frac{2\epsilon_0 m_e c^2}{e^2} \left(\frac{1}{k_1^2} - \frac{1}{k_2^2} \right)^{-1} \left(\frac{\Delta\phi_1}{k_1} - \frac{\Delta\phi_2}{k_2} \right) \quad (6)$$

برای این که اندازه‌گیری‌ها از دقت بالایی برخوردار باشند، باید منابع خطا در اندازه‌گیری چگالی شناسایی و میزان تأثیر آن‌ها تعیین شود. به این ترتیب، با آگاهی از شرایط حاکم بر اندازه‌گیری و با توجه به اهداف مدنظر در آزمایشات و مطالعات پژوهشی می‌توان حالت بهینه‌ای را برای چینش اجزای کلی این سامانه پیشنهاد کرد.

پدیده‌های مختلفی می‌تواند در بروز خطا در اندازه‌گیری چگالی نقش داشته باشد. از آن جمله می‌توان به فقدان دقت

$$\left(\frac{\Delta\phi_1}{k_1} - \frac{\Delta\phi_2}{k_2}\right) = -\frac{e^2 \int n_e dl}{2\varepsilon_0 m_e c^2 k_1^2} \left(1 - \frac{1}{x^2}\right) \quad (9)$$

در رابطه بالا، $x = k_2/k_1$ می‌باشد. عدم قطعیت‌های $\Delta\phi_1$ و $\Delta\phi_2$ با مقدار قدرت جداسازی الکترونیکی تطبیق‌دهنده فاز (r_f) تخمین زده می‌شوند. به این ترتیب، $\delta(\Delta\phi_1) = \delta(\Delta\phi_2) = 2\pi r_f$ خواهد بود. با مشتق‌گیری، مخرج کسر در سمت راست رابطه (۸) به شکل رابطه (۱۰) درمی‌آید:

$$\delta\left(\frac{\Delta\phi_1}{k_1} - \frac{\Delta\phi_2}{k_2}\right) = \left|\frac{1}{k_1}\right| 2\pi r_f + \left|\frac{1}{k_2}\right| 2\pi r_f = \frac{2\pi r_f}{k_1} \left(1 + \frac{1}{x}\right) \quad (10)$$

بنابراین، رابطه (۸) به صورت رابطه (۱۱) درمی‌آید:

$$S/N = \frac{e^2 \int n_e dl}{2\varepsilon_0 m_e c^2 k_1^2} \frac{1}{2\pi r_f} \left(1 - \frac{1}{x}\right) \quad (11)$$

با مقایسه رابطه (۱۱) و (۷) به این نتیجه می‌رسیم که S/N با فاکتور $(1 - \frac{1}{x})$ کاهش می‌یابد. این بدان معناست که قدرت جداسازی فاز مؤثر^۴ به صورت $2\pi r_f / (1 - 1/x)$ تضعیف می‌شود. برای یافتن ترکیب طول موجی که قدرت جداسازی خوبی داشته باشد، قدرت جداسازی فاز مؤثر و نسبت سیگنال به نوفه برای تداخل‌سنج لیزری دورنگ با ترکیب طول موجی مختلف محاسبه و در جدول (۲) نشان داده شده است. در این محاسبات، قدرت جداسازی الکترونیکی تطبیق‌دهنده فاز $r_f = \frac{1}{100}$ در نظر گرفته شده است.

در جدول (۲) به خوبی دیده می‌شود که هر چه مقدار x بیشتر باشد، قدرت جداسازی فاز مؤثر کاهش می‌یابد. بدین ترتیب، در میان ترکیب‌های مورد مطالعه، ترکیب طول موجی $\text{CO}_2(10.6\mu\text{m}) / \text{CO}_2(9.27\mu\text{m})$ بدترین قدرت جداسازی فاز مؤثر، بدترین قدرت جداسازی چگالی و بدترین نسبت سیگنال به نوفه را دارد. این در حالی است که بهترین قدرت جداسازی فاز مؤثر، بهترین قدرت جداسازی چگالی و بهترین نسبت سیگنال به نوفه را می‌توان از ترکیب طول موجی $\text{CH}_3\text{OH}(118\mu\text{m}) / \text{HeNe}(0.633\mu\text{m})$ انتظار داشت. نکته مهم آن است که در صورتی که بتوان قدرت جداسازی فاز تطبیق‌دهنده فاز را به نحوی افزایش داد، می‌توان قدرت جداسازی چگالی را در ترکیب طول موجی $\text{CO}_2(10.6\mu\text{m}) / \text{CO}_2(9.27\mu\text{m})$ به‌طور قابل ملاحظه‌ای افزایش داد.

توکامک‌های فعال کنونی، لیزر DCN ($\lambda = 195 \mu\text{m}$) برای JET [۶]، لیزر CH_3OH ($\lambda = 118 \mu\text{m}$) برای TFTR [۷]، و JT-60 [۸]، لیزر CO_2 ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$) برای DIII-D [۹] و ITER [۱۰] مورد استفاده قرار گرفته است. در این مقاله، به دنبال یافتن طول موج مناسب از میان طول موج لیزرهای فوق‌الذکر برای تداخل‌سنج توکامک دماوند با توجه به هندسه دستگاه و مشخصات پلاسما تولید شده توسط آن هستیم.

جدول (۱): پارامترهای اصلی توکامک دماوند [۴]

پارامترها	مقدار بیشینه	مقدار عددی ^۱
شعاع بزرگ (cm)	۳۶	
سطح مقطع عرضی ($\frac{2a}{2b}$)	$\frac{۲۰}{۵۶}$	
میدان مغناطیسی چنبره‌ای (T)	۱/۲	۱/۰
چگالی پلاسما در مرکز (m^{-3})	۳×10^{۱۹}	۲×10^{۱۹}
جریان پلاسما (KA)	۳۵-۴۰	۳۵

در ادامه، نقش پارامترها و میزان تأثیرگذاری آن‌ها در انتخاب طول موج لیزر سامانه تشخیصی تداخل‌سنج را برای استفاده در توکامک دماوند مورد بررسی قرار می‌دهیم.

۲-۱. قدرت جداسازی تداخل‌سنج لیزری دورنگ

یکی از اجزای مورد استفاده در چیدمان تداخل‌سنج لیزری دورنگ، تطبیق‌دهنده فاز^۲ است. قدرت جداسازی فاز تطبیق‌دهنده فاز ($2\pi r_f$)، قدرت جداسازی چگالی خطی الکترون را تعیین می‌کند. لازم به ذکر است که r_f قدرت جداسازی الکترونیکی تطبیق‌دهنده فاز بر حسب فرانتز است. نسبت سیگنال به نوفه ایده‌آل با استفاده از رابطه زیر محاسبه می‌شود [۱۱]:

$$S/N \equiv \frac{\Delta\phi}{2\pi r_f} = \frac{\omega \int n_e dl}{2cn_c} \frac{1}{2\pi r_f} \quad (7)$$

در تداخل‌سنج لیزری دورنگ، قدرت تفکیک چگالی خطی به کمک تعیین دقت در مقدار آخرین پیرانتز در رابطه (۶) با روش مشابه با رابطه (۷) محاسبه می‌شود [۱۲]:

$$S/N = \left(\frac{\Delta\phi_1}{k_1} - \frac{\Delta\phi_2}{k_2}\right) / \delta\left(\frac{\Delta\phi_1}{k_1} - \frac{\Delta\phi_2}{k_2}\right) \quad (8)$$

صورت کسر در رابطه بالا را می‌توان به شکل زیر نوشت:

^۴ Effective phase resolution

^۲ Typical value

^۳ Phase comparator

جدول (۲): نسبت طول موج دو لیزر، x ، قدرت جداسازی فاز مؤثر، $r_f/(1 - 1/x)$ ، نسبت سیگنال به نوفه، S/N ، و قدرت جداسازی چگالی برای ترکیب طول موجی مختلف تداخل سنج لیزری دورنگ.

Laser Combination	x	$r_f/(1 - 1/x)$	S/N	Density resolution (m^{-2})
CO ₂ (10.6 μ m) Nd:YAG(1.064 μ m)	۹/۹۶	$\frac{1}{90}$	۱۲/۸۳	$2/34 \times 10^{18}$
CO ₂ (10.6 μ m) CO(5.295 μ m)	۲/۰۰	$\frac{1}{50}$	۷/۱۴	$4/20 \times 10^{18}$
CO ₂ (10.6 μ m) HeNe(3.39 μ m)	۳/۱۳	$\frac{1}{68}$	۹/۷۰	$3/10 \times 10^{18}$
CO ₂ (10.6 μ m) HeNe(0.633 μ m)	۱۶/۷	$\frac{1}{94}$	۱۳/۴۱	$2/24 \times 10^{18}$
CO ₂ (10.6 μ m) CO ₂ (9.27 μ m)	۱/۱۴	$\frac{1}{12/5}$	۱/۷۹	$1/68 \times 10^{19}$
DCN(195 μ m) CH ₃ OH(118 μ m)	۱/۶۵	$\frac{1}{39/5}$	۱۰۳/۶۲	$2/90 \times 10^{17}$
CH ₃ OH(118 μ m) HeNe(0.633 μ m)	۱۸۶/۴۱	$\frac{1}{99/5}$	۱۵۷/۹۴	$1/90 \times 10^{17}$

در این رابطه، n_0 چگالی الکترون در مرکز پلاسما، r_0 شعاع پروفایل چگالی الکترون، Z_0 فاصله صفحه میانی پلاسما و صفحه پنجره خلأ، Z فاصله صفحه میانی پلاسما و صفحه آشکارساز و λ طول موج لیزر است.

رابطه (۱۲) وابستگی خطای ناشی از انحراف زاویه‌ای باریکه کاوش با پارامترهای ماشین توکامک و طول موج تابش را به خوبی نشان می‌دهد. در این رابطه مکان آشکارساز در میزان خطا نقش مهمی را ایفا می‌کند. از آنجائی که آشکارساز همواره خارج از محفظه خلأ تعبیه می‌شود، ($Z > Z_0$)، مقدار ϵ_1 با افزایش Z از یک مقدار بیشینه کاهش می‌یابد. در صورتی که آشکارساز دقیقاً در محل پنجره قرار گیرد ($Z = Z_0$)، رابطه (۱۲) به شکل زیر درمی‌آید:

$$\epsilon_{1max} = 6.76 \times 10^{-16} \frac{n_0 \lambda^2 Z_0}{r_0^2} \quad (13)$$

در شکل (۳)، تغییرات خطای نسبی ϵ_1 (بهنجار شده) به صورت تابعی از فاصله Z/Z_0 بین آشکارساز و صفحه میانی پلاسما ترسیم شده است. در این شکل می‌توان به وضوح دید که هر چه آشکارساز در فاصله دورتری از محیط پلاسما قرار گیرد، مقدار خطا نیز کاهش یافته و قابل چشم‌پوشی می‌شود.

مقدار بیشینه خطای ناشی از انحراف زاویه‌ای باریکه کاوش به ازاء ترکیب طول موجی متفاوت برای سامانه تداخل سنج در جدول (۳) ارائه شده است. در این محاسبات، فاصله صفحه میانی پلاسما تا صفحه پنجره خلأ توکامک دماوند (شکل (۲))، 35 cm و شعاع پلاسما، 8 cm در نظر گرفته شده است.

۲-۲. اثر شکست موج

یکی دیگر از عوامل محدودکننده در انتخاب طول موج لیزر سامانه تداخل سنج، غیریکنواخت بودن محیط پلاسما است. در محیط پلاسما به طور طبیعی، یک گرادیان چگالی در راستای شعاعی وجود دارد. محور باریکه لیزر منتشر شده در محیط پلاسما، معمولاً در اثر شکست به وسیله گرادیان پروفایل چگالی الکترون خم می‌شود. زاویه شکست، θ ، با تغییر مکان باریکه کاوش تغییر می‌کند. به همین دلیل، شکست باریکه کاوش منجر به کاهش توان سیگنال آشکارسازی و نیز خطاهای شیفیت فازی می‌شود. از سوی دیگر، محصور بودن پلاسما درون محفظه خلأ و محدود بودن اندازه پنجره‌ها، ضرورت کم کردن میزان تأثیر شکست موج در این محیط را دوچندان می‌کند. شکست باریکه کاوش منجر به بروز دو نوع خطا در اندازه‌گیری چگالی می‌شود. یکی از این خطاها ناشی از عدم هم‌خط ماندن^۱ باریکه کاوش با باریکه مرجع پس از شکست است که در این حالت سطوح موج آن‌ها به‌طور کامل برهم‌نهاده نمی‌شود؛ در نتیجه، باعث تحمیل یک شیفیت فازی اضافی می‌شود. خطای دیگر ناشی از مسیر باریکه درون محیط پلاسما است که از شکل مستقیم خارج شده و طول مسیر در محیط پلاسما تغییر می‌کند [۱۳].

۲-۲-۱. خطای ناشی از انحراف زاویه‌ای باریکه کاوش

با فرض این‌که اختلاف مسیر ایجاد شده در این حالت در امتداد محور باریکه کاوش باشد، خطای ناشی از انحراف زاویه‌ای باریکه کاوش از رابطه زیر به‌دست می‌آید [۱۳]:

$$\epsilon_1 = 6.76 \times 10^{-16} \frac{n_0 \lambda^2 Z_0^2}{r_0 Z [1 + (Z_0/Z)^2]} \quad (12)$$

^۱-Collinear

پلاسما از رابطه زیر به دست می‌آید [۱۳]:

$$\varepsilon_{2max} = -5.2 \times 10^{-16} n_0 \lambda^2 \quad (15)$$

شایان ذکر است که ε_1 و ε_2 هم‌علامت نیستند؛ در نتیجه، تا حدودی همدیگر را خنثی می‌کنند.

مقدار بیشینه خطای ناشی از تغییر طول مسیر درون محیط پلاسما و نیز بیشینه زاویه شکست به ازاء ترکیب طول موجی متفاوت برای سامانه تداخل سنج در جدول (۳) ارائه شده است.

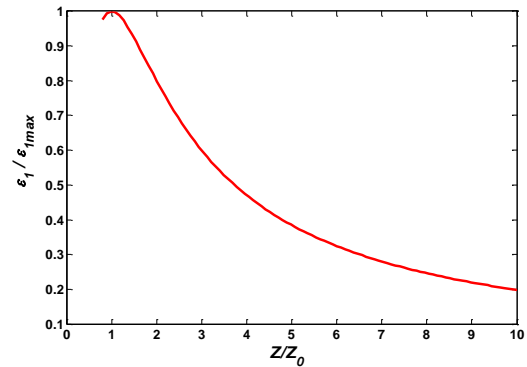
از نتایج جدول (۳) می‌توان چنین استنباط کرد که ترکیب طول موجی که در آن لیزر دی‌اکسید کربن، طول موج اصلی را دارد دارای کمترین میزان شکست در مقایسه با طول موج اصلی $118 \mu m$ و $195 \mu m$ است. همچنین، در ترکیب لیزر دی‌اکسید کربن دوگانه به دلیل نزدیک بودن طول موج‌ها به هم و نیز زاویه شکست بسیار نزدیک به هم امکان استفاده از یک آشکارساز برای هر دو طول موج فراهم می‌شود. در جمع‌بندی این بخش می‌توان به خوبی ملاحظه کرد که خطای کل ناشی از پدیده شکست آنقدر کوچک است که می‌توان از آن صرف نظر کرد. با این وجود، پدیده شکست توان قابل آشکارسازی را کاهش داده و در نتیجه منجر به کاهش حساسیت می‌شود.

۳-۲. اثر چرخش فارادی

چرخش فارادی به علت وجود یک مؤلفه میدان مغناطیسی موازی با جهت باریکه رخ می‌دهد. این میدان توسط جریانی تولید می‌شود که در محیط پلاسما القا شده است (شکل (۴)). اثر چرخش فارادی را باید در حالت خط دید مماس چنبره‌ای در نظر گرفت. در این حالت، مؤلفه موازی میدان مغناطیسی، $B_{||}$ ، به قدر کافی قوی است. در صورتی که مقدار چرخش فارادی بزرگ باشد، ممکن است که اندازه‌گیری پایدار فاز دشوار شود. زاویه چرخش فارادی α در امتداد مسیر باریکه برای حالت $n_e \gg n_c$ با رابطه زیر مشخص می‌شود [۱ و ۱۳]:

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{e}{2m_e c n_c} \int_{Z_1}^{Z_2} n_e B_{||} dz \\ &= \frac{e^3}{8\pi^2 \varepsilon_0 m_e^2 c^3} \lambda^2 \int_{Z_1}^{Z_2} n_e B_{||} dz \quad (16) \\ &= 2.62 \\ &\quad \times 10^{-13} \lambda^2 \int_{Z_1}^{Z_2} n_e B_{||} dz \end{aligned}$$

رابطه (۱۶) نشان می‌دهد که زاویه چرخش فارادی موج الکترومغناطیسی در محیط پلاسما با مربع طول موج لیزر متناسب است. به علاوه، زاویه چرخش فارادی با حاصل ضرب $n_e B_{||}$ در هر نقطه از مسیر ارتباط دارد. برعکس، میدان مغناطیسی $B_{||}$ و



شکل (۳): تغییرات خطای نسبی بهنجار شده ε_1 به صورت تابعی از فاصله Z/Z_0 مابین آشکارساز و صفحه میانی محیط پلاسما.

جدول (۳): بیشینه خطای ناشی از انحراف زاویه‌ای باریکه، ε_{1max} ، بیشینه خطای ناشی از تغییر طول مسیر درون محیط پلاسما، ε_{2max} ، بیشینه زاویه شکست باریکه برای ترکیب طول موجی مختلف تداخل سنج لیزری دورنگ.

Laser Combination	ε_{1max}	ε_{2max}	θ_{max}
CO ₂ (10.6μm) Nd:YAG(1.064μm)	$4/98 \times 10^{-6}$ $5/02 \times 10^{-8}$	$-1/75 \times 10^{-6}$ $-1/77 \times 10^{-8}$	$3/02 \times 10^{-6}$ $3/05 \times 10^{-8}$
CO ₂ (10.6μm) CO(5.295μm)	$4/98 \times 10^{-6}$ $1/24 \times 10^{-6}$	$-1/75 \times 10^{-6}$ $-4/37 \times 10^{-7}$	$3/02 \times 10^{-6}$ $7/54 \times 10^{-7}$
CO ₂ (10.6μm) HeNe(3.39μm)	$4/98 \times 10^{-6}$ $5/10 \times 10^{-7}$	$-1/75 \times 10^{-6}$ $-1/79 \times 10^{-7}$	$3/02 \times 10^{-6}$ $3/09 \times 10^{-7}$
CO ₂ (10.6μm) HeNe(0.633μm)	$4/98 \times 10^{-6}$ $1/78 \times 10^{-8}$	$-1/75 \times 10^{-6}$ $-6/25 \times 10^{-9}$	$3/02 \times 10^{-6}$ $1/08 \times 10^{-8}$
CO ₂ (10.6μm) CO ₂ (9.27μm)	$4/98 \times 10^{-6}$ $3/81 \times 10^{-6}$	$-1/75 \times 10^{-6}$ $-1/34 \times 10^{-6}$	$3/02 \times 10^{-6}$ $2/31 \times 10^{-6}$
DCN(195μm) CH ₃ OH(118μm)	$1/70 \times 10^{-3}$ $6/17 \times 10^{-4}$	$-5/93 \times 10^{-4}$ $-2/17 \times 10^{-4}$	$1/00 \times 10^{-3}$ $3/75 \times 10^{-4}$
CH ₃ OH(118μm) HeNe(0.633μm)	$6/17 \times 10^{-4}$ $1/78 \times 10^{-8}$	$-2/17 \times 10^{-4}$ $-6/25 \times 10^{-9}$	$3/75 \times 10^{-4}$ $1/08 \times 10^{-8}$

۲-۲-۲. خطای ناشی از تغییر طول مسیر درون محیط پلاسما

در حالتی که باریکه کاوش به صورت عمودی به ستون پلاسما با پروفایل چگالی الکترون سهموی تزریق می‌شود، زاویه شکست بیشینه مقدار θ_m را در $\gamma = r/r_0 \sim 0.7$ به شکل زیر خواهد داشت [۱۳]:

$$\theta_m \equiv \frac{n_0}{n_c} = 8.97 \times 10^{-16} n_0 \lambda^2 \quad (14)$$

در این رابطه، r فاصله باریکه پروب از مرکز پلاسما، r_0 شعاع پلاسما و n_0 چگالی الکترون در مرکز پلاسما است. بیشینه زاویه شکست در حالت $n_0 = 3 \times 10^{19} m^{-3}$ در جدول (۳) ارائه شده است.

مقدار بیشینه خطای ناشی از تغییر طول مسیر درون محیط

قرار نمی‌گیرد.

جدول (۴): بیشینه زاویه چرخش فارادی و بیشینه سرعت حرکت آینه بازتابی برای ترکیب طول موجی مختلف تداخل‌سنج لیزری دورنگ.

Laser Combination	α_{max}	V_m [m/s]
CO ₂ (10.6 μ m) Nd:YAG(1.064 μ m)	$3/10 \times 10^{-6}$ $3/12 \times 10^{-8}$	۰/۸
CO ₂ (10.6 μ m) CO(5.295 μ m)	$3/10 \times 10^{-6}$ $7/24 \times 10^{-7}$	۳/۹۷
CO ₂ (10.6 μ m) HeNe(3.39 μ m)	$3/10 \times 10^{-6}$ $3/17 \times 10^{-7}$	۲/۵۴
CO ₂ (10.6 μ m) HeNe(0.633 μ m)	$3/10 \times 10^{-6}$ $1/11 \times 10^{-8}$	۰/۴۷
CO ₂ (10.6 μ m) CO ₂ (9.27 μ m)	$3/10 \times 10^{-6}$ $2/37 \times 10^{-6}$	۶/۹۵
DCN(195 μ m) CH ₃ OH(118 μ m)	$1/00 \times 10^{-3}$ $3/84 \times 10^{-4}$	۸۸/۵۰
CH ₃ OH(118 μ m) HeNe(0.633 μ m)	$3/84 \times 10^{-4}$ $1/11 \times 10^{-8}$	۰/۴۷

۴-۲. محدوده ارتعاش

سرعت حرکت قابل اندازه‌گیری آینه بازتابی به واسطه پاسخ الکترونیکی تطبیق‌دهنده فاز محدود می‌شود. در نتیجه، مدولاسیون فرکانس داپلر ناشی از حرکت آینه نباید فراتر از پاسخ تطبیق‌دهنده فاز باشد [۱۳]. بنابراین،

$$2 \frac{V_m}{\lambda} < \Delta f_c \quad (20)$$

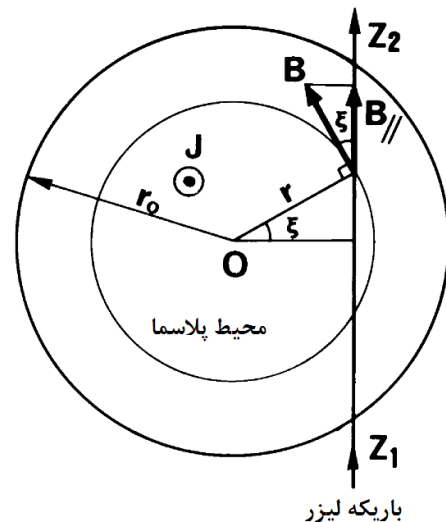
در رابطه (۲۰)، V_m سرعت حرکت آینه، λ طول موج لیزر جبران‌ساز و Δf_c پهنای باند تطبیق‌دهنده فاز است. در صورتی که پهنای باند تطبیق‌دهنده فاز در توکامک دماوند $\Delta f_c = 1.5 \text{ MHz}$ در نظر گرفته شود، سرعت قابل اندازه‌گیری آینه در جدول (۴) نشان داده شده است.

۵-۲. شفافیت پنجره خلأ و ابعاد آن

ضریب شفافیت پنجره خلأ در اثر عملکرد پلاسما و آماده‌سازی دیواره اول به شدت کاهش می‌یابد. لازم به ذکر است که ضریب عبور در ناحیه طول موجی کوتاه‌تر به طور چشمگیری کاهش می‌یابد. در حالتی که پنجره خلأ در فاصله بسیار نزدیکی به محیط پلاسما باشد، این نوع تیره‌شدگی پنجره جدی‌تر و مشکل‌سازتر است. تیره‌شدگی پنجره‌ها قویاً وابسته به نوع مواد دیواره اول و پنجره‌ها، موقعیت پنجره‌ها، هندسه پنجره‌ها و نوع عملکرد پلاسما است [۱۲].

قطر باریکه لیزر نیز با توجه به ابعاد پنجره خلأ و فاصله

متعاقباً پروفایل جریان را می‌توان با دانستن زاویه چرخش فارادی و چگالی الکترون استخراج کرد.



شکل (۴): نمایش ترسیمی محاسبه انتگرال مؤلفه میدان چنبره‌ای B_{\parallel} در امتداد مسیر باریکه $Z_1 Z_2$

برای محاسبه مقدار عددی α ، فرض بر این است که n_e در کل مسیر باریکه ثابت و مقدار آن برابر مقدار متوسط \bar{n}_e در امتداد این مسیر باشد. از سوی دیگر، میدان مغناطیسی B ، در فاصله r از مرکز پلاسما از رابطه زیر به دست می‌آید [۱۳]:

$$B = [\mu J_0 \gamma / (\pi r_0)] \left(1 - \frac{1}{2} \gamma^2 \right) \quad (17)$$

در رابطه بالا، μ نفوذپذیری مغناطیسی و J_0 شدت جریان کل است. به این ترتیب با توجه به شکل (۴)، خواهیم داشت:

$$B_{\parallel} = B \cos \xi = [\mu J_0 \gamma / (\pi r_0)] \left(1 - \frac{1}{2} \gamma^2 \right) \cos \xi \quad (18)$$

به راحتی می‌توان نشان داد که بیشینه مقدار B_{\parallel} برای $\cos \xi = 1$ و $\gamma \approx 0.8$ می‌توان نشان داد که $\int_{Z_1}^{Z_2} B_{\parallel} dZ$ در $\gamma = 0.7$ به بیشینه مقدار خود می‌رسد. مقدار \bar{n}_e در امتداد مسیر متناظر $n_0/3 \approx$ خواهد بود [۱۳]. به این ترتیب، بیشینه زاویه چرخش با رابطه زیر تعیین می‌شود.

$$\alpha_{max} = 2.3 \times 10^{-20} J_0 n_0 \lambda^2 \quad (19)$$

به کمک رابطه بالا، زوایای چرخش فارادی به‌ازاء طول موج‌های مختلف لیزر در جدول (۴) ارائه شده است.

نتایج نشان می‌دهد که هر چه طول موج لیزر کوتاه‌تر باشد، زاویه چرخش فارادی کوچکتر است. در محاسبات بالا، زاویه چرخش فارادی آنقدر کوچک است که برای اندازه‌گیری دقیق آن به روش‌های دقیق و پرحزمتی نیاز است. محاسبات نشان می‌دهد که نتایج آزمایشات به‌طور جدی تحت تأثیر این شیفتهای فازی

$$P = 2\pi I_0 \int_0^\infty u \exp\left(-4\frac{u^2}{d^2}\right) du = \frac{1}{4}\pi I_0 d^2 \quad (24)$$

توان عبوری از دیافراگم با رابطه زیر داده می‌شود:

$$P_D = 2\pi I_0 \int_0^{\frac{D}{2}} u \exp\left(-4\frac{u^2}{d^2}\right) du \quad (25)$$

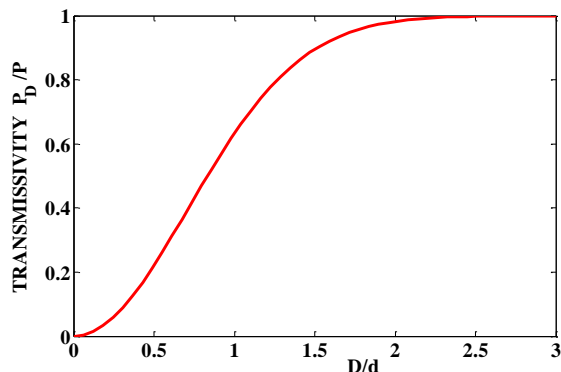
$$= \frac{1}{4}\pi I_0 d^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{D^2}{d^2}\right)\right]$$

با ترکیب دو رابطه (۲۴) و (۲۵) خواهیم داشت:

$$\frac{P_D}{P} = 1 - \exp\left(-\frac{D^2}{d^2}\right) \quad (26)$$

شکل (۷) نشان می‌دهد که این نسبت برای مقادیری که با رابطه (۲۷) مشخص می‌شود، به عدد یک نزدیک می‌شود:

$$D > 2.2d \quad (27)$$



شکل (۷): میزان عبور محاسبه شده یک باریکه گاوسی به قطر d از یک دیافراگم به قطر D .

لازم به ذکر است که در این محاسبات ساده، اثرات پراش در لبه‌های دیافراگم لحاظ نشده است. پراش می‌تواند منجر به افزایش اتلاف شود. به‌منظور تأمین بهترین میزان قدرت جداسازی فضایی طی کاوش در محیط پلاسما، ضرورت دارد که کمره باریکه در صفحه میانی پلاسما قرار گیرد و قطر آن تا حد امکان کوچک شود. از سوی دیگر، مطابق با رابطه (۲۳) قطر کمره کوچک متناظر با وقوع یک واگرایی بزرگ برای باریکه است. به این ترتیب، کاملاً واضح است که باید یک مقدار بهینه برای قطر کمره باریکه وجود داشته باشد. در صورتی که فرض کنیم پنجره خلأ یک روزنه محدود کننده است، لازم است که تا حد امکان قطر باریکه کاهش یابد [۱۳]. با مشتق‌گیری از رابطه (۲۲) نسبت به d_0 ، کمینه مقدار d در محل پنجره به دست می‌آید:

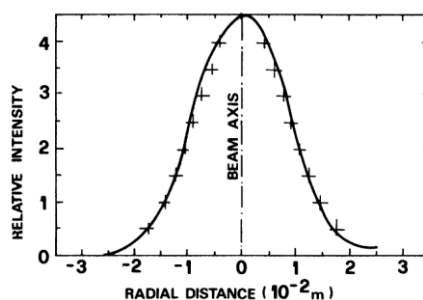
$$d_{min} = 2 \left(\frac{\lambda Z_0}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (28)$$

در این رابطه، Z_0 فاصله صفحه میانی پلاسما تا محل پنجره

پنجره تا صفحه میانی پلاسما تعیین می‌شود که در ادامه مورد بررسی قرار می‌گیرد. توزیع شعاعی شدت I باریکه، به صورت یک منحنی گاوسی است که با رابطه زیر داده می‌شود [۱۳]:

$$I = I_0 \exp(-4u^2/d^2) \quad (21)$$

در این رابطه، I_0 بیشینه شدت، u فاصله شعاعی از محور باریکه و d قطر باریکه در نقطه $1/e$ پروفایل شدت است (شکل (۵)).

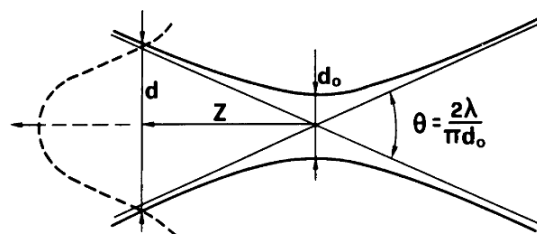


شکل (۵): یک نمونه پروفایل شدت باریکه لیزر.

وقتی این باریکه در فضا منتشر می‌شود، گسترش یافته و در فاصله Z از کمره باریکه به قطر d می‌رسد (شکل (۶)):

$$d = \left[d_0^2 + \left(\frac{4\lambda^2}{\pi^2}\right) \left(\frac{Z^2}{d_0^2}\right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (22)$$

در این رابطه، d_0 قطر در کمره باریکه است.



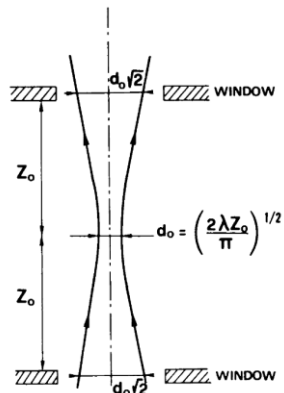
شکل (۶): پارامترهای اصلی یک باریکه گاوسی.

کانتور باریکه هذلولی است و مجانب‌های آن زاویه θ را با هم می‌سازند:

$$\theta = \frac{2\lambda}{\pi d_0} \quad (23)$$

پنجره‌هایی که باریکه کاوش باید از آن‌ها عبور کند، به‌علت محدودیت‌های مکانیکی، نمی‌توانند خیلی بزرگ باشند. اندازه اغلب المان‌های اپتیکی نیز محدود است. حال باید بررسی کرد که چه مقدار از توان در عبور یک باریکه گاوسی به قطر d از یک دیافراگم به قطر D سد می‌شود. توان کل P که توسط باریکه انتقال داده می‌شود از طریق انتگرال‌گیری از رابطه (۲۱) به دست می‌آید [۱۳]:

میلی متر تخمین می‌زند، تفاوتی در انتخاب یک ترکیب طول موجی از بین موارد ذکر شده در جدول (۵) ایجاد نمی‌کند.



شکل (۸): تعیین کمینه مقدار قطر باریکه در محل پنجره محفظه خلأ.

جدول (۵): کمینه قطر باریکه در محل پنجره، d_{min} ، کمره باریکه در صفحه میانی پلاسما، d_0 ، و حداقل قطر پنجره خلأ، D ، برای ترکیب طول موجی مختلف تداخل‌سنج لیزری دورنگ.

Laser Combination	d_0 (cm)	d_{min} (cm)	D (cm)
CO ₂ (10.6μm) Nd:YAG(1.064μm)	$1/5 \times 10^{-1}$ $4/9 \times 10^{-2}$	$2/2 \times 10^{-1}$ $6/9 \times 10^{-2}$	$4/8 \times 10^{-1}$ $1/5 \times 10^{-1}$
CO ₂ (10.6μm) CO(5.295μm)	$1/5 \times 10^{-1}$ $1/1 \times 10^{-1}$	$2/2 \times 10^{-1}$ $1/5 \times 10^{-1}$	$4/8 \times 10^{-1}$ $3/4 \times 10^{-1}$
CO ₂ (10.6μm) HeNe(3.39μm)	$1/5 \times 10^{-1}$ $8/7 \times 10^{-2}$	$2/2 \times 10^{-1}$ $1/2 \times 10^{-1}$	$4/8 \times 10^{-1}$ $2/7 \times 10^{-1}$
CO ₂ (10.6μm) HeNe(0.633μm)	$1/5 \times 10^{-1}$ $3/8 \times 10^{-2}$	$2/2 \times 10^{-1}$ $5/3 \times 10^{-2}$	$4/8 \times 10^{-1}$ $1/2 \times 10^{-1}$
CO ₂ (10.6μm) CO ₂ (9.27μm)	$1/5 \times 10^{-1}$ $1/4 \times 10^{-1}$	$2/2 \times 10^{-1}$ $2/0 \times 10^{-1}$	$4/8 \times 10^{-1}$ $4/5 \times 10^{-1}$
DCN(195μm) CH ₃ OH(118μm)	$6/6 \times 10^{-1}$ $5/1 \times 10^{-1}$	$9/3 \times 10^{-1}$ $7/3 \times 10^{-1}$	$2/0.5$ $1/6$
CH ₃ OH(118μm) HeNe(0.633μm)	$5/1 \times 10^{-1}$ $3/8 \times 10^{-2}$	$7/3 \times 10^{-1}$ $5/3 \times 10^{-2}$	$1/6$ $1/2 \times 10^{-1}$

$$A_\varepsilon = \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^2}}{1 - \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^2} \quad (31)$$

در جدول (۶) مقدار تقویت به‌ازاء انتخاب ترکیبات طول موجی مختلف نشان داده شده است. این جدول به خوبی نشان می‌دهد که با افزایش طول موج جبران‌ساز (با فرض طول موج لیزر دی‌اکسید کربن به‌عنوان طول موج اندازه‌گیری)، نوفه نیز افزایش می‌یابد؛ به گونه‌ایکه با انتخاب طول موج لیزر دی‌اکسید کربن ($9/27 \mu m$) به عنوان طول موج جبران‌ساز، میزان تقویت نوفه تقریباً $5/6$ برابر مقدار تقویت نوفه ناشی از انتخاب طول موج $0/633 \mu m$ لیزر هلیوم-نئون برای

است (شکل (۸)). مقدار متناظر d_0 نیز با رابطه زیر تعیین می‌شود:

$$d_0 = \left(\frac{2\lambda Z_0}{\pi}\right)^{1/2} \quad (29)$$

در جدول (۵) مقدار کمینه قطر باریکه در محل پنجره، کمره باریکه در صفحه میانی پلاسما و حداقل قطر پنجره خلأ به‌ازاء طول‌موج‌های مختلف لیزر ارائه شده است. بار دیگر یادآوری می‌شود که در این محاسبات، فاصله صفحه میانی پلاسما تا صفحه پنجره خلأ توکامک دماوند، 35 cm در نظر گرفته شده است. از آنجائی‌که ابعاد پنجره‌های محفظه خلأ توکامک دماوند از مرتبه سانتی‌متر است و نتایج این محاسبات، کمینه مقدار قطر پنجره محفظه برای اجتناب از محدودیت‌های اپتیکی را از مرتبه

۲-۶. نوفه ناشی از طول موج جبران‌سازی

با فرض این‌که شیف‌ت فاز اندازه‌گیری شده $\Delta\phi_1$ و $\Delta\phi_2$ تحت تأثیر خطای نوفه مشابهی، ε_ϕ ، قرار گیرند، نوفه کل بر روی چگالی خطی با استفاده از رابطه (۶) به‌دست می‌آید [۱۴]:

$$\varepsilon_{n_e} = \frac{4\pi c^2 \varepsilon_0 m_e}{e^2} \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^2}}{1 - \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^2} \varepsilon_\phi \quad (30)$$

با استفاده از رابطه (۳۰) مشخص می‌شود که جبران‌سازی طول موج باعث تقویت نوفه چگالی، A_ε ، می‌شود:

جبران‌سازی است.

موج قطبیده‌ای است که میدان الکتریکی آن موازی با میدان مغناطیسی است (موج عادی).

$$n_o = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2} \quad (33)$$

در این رابطه، ω_p فرکانس الکترونی پلاسما است که از رابطه $\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}}$ به دست می‌آید. ضریب شکست دیگر، n_E مربوط به موجی است که میدان الکتریکی آن عمود بر میدان مغناطیسی است (موج غیرعادی).

$$n_E = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \left[\frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2 - \omega_p^2 - \omega_{ce}^2} \right]} \quad (34)$$

در این رابطه، ω_{ce} فرکانس سیکلوترونی الکترون و برابر با eB/m_e است.

برای اغلب کارهای تجربی که $n \ll n_c$ است، ضریب شکست را می‌توان با روابط زیر به‌خوبی تقریب زد [۱۳]:

$$n_o = 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \quad (35)$$

$$n_E = 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \frac{1}{1 - \left[\frac{\omega_{ce}^2}{(\omega^2 - \omega_p^2)} \right]} \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \left[1 + \frac{\omega_{ce}^2}{(\omega^2 - \omega_p^2)} \right] \quad (36)$$

اختلاف فاز بین بازوی کاوش و بازوی مرجع در تداخل‌سنج با رابطه زیر تعیین می‌شود:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{Z_1}^{Z_2} [1 - n_o(Z)] dZ \quad (37)$$

در رابطه بالا، $Z_2 - Z_1$ طول مسیر درون محیط پلاسما است. براساس رابطه (۳۷)، شیفت فازی ایجاد شده توسط پلاسمای توکامک دماوند ($\omega_p = 3.09 \times 10^{11}$ rad/s) برای حالتی که از لیزر دی‌اکسید کربن ($\omega = 1.78 \times 10^{14}$ rad/s) در میدان مغناطیسی یک تسلا ($\omega_{ce} = 1.76 \times 10^{11}$ rad/s) استفاده شود، متناسب با $\frac{\omega_p^2}{2\omega^2}$ برای n_o بوده و برای n_E متناسب با $\frac{\omega_p^2}{2\omega^2} 1.00000098$ است. به این ترتیب، خطای نسبی به‌ازاء یک درجه عدم همترازی برابر با $1/1 \times 10^{-8}$ خواهد بود. مقدار این خطا برای ترکیب‌های طول‌موجی مختلف در جدول (۶) ارائه شده است. از نتایج این جدول می‌توان دریافت که با افزایش طول‌موج لیزر، مقدار خطای نسبی به‌ازاء یک درجه عدم همترازی میدان الکتریکی نسبت به B_T به‌طور قابل ملاحظه‌ای افزایش می‌یابد.

۳. نتیجه‌گیری

در این مقاله، مشخصه‌یابی لیزر برای استفاده در سامانه تداخل-

جدول (۶): مقدار تقویت به‌ازاء ترکیب طول‌موجی مختلف و خطای نسبی به‌ازاء یک درجه عدم همترازی میدان الکتریکی نسبت به B_T .

Laser Combination	A_ϵ	Relative error (per degree of misalignment)
CO ₂ (10.6μm) Nd:YAG (1.064μm)	۱/۰۱۵	$1/1 \times 10^{-8}$
CO ₂ (10.6μm) CO(5.295μm)	۱/۴۸۹	$1/1 \times 10^{-8}$
CO ₂ (10.6μm) HeNe(3.39μm)	۱/۱۶۵	$1/1 \times 10^{-8}$
CO ₂ (10.6μm) HeNe(0.633μm)	۱/۰۰۵	$1/1 \times 10^{-8}$
CO ₂ (10.6μm) CO ₂ (9.27μm)	۵/۶۴۸	$1/1 \times 10^{-8}$
DCN(195μm) CH ₃ OH(118μm)	۱/۸۴۴	$3/7 \times 10^{-6}$
CH ₃ OH(118μm) HeNe(0.633μm)	۱/۰۰۰	$1/3 \times 10^{-6}$

از سوی دیگر، طول موج بلندتر تضمین‌کننده پایداری بیشتر سیگنال تداخل است؛ زیرا، با توجه به رابطه (۳۲) مقدار تضعیف ناشی از عدم همترازی باریکه‌های اصلی و جبران‌ساز با طول‌موج رابطه عکس دارد [۱۴].

$$A \approx \frac{\pi}{2\lambda} (z - z_0) \beta^2 \quad (32)$$

در رابطه بالا، z_0 مکان کمر باریکه، z فاصله انتشار، β زاویه انحراف دو باریکه از حالت همترازی در محل کمر باریکه است.

مقدار تضعیف ناشی از عدم همترازی باریکه‌ها برای طول‌موج $0.633 \mu m$ لیزر هلیوم-نئون، برابر مقدار تضعیف برای طول‌موج $9/27 \mu m$ لیزر دی‌اکسید کربن است. علاوه‌بر این، انتخاب طول‌موج بلندتر، الزامات سختگیرانه کمتری را بر کیفیت سطح قطعات اپتیکی تحمیل می‌کند. این موضوع سبب می‌شود تا نیاز به جایگزینی دوره‌های قطعات اپتیکی یا تمیزکاری آن‌ها کاهش یابد.

۷-۲. انتشار مد غیرعادی

میدان الکتریکی باریکه کاوش معمولاً موازی با میدان مغناطیسی چنبره‌ای، B_T ، (موج عادی) یا عمود بر آن (موج غیرعادی) است. با فرض این که مد عادی انتخاب شود، به دنبال یافتن خطای ناشی از عدم همترازی جزئی میدان الکتریکی نسبت به B_T هستیم.

در حالتی که باریکه عمود بر میدان مغناطیسی وارد محیط پلاسمای مغناطیسه و کاملاً یونیزه شود، دو مقدار ضریب شکست را می‌توان استخراج کرد [۳ و ۱۳]. یکی از آن‌ها، n_o ، متناظر با

بیشتر می‌شود.

ه) ضریب شفافیت پنجره محفظه خلأ در اثر عملکرد پلاسما و آماده‌سازی دیواره اول به شدت کاهش می‌یابد. لازم به ذکر است که ضریب عبور در ناحیه طول موجی کوتاه‌تر به طور چشمگیری کاهش می‌یابد. به علاوه، کمینه قطر پنجره خلأ با مجذور طول موج رابطه مستقیم دارد. ابعاد پنجره‌های محفظه خلأ توکامک دماوند از مرتبه سانتی‌متر است و نتایج محاسبات، کمینه مقدار قطر پنجره محفظه برای اجتناب از محدودیت‌های اپتیکی را از مرتبه میلی‌متر تخمین می‌زند. بنابراین، تفاوتی در انتخاب یک ترکیب طول موجی از بین موارد ذکر شده وجود ندارد.

و) نوفه ناشی از طول موج جبران‌ساز با افزایش طول موج جبران‌ساز، افزایش می‌یابد. برای مثال، با انتخاب طول موج لیزر دی‌اکسید کربن ($9.27 \mu m$) به عنوان طول موج جبران‌ساز، میزان تقویت نوفه تقریباً $5/6$ برابر مقدار تقویت نوفه ناشی از انتخاب طول موج $0.633 \mu m$ لیزر هلیوم-نئون برای جبران‌سازی است. از سوی دیگر، طول موج بلندتر تضمین‌کننده پایداری بیشتر سیگنال تداخل است؛ زیرا مقدار تضعیف ناشی از عدم همترازی باریکه‌های اصلی و جبران‌ساز با طول موج رابطه عکس دارد. مقدار تضعیف ناشی از عدم همترازی باریکه‌ها برای طول موج $0.633 \mu m$ لیزر هلیوم-نئون، $14/6$ برابر مقدار تضعیف برای طول موج $9.27 \mu m$ لیزر دی‌اکسید کربن است.

ز) با افزایش طول موج لیزر، مقدار خطای نسبی به ازاء یک درجه عدم همترازی میدان الکتریکی نسبت به B_T به طور قابل ملاحظه‌ای افزایش می‌یابد.

به این ترتیب، با در نظر گرفتن جمع جهات لیزر دی‌اکسید کربن دوگانه برای استفاده در سامانه تداخل سنج توکامک دماوند گزینه مناسبی به نظر می‌رسد.

۴. مراجع

- [1] I. H. Hutchinson, "Principles of plasma diagnostics," Cambridge University Press: New York, 1992.
- [2] D. R. Baker and S. T. Lee, "Dual laser interferometer for plasma density measurements on large tokamaks," Rev. Sci. Instrum., vol. 49, pp. 919-922, 1978.
- [3] N. Nabipour and M. Karimi, "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," J. Appl. Electrom., vol. 4, pp. 47-53, 2016. (In Persian)
- [4] M. Emami, A. R. Babazadeh, M. V. Roshan, M. Memarzadeh, and H. Habibi, "Digital control of plasma position in Damavand tokamak," Braz. J. Phys., vol. 32, pp. 46-49, 2002.
- [5] A. R. Babazadeh, M. V. Roshan, and S. M. Sadat Kiai, "Latest results from the Damavand tokamak experiments," J. Fusion Energ., vol. 20, pp. 45-49, 2001.

سنج توکامک دماوند از طریق کاهش اثر منابع تولید خطا در اندازه‌گیری چگالی الکترون پلاسما انجام شد. قدرت جداسازی تداخل سنج دو رنگ، شکست موج، اثر چرخش فارادی، حد ارتعاش آینه بازتابی، شفافیت پنجره خلأ برای طول موج لیزر، نوفه ناشی از طول موج جبران‌سازی و انتشار مد غیرعادی به‌عنوان منابع تولید خطا در اندازه‌گیری چگالی الکترون شناسایی شد. بستگی طول موجی هر کدام از این عوامل مشخص و نتایج در زیر خلاصه شده است:

الف) هر چه نسبت طول موج اصلی به طول موج جبران‌ساز بیشتر باشد، قدرت جداسازی فاز مؤثر کاهش می‌یابد. بدین ترتیب، در میان ترکیب‌های مورد مطالعه، ترکیب طول موجی $CO_2(10.6 \mu m) / CO_2(9.27 \mu m)$ بدترین قدرت جداسازی فاز مؤثر، بدترین قدرت جداسازی چگالی و بدترین نسبت سیگنال به نوفه را دارد. این در حالی است که بهترین قدرت جداسازی فاز مؤثر، بهترین قدرت جداسازی چگالی و بهترین نسبت سیگنال به نوفه را می‌توان از ترکیب طول موجی $CH_3OH(118 \mu m) / HeNe(0.633 \mu m)$ انتظار داشت. نکته مهم آن است که در صورتیکه بتوان قدرت جداسازی فاز تطبیق‌دهنده فاز را به نحوی افزایش داد، می‌توان قدرت جداسازی چگالی را در ترکیب طول موجی $CO_2(10.6 \mu m) / CO_2(9.27 \mu m)$ به طور قابل ملاحظه‌ای افزایش داد.

ب) شکست باریکه کاوش منجر به بروز دو نوع خطا در اندازه‌گیری چگالی می‌شود. یکی از این خطاها ناشی از عدم هم‌خط ماندن باریکه کاوش با باریکه مرجع پس از شکست و دیگری ناشی از مسیر باریکه درون محیط پلاسما است که از شکل مستقیم خارج می‌شود. هر دو نوع خطا با مربع طول موج لیزر رابطه مستقیم دارند. ترکیب طول موجی که در آن لیزر دی‌اکسید کربن، طول موج اصلی را دارد دارای کمترین میزان شکست در مقایسه با طول موج اصلی $118 \mu m$ و $195 \mu m$ است. همچنین، در ترکیب لیزر دی‌اکسید کربن دوگانه به دلیل نزدیک بودن طول موج‌ها به هم و نیز زاویه شکست بسیار نزدیک به هم امکان استفاده از یک آشکارساز برای هر دو طول موج فراهم می‌شود.

ج) هر چه طول موج لیزر کوتاه‌تر باشد، زاویه چرخش فارادی کوچکتر است. در محاسبات انجام شده، زاویه چرخش فارادی آنقدر کوچک است که شیفیت فازی قابل ملاحظه‌ای را ایجاد نمی‌کند.

د) سرعت حرکت قابل اندازه‌گیری آینه بازتابی با طول موج جبران‌ساز رابطه مستقیم دارد. بنابراین، هرچه طول موج جبران‌کننده بزرگتر باشد، سرعت قابل اندازه‌گیری آینه بازتابی

- [11] Y. Kawano, A. Nagashima, K. Tsuchiya, S. Gunji, S. Chiba, and T. Hatae, "Tangential CO₂ laser interferometer for large tokamaks," *J. Plasma Fusion Res.*, vol. 73, pp. 870-891, 1997.
- [12] Y. Kawano, A. Nagashima, S. Ishida, T. Fukuda, and T. Matoba, "CO₂ laser interferometer for electron density measurement in JT-60U tokamak," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 63, pp. 4971-4973, 1992.
- [13] D. Veron, "Submillimeter Interferometry of High-Density Plasmas," in *Infrared and millimeter waves*, edited by K. J. Button, Academic press: New York, vol. 2, Chap. 2, pp. 67-135, 1979.
- [14] A. Canton, P. Innocente, and O. Tudisco, "Two-color medium-infrared scanning interferometer for the Frascati tokamak upgrade fusion test device," *Appl. Optics*, vol. 45, pp. 9105-9114, 2006.
- [6] P. Innocente, D. Mazon, E. Joffrin, and M. Riva, "Real-time fringe correction algorithm for the JET interferometer," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 74, pp. 3645-3652, 2003.
- [7] 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," *Appl. Optics*, vol. 26, pp. 4469-4474, 1987.
- [8] T. Fukuda and A. Nagashima, "Frequency-stabilized single-mode cw 118.8 μm CH₂OH waveguide laser for large tokamak diagnostics," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 60, pp. 1080-1085, 1989.
- [9] T. N. Carlstrom, D. R. Ahlgren, and J. Crosbie, "Real-time vibration-compensated CO₂ interferometer operation on the DIII-D tokamak," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 59, pp. 1063-1066, 1988.
- [10] V. S. Mukhovatov, "ITER operation and diagnostics," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 61, pp. 3241-3246, 1990.

Determination of Damavand Tokamak Laser Interferometer System Characteristics by Means of Identifying and Evaluating the Sources of Error in Plasma Electron Density Measurement

N. Nabipour, M. Karimi*

Institute of Nuclear Science and Technology

(Received: 16/12/2018, Accepted: 08/05/2019)

Abstract

Laser interferometer system is a diagnostic tool used to measure the electron density in the tokamak plasma. The system consists of various components such as the laser, the detector, the optics, the control unit and data acquisition unit, etc. The first step in setting up the system for experimental purposes is to characterize each of its components according to the tokamak parameters and the research goals. The laser is one of the most important components of this system and once chosen, affects the selection of other components. For this reason, this component has been the first to be studied in Damavand tokamak system. The laser wavelength can be selected from microwave to far-infrared and infrared regions depending on the plasma volume, the magnetic field and electron density. In this paper, laser characterization is accomplished by means of identifying sources of error in the measurement of electron density in the Damavand tokamak plasma. Resolution of two-color laser interferometer, refraction phenomenon, Faraday rotation effect, vibration limit, transparency of the vacuum window for laser wavelength, the noise due to the compensation wavelength and the extraordinary mode propagation are identified as the sources of error in density measurements. Then, the wavelength dependence on these phenomena is found. Results indicate despite the fact that the dual CO₂ laser system is poor at effective phase resolution, density resolution and the signal to noise ratio, in comparison with other combinations of laser wavelength, its small refraction, tiny Faraday rotation angle and more stable interference signal make it a suitable choice for electron density measurement in Damavand tokamak.

Keywords: Electron Density Measurement, Laser Interferometer, Damavand Tokamak

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