

Dužina koherencije snopa poluprovodničkog lasera

Snop poluprovodničkog lasera (LDM) Majkelsonovim interferometrom je podeljen na dva, među kojima je ostvarena putna razlika koja se kontrolisano menja. Slika interferencije snopova snimana je CCD kamerom. Obradom slika izračunati su kontrasti. Na osnovu tako dobijenog grafika zavisnosti kontrasta od putne razlike izračunata je vrednost dužine koherencije snopa poluprovodničkog lasera: $(8.0 \pm 0.6) \times 10^{-5}$ m.

Definicija dužine koherencije

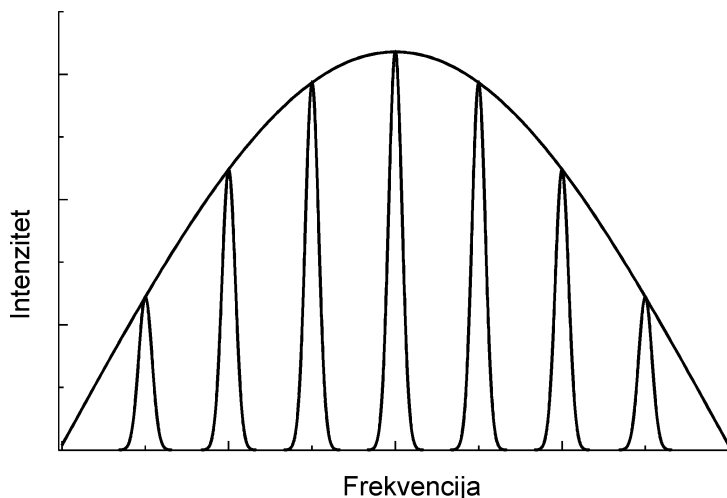
Laser emituje elektromagnetne talase na više bliskih frekvencija koje su označene kao longitudinalni modovi. Spektralni sastav laserskog zračenja karakteriše se emisionom krivom koja predstavlja zavisnost intenziteta longitudinalnog moda od frekvencije. Frekvencije na kojima dolazi do pojačanja određene su u najvećoj meri dužinom rezonatora koja mora biti jednaka celom broju polovina talasne dužine. Te frekvencije nisu oštro definisane, već postoji Lorencova raspodela intenziteta oko svake vrednosti, zbog realnih osobina rezonatora (konačna reflektivnost graničnih površina itd.). Frekventni interval i oblik obvojnice određeni su dozvoljenim prelazima između energetskih nivoa aktivne materije i drugim efektima. Oblik obvojnice direktno zavisi od krive pojačanja (gain curve) koja je u korelaciji sa gausijanom. Na slici 1 prikazana je skica emisione krive (poluprovodnički laser ima nekoliko stotina modova). Interval frekvencija obuhvata samo blisku okolinu emitovane, jer razlika između frekvencija modova je tri reda veličine manja od frekvencije. Emisiona kriva može se dobiti ako konvoluciju "shah" (beskonačnog niza Dirakovih delti, na frekvencijama koje rezonator podržava) i lorencijana (proširenje zbog realnih karakteristika rezonatora) pomnožimo krivom pojačanja koja prati gausijan.

U laserskom snopu dolazi do superpozicije longitudinalnih modova koji osciluju u istoj ravni polarizacije. Zbog (male) razlike u talasnim

*Milja Medić (1981),
Beograd, Mirijeovski
venac 49, učenica 4.
razreda Treće
beogradske gimnazije*

*Đurđa Bogićević
(1982), Valjevo,
Karadorđeva 88,
učenica 2. razreda
Valjevske gimnazije*

*MENTOR:
dr Dejan Pantelić,
Institut za fiziku,
Zemun*



Slika 1.
 Skica emisione krive:
 zavisnost intenziteta
 longitudinalnih
 modova lasera od
 frekvencije.

Figure 1.
 The sketch of the
 emission curve:
 intensity vs.
 frequency of
 longitudinal laser
 modes.

dužinama modovi se fazno pomeraju jedni u odnosu na druge pri prostiranju snopa. Kada su modovi koji se superponiraju fazno pomereni tako da se delimično potiru, intenzitet maksimuma (u tačkama slike gde dolazi do konstruktivne interferencije snopova) manji je nego u slučaju neke druge vrednosti putne razlike kada je fazna razlika približno jednaka celobrojnom umnošku 2π (rezultujuća amplituda modova je veća). U našem eksperimentu, promene amplitude a time i intenziteta praćene su analizom slike interferencije dva dela laserskog snopa, među kojima je ostvarena putna razlika koja se kontrolisano menja.

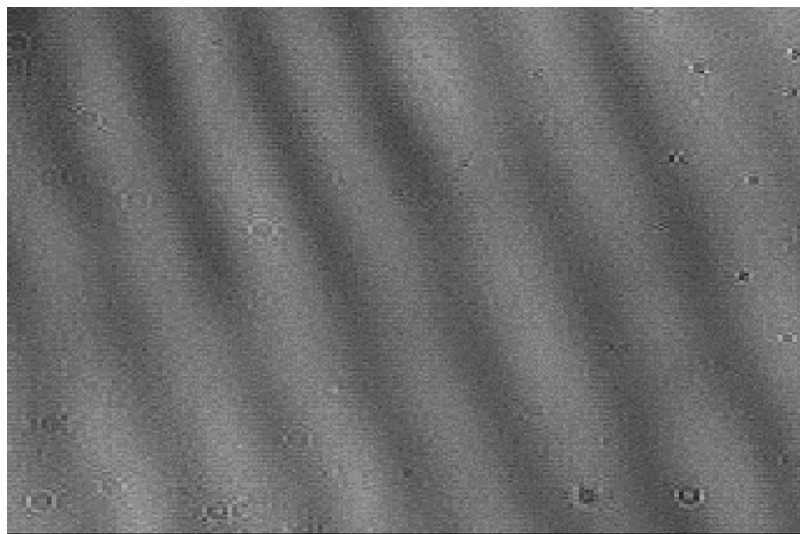
Izraženost pruga na interferencionoj slici kvantitativno se opisuje kontrastom V , čija vrednost je prema Majkelsonovoj definiciji:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1)$$

gde su I_{\max} i I_{\min} intenziteti koji odgovaraju maksimumima i minimumima na slici. Dakle, zbog različitih vrednosti rezultujuće amplitude slaganja modova kontrast se menja sa promenom putne razlike.

Zavisnost kontrasta od putne razlike (kriva kontrasta) direktno je povezana sa spektralnim sastavom laserskog snopa i dobija se kao Furijeov transform emisione krive. Prema konvolucionoj teoremi, kriva kontrasta je konvolucija proizvoda "shah" sa transformom lorencijana i transformo krive pojačanja (Bracewell 1965). Dakle, oblik ove obvojnice uslovljen je karakteristikama rezonatora, dok su pojedinačni pikovi u korelaciji sa krivom pojačanja i gausovskog su oblika.

Dužina koherencije se definiše kao poluširina pika, jer ova vrednost predstavlja interval putne razlike među snopovima lasera u kome je interferenciono slika jasno vidljiva.



Slika 2.
Interferencione pruge
snimljene CCD
kamerom.

Figure 2.
The interference
fringes recorded with
the CCD camera.

Metod

Postavka eksperimenta

Korišćeni su: poluprovodnički laser LDM 145 670/5, Majkelsonov interferometar, CCD kamera, računar, digitalni nonijus. Podešavanjem interferometra kroz koji se prostire snop dobijena je interferenciona slika. Umesto zaklona postavljen je CCD čip koji je priključen na računar tako da se na ekranu vide interferencione pruge (slika 2). Pomeranje ogledala interferometra meri se digitalnim nonijusom, a promena kontrasta se prati na ekranu. U oblastima visokog kontrasta slike su računarski beležene na svakih 10-20 mikrometara, kada bi kontrast opao snimano je na svakih 50-90 mikrometara.

Obrada rezultata merenja

Dobijena je matrica boja (320×215 piksela), koja je u Matlabu pretvorena u matricu intenziteta sabiranjem RGB komponenti. Svaki red piksela obrađen je brzom Furijeovom transformacijom (FFT) jer nije bilo moguće direktno očitati maksimume i minimume oscilovanja intenziteta svetlosti. Da bi se sa grafika uklonio jasno izražen trend, prethodno je urađena splajn (spline) interpolacija: uzorak je podeljen na niz intervala, u svakom je određena srednja vrednost i zatim je kroz te tačke fitovan niz funkcija trećeg stepena (Miličić *et al.* 1996).

Preko amplitude a i srednje vrednosti p funkcije oscilovanja intenziteta duž interferencione slike, relacija (1) može se izraziti kao:

$$V = \frac{a}{p} \quad (2)$$

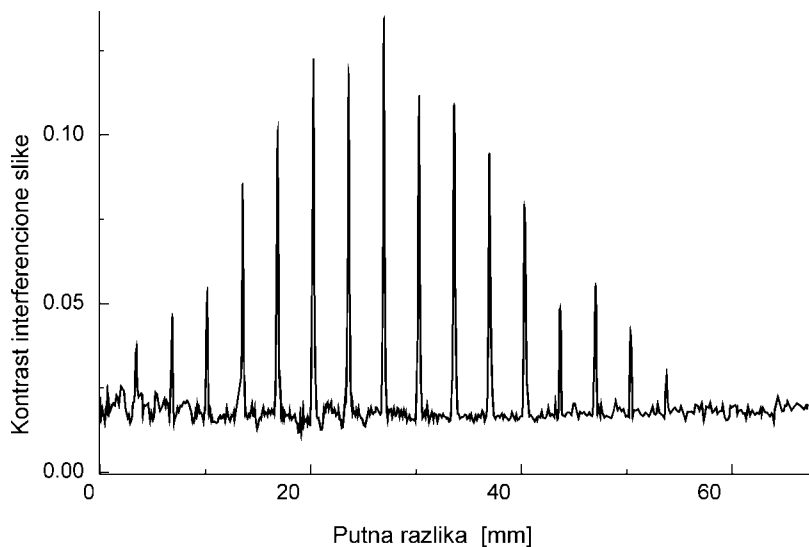
U frekventnom domenu amplitude fluktuacija i signala bile su istog reda veličine. Ali, za razliku od tražene harmonijske funkcije čiji parametri su približno isti u svakoj horizontali, frekvencija i amplituda šuma imaju statističku raspodelu, tako da se sumiranjem apsolutnih vrednosti FFT-a po vrstama, amplituda signala izdvaja i nakon usrednjavanja dobijen je pik u predviđenom frekventnom intervalu. Predviđanje tog intervala zasniva se na prebrojavanju pruga na ekranu.

Rezultati

Dobijena zavisnost kontrasta interferencione slike od vrednosti putne razlike među snopovima određene do na konstantu (razlika puteva je jednaka nuli u tački gde ova zavisnost dostiže maksimum), prikazana je na slici 3. Svaki od maksimuma na slici 3 ima oblik gausijana (slika 4) čija je poluširina uzeta za dužinu koherencije. Dobijene vrednosti prikazane su u tabeli 1. Konačan rezultat je: $(8.0 \pm 0.6) \times 10^{-5}$ m.

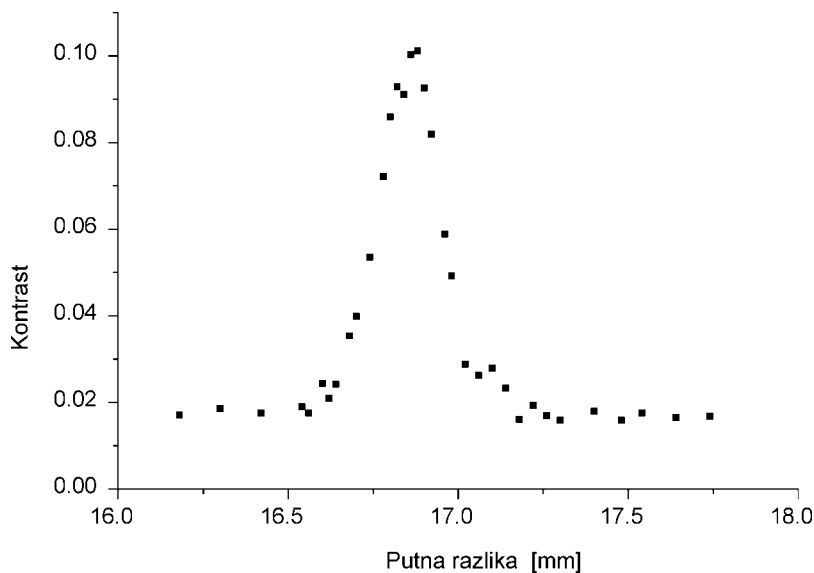
Tabela 1. Dobijene vrednosti za poluširine pikova

Redni broj pika	Poluširina pika [10^{-5} m]
1	6.0 ± 2.0
2	6.7 ± 0.5
3	7.6 ± 0.4
4	6.0 ± 0.4
5	9.1 ± 0.2
6	8.9 ± 0.4
7	8.0 ± 0.3
8	7.4 ± 0.3
9	7.6 ± 0.4
10	8.4 ± 0.3
11	9.1 ± 0.7
12	8.6 ± 0.5
13	7.7 ± 0.8
14	8.0 ± 0.6
15	7.5 ± 0.8
16	7.1 ± 0.7



Slika 3.
Kriva kontrasta.

Figure 3.
Contrast vs. path length difference (the visibility curve).



Slika 4.
Profil petog maksimuma krive kontrasta.

Figure 4.
The profile of the fifth visibility curve's peak.

Diskusija

Kriva kontrasta laserskog snopa odgovara Furijeovom transformu emisione krive. Ekvidistantne Dirakove delte na selektovanim frekvencijama idealnog Fabri-Pero rezonatora, koje figurišu u izrazu za emisionu krivu u vidu "shah", razmaknute su za Δv . Furijeov transform od "shah" je "shah" kod koga su Dirakove delte (na maksimumima kontrasta), razmaknute za Δx . Između Δx i Δv postoji zavisnost:

$$\Delta v = \frac{c}{\Delta x} \quad (3)$$

Kod poluprovodničkog lasera je zbog malih dimenzija rezonatora prisutan veliki broj (nekoliko stotina) široko razmaknutih modova. Na osnovu Δx dobijenog sa slike 3, izračunata je vrednost Δv koja je istog reda veličine sa predviđanjima iz literature (Siegman 1986).

Relativno male maksimalne vrednosti kontrasta objašnjavamo nesavršenošću delitelja snopa (beam-splitter-a) koji daje dva snopa nejednakih intenziteta, što bi moglo biti otklonjeno dodavanjem prigušivača snopa (Landsberg 1976).

Između gausijana kontrast bi trebalo da bude nula. Odstupanje našeg rezultata može biti posledica neprimenljivosti aproksimacija upotrebljenih u razmatranju idealnog slučaja. Na primer, emisiona kriva nije gausovskog oblika, postoji Lembovo udubljenje (posledica efekata saturacije), kao i druge nepravilnosti (Konjević 1981). Postoji mogućnost da, zbog smanjene vrednosti rezultujuće amplitude, efekti spontane emisije koja je kod poluprovodničkog lasera veoma izražena više nisu zanemarljivi (Siegman 1986). Takozvano šetanje modova ispod krive pojačanja (gain profile), koje je posledica termalnog izduženja lasera, uzrokuje oscilovanje krive vidljivosti čiji je efekat značajan u slučaju nestabilizovanih sistema (Pantelić *et al.* 1999). "Takmičenje modova" u toku merenja izazvalo bi promene spektralnog sastava koje utiču na vrednost kontrasta (Siegman 1986).

Nepreciznost u određivanju vrednosti kontrasta posledica je grešaka instrumentalnih i numeričkih metoda. Neravnomerna osvetljenost pozadine slika izazivala je sistematsku grešku koja je u velikoj meri otklonjena oduzimanjem splajn interpoliranog trenda od signala, ali koncentrične mrlje, koje su verovatno posledica difrakcije na zrcima prašine, nisu otklonjene. Nelinearnost odziva CCD-a nije uzeta u obzir. Dužina uzorka na kome je vršena Furijeova transformacija nije jednaka celom broju perioda funkcije, što je unelo grešku u određivanje amplitude (Bracewell 1965).

Zaključak

Slika interferencije dva dela laserskog snopa koji su prešli različite puteve, tj. oscilovali različito vreme do CCD čipa, zavisi od vrednosti putne razlike. Intenzitet svetlosti se menja sa prostiranjem zračenja jer ono predstavlja superpoziciju modova čije se talasne dužine malo razlikuju, pa se rezultujuća amplituda menja usled njihovog međusobnog faznog pomeranja. Ove promene jednoznačno utiču na kontrast interferencione slike. Jedan od parametara zavisnosti kontrasta od putne razlike definisali smo kao dužinu koherencije jer predstavlja dužinu intervala putne razlike u ko-

me je interferenciona slika jasno vidljiva. Vrednosti kontrasta dobijene su Furijeovom analizom računarski zabeleženih interferencionih slika. Ovaj metod računanja dužine koherencije snopa pokazao se kao efikasan jer su dobijene vrednosti u okviru teorijskih predviđanja. Međutim, da bismo odredili koji procesi dolaze do izražaja kada je vrednost kontrasta mala, moramo tačnije odrediti kontrast. Greška numeričke metode delom je izazvana razlikom između dužine uzorka i celog broja perioda tražene funkcije. Fitovanje apsolutne vrednosti Furijeovog transformata na funkciju: $\sin\omega t/\omega t$, daje mnogo tačniju vrednost frekvencije signala, na osnovu koje treba izračunati amplitudu. Značajno poboljšanje instrumentalne postavke predstavljalo bi dodavanje sabirnog sočiva koje vrši 2D FFT snopa i prostornog filtera (Wolff *et al.* 1999).

Literatura

- Bracewell R. 1965. *The Fourier Transform and its Applications*. McGraw-Hill
- Hecht J. 1986. *The Laser Guidebook*. McGraw-Hill
- Konjević N. 1981. *Uvod u kvantnu elektroniku*. Beograd: Naučna knjiga
- Landsberg G.S. 1976. *Optika*. Moskva: Nauka
- Miličić M, Miličić N, Stankov D. 1996. *Elementi numeričke analize*. Beograd: Univerzitet u Beogradu, Rudarsko-geološki fakultet
- Moller K.D. 1988. *Optics*. Mill Valley (California): University Science Books
- Pantelić D.V, Kovačević A.G, Rostohar D.S, Panić B. M: 1999. He-Ne frequency stabilisation by locking to minimum interference fringes visibility function. ETRAN
- Siegman A.E. 1986. *Lasers*. Mill Valley (California): University Science Books
- Wolff S, Messerschmidt D, Fouckhardt H. 1999. Fourier-optical selection of higher order transverse modes in broad area lasers. *Optics Express*, **5**, (3): 37

Milja Medić and Đurđa Bogičević

Laser Diode Module Coherence Length

If a path length difference is created as two fractions of split laser beam propagate, the contrast of their interference pattern depends on its value. The laser emission is superposition of longitudinal (axial) modes with closely spaced frequencies. The resulting amplitude changes as the

relative phase of interfering modes increases during the wave oscillation. These changes affect intensity of laser beam, and the contrast of interference pattern (visibility in Michelson's formulation, see Eqn 1) depends on intensity. Therefore, the contrast is a function of path length difference, and one of this function's parameters is defined as coherence length. It is equal to the width of path length difference interval in which the interference pattern is easily visible.

By adjusting the Michelson interferometer, the interference pattern of split laser beam was produced. It was recorded with CCD camera connected to the computer, so interference fringes were shown on the screen (Figure 2). The path length difference was changed gradually (by 20 μm), and images were saved to the disc after every 20 μm shift for higher contrast intervals and 100 μm for lower contrast domains. The images were processed using the Fourier transformation (FFT). The calculated contrast values were plotted as a function of path length difference in the Figure 3 (the so-called visibility curve). The visibility curve depends on the laser emission spectrum. It is equal to the Fourier transform of emission curve (intensity of emitted modes as a function of their frequency – sketch shown in the Figure 1). The relation 3 is derived from that correlation and was used for comparison of theoretical predictions and obtained results; according to Siegman 1986, they match. Another consequence of the correlation of emission and visibility curve is gaussian profile of visibility curve peaks (Figure 4). The coherence length was calculated as halfwidth of the peak. The results for every peak are shown in the Table 1. The calculated value of laser diode module beam coherence length is $(8.0 \pm 0.6) \times 10^{-5}$ m.

This method of coherence length determination has proved efficient because visibility curve fits the theoretical predictions in high contrast domain, pertinent to the calculations. But low contrast values don't match with the predictions. This might be the consequence of inapplicability of theoretical predictions based on ideal case, not taking into account processes that might have significant effect in low contrast domain such as: saturation effects, mode competition, spontaneous emission, modes' shift under the gain profile because of thermal extension of the resonator etc. The manifestation of these effects cannot be scrutinized unless the accuracy of contrast determination is enhanced. The error of numerical method used in this experiment can be minimized by overcoming the difference between the sample length and integer multiple of period of the Fourier transformation calculated function (Bracewell 1965). CCD calibration should be performed. Since the beam-splitter doesn't split the beam into equal intensity fractions, correction should be made with beam attenuator (Landsberg 1976). Adding a lens and a space frequency filter to the instrumentation would reduce the noise (Wolff *et al.* 1999).

