

# Lasery i ...



ich wybrane zastosowania  
w fizyce

# Organizacja zajęć w 2026 r.

---

## **Wykład w tygodniach 1-10:**

- obecność nieobowiązkowa,
- zaliczenie na podst. kolokwium pisemnego.

## **Laboratorium w tygodniach 1 i 3-15:**

- podział na 4 zespoły laboratoryjne pracujące w różnych tygodniach prowadzone przez: zespół 1 i 3 - Marek Izdebski, zespół 2 i 4 - Rafał Ledzion,
- obecność obowiązkowa w terminach z harmonogramu dla zespołu zgodnie z zapisem,
- wymagane zaliczenie wszystkich ćwiczeń z harmonogramu, na zaliczenie każdego ćwiczenia składa się: 1) udział w pomiarach, 2) zaliczenie raportu.
- ocena z lab. = 60 % średniej z ocen z raportów + 40 % anonimowa samoocena zespołu.

## **Ocena z modułu Technika cyfrowa:**

- ocena z modułu = 50 % oceny z kolokwium wykładowego + 50 % oceny z laboratorium,
- obie oceny muszą być pozytywnie ( $\geq 3$ ).

## **Materiały:**

[fizyka.p.lodz.pl](https://fizyka.p.lodz.pl) Dla studentów → Fizyka Techniczna (I st.) → Lasery i ich wybrane zastosowania w fizyce

- skrypt do wykładu,
- harmonogram i instrukcje do ćwiczeń laboratoryjnych,
- karta warunków realizacji przedmiotu w roku ak. 2025/2026.

# Lasery i ich wybrane zastosowania w fizyce

---

Zakres wykładu – planowane tematy:

1. Właściwości promieniowania laserowego.
2. Klasyfikacja laserów.
3. Fizyczne podstawy działania laserów.
4. Zasada działania i budowa wybranych laserów gazowych.
5. Płaska monochromatyczna fala świetlna w ośrodku izotropowym i anizotropowym.
6. Tensorowy opis właściwości optycznych jednorodnych ośrodków anizotropowych.
7. Transformacja stanu polaryzacji wiązki światła przez płasko-równoległą płytkę.
8. Zastosowanie światła laserowego do pomiarów wybranych właściwości optycznych monokryształów i cieczy.

# Wstęp historyczny

Słowo laser jest akronimem od (ang.) *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, czyli wzmocnienie światła poprzez wymuszoną emisję promieniowania.

## Przełomowe wydarzenia:

- 1916 Albert Einstein opublikował wyprowadzenie prawa Plancka, w którym wprowadził współczynniki opisujące częstotliwości przejść pomiędzy stanami energetycznymi, w tym współczynnik emisji wymuszonej,
- 1954 pierwszy maser, czyli wzmacniacz mikrofal wykorzystujący inwersję obsadzeni w amoniaku (Charles H. Townes z zespołem),
- 1960 pierwszy laser, w którym ośrodkiem czynnym był rubin (Theodore Maiman),
- 1961 laser He-Ne, pierwszy laser o pracy ciągłej (A. Javan, W. Bennet i D. Harriott),
- 1962 pierwszy laser półprzewodnikowy (R. Hall, F.H. Dill, W.E. Howard),
- 1964 nagroda Nobla za prace nad podstawami budowy maserów i laserów dla Ch. H. Townes, N. G. Basow, A.M. Prochorow,
- 1985 pierwszy laser rentgenowski na zjonizowanym selenie (D. Matthews z zespołem),
- 1996 laser GaN, pierwszy półprzewodnikowy laser niebieski (S. Nakamura).

# Temat 1. Właściwości promieniowania laserowego

---

Cechą charakterystyczną światła laserowego jest możliwość osiągania wartości ekstremalnych jednocześnie przez:

- monochromatyczność,
- moc i gęstość mocy,
- mała rozbieżność wiązki,
- spójność przestrzenna i czasowa.

Inne źródła światła umożliwiają osiągnięcie wartości ekstremalnej wybranego parametru, ale nie wielu jednocześnie. Przykładowo wysokiej klasy monochromator przepuszcza tylko znikomą część mocy światła padającego.

# 1.1. Monochromatyczność

Dzięki wykorzystaniu rezonatora optycznego szerokość linii emisyjnej lasera jest znacznie węższa od szerokości linii emisji spontanicznej (poszerzenie jednorodne i niejednorodne).

Szerokość widmowa linii typowych laserów gazowych oraz na ciele stałym wynosi:

- od 1 MHz do 1 GHz,
- osiągnięto szerokość linii 1 Hz [1].

Dla porównania, częstotliwość promieniowania widzialnego jest rzędu  $10^{15}$  Hz.

W wielu zastosowaniach widmo promieniowania laserowego można uznać za nieskończenie wąskie, to znaczy kształt linii widmowej lasera można przybliżyć deltą Diraca.

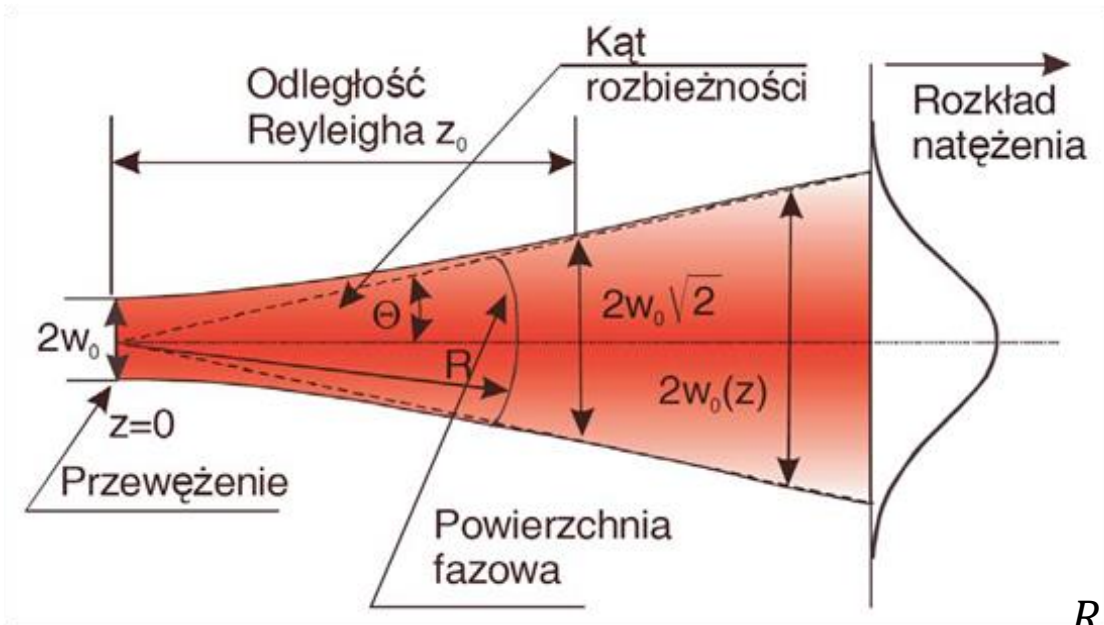
## 1.2. Moc i gęstość mocy

- Sprawność lasera zazwyczaj nie jest wysoka. Przykładowo w typowych laserach He-Ne moc wyjściowa nie przekracza 0,1% mocy zasilania.
- Ze względu na mały przekrój emitowanej wiązki, nawet laser o małej mocy 1 mW zapewnia gęstość mocy rzędu  $10\,000\text{ W/m}^2$ .
- Wiązkę światła laserowego można skupić przy użyciu soczewek do średnicy ograniczonej głównie przez dyfrakcję. Przykładowo dla lasera He-Ne o długości fali 632,8 nm można uzyskać w ognisku średnicę wiązki rzędu  $1\text{ }\mu\text{m}$ .
- Lasery mogą generować promieniowanie o stabilnej amplitudzie, ale mogą także generować krótkie impulsy dużej mocy. Najkrótsze uzyskiwane impulsy są rzędu 250 attosekund ( $1\text{ as} = 10^{-18}\text{ s}$ ) – nagroda Nobla w dziedzinie fizyki w 2023 roku przyznana Pierre'owi Agostiniemu, Ferencowi Krauszowi i Anne L'Huillier za eksperymentalne metody generacji attosekundowych impulsów światła do badania dynamiki elektronów w materii.
- Szczytowa moc wyjściowa lasera impulsowego jest znacznie większa niż moc lasera o pracy ciągłej – nawet w małych laserach uzyskuje się moce przekraczające 1 MW.

# 1.3. Kształt wiązki

Jeżeli laser wzbudza się w modzie podstawowym (mod  $TEM_{00}$ ), to rozkład natężenia pola elektrycznego fali świetlnej emitowanej przez laser z dobrym przybliżeniem opisuje wiązka gaussowska [1,2]

$$E_0(x, y, z) = E_0(0,0,0) \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right), \quad (1.1)$$



**Rys. 1.1.** Kształt wiązki gaussowskiej [1].

promień wiązki w odległości  $z$

$$w^2(z) = w_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{2z}{kw_0^2} \right)^2 \right],$$

gdzie  $k$  – liczba falowa, (1.2)

promień krzywizny frontu falowego

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{kw_0^2}{2z} \right)^2 \right] = \frac{1}{z} (z^2 + z_0^2). \quad (1.3)$$

## c.d. kształt wiązki

Z teorii dyfrakcji Fraunhoffera można przewidzieć rozbieżność kątową wiązki wynikającą z naturalnej dyfrakcji światła na otworze kołowym o średnicy  $D = 2w_0$  (ośrodek czynny lub lustro o ograniczonej średnicy) [2]:

- rozbieżność kątowa  $\Theta$  odpowiadająca pierwszemu pierścieniowi ciemnemu

$$\Theta[\text{rad}] = \frac{1,22 \lambda}{D}, \quad (1.4)$$

- rozbieżność kątowa  $\Theta$  odpowiadająca zmniejszeniu natężenia światła do połowy

$$\Theta[\text{rad}] = \frac{\lambda}{D}. \quad (1.5)$$

Przykładowo ze wzoru (1.5) otrzymujemy:

- $\Theta \approx 0,08 \cdot 10^{-3}$  rad dla lasera rubinowego, w którym  $D = 10$  mm i  $\lambda = 694,3$  nm,
- $\Theta \approx 0,8 \cdot 10^{-3}$  rad dla lasera He-Ne, w którym  $D = 1$  mm i  $\lambda = 632,8$  nm.

Ta wartość teoretyczna pozostaje w dobrej zgodności z wartościami katalogowymi, np. dla lasera Lasos LGK 7665 P, w którym  $D = 1$  mm i  $\lambda = 632,8$  nm, producent deklaruje  $\Theta \leq 1$  mrad dla zmniejszenia natężenia światła e razy.

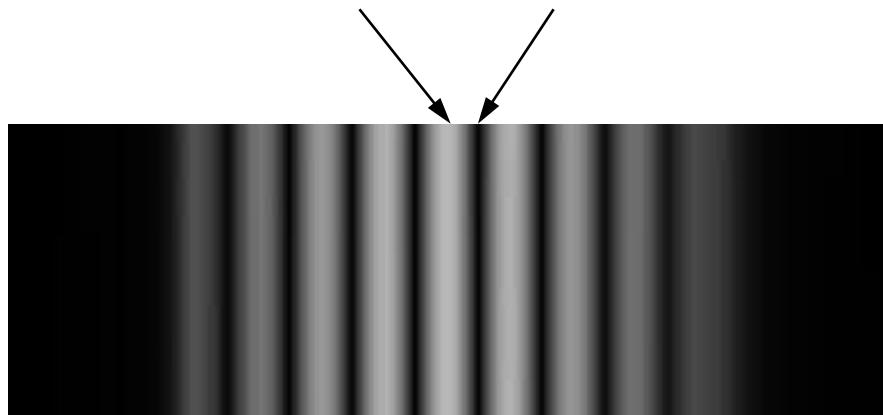
## 1.4. Spójność

Stabilne obrazy interferencyjne tworzą się tylko wtedy, gdy nakładające się wiązki są *spójne*. *Spójność* (*koherencja*) światła jest korelacją fazową występującą między polami promieniowania pochodzącymi ze źródeł, które znajdują się w różnych punktach przestrzeni i/lub różnym czasie. Rozciągle źródło światła jest koherentne, jeśli wszystkie jego punkty emitują promieniowanie o stałych różnicach faz względem siebie. Naturalne źródła światła nie są koherentne.

Jako kryterium ilościowego opisu ostrości obrazu interferencyjnego stosuje się widzialność prążków interferencyjnych [1,3,4]:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (1.6)$$

maksymalne natężenie światła  $I_{\max}$        $I_{\min}$  - minimalne natężenie światła.



### c.d. spójność

Rozważmy superpozycję dwóch fal o tej samej częstotliwości i polaryzacji, które zostały wyemitowane z różnych punktów  $\vec{r}_1$  i  $\vec{r}_2$  i w różnych momentach  $t_1$  i  $t_2$  i nakładają się na siebie w punkcie  $\vec{r}$  w chwili  $t$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}_1, t_1) + \vec{E}(\vec{r}_2, t_2), \quad (1.7)$$

gdzie np. dla fal idealnie spójnych

$$\vec{E}(\vec{r}_1, t_1) = E_{01} \exp[i(\omega t - \mathbf{k}\vec{r} + \varphi_1)], \quad (1.8)$$

$$\vec{E}(\vec{r}_2, t_2) = E_{02} \exp[i(\omega t - \mathbf{k}\vec{r} + \varphi_2)].$$

Dalsze rozważania dotyczą fal, które mogą być tylko częściowo spójne, tzn. nie muszą mieć dokładnie formy (1.8). Natężenie promieniowania jest określone przez średnią czasową kwadratu natężenia pola elektrycznego

$$I(\mathbf{r}, t) = \langle \vec{E}^*(\vec{r}, t) \vec{E}(\mathbf{r}, t) \rangle = \frac{1}{2T} \int_{t-T}^{t+T} \vec{E}^*(\vec{r}, t') \vec{E}(\mathbf{r}, t') dt', \quad (1.9)$$

gdzie  $2T$  jest czasem uśredniania. Stąd dla superpozycji dwóch fal

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}, t) &= \langle [\vec{E}^*(\vec{r}_1, t_1) + \vec{E}^*(\vec{r}_2, t_2)] [\vec{E}(\vec{r}_1, t_1) + \vec{E}(\vec{r}_2, t_2)] \rangle = \\ &= I_1 + I_2 + 2 \operatorname{Re} \langle \vec{E}^*(\vec{r}_1, t_1) \vec{E}(\vec{r}_2, t_2) \rangle. \end{aligned} \quad (1.10)$$

### c.d. spójność

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}, t) &= \langle [\vec{\mathbf{E}}^*(\vec{\mathbf{r}}_1, t_1) + \vec{\mathbf{E}}^*(\vec{\mathbf{r}}_2, t_2)] [\vec{\mathbf{E}}(\vec{\mathbf{r}}_1, t_1) + \vec{\mathbf{E}}(\vec{\mathbf{r}}_2, t_2)] \rangle = \\ &= I_1 + I_2 + 2 \operatorname{Re} \langle \vec{\mathbf{E}}^*(\vec{\mathbf{r}}_1, t_1) \vec{\mathbf{E}}(\vec{\mathbf{r}}_2, t_2) \rangle. \end{aligned} \quad (1.10)$$

Interferencję opisuje ostatni składnik sumy we wzorze (1.10). Załóżmy, że koherencja nie zmienia się w czasie, a zależy jedynie od różnicy  $\tau = t_2 - t_1$ .

Wówczas, *funkcję spójności* (korelacji), można wprowadzić jako [1,3]

$$\begin{aligned} \Gamma(\vec{\mathbf{r}}_1, \vec{\mathbf{r}}_2, t_2 - t_1) &= \langle \vec{\mathbf{E}}^*(\vec{\mathbf{r}}_1, t_1) \vec{\mathbf{E}}(\vec{\mathbf{r}}_2, t_2) \rangle = \\ &= \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} \vec{\mathbf{E}}^*(\vec{\mathbf{r}}_1, t_1) \vec{\mathbf{E}}(\vec{\mathbf{r}}_2, t_1 + \tau) dt_1. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Aby wyeliminować zależność funkcji  $\Gamma$  od natężeń nakładających się fal, wprowadza się *unormowaną funkcję spójności*

$$\gamma(\vec{\mathbf{r}}_1, \vec{\mathbf{r}}_2, t_2 - t_1) = \frac{\Gamma(\vec{\mathbf{r}}_1, \vec{\mathbf{r}}_2, t_2 - t_1)}{\sqrt{\Gamma(\vec{\mathbf{r}}_1, \vec{\mathbf{r}}_1, 0) \Gamma(\vec{\mathbf{r}}_2, \vec{\mathbf{r}}_2, 0)}} = \frac{\Gamma(\vec{\mathbf{r}}_1, \vec{\mathbf{r}}_2, t_2 - t_1)}{\sqrt{I_1 I_2}}, \quad (1.12)$$

której moduł przyjmuje wartości od 0 do 1 zależne tylko od stopnia spójności fal

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \operatorname{Re}[\gamma(\vec{\mathbf{r}}_1, \vec{\mathbf{r}}_2, \tau)]. \quad (1.13)$$

### c.d. spójność

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \operatorname{Re}[\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)]. \quad (1.13)$$

Zespoloną funkcję  $\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)$  można zawsze przedstawić w postaci

$$\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = |\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)| \exp(i\varphi). \quad (1.14)$$

Ze wzorów (1.13) i (1.14)

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)| \cos(\varphi). \quad (1.15)$$

Przesuwanie punktu nakładania fal odpowiada zmianom  $\varphi$ , zatem wartości graniczne

$$I_{\max}, I_{\min} = I_1 + I_2 \pm 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)|. \quad (1.16)$$

Moduł funkcji (1.14) można zatem powiązać z widzialnością prążków

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = 2 \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)|, \quad (1.17)$$

a w przypadku fal o równych natężeniach  $I_1 = I_2$

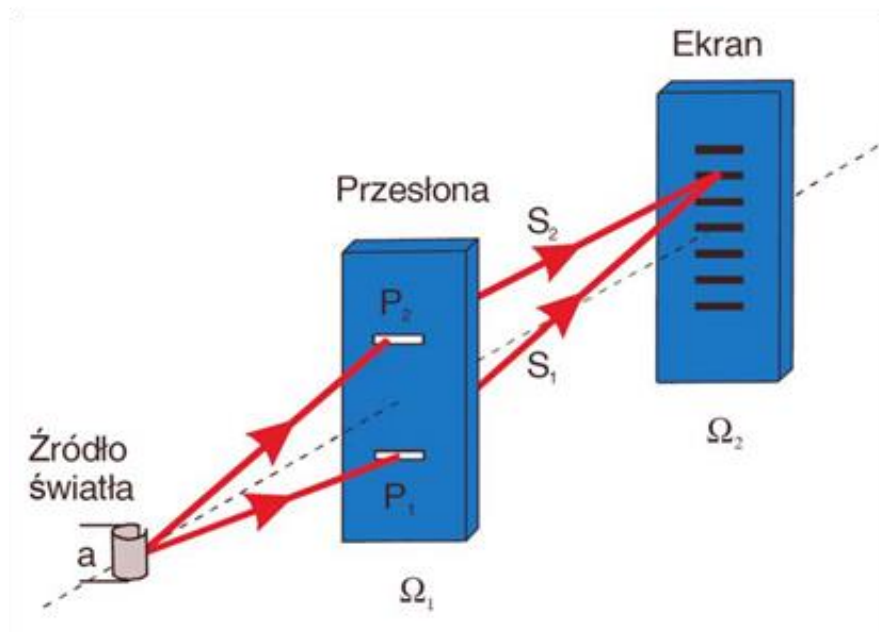
$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = |\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)|. \quad (1.18)$$

Uwaga: podstawiając fale idealnie harmoniczne, jak w (1.8), otrzymany  $|\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)|=1$ .

Tradycyjnie rozróżnia się spójność przestrzenną i czasową, chociaż zazwyczaj mamy do czynienia z oboma typami równocześnie.

## Spójność przestrzenna

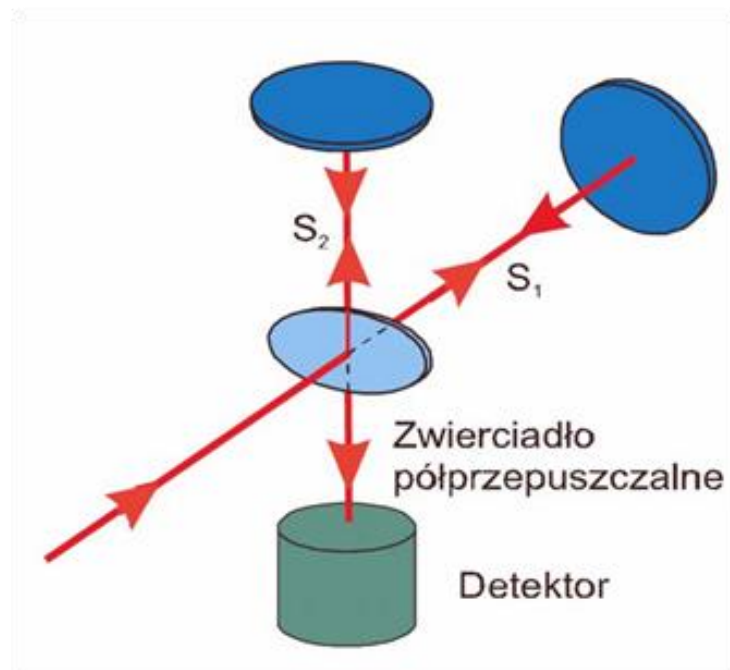
związana z koherencją pól  $\vec{E}(\vec{r}_1, t)$  i  $\vec{E}(\vec{r}_2, t)$ , czyli wyemitowanych w tym samym czasie z różnych punktów, jak np. z dwóch małych otworów  $P_1$  i  $P_2$  w doświadczeniu Younga.



**Rys. 1.2.** Doświadczenie Younga [1].

## Spójność czasowa

związana z koherencją pól  $\vec{E}(\vec{r}, t_1)$ ,  $\vec{E}(\vec{r}, t_2)$ , czyli wyemitowanych w różnym czasie z jednego punktu, jak np. w interferometrze Michelsona.



**Rys. 1.3.** Interferometr Michelsona [1].

### c.d. spójność

Rozważmy spójność światła, które jest prawie monochromatyczne, tzn. jego linia widmowa ma skończoną szerokość  $\Delta\omega$ . Obraz interferencyjny jest widzialny, jeśli różnice faz składowych z krańców linii widmowej są mniejsze od  $\pi$ . W przypadku granicznym

$$\Delta\omega \tau_{sp} = \pi, \quad (1.19)$$

gdzie  $\tau_{sp}$  jest czasem spójności. W interferometrze Michelsona czas spójności odpowiada różnicy dróg  $\Delta s$ , przy których obraz interferencyjny przestaje być wyraźny

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \tau_{sp} c. \quad (1.20)$$

Łącząc wzory (1.19) i (1.20) otrzymujemy

$$\Delta s = \frac{\pi c}{\Delta\omega} = \frac{c}{2\Delta\nu}. \quad (1.21)$$

#### Wniosek:

im węższa szerokość spektralna linii, tym dłuższy czas spójności i droga spójności.

#### Przykłady:

1. Dla lasera o szerokości linii  $\Delta\nu = 1$  GHz otrzymujemy  $\Delta s = 1,5$  m,
2. Dla naturalnej fluorescencji rubinu o długości fali 694,3 nm szerokość widma wynosi 0,4 nm [2], co odpowiada  $\Delta\nu = 2,5 \cdot 10^{12}$  Hz, i otrzymujemy  $\Delta s = 0,0006$  m.

# Literatura do tematu 1

---

- [1] B. Ziętek, Lasery, Wydawnictwo Naukowe Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, Toruń 2009.
- [2] F. Kaczmarek, „Wstęp do fizyki laserów”, wydanie 2, PWN, Warszawa 1986.
- [3] K. Shimoda, „Wstęp do fizyki laserów”, PWN, Warszawa 1993.
- [4] H. Klejman, „Lasery”, wydanie 2, PWN, Warszawa 1979.