Technika Z-Scan: Teoria, Interpretacja i Obliczenia

1. Wprowadzenie do Techniki Z-Scan

Technika Z-scan jest prostą, ale niezwykle czułą metodą pomiarową, która zrewolucjonizowała charakteryzację nieliniowości optycznych w materiałach. Jej strategiczne znaczenie wynika z faktu, że w przeciwieństwie do bardziej złożonych technik, takich jak interferometria nieliniowa czy mieszanie czterofalowe, Z-scan oferuje porównywalną czułość przy znacznie prostszej aparaturze eksperymentalnej opartej na pojedynczej wiązce laserowej. Ta prostota, połączona z precyzją pozwalającą na detekcję nieliniowych zniekształceń frontu falowego na poziomie lepszym niż λ/300, czyni ją nieocenionym narzędziem w badaniach fotonicznych.

Kluczową zaletą metody Z-scan jest jej zdolność do jednoczesnego i jednoznacznego wyznaczenia zarówno znaku, jak i wartości nieliniowego współczynnika załamania światła (n_2) oraz nieliniowego współczynnika absorpcji (β). Dzięki temu badacze mogą uzyskać kompleksowy obraz nieliniowej odpowiedzi optycznej materiału w ramach jednego, spójnego eksperymentu. Zdolność do rozdzielenia tych dwóch efektów jest kluczowa dla pełnego zrozumienia i zastosowania materiałów w urządzeniach optoelektronicznych.

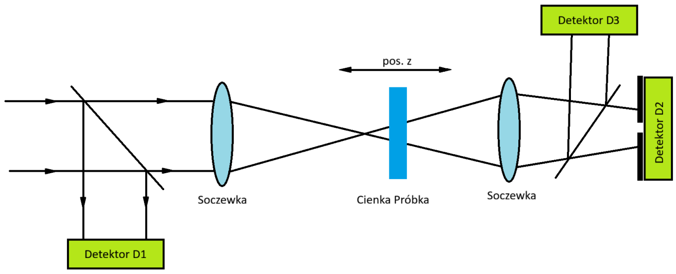
Niniejsze kompendium szczegółowo omawia podstawy fizyczne, konfigurację eksperymentalną oraz analizę teoretyczną leżącą u podstaw tej potężnej techniki, przygotowując grunt pod jej praktyczne zastosowanie.

2. Zasady Działania i Konfiguracja Eksperymentalna

Zrozumienie fizycznych podstaw techniki Z-scan jest kluczowe dla prawidłowej interpretacji wyników pomiarowych. Jej elegancja polega na bezpośrednim powiązaniu obserwowalnych zmian w propagacji wiązki z nieliniowymi właściwościami badanego materiału. Ta sekcja szczegółowo omawia zarówno standardowy schemat aparatury, jak i jakościowy mechanizm powstawania charakterystycznej sygnatury pomiarowej, która jest sercem tej metody.

2.1 Układ Pomiarowy

Standardowy układ eksperymentalny Z-scan jest niezwykle prosty.



Składa się z następujących kluczowych komponentów:

- Źródło światła: Laser emitujący stabilną wiązkę Gaussa.
- Układ skupiający: Soczewka, która skupia wiązkę, tworząc przewężenie (ognisko).
- Próbka: Badany materiał umieszczony na precyzyjnym stoliku translacyjnym, który umożliwia jej przesuwanie wzdłuż osi propagacji wiązki (z).
- Apertura: Przesłona o stałym promieniu, umieszczona w dalekim polu za próbką.
- Detektor 2 : Fotodetektor mierzący moc wiązki przechodzącej przez aperturę.
- Detektor 3 : Fotodektor mierzący całkowitą moc przechodzącą przez próbkę jest potrzebny do określenia absorpcji światła przez próbkę.
- Detektor 1 : Fotodektor mierzący moc jaka wchodzi do układu jest potrzebny do normalizacji natężenia światła.

Na początek wyznaczamy współczynniki b_2 oraz b_3, który możemy określić poprzez sprawdzenie układu bez wstawionej próbki:

$$b_2 = \frac{I_1}{I_2}$$

$$b_3 = \frac{I_1}{I_3}$$

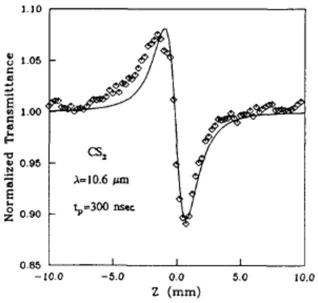
gdzie b to współczynnik normalizacji natężenia dla detektorów 2 oraz 3, a I to natężenie mierzone na detektorach 1, 2, 3.

W trakcie pomiaru próbka jest przesuwana przez ognisko wiązki laserowej, a detektor rejestruje znormalizowaną transmitancję jako funkcję pozycji z. To właśnie zmiana tej transmitancji, wywołana nieliniowym zniekształceniem czoła fali, pozwala na scharakteryzowanie materiału.

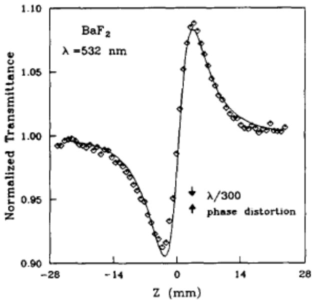
2.2 Interpretacja sygnału Z-Scan za aperturą

Ruch próbki wzdłuż osi z powoduje zmianę natężenia wiązki w materiale, co indukuje nieliniowe efekty refrakcyjne. Próbka, pod wpływem wysokiego natężenia w pobliżu ogniska, działa jak cienka soczewka o mocy zależnej od natężenia. Efekt ten modyfikuje rozbieżność wiązki za próbką, co prowadzi do zmiany jej średnicy na płaszczyźnie apertury i, w konsekwencji, do zmiany mierzonej transmitancji. Związek między znakiem nieliniowości a kształtem krzywej Z-scan jest bezpośredni i intuicyjny:

- **Nieliniowość ujemna ($n_2 < 0$): Występuje zjawisko samorozogniskowania (ang. self-defocusing).**
  - Gdy próbka znajduje się przed ogniskiem (ujemne z), indukowana soczewka rozpraszająca kolimuje wiązkę, co powoduje jej zwężenie na płaszczyźnie apertury i wzrost transmitancji.
  - Gdy próbka znajduje się za ogniskiem (dodatnie z), ta sama soczewka rozpraszająca zwiększa dywergencję wiązki, co prowadzi do jej poszerzenia na płaszczyźnie apertury i spadku transmitancji.
  - Charakterystyczną sygnaturą jest konfiguracja szczyt-dolina (ang. peak-valley).



- **Nieliniowość dodatnia ($n_2 > 0$): Występuje zjawisko samoogniskowania (ang. self-focusing).**
  - Gdy próbka znajduje się przed ogniskiem, indukowana soczewka skupiająca zwiększa dywergencję wiązki, co prowadzi do spadku transmitancji.
  - Gdy próbka znajduje się za ogniskiem, ta sama soczewka skupiająca kolimuje wiązkę, co prowadzi do wzrostu transmitancji.
  - Charakterystyczną sygnaturą jest konfiguracja dolina-szczyt (ang. valley-peak).



Ta prosta, wizualna interpretacja, pozwalająca na natychmiastowe określenie znaku nieliniowości na podstawie kształtu zarejestrowanej krzywej, jest jedną z największych zalet metody Z-scan.

Chociaż jakościowa interpretacja stanowi solidną podstawę, do precyzyjnego wyznaczenia wartości liczbowych nieliniowych współczynników niezbędna jest szczegółowa analiza teoretyczna, która zostanie przedstawiona w kolejnej sekcji.

3. Analiza Teoretyczna dla Czysto Refrakcyjnej Nieliniowości

Tutaj zajmę się na narzędziach opisu modelu teoretycznego do przekształcenia surowych danych pomiarowych w precyzyjne wartości fizycznych współczynników nieliniowych. Przedstawione poniżej równania i założenia, a w szczególności kluczowe przybliżenie "cienkiego ośrodka", stanowią fundament do analizy Z-scan, pozwalając na dokładne scharakteryzowanie badanych materiałów pod względem ich współczynników nieliniowych.

3.1 Podstawowe Równania Nieliniowej Refrakcji

Dla nieliniowości trzeciego rzędu (efekt Kerra), całkowity współczynnik załamania światła n można opisać jako sumę wkładu liniowego n_0 i wkładu zależnego od natężenia światła I:

$$n = n_0 + n_2 \frac{|E|^2}{2} = n_0 + \gamma I$$

Równanie (1)

gdzie poszczególne symbole oznaczają:

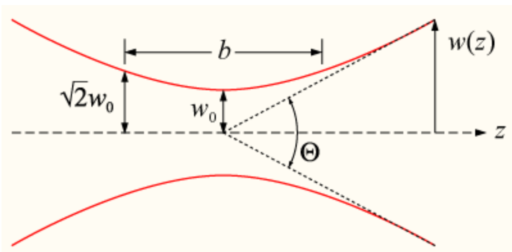
Symbol	Opis
n	Całkowity współczynnik załamania światła
n_0	Liniowy współczynnik załamania światła
n_2	Nieliniowy współczynnik załamania światła
γ	Nieliniowy współczynnik załamania światła w jednostkach m^2/W
E	Amplituda pola elektrycznego fali świetlnej
I	Natężenie wiązki laserowej

Współczynniki n_2 i γ są ze sobą powiązane poprzez następujący wzór konwersyjny:

$$n_2(esu) = \frac{cn_0}{40\pi}\gamma(m^2/W)$$

gdzie c to prędkość światła w próżni.

Należy jednak pamiętać, że natężenie światła jakie pada na dany fragment próbki się zmienia. W technice Z-scan używa się wiązki Gaussa TEM_{00} o promieniu w talii ω_0 , propagującej się w kierunku +z. Kwadrat promienia wiązki $\omega^2(z)$ i promień krzywizny czoła fali R(z) zależą od położenia z próbki względem ogniska (z=0). Największe natężenie uzyskujemy w położeniu z_0.



Taką wiązkę możemy opisać jako:

$$E(r,z,t) = E_0(t)\frac{\omega_0}{\omega(z)}\exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2(z)} - \frac{ikr^2}{2R(z)}\right)\exp(-i\phi(z,t))$$

- ω(z) - promień wiązki w pozycji z

$$\omega(z) = \omega_0\sqrt{1+\frac{z^2}{z_0^2}} = \omega_0\frac{z}{z_R} \text{ gdzie } z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}$$

- R(z) - promień krzywizny frontu falowego

$$R(z) = z\left(1+\frac{z_0^2}{z^2}\right)$$

- **Interpretacja członów:**
  - Zależność amplitudy od czasu to jest:

$$E_0(t)\frac{\omega_0}{\omega(z)}$$

  - Poprzeczny rozkład natężenia (wzdłuż promienia r)

$$\exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2(z)}\right) \text{ gdzie r to jest odległość promieniowa od osi wiązki}$$

  - Propagacja i Krzywizna Czoła Fali (Zależność Fazy Liniowej): Ten człon opisuje liniową, radialną zmianę fazy, która jest wynikiem dyfrakcji i skupienia. Jest to kluczowy element wiązki Gaussa po przejściu przez soczewkę.

• Zmiany Fazy Osiowej: Reprezentuje zmiany fazy, które są stałe w poprzek wiązki (niezależne od r) i zależą od położenia próbki z i czasu t. Ponieważ technika Z-scan zajmuje się obliczaniem radialnych zmian fazy (ΔΦ(r)), ten człon osiowej fazy ϕ(z,t) jest zazwyczaj ignorowany.

$$\exp(-i\phi(z,t))$$

• Natężenie wiązki padające na próbkę

$$I(r,z,t) = I_0(t)\left(\frac{\omega_0}{\omega(z)}\right)^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2(z)}\right)$$

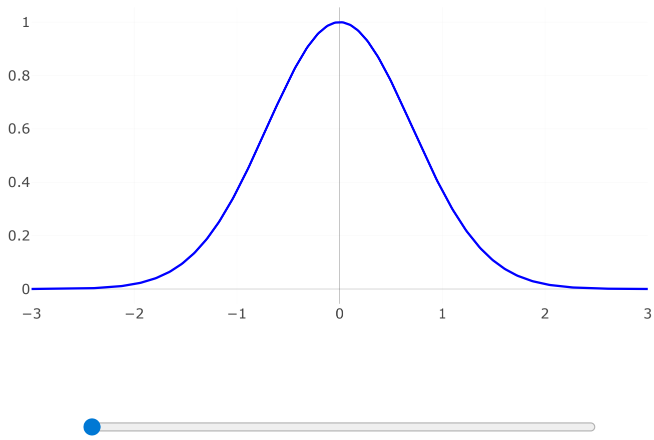
lub

$$I(z,t) = I_0(t)\left(\frac{\omega_0}{\omega(z)}\right)^2$$

Pole Gaussowskie |E(r, z)|

Przesuń suwak, aby zmienić położenie z (względem promienia Rayleigha).

λ [nm]: 632,8 w_0 [mm]: 1,0 E_0: 1,0 Zaktualizuj



z = 0.0 · z_R

3.2 Przybliżenie "Cienkiego Ośrodka" i Obliczanie Przesunięcia Fazowego

Analiza Z-scan jest znacznie uproszczona, jeśli przyjmie się, że badany materiał jest "cienki". Chociaż formalny warunek teoretyczny dla zaniedbania dyfrakcji liniowej wewnątrz próbki to $L << z_R$ (gdzie L to grubość próbki, a z_R to długość Rayleigha), empirycznie stwierdzono, że wystarczające jest spełnienie mniej restrykcyjnego kryterium $L < z_R$. W takim przypadku można zaniedbać zmiany średnicy wiązki wewnątrz materiału, a nieliniowy efekt traktować jako jednorazowe zniekształcenie fazy na wyjściu z próbki.

Osiowe przesunięcie fazowe w ognisku, $\Delta\Phi_0$, które jest kluczowym parametrem charakteryzującym siłę nieliniowości, opisane jest równaniem:

$$\Delta\Phi_0(t) = k\Delta n_0(t)L_{eff}$$

gdzie:

- k to wektor falowy

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

- Δn_0 to maksymalna zmiana współczynnika załamania na osi w ognisku, przy natężeniu I_0

$$\Delta n_0 = \gamma I_0$$

- L_{eff} to efektywna długość próbki. Parametr ten reprezentuje rzeczywistą długość oddziaływania, która jest zredukowana w stosunku do fizycznej grubości L na skutek strat wynikających z absorpcji liniowej (współczynnik α).

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha}$$

Dla próbek o niskiej absorpcji ($\alpha L << 1$):

$$L_{eff} \approx L$$

- **Przesunięcie fazowe próbki zależne od jej położenia:**

$$\Delta\phi_0(z,t) = \frac{\Delta\Phi_0(t)}{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}$$

Przesunięcie fazowe próbki

Długość fali (lambda, nm): 632

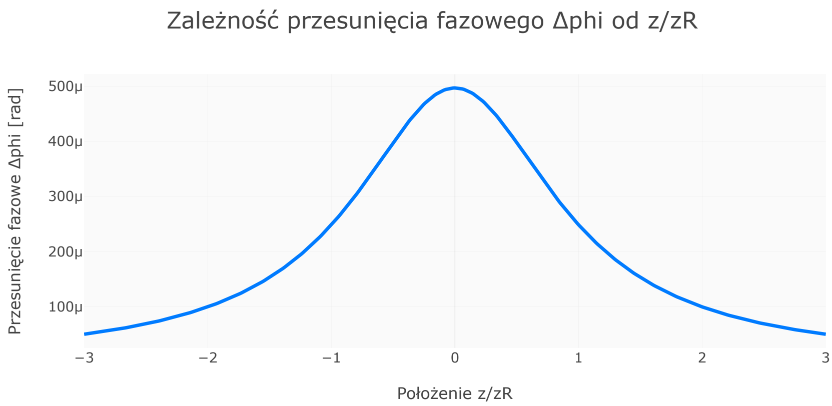
Współczynnik absorpcji (alfa, 1/m): 0,1

Współczynnik nieliniowy (gamma ×10⁻⁹ m²/W): 0,001

Natężenie światła (I_0, kW/m²): 50

Grubość próbki (L, mm): 1

Rysuj wykres



3.3 Relacja między Pomiarem a Nieliniowością

Najważniejszym mierzalnym parametrem na krzywej Z-scan jest różnica między znormalizowaną transmitancją w szczycie (T_p) a w dolinie (T_v), oznaczana jako ΔT_{pv}. Dla niewielkich nieliniowych przesunięć fazowych ($|\Delta\Phi_0| \leq \pi$), parametr ten jest wprost proporcjonalny do modułu $\Delta\Phi_0$:

$$\Delta T_{pv} \approx 0.406(1-S)^{0.25}\,|\Delta\Phi_0|$$

W powyższym wzorze, S oznacza liniową transmitancję apertury i jest zdefiniowane jako:

$$S = 1 - \exp\left(-\frac{2r_a^2}{w_a^2}\right)$$

, gdzie r_a to promień apertury, a w_a to promień wiązki na płaszczyźnie apertury.

To opisuje nieliniowość 3 rzędu.

Ta prosta, liniowa zależność stanowi podstawę niezwykłej czułości metody Z-scan. Przykładowo, jeśli aparatura pomiarowa jest w stanie rozróżnić zmiany transmitancji na poziomie 1%, możliwe jest zmierzenie przesunięć fazowych odpowiadających zniekształceniom frontu falowego rzędu λ/250.

3.4 Charakterystyka Geometryczna Krzywej Z-Scan

Kształt krzywej Z-scan dostarcza również informacji o rzędzie nieliniowości.

- Dla nieliniowości trzeciego rzędu (np. efekt Kerra), odległość między szczytem a doliną jest stała i wynosi w przybliżeniu:

$$\Delta z_{pv} \approx 1.7 \cdot z_R$$

- Dla nieliniowości piątego rzędu, odległość ta jest mniejsza i wynosi:

$$\Delta z_{pv} \approx 1.2 \cdot z_R$$

Ten parametr geometryczny (Δz_{pv}) służy zatem jako bezpośrednia, obserwowalna eksperymentalnie sygnatura pozwalająca na rozróżnienie rzędu dominującego procesu nieliniowego, bez konieczności stosowania złożonych procedur dopasowania.

3.5 Symulacja pomiaru Z-scan z aperturą

W tej sekcji spróbuje odwzorować pomiar metodą Z-scan, pozwalającego na wyznaczenie nieliniowego współczynnika załamania (n_2) materiału optycznego. Metoda opiera się na pomiarze transmitancji wiązki laserowej w zależności od położenia próbki nieliniowej wzdłuż osi optycznej układu skupiającego.

- **Symulacja nieliniowego elementu optycznego**

W ośrodku o nieliniowym współczynniku załamania zależnym od natężenia:

$$n = n_0 + \gamma I(x, y)$$

dochodzi do "nieliniowej modulacji fazy" propagującej się fali elektromagnetycznej.

Zmiana fazy pola elektrycznego po przejściu przez materiał ma postać:

$$\Delta\phi(x, y) = k\gamma I(x, y), L_{eff}$$

gdzie $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ to liczba falowa, a L_{eff} – efektywna długość ośrodka.

W konsekwencji, w zależności od znaku (γ), wiązka może się samozogniskowywać ($\gamma > 0$) lub samorozogniskowywać ($\gamma < 0$).

Do symulacji takiego elementu użyje Python, zatem mogę taki element zdefiniować jako:

```
#definicja nieliniowego elementu gdzie zmienia współczynnik załamania zgodnie z I
def nonlinearElement(E, gamma, L_eff, wavelength):
    k = 2 * np.pi / wavelength
    intensity = np.abs(E)**2
    E_out = E * np.exp(1j * k * gamma * intensity * L_eff)
    return E_out
```

- **Struktura układu optycznego**

Symulowany układ odpowiada klasycznej konfiguracji Z-scan z zamkniętą aperturą, składającej się z następujących elementów:

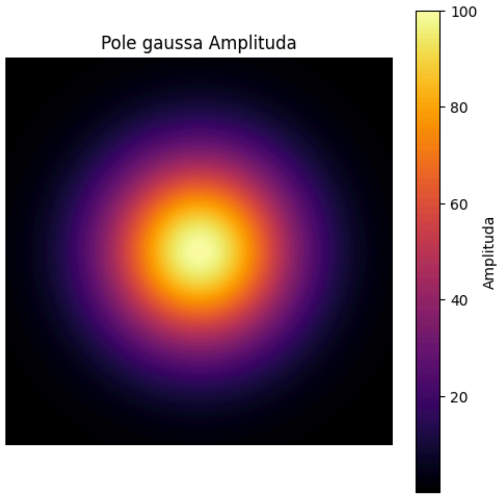
- Źródło wiązki Gaussa

Na wejściu układu generowana jest wiązka o profilu Gaussa:

$$E(x, y) = E_0 \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{\omega_0^2}\right] e^{i\phi(x,y)}$$

gdzie ω_0 jest promieniem wiązki, a $\phi(x,y)$ to jej faza początkowa (w symulacji przyjęta jako stała).

Poniżej przedstawiam rozkład amplitudy pola wiązki Gaussa, charakteryzujący się symetrycznym, cylindrycznym profilem o maksymalnym natężeniu w osi układu.



Pole gaussa mogę wygenerować w następujący sposób:

```
#generuje pole gaussa
def getGaussianBeam(N, dx, w0, phase_type='zero', phi_value=0):
    """
    Generuje pole Gaussa NxN.

    Parametry:
    N          : int - rozmiar pola NxN
    dx         : float - rozdzielczość pikseli w metrach
```

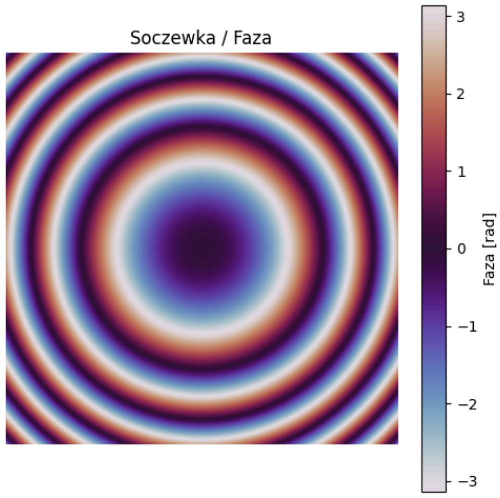
```
    phi_value : float - faza stała (tylko dla 'constant')

    Zwraca:
    E : np.ndarray - pole zespolone NxN
    """
    x = np.arange(-N//2, N//2) * dx
    y = np.arange(-N//2, N//2) * dx
    X, Y = np.meshgrid(x, y)

    amplitude = 100*np.exp(-(X**2 + Y**2) / w0**2)

    # Dodanie fazy
    if phase_type == 'zero':
        phase = 0
    elif phase_type == 'constant':
        phase = phi_value
    elif phase_type == 'random':
        phase = np.random.uniform(-np.pi, np.pi, size=(N, N))
    else:
        raise ValueError("phase_type musi być 'zero', 'constant' lub 'random'")

    E = amplitude * np.exp(1j * phase)
    return E
```

- **Pierwsza soczewka cienka**

Wiązka przechodzi przez soczewkę o ogniskowej (f = 10 cm). Soczewka wprowadza paraboliczną zmianę fazy, co skutkuje skupieniem fali.

$$\phi_{\text{lens}}(x, y) = -\frac{\pi}{\lambda f}(x^2 + y^2)$$

Na ilustracji poniżej widać rozkładu faz. Widać charakterystyczne koncentryczne pierścienie – efekt kwadratowej zależności fazy od odległości od osi optycznej.



Taką soczewkę mogę wygenerować (rozkład fazy) za pomocą:

```
def generateLens(N, dx, wavelength, f):
    """
    Generuje soczewkę cienką jako element fazowy NxN.

    Parametry:
    N         : int - rozmiar pola NxN
    dx        : float - rozdzielczość pikseli w metrach
    wavelength: float - długość fali w metrach
    f         : float - ogniskowa soczewki w metrach

    Zwraca:
    lens : np.ndarray - macierz zespolona NxN reprezentująca soczewkę
    """
    x = np.arange(-N//2, N//2) * dx
    y = np.arange(-N//2, N//2) * dx
    X, Y = np.meshgrid(x, y)

    phase = -np.pi / (wavelength * f) * (X**2 + Y**2)
    lens = np.exp(1j * phase)

    return lens
```

- **Próbka nieliniowa**

Między dwiema soczewkami o tej samej ogniskowej umieszczony jest cienki element nieliniowy, który zmienia fazę fali zgodnie z lokalnym natężeniem światła:

$$E_{out}(x, y) = E_{in}(x, y)\exp\left(ik\gamma I(x, y)L_{eff}\right)$$

wzdłuż osi Z pomiędzy dwiema soczewkami oddalonymi o 20 cm.

- **Druga soczewka**

Po wyjściu z próbki wiązka przechodzi przez drugą soczewkę również f = 10 cm , która ponownie kolimuje lub skupia promienie w zależności od nieliniowej fazy nabytej w materiale.

- **Apertura kołowa i detektor**

W odległości 10 cm za drugą soczewką umieszczona jest kołowa apertura o promieniu r_a. Przepuszcza ona jedynie centralną część wiązki:

$$A(x,y) = \begin{cases} 1 & : \; x^2 + y^2 \leq r_a^2 \\ 0 & : \; \text{poza aperturą} \end{cases}$$

Taką aperturę mogę symulować w następujący sposób:

```
# Definiowanie przysłony
def getAperture(N, shape='circle', size=50):
    """
    Generuje maskę przysłony NxN.

    Parametry:
    N     : int - rozmiar maski NxN
    shape : str - 'circle' lub 'square'
    size  : int - promień koła lub połowa boku kwadratu w pikselach

    Zwraca:
    aperture : np.ndarray - maska przysłony (1 w otworze, 0 poza nim)
    """
    X, Y = np.meshgrid(np.arange(-N//2, N//2), np.arange(-N//2, N//2))
    aperture = np.zeros((N, N))

    if shape == 'circle':
        aperture[X**2 + Y**2 <= size**2] = 1
    elif shape == 'square':
        aperture[np.abs(X) <= size, np.abs(Y) <= size] = 1
    else:
        raise ValueError("shape musi być 'circle' lub 'square'")

    return aperture
```

Za aperturą obliczana jest całkowita transmitancja, która odpowiada mocy zarejestrowanej przez detektor.

$$T(z) = \iint |E(x,y,z)|^2 A(x,y) dxdy$$

Natomiast obliczanie to, co pada na detektor za przysłoną możemy obliczyć w python jako całkowitą moc:

```
def getIntensity(E, dx=None, mode='total'):
    """
    Zwraca intensywność pola optycznego.

    Parametry:
    ----------
    E : np.ndarray
        Pole zespolone NxN
    dx : float, opcjonalnie
        Odstęp przestrzenny [m]. Jeśli podany, zwraca moc (suma |E|^2 * dx^2)
    mode : str
        'total'  -> całkowita intensywność (lub moc)
        'mean'   -> średnia intensywność
        'max'    -> maksymalna intensywność

    Zwraca:
    --------
    float : liczba reprezentująca intensywność (lub moc)
    """
    I = np.abs(E)**2

    if mode == 'total':
        return np.sum(I) * (dx**2 if dx is not None else 1)
    elif mode == 'mean':
        return np.mean(I)
    elif mode == 'max':
        return np.max(I)
    else:
        raise ValueError("mode musi być 'total', 'mean' lub 'max'")
```

- **Propagacja pola**

Chyba najważniejszy element w całej symulacji, czyli propagacja wiązki między poszczególnymi elementami układu, którą opisałem w przybliżeniu Fresnela.

W dziedzinie częstotliwości przestrzennych transmitancja propagacji ma postać:

$$H(f_x, f_y, z) = \exp\left[-i\pi\lambda z(f_x^2 + f_y^2)\right]$$

$$E(x,y,z) = F^{-1}\left\{F\left[E_0(x,y)\right] \cdot H\left(x,y,z\right)\right\}$$

W ten sposób numerycznie uzyskuje się ewolucję amplitudy i fazy pola wzdłuż osi propagacji. W python można to uzyskać w następujący sposób:

```
# Propagacja Fresnela w dziedzinie Fouriera
def fresnel_propagation(E0, z, wavelength, dx):
    N = E0.shape[0]
    k = 2 * np.pi / wavelength
    fx = np.fft.fftfreq(N, d=dx)
    fy = np.fft.fftfreq(N, d=dx)
    FX, FY = np.meshgrid(fx, fy)

    # transmitancja Fresnela w dziedzinie Fouriera
    H = np.exp(-1j * np.pi * wavelength * z * (FX**2 + FY**2))
    E1 = np.fft.ifft2(np.fft.fft2(E0) * H)
    return E1
```

- **Wyniki symulacji i interpretacja**

Na początek sygnał trzeba znormalizować to znaczy przepropagować wiązkę Gaussa przez układ bez elementu nieliniowego w ten sosób dostanę współczynnik "normalize":

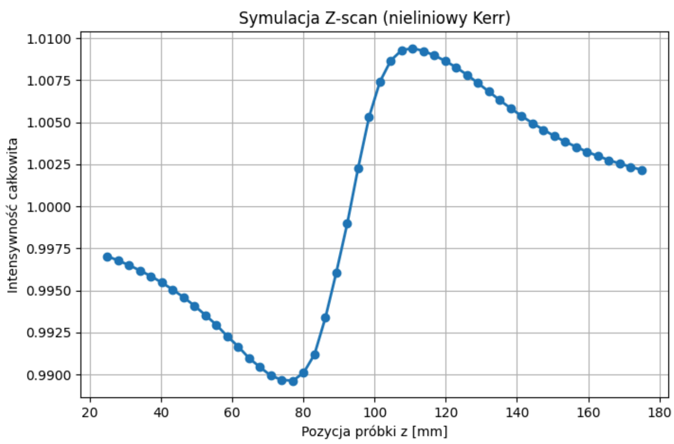
```
def get_Z_scan_normalize():
  gauss_z_scan = getGaussianBeam(N, dx, N*dx/4)
  lens1_z_scan = generateLens(N, dx, wavelength, 0.1)
  E1_z_scan = gauss_z_scan*lens1_z_scan
  E2_z_scan = fresnel_propagation(E1_z_scan, 0.2, wavelength, dx)
  lens2_z_scan = generateLens(N, dx, wavelength, 0.1)
  E4_z_scan = E2_z_scan*lens2_z_scan
  E5_z_scan = fresnel_propagation(E4_z_scan, 0.10, wavelength, dx)
  aperture_z_scan = getAperture(N, shape='circle', size=50)
  E6_z_scan = E5_z_scan*aperture_z_scan
  return getIntensity(E6_z_scan, dx=dx, mode='total')
```

Następnie z dla każdej pozycji próbki Z w układzie obliczana jest transmitancja T(z).

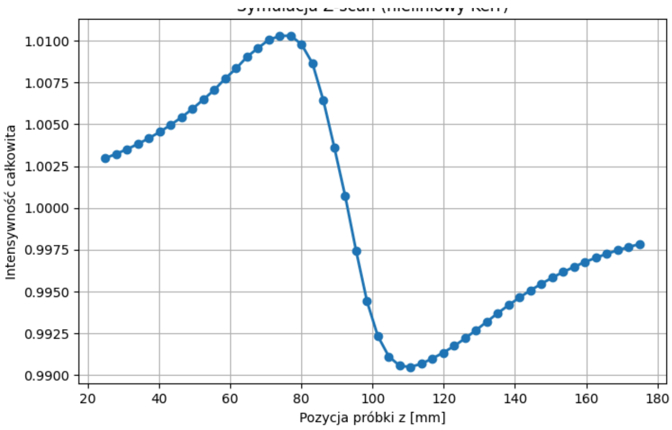
```
def get_Z_scan(z, gamma, L_eff):
  z1 = 0.2
  z2 = z1-z
  gauss_z_scan = getGaussianBeam(N, dx, N*dx/4)
  lens1_z_scan = generateLens(N, dx, wavelength, 0.1)
  E1_z_scan = gauss_z_scan*lens1_z_scan
  E2_z_scan = fresnel_propagation(E1_z_scan, z, wavelength, dx)
  E_nl_z_scan = nonlinearElement(E2_z_scan, gamma, L_eff, wavelength)
  E3_z_scan = fresnel_propagation(E_nl_z_scan, z2, wavelength, dx)
  lens2_z_scan = generateLens(N, dx, wavelength, 0.1)
  E4_z_scan = E3_z_scan*lens2_z_scan
  E5_z_scan = fresnel_propagation(E4_z_scan, 0.10, wavelength, dx)
  aperture_z_scan = getAperture(N, shape='circle', size=50)
  E6_z_scan = E5_z_scan*aperture_z_scan
  return getIntensity(E6_z_scan, dx=dx, mode='total')
```

Otrzymana zależność ma postać charakterystyczną dla pomiaru Z-scan:

- Dodatni nieliniowy współczynnik ($\gamma > 0$) prowadzi do efektu samosoczewkowania - wiązka ulega dodatkowemu skupieniu w pobliżu ogniska, co objawia na wykresie transmitancji najpierw dolina potem wyżyna. Na wykresie przedstawiam symulacje dla przykładowego γ=10^{-10} oraz dla L_{eff}=0.2 mm.



- Ujemny współczynnik ($\gamma < 0$) powoduje samorozogniskowanie wiązki, skutkujące wzrostem transmitancji dla początkowych wartości z a następnie spadkiem (tzw. „valley”). Na wykresie przedstawiam symulacje



Na uzyskanym wykresie T(z) obserwuje się zatem symetryczny kształt typu „peak–valley” lub „valley–peak”, zależny od znaku nieliniowości. Z różnicy wartości szczyt-do-dołka można wyznaczyć maksymalną zmianę fazy $\Delta\Phi_0$, a stąd nieliniowy współczynnik załamania n_2. W dalszych sekcjach pokaże jak można na podstawie wykresu wyznaczyć współczynnik załamania.

Symulacja pozwala numerycznie odtworzyć zjawiska zachodzące w rzeczywistym pomiarze Z-scan i umożliwia analizę wpływu parametrów takich jak:

- długość fali
- promień wiązki
- długość efektywna próbki
- współczynnik nieliniowy γ

Otrzymane wyniki są zgodne z przewidywaniami teoretycznymi i stanowią solidną podstawę do interpretacji eksperymentalnych pomiarów nieliniowego współczynnika załamania światła.

4. Zastosowania Praktyczne i Interpretacja Danych

Celem tej sekcji jest demonstracja praktycznego zastosowania teorii Z-scan w analizie rzeczywistych danych pomiarowych. Omówię po krutce jak obliczać współczynniki nieliniowe, rozróżniać naturę tych nieliniowości (np. termiczną) oraz jak radzić sobie z typowymi niedoskonałościami eksperymentalnymi, takimi jak niejednorodności próbki.

4.1 Procedura Obliczeniowa Krok po Kroku

Jak obliczyć nieliniowe współczynniki γ i n_2 na podstawie zmierzonej krzywej Z-scan.

- **Pomiar ΔT_{pv}**
  - Wykonaj pomiar Z-scan i odczytaj z wykresu wartości znormalizowanej transmitancji (tj. wartość z detektora za aperturą) w szczycie (T_p) i w dolinie (T_v). Można do tego skorzystać z współczynnika b_2

$$b_2 = \frac{I_1}{I_2}$$

  - Następnie w dużej odległości od punktu z/z_R możemy wyliczyć przeskalowanie lub przesunięcie tak, aby była w pomiarach wartość 1.
  - Następnie możemy oblicz różnicę:

$$\Delta T_{pv} = T_p - T_v$$

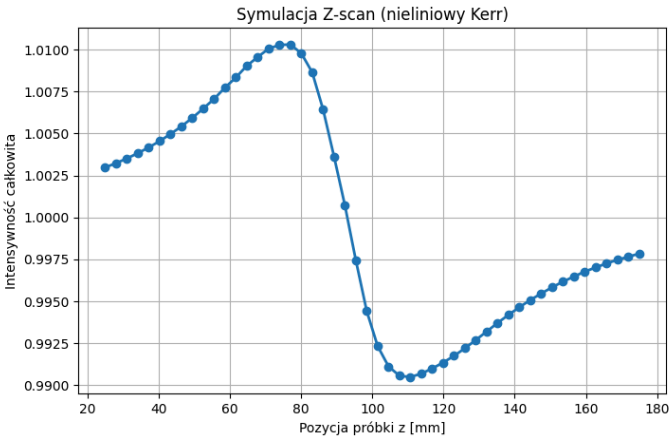
- **Obliczenie |ΔΦ₀|**
  - Użyj kluczowej relacji liniowej, aby wyznaczyć moduł osiowego przesunięcia fazowego w ognisku:

$$\frac{\Delta T_{pv}}{0.406(1-S)^{0.25}} \approx |\Delta\Phi_0|$$

gdzie S to transmisja apertury, która wyraża się w następujący sposób:

$$S = 1 - \exp\left(-\frac{2r_a^2}{w_a^2}\right)$$

Obliczmy to dla następującego wykresu z symulacji:



tutaj w szczycie mamy 1.01031, a w dolinie 0.99048 zatem nasze T_{pv}=0.01983, za to w_a=N*dx/4=512*dx oraz r_a=50*dx. Zatem transmisja apertury w symulacji to jest:

$$S \approx 0.02$$

$$|\Delta\Phi_0| \approx 4.91 \cdot 10^{-2}$$

- **Obliczenie Δn_2**

Przekształć równanie na przesunięcie fazowe, aby obliczyć maksymalną zmianę współczynnika załamania na osi wiązki w ognisku:

$$\Delta n_2 = \frac{\Delta\Phi_0}{kL_{eff}}$$

Pamiętać trzeba o uwzględnieniu znaku nieliniowości (dodatni dla doliny-szczytu, ujemny dla szczytu-doliny) przy przypisywaniu wartości ΔΦ₀. Tutaj za to wychodzi:

$$\Delta n_2 = -1.95 \cdot 10^{-5}$$

- **Obliczenie γ z n_2**

Skorzystam ze związku $\Delta n_2 = \gamma I_0$, aby wyznaczyć γ, gdzie I_0 to natężenie wiązki w ognisku i wynosi 1.66*10. To po obliczeniach mam:

$$\gamma \approx -1.17 \cdot 10^{-10}$$

Natomiast w symulacji użyłem:

$$\gamma = -10^{-10}$$

Drobna rozbieżność wyników (rząd się zgadza 10^{-10}) może być wynikiem przybliżeń komputera podczas ściśle określonych punktach symulacji.

4.2 Rozróżnianie Rodzajów Nieliniowości (Efekty Czasowe)

Natura nieliniowości często zależy od czasu trwania impulsu laserowego. Pomiar Z-scan dla dwusiarczku węgla (CS_2) doskonale to ilustruje.

- Długie impulsy (nanosekundowe): W pomiarze z użyciem impulsów o czasie trwania 300 ns, w CS_2 dominuje nieliniowość termiczna. Liniowa absorpcja energii prowadzi do lokalnego podgrzania materiału, co powoduje ujemną zmianę współczynnika załamania (dn/dT < 0). Skutkuje to sygnaturą szczyt-dolina (samorozogniskowanie), co zilustrowano dla CS_2.

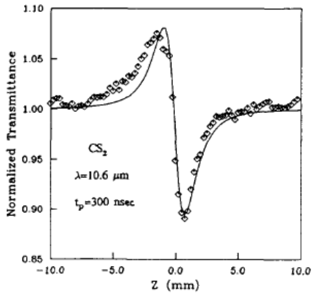


Fig. 4. Measured Z-scan of a 1 mm thick CS_2 cell using 300 ns pulses at $\lambda = 10.6\ \mu m$ indicating thermal self-defocusing. The solid line is the calculated result with $\langle \Delta\Phi_0 \rangle = -0.6$ and 60% aperture ($S = 0.6$).

- Ultrakrótkie impulsy (pikosekundowe): W pomiarze z użyciem impulsów o czasie trwania 27 ps, efekty termiczne są pomijalne. Dominującym mechanizmem staje się reorientacyjny efekt Kerra, który jest procesem niemal natychmiastowym i ma charakter dodatni. Prowadzi to do charakterystycznej sygnatury dolina-szczyt (samoogniskowanie), co widać poniżej.

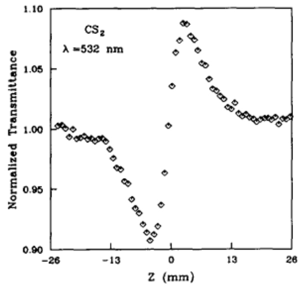


Fig. 5. Measured Z-scan of a 1 mm thick CS_2 cell using 27 ps pulses at $\lambda = 532\ nm$. It depicts the self focusing effect due to the reorientational Kerr effect.

Porównanie to demonstruje użyteczność techniki w badaniu różnych mechanizmów fizycznych: kumulatywnego, powolnego (nanosekundy do mikrosekund) efektu termicznego w przeciwieństwie do natychmiastowego, szybkiego (femtosekundy do pikosekund) elektronicznego i reorientacyjnego efektu Kerra.

4.3 Eliminacja Wpływu Niedoskonałości Próbki

Nierówności powierzchni lub wewnętrzne niejednorodności próbki mogą powodować zmiany transmitancji podczas skanowania, które nie są związane z nieliniowością optyczną. Te "pasożytnicze" efekty mogą maskować rzeczywisty sygnał nieliniowy.

Skuteczną metodą korekcji jest wykonanie dwóch pomiarów:

- Pomiar referencyjny: Przeprowadź skanowanie przy niskim natężeniu wiązki, gdzie efekty nieliniowe są pomijalnie małe. Zarejestrowana krzywa odzwierciedla jedynie wpływ niedoskonałości próbki.
- Pomiar właściwy: Wykonaj skanowanie przy wysokim natężeniu, aby wzbudzić nieliniowość.
- Korekcja: Odejmij znormalizowane dane z pomiaru referencyjnego od znormalizowanych danych z pomiaru właściwego. Ta procedura skutecznie usuwa tło i izoluje sygnał pochodzący wyłącznie od nieliniowości optycznej. Przedstawiono tą metodę między innymi w artykule: "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam"

Bardzo często miałem taki problem przy pomiarach pamiętam. Poniżej przedstawiona jest ilustracja z artykułu, który przedstawia tą metodę:

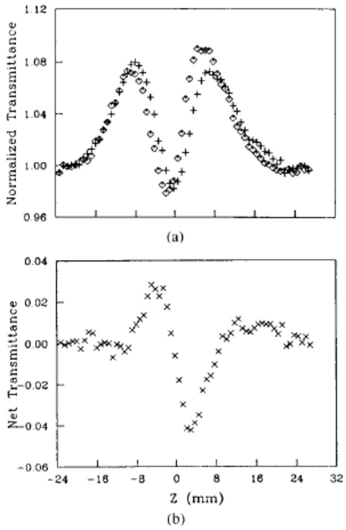


Fig. 8. (a) Measured Z-scans of a 1 mm thick ZnSe sample with poor surface quality for low irradiance (diamonds) showing the background and high irradiance (+). (b) Net transmittance change versus z after the background subtraction of the data in (a).

Omówione dotąd przypadki dotyczyły materiałów z czystą nieliniowością refrakcyjną. Kolejny rozdział rozszerzy analizę o sytuacje, w których występuje również nieliniowa absorpcja.

5. Analiza w Obecności Nieliniowej Absorpcji

W wielu materiałach nieliniowej refrakcji towarzyszy nieliniowa absorpcja (np. absorpcja dwufotonowa, 2PA). Siłą techniki Z-scan jest zdolność do rozdzielenia i niezależnego pomiaru obu tych efektów za pomocą prostej modyfikacji procedury pomiarowej.

5.1 Rola Pomiaru z Otwartą Aperturą

Kluczowa zasada rozdzielania efektów opiera się na wykonaniu dodatkowego pomiaru z całkowicie otwartą aperturą (lub bez apertury), co odpowiada warunkowi S=1. W tej konfiguracji detektor zbiera całą przechodzącą przez próbkę wiązkę. Taki pomiar jest niewrażliwy na nieliniową refrakcję (zniekształcenia fazy), ale pozostaje w pełni czuły na zmiany w całkowitej transmitancji spowodowane nieliniową absorpcją.

Krzywa Z-scan uzyskana z otwartą aperturą jest symetryczna względem ogniska (z=0) i jej kształt zależy od rodzaju nieliniowej absorpcji:

- Absorpcja wielofotonowa (np. 2PA): Powoduje spadek transmitancji, więc krzywa wykazuje minimum w ognisku.
- Nasycenie absorpcji: Prowadzi do wzrostu transmitancji, więc krzywa wykazuje maksimum w ognisku.

5.2 Praktyczna Procedura Rozdzielania Efektów

Poniższa procedura, zilustrowana na przykładzie absorpcji dwufotonowej (2PA) w półprzewodniku ZnSe, pozwala na jednoznaczne i niezależne wyznaczenie współczynnika nieliniowej absorpcji β oraz nieliniowego współczynnika załamania γ.

- Krok 1: Pomiar z otwartą aperturą (S=1). Wykonaj pomiar Z-scan bez apertury. Otrzymana symetryczna krzywa, jak na Rys. 9(a) w publikacji źródłowej, odzwierciedla wyłącznie nieliniową absorpcję. Dopasowując dane do modelu teoretycznego, można jednoznacznie wyznaczyć współczynnik β.
- Krok 2: Pomiar z zamkniętą aperturą (S<1). Wykonaj standardowy pomiar Z-scan z częściowo zamkniętą aperturą. Otrzymana krzywa, jak na Rys. 9(b), zawiera połączony efekt nieliniowej refrakcji i absorpcji. Obecność 2PA powoduje charakterystyczną asymetrię. Nieliniowa absorpcja jest najsilniejsza w ognisku (z=0), co oznacza, że nieproporcjonalnie osłabia wiązkę w pozycjach, gdzie formuje się szczyt i dolina sygnału refrakcyjnego. W efekcie, szczyt przedogniskowy jest stłumiony, a dolina zaogniskowa pogłębiona.
- Krok 3: Izolacja efektu refrakcyjnego. Podziel znormalizowane dane z pomiaru z zamkniętą aperturą (Krok 2) przez znormalizowane dane z pomiaru z otwartą aperturą (Krok 1). Ta prosta operacja matematyczna usuwa wkład nieliniowej absorpcji, a wynikowa krzywa reprezentuje czystą nieliniowość refrakcyjną, co zilustrowano na Rys. 11 w publikacji źródłowej.
- Krok 4: Obliczenie γ i n_2. Przeanalizuj krzywą uzyskaną w Kroku 3, stosując standardową procedurę opisaną w Sekcji 4.1. Na jej podstawie oblicz ΔT_pv, a następnie wyznacz wartości γ i n_2.

Ta elegancka procedura dzielenia danych matematycznie izoluje efekty zniekształcenia fazy od efektów redukcji amplitudy, skutecznie rozdzielając część rzeczywistą i urojoną nieliniowej podatności trzeciego rzędu ($\chi^{(3)}$) na podstawie jednego zestawu pomiarów. To czyni technikę Z-scan niezwykle potężnym narzędziem do kompleksowej charakteryzacji materiałów nieliniowych.

6. Wnioski

Przedstawione kompendium demonstruje, że technika Z-scan jest eleganckim i potężnym narzędziem do charakteryzacji nieliniowości optycznych. Jej kluczowe zalety, które przyczyniły się do jej szerokiego rozpowszechnienia, można podsumować w trzech punktach.

Po pierwsze, prostota eksperymentalna oparta na pojedynczej wiązce laserowej czyni ją dostępną i łatwą do wdrożenia. Po drugie, cechuje ją wyjątkowo wysoka czułość, pozwalająca na pomiar nieliniowych zniekształceń czoła fali na poziomie lepszym niż λ/300. Wreszcie, jej najważniejszą cechą jest unikalna zdolność do oddzielnego i jednoznacznego wyznaczania zarówno znaku i wartości nieliniowej refrakcji (n_2), jak i nieliniowej absorpcji (β) w ramach spójnej procedury pomiarowej.

Dzięki tym cechom, technika Z-scan pozostaje cennym i szeroko stosowanym narzędziem w fundamentalnych i aplikacyjnych badaniach materiałów dla fotoniki, optoelektroniki i optyki nieliniowej.

- **Dodatek: Wyprowadzenie Kluczowych Zależności**

Ta sekcja przedstawia uproszczone wyprowadzenie analityczne dla kluczowych parametrów krzywej Z-scan, bazując na analizie przedstawionej w oryginalnej publikacji dla przypadku małego przesunięcia fazowego.

Znormalizowana transmitancja na osi wiązki w dalekim polu, w przybliżeniu małego nieliniowego przesunięcia fazowego ($|\Delta\Phi_0| << 1$), może być opisana następującym równaniem:

$T(x, \Delta\Phi_0) \approx 1 + [4x\Delta\Phi_0 / ((x^2 + 9)(x^2 + 1))]$ Równanie (A2)

gdzie $x = z/z_0$ jest znormalizowaną pozycją próbki.

Aby znaleźć pozycje ekstremów (szczytu i doliny), należy znaleźć miejsca zerowe pochodnej transmitancji względem x poprzez rozwiązanie równania dT/dx = 0. Rozwiązanie prowadzi do następujących pozycji:

$x_{p,v} = \pm 1/\sqrt{3} \approx \pm 0.577$ Równanie (A3)

Odległość między szczytem a doliną na osi z wynosi zatem:

$\Delta z_{pv} = (x_p - x_v)z_0 = (1/\sqrt{3} - (-1/\sqrt{3}))z_0 \approx 1.732\ z_0$ Równanie (A4)

Jest to zgodne z wartością $\Delta z_{pv} \approx 1.7\ z_0$ podaną wcześniej.

Wstawiając wartości x_p i x_v z powrotem do równania na transmitancję (A2), można obliczyć różnicę ΔT_pv = T_p - T_v. Po uproszczeniu otrzymuje się kluczową zależność liniową:

$\Delta T_{pv} \approx 0.406\ |\Delta\Phi_0|$ Równanie (A5)

Wyprowadzenie to potwierdza fundamentalne relacje wykorzystywane w analizie danych Z-scan dla przypadku nieliniowości trzeciego rzędu.

Podsumowanie do odsłuchania

0:00 / 21:14

Generuj PDF

Zadanie 1.

Zaznacz poprawne odpowiedzi

1. Która struktura anatomiczna przechodzi przez otwór czworoboczny (foramen quadrilaterum) w ścianie tylnej jamy pachowej?

Głowa długa mięśnia trójgłowego ramienia

Naczynia okalające łopatke

Nerw pachowy i tętnica okalająca ramię tylna

Nerw piersiowo-grzbietowy

Podpowiedz

2. Porażenie którego nerwu prowadzi do objawu znanego jako "łopatka skrzydlata"?

Nerwu pachowego

Nerwu nadłopatkowego

Nerwu piersiowego długiego

Nerwu grzbietowego łopatki

Podpowiedz

3. Który z wymienionych mięśni NIE należy do stożka rotatorów (mankietu mięśniowo-ścięgnistego)?

Mięsień nadgrzbieniowy (supraspinatus)

Mięsień obły większy (teres major)

Mięsień obły mniejszy (teres minor

Mięsień podłopatkowy (subscapularis)

Podpowiedz

4. Na którym końcu kości promieniowej znajduje się wcięcie łokciowe (ulnar notch)?

Na końcu dalszym, po stronie przyśrodkowej

Na końcu dalszym, po stronie bocznej, obok wyrostka rylcowatego

Na końcu bliższym, obok głowy kości promieniowej

Na trzonie, po stronie bocznej

Podpowiedz

5. W skład stawu łokciowego wchodzą trzy stawy. Który z nich jest stawem obrotowym?

Staw ramienno-promieniowy

Staw ramienno-łokciowy

Staw promieniowo-łokciowy dalszy

Staw promieniowo-łokciowy bliższy

Podpowiedz

6. Gdzie przyczepia się wspólne ścięgno końcowe mięśnia trójgłowego ramienia (triceps brachii)?

Na guzku podpanewkowym łopatki

Na nadkłykciu bocznym kości ramiennej

Na guzowatości kości łokciowej (ulnar tuberosity)

Na wyrostku łokciowym (olecranon)

Podpowiedz

7. Przez którą strukturę nerw pośrodkowy opuszcza dół łokciowy, wchodząc na przedramię?

Kanał narotny (między głowami mięśnia obłego)

Kanał nerwu promieniowego

Kanał odwracacza

Tunel łokciowy

Podpowiedz

8. Która tętnica jest głównym naczyniem tworzącym łuk dłoniowy głęboki?

Gałąź dłoniowa powierzchniowa tętnicy promieniowej

Zakończenie tętnicy łokciowej

Zakończenie tętnicy promieniowej

Tętnica międzykostna przednia

Podpowiedz

9. Jaką funkcję, poza prostowaniem w stawach, pełnią mięśnie międzykostne dłoniowe i grzbietowe?

Obie grupy mięśni przeciwstawiają palce kciukowi

Międzykostne dłoniowe przechodzą palce do palca III, a grzbietowe je odwodzą

Międzykostne dłoniowe odwodzą palce od palca III, a grzbietowe je przywodzą

Obie grupy mięśni odpowidają wyłącznie za zginanie palców w stawach śródręczno-paliczkowych

Podpowiedz

10. W zawartości dołu łokciowego (fossa cubitalis) nie znajdziemy:

Tętnicy ramiennej

Nerwu łokciowego

Nerwu pośrodkowego

Ścięgna mięśnia dwugłowego ramienia

Podpowiedz

11. Na jakiej kości i w której jej części znajduje się guzek stożkowaty (conoid tubercle) i kresa czworoboczna (trapezoid line)?

Na łopatce, przy wyrostku barkowym

Na kości ramiennej, na końcu bliższym

Na obojczyku, na końcu mostkowym

Na obojczyku, na końcu barkowym

Podpowiedz

12. Gałąź głęboka nerwu promieniowego po przejściu przez kanał mięśnia odwracacza zmienia nazwę na:

Nerw międzykostny przedni przedramienia

Gałąź powierzchniowa nerwu promieniowego

Nerw międzykostny tylny przedramienia

Nerw skórny tylny przedramienia

Podpowiedz

13. Do którego szeregu kości nadgarstka należy kość haczykowata (hamate)?

Do szeregu bliższego, po stronie promieniowej

Do szeregu dalszego, po stronie łokciowej

Do szeregu bliższego, po stronie łokciowej

Do szeregu dalszego, po stronie promieniowej

Podpowiedz

14. Mięsień zginacz powierzchowny palców jest określany jako "zginacz przeszyty", ponieważ jego ścięgna:

przeszywają troczek zginaczy w nadgarstku

są przeszywane przez ścięgna mięśnia zginacza głębokiego palców w drodze do paliczków środkowych

są przeszywane przez mięśnie glistowate

przeszywająca ścięgna mięśnia zginacza głębokiego palców, aby dotrzeć do paliczków dalszych

Podpowiedz

15. Które węzły chłonne pachowe stanowią drugą stację filtracyjną dla chłonki z kończyny górnej i gruczołu sutkowego?

Pachowe szczytowe

Pachowe przednie

Pachowe boczne

Pachowe środkowe

Podpowiedz

Jeszcze raz