

7. Światło w ośrodkach materialnych

Współczynnik załamania

W ośrodkach materialnych dochodzi do oddziaływania pomiędzy falą elektromagnetyczną a ładunkami elektrycznymi, z których zbudowany jest ośrodek. Oddziaływanie to polega na tym, że pod wpływem pola elektrycznego fali elektromagnetycznej dochodzi do przemieszczania elektronów wewnątrz atomów i cząsteczek jak również jonów w strukturach jonowych. Przesuwanie ładunków względem ich położenia równowagi odbywa się z częstotliwością zmian pola elektrycznego. Drgające ładunki powracając do stanu początkowego oddają energię drgań do ośrodka (np. zwiększając jego temperaturę) lub wypromieniowują wtórną falę elektromagnetyczną. Przekazanie energii do ośrodka wiąże się z absorpcją fali elektromagnetycznej a ośrodek taki jest nieprzeźroczysty dla danej fali.

W przypadku, gdy drgające ładunki generują wtórną falę elektromagnetyczną, ośrodek taki może być postrzegany jako przeźroczysty, gdyż wtórna fala ma taką samą częstotliwość jak fala pierwotna. Obie fale: pierwotna i wtórna interferują ze sobą tworząc wypadkową falę elektromagnetyczną. Wypadkowa fala ma częstotliwość fali pierwotnej i efektywną prędkość n razy mniejszą od prędkości światła w próżni: $v = c/n$, gdzie n nazywane jest współczynnikiem załamania. Dla fali monochromatycznej:

$$\mathbf{E} = \mathbf{A} \cos(\omega t \pm kx + \varphi)$$

liczba falowa $k = 2\pi/\lambda$ wiąże się z prędkością i częstością fali: $k = \omega/v = (\omega/c)n$. Odpowiednio w próżni liczba falowa $k_0 = 2\pi/\lambda_0 = \omega/c$, czyli w ośrodkach materialnych długość fali λ jest krótsza niż długość fali w próżni $\lambda = \lambda_0/n$, natomiast liczba falowa jest większa: $k = k_0 n$.

Załamanie światła

Przejście fali do ośrodka, w którym porusza się z inną prędkością wiąże się ze zmianą kierunku rozchodzenia się tej fali. Jeśli płaska fala monochromatyczna w ośrodku o współczynniku załamania n_1 porusza się pod kątem α do osi y (rysunek) to pole tej fali można zapisać jako:

$$E_1 = A_1 \cos(\omega t - k_{1x}x - k_{1y}y + \varphi_1),$$

gdzie k_{1x} i k_{1y} są składowymi wektora falowego \mathbf{k}_1 :

$$k_{1x} = k_1 \sin\alpha = k_0 n_1 \sin\alpha, \text{ oraz } k_{1y} = k_1 \cos\alpha = k_0 n_1 \cos\alpha.$$

Analogicznie po przejściu do ośrodka o współczynniku załamania n_2 fala ma postać:

$$E_2 = A_2 \cos(\omega t - k_{2x}x - k_{2y}y + \varphi_2),$$

gdzie $k_{2x} = k_2 \sin\beta = k_0 n_2 \sin\beta$, oraz $k_{2y} = k_2 \cos\beta = k_0 n_2 \cos\beta$.

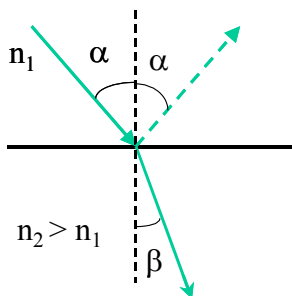
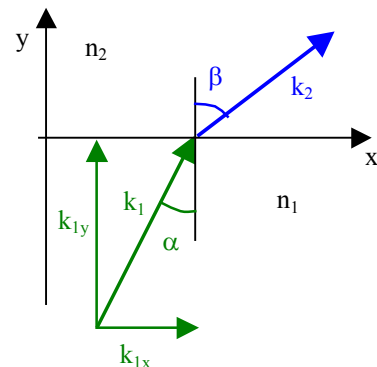
Zmiany w czasie pola po obu stronach granicy pomiędzy ośrodkami (dla $y = 0$) powinny odbywać się w identyczny sposób, czyli w każdej chwili czasu t stosunek pól

$$E_1(y=0)/E_2(y=0) = \text{const.}$$

Jest to możliwe tylko wtedy, gdy $k_{1x} = k_{2x}$, czyli gdy:

$$n_1 \sin\alpha = n_2 \sin\beta.$$

Jest to tzw. prawo załamania (Sneliusa). Kąt α jest kątem padania w ośrodku o współczynniku załamania n_1 a β jest kątem załamania w ośrodku o współczynniku n_2 . Przy padaniu światła na granicę dwóch ośrodków pojawia się też fala odbita. Kąt odbicia takiej fali jest równy kątowi padania, co można pokazać przeprowadzając identyczne rozumowanie jak powyżej.



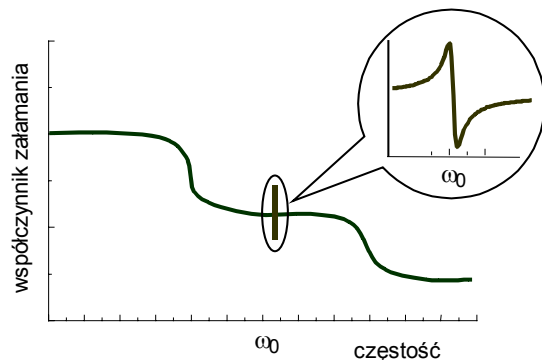
Rozpraszanie światła

Gdy granica pomiędzy ośrodkami o różnych współczynnikach załamania nie jest idealnie płaska, fale odbite i załamane z różnych miejsc na granicy rozchodzą się w różnych kierunkach. Dlatego światło odbijane i przechodzące przez chropowatą granicę dwóch ośrodków (np. zarysowane szkło) ulega rozproszeniu. Podobnie jest z ośrodkami niejednorodnymi składającymi się z obszarów o różnym współczynniku załamania (np. mgła składająca się z kropelek wody w powietrzu, czy mleko składające się z kropelek tłuszczu w wodzie): w wyniku wielokrotnych odbić i załamów dochodzi do rozproszenia światła i ośrodek może być całkowicie nieprzeźroczysty, mimo że nie pochłania światła (każdy jednorodny obszar jest przeźroczysty).

Charakter rozproszenia zależy od rozmiarów niejednorodności (np. średnicy kropelek wody w powietrzu czy szerokości rys na powierzchni szkła). Dla niejednorodności porównywalnych z długością fali światła, rozproszenie zależy od długości fali. Tak jest dla cieczy i gazów, w których termiczne fluktuacje gęstości przenoszą się na przestrzenne fluktuacje wartości współczynnika załamania. To z kolei powoduje rozpraszanie światła odwrotnie proporcjonalne do czwartej potęgi długości fali świetlnej ($\propto \lambda^{-4}$). Zatem rozproszenie to, zwane rozproszeniem Rayleigha, jest większe dla światła o krótszej fali, czyli w gazach i cieczach jest silniej rozpraszane światło niebieskie niż czerwone. Tym tłumaczy się niebieski kolor nieba i czerwień zachodzącego lub wschodzącego Słońca.

Dyspersja

Indukowanie wtórnej fali elektromagnetycznej w ośrodkach materialnych zależy od częstotliwości fali. Dla wolno zmieniającego się pola elektrycznego (fali o małej częstotliwości) przesunięcie ładunków jest większe niż dla pól szybkozmiennych (o dużych częstotliwościach). Wynika to z faktu, że czas potrzebny na przemieszczenie ładunku jest skończony i dla pól szybko zmieniających się ładunki nie zdążą osiągnąć położenia maksymalnych. Dlatego też wraz ze wzrostem częstotliwości wartość współczynnika załamania maleje i dla promieniowania rentgenowskiego prędkość fali w ośrodku jest taka sama jak w próżni tzn. $n = 1$. Dla każdego ośrodka istnieją charakterystyczne częstotliwości rezonansowe, o których to częstotliwościach fala elektromagnetyczna jest całkowicie absorbowana. Obecność absorpcji zmienia charakter oddziaływania z ośrodkiem powodując, że wraz ze wzrostem częstotliwości rośnie współczynnik załamania (tak jak wokół częstości ω_0 na rysunku obok). Dla światła współczynnik załamania zazwyczaj rośnie ze wzrostem częstotliwości i zawiera się w przedziale $1 < n < 3$.



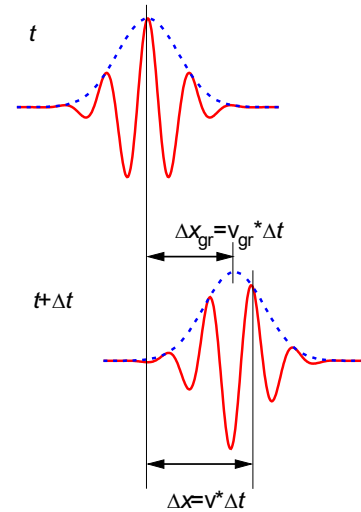
Zależność współczynnika załamania od częstotliwości nazywana jest dyspersją. Dyspersja jest min. przyczyną rozszczepienia światła białego w pryzmacie i powstawania tęczy (fale o różnych częstotliwościach mają inny kąt załamania)

Prędkości fali elektromagnetycznej

W pobliżu częstości absorbowanych przez ośrodek współczynnik załamania może przyjmować zarówno bardzo duże jak i małe wartości, w tym może być nawet mniejszy od jedności. Współczynnik załamania o wartości mniejsza od jedności oznacza, że prędkość fali jest większa od prędkości światła w próżni: jeśli $0 < n < 1$, to $v = c/n > c$. Wbrew pozorom nie jest to sprzeczne z tym, że prędkość przesyłania energii nie może przekroczyć prędkości

światła w próżni. Prędkość $v = \omega/k = c/n$ jest prędkością fazową (prędkością przesuwania się powierzchni stałej fazy) i nie określa prędkości, z jaką przesyłana jest energia. Można się o tym przekonać analizując propagację impulsu światła.

W impulsie prędkość fazowa nie musi być taka sama jak prędkość grupowa, z jaką przesuwa się impuls. Powierzchnia stałej fazy może się przesuwać wewnątrz impulsu. Na rysunku zilustrowano sytuację, w której prędkość fazowa v jest większa od prędkości grupowej v_{gr} impulsu. Oczywistym jest fakt, że prędkość, z jaką przesyłana jest energia (czy też informacja zapisana w impulsie) jest prędkością całego impulsu a nie prędkością, z jaką przesuwa się powierzchnia stałej fazy. W skrajnych sytuacjach może się nawet zdarzyć, że prędkość fazowa przyjmie przeciwny znak do prędkości grupowej (tzn. powierzchnia stałej fazy będzie się przesuwać do tyłu), co odpowiada ujemnej wartości współczynnika załamania.

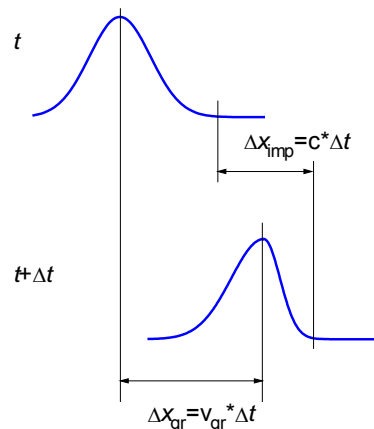


Prędkość grupowa

Prędkość grupową określa się przez pochodną liczby falowej po częstotliwości:

$$\frac{1}{v_{gr}} = \frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\omega}{c} n \right) = \frac{n}{c} + \frac{\omega}{c} \frac{\partial n}{\partial \omega} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega} \right)$$

Należy jednak mieć świadomość, że prędkość grupowa w pewnych specyficznych sytuacjach również nie opisuje prędkości impulsu. Jeśli kształt impulsu zmienia się wraz z propagacją, to prędkość początku impulsu jest różna od prędkości środka impulsu, opisywanej prędkością grupową (rysunek). Prędkość maksimum może być wtedy nawet większa od prędkości światła w próżni. Jednakże czoło impulsu porusza się zawsze z prędkością światła w próżni, niezależnie od ośrodka.



Sytuacja, w której maksimum impulsu porusza się szybciej niż światło w próżni może mieć miejsce w ośrodkach silnie absorbujących światło, które normalnie nie są przezroczyste. Jeśli jednak ośrodek ten będzie pompowany optycznie (tak jak ośrodki laserujące) może stać się przezroczysty. Współczynnik załamania n takiego ośrodka jak i jego pochodna po częstotliwości fali $\partial n / \partial \omega$ może przyjmować wówczas skrajnie duże wartości. Jeśli pochodna $\partial n / \partial \omega$ będzie ujemna to prędkość grupowa (prędkość maksimum impulsu) może okazać się większa od c albo nawet może być ujemna. W 2000 roku w NEC Research Institute w Princeton przepuszczono impuls światła przez odpowiednio spreparowane pary cezu. Maksimum impulsu światła przechodzącego przez sześciocentymetrową warstwę takiego ośrodka wyprzedzało maksimum impulsu biegnącego w próżni o 62 nanosekundy, czyli o około 20 metrów. Inną skrajną sytuację uzyskuje się, gdy pochodna $\partial n / \partial \omega$ jest dodatnia i ma dużą wartość. Impuls światła porusza się wtedy bardzo wolno. W 1999 roku w Rowland Institute for Science w Cambridge uzyskano w spreparowanych parach sodu impuls światła poruszający się z prędkością 17m/s (ok. 60 kilometrów na godzinę). W 2001 roku udało się taki impuls zatrzymać na niemal milisekundę, czyli czas, w którym światło w próżni przebywa drogę 300 kilometrów.

Absorpcja i emisja światła

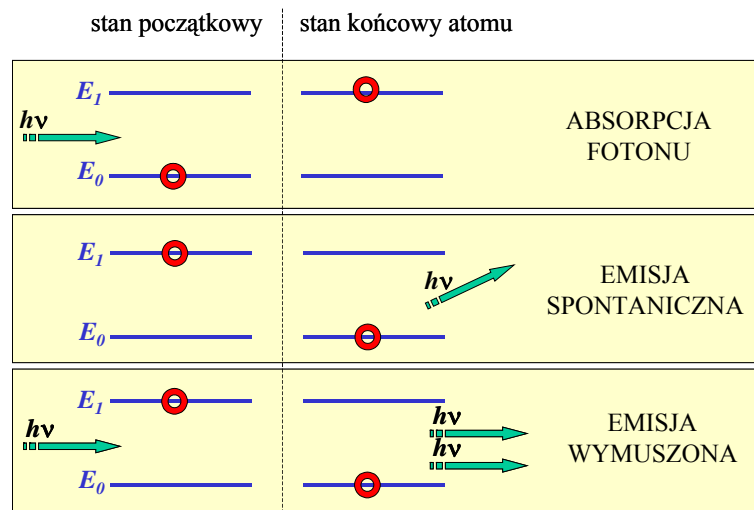
Fale mają prędkość, energię i pęd, o czym można się przekonać obserwując np. zniszczenia brzegu morza wywołane pracą fal. Mimo, że w klasycznym ujęciu fale i cząstki są różnymi pojęciami (np. trudno przyporządkować falam masę) to w opisie kwantowym fale i cząstki mają takie same właściwości (każda cząstka jest jednocześnie falą i na odwrót). Dlatego fale utożsamia się ze strumieniem poruszających się cząstek. W szczególności światło jest jednocześnie falą elektromagnetyczną jak i strumieniem cząstek nazywanych fotonami. Masa fotonu jest zerowa, gdyż fotony poruszające się z prędkością c przy niezerowej masie miałyby zgodnie ze wzorami relatywistycznymi między innymi nieskończony pęd i energię. Energia fotonu E_{fot} jest proporcjonalna do częstotliwości ν fali świetlnej: $E_{\text{fot}} = h\nu$ (h jest stałą Plancka) zaś pęd jest proporcjonalny do liczby falowej $p = hk$. Wytworzenie i pochłonięcie fotonu wiąże się z procesami wewnątrz atomów. Pochłonięcie fotonu przez atom, nazywane absorpcją, powoduje, że energia potencjalna atomu wzrasta o energię pochłoniętego fotonu. Jeśli atom w stanie podstawowym ma energię E_0 , to po absorpcji fotonu $h\nu$ jego energia wynosi $E_1 = E_0 + h\nu$ i atom jest w tzw. stanie wzbudzonym. Stany wzbudzone nie mogą mieć dowolnej energii i dlatego nie każdy foton może być pochłonięty przez dany atom. Rozkład częstości fotonów, które mogą być pochłonięte przez dany atom nazywany jest widmem absorpcji. Widmo absorpcji jest charakterystyczne dla każdego atomu.

Atom w stanie wzbudzonym nie przebywa długo i po pewnym czasie dążąc do minimalizacji własnej energii przechodzi z powrotem do stanu podstawowego (średnia wartość tego czasu jest tzw. czasem życia w stanie wzbudzonym). Różnica energii pomiędzy stanem wzbudzonym a podstawowym $E_1 - E_0$ może być przekazana na wytworzenie fotonu o częstotliwości $\nu = (E_1 - E_0)/h$, może też np. zwiększyć energię kinetyczną, czyli temperaturę ośrodka. Wytwarzanie fotonów nazywa się emisją, a wyemitowane fotony mają energię i częstotliwość taką samą jak fotony pochłonięte. Stąd widmo emisyjne jest identyczne z absorpcyjnym.

Emisja fotonu zachodząca po czasie w przybliżeniu równym czasowi życia stanu wzbudzonego nazywana jest spontaniczną.

Emisję fotonu można jednak wymusić wcześniej. Czynnikiem wymuszającym emisję fotonu jest inny foton o takiej samej częstotliwości. Proces emisji wymuszany przez inny foton nazywany jest emisją wymuszoną lub stymulowaną. Wyemitowany

w ten sposób foton ma nie tylko identyczną częstotliwość, co foton wymuszający emisję, ale także kierunek rozchodzenia się i fazę. W rezultacie światło wytworzone w procesie emisji wymuszonej składa się z uporządkowanego strumienia fotonów, podczas gdy emisja spontaniczna wytwarza światło rozchodzące się w różnych kierunkach i niespójne.



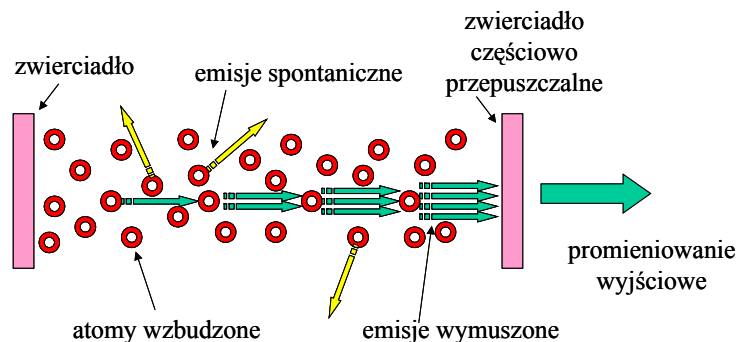
Lasery

Światło z większości źródeł (w tym np. z żarówki) powstaje w wyniku emisji spontanicznej. Lasery są natomiast źródłami światła, które zostało wytworzone w wyniku emisji wymuszonej (termin laser jest skrótem, w którym ostatnie trzy litery powstały z ang. *stimulated emission of radiation*, czyli wymuszonej emisji promieniowania). Dzięki temu

promieniowanie laserowe jest monochromatyczne i spójne, a także rozchodzące się w jednym kierunku. Cechy te pozwalają min. na zogniskowanie światła na bardzo małej powierzchni i dzięki temu uzyskaniu gigantycznych gęstości mocy fali świetlnej. Wykorzystuje się to min. w precyzyjnej mikroobróbkę materiałów (np. do cięcia materiałów, zgrzewania itp.) i medycynie (skalpele, mikrochirurgia dna oka itp.). Monochromatyczność i spójność laserów jest powodem ich powszechnego wykorzystywania min. w telekomunikacji światłowodowej, metrologii i holografii.

W celu uzyskania promieniowania laserowego należy atomy doprowadzić do stanu wzbudzonego i spowodować, aby emisja zachodziła w sposób wymuszony. Proces wzbudzania atomów (tzw. pompowania, czyli zwiększania ich energii) może być wywołany zarówno przez oświetlanie ich ze źródeł klasycznych lub innych laserów, jak również przez przepływający prąd elektryczny czy np. w wyniku reakcji chemicznych. Pompowanie powinno wzbudzić ponad połowę wszystkich atomów biorących udział w akcji laserowej. W przeciwnym przypadku, wyemitowane fotony zostaną pochłonięte przez atomy będące w stanie podstawowym. Innymi słowy, aby ośrodek był przezroczysty dla fotonów, to więcej atomów musi być gotowa do ich emisji niż do ich absorpcji. Stan, w którym więcej atomów jest w stanie wzbudzone niż w stanie podstawowym nazywany jest inwersją obsadzeń. Inwersja obsadzeń nie jest stanem normalnym, w którym większość stanowią cząstki o mniejszej energii. Odwrócenie, czyli inwersja normalnego rozkładu energii cząstek interpretowane jest jako stan o ujemnej temperaturze.

Jeżeli już doprowadzi się do inwersji obsadzeń, należy zadbać, aby emisja odbywała się w odpowiednim kierunku i była procesem wymuszonym. W tym celu ośrodek laserujący umieszcza się pomiędzy dwoma zwierciadłami, czyli w tzw. rezonatorze optycznym (rysunek). Rezonator taki uprzywilejowuje jeden kierunek rozchodzenia się fotonów. Odbijające się od obu zwierciadeł fotony wymuszają emisję kolejnych fotonów powodując lawinowy wzrost natężenia światła. Fotony emitowane spontanicznie pod kątem opuszczają rezonator i nie wpływają na proces emisji w kierunku wyjściowym. Rezonator zapewnia wzmocnienie promieniowania zarówno w wyróżnionym kierunku jak i o określonej częstotliwości.



Moc promieniowania laserów może wydawać się nieduża w porównaniu z klasycznymi źródłami światła, takimi jak żarówki i lampy. Promieniowanie laserowe jest jednak wysoce monochromatyczne i zazwyczaj w postaci wąskiej wiązki o małej rozbieżności. Stwarza to duże zagrożenie szczególnie dla oczu. Promieniowanie laserowe z zakresu widzialnego i bliskiej podczerwieni (o długości fali $0,4 \mu\text{m} < \lambda < 1,4 \mu\text{m}$) jest silnie ogniskowane na dnie oka, gdzie tworzy plamkę o małej średnicy (rzędu setnych części milimetra). Jest to wyjątkowo niebezpieczne, gdyż o uszkodzeniu tkanki decyduje gęstość energii, która w wyniku zogniskowania na tak małych powierzchniach wzrasta około 100 000 razy. Dlatego w praktyce za bezpieczne uważa się lasery o mocy mniejszej niż pojedyncze miliwaty (zależy to oczywiście od długości fali, szerokości wiązki itp.). Promieniowanie laserowe z zakresu nadfioletu i dalszej podczerwieni jest absorbowane przez rogówkę oka (mogąc spowodować zapalenie rogówki) lub przez soczewkę (może wywołać pewne formy katarakty).