

Kryształy Fotoniczne i Metody ich Modelowania

część III: Fizyka struktur fotonicznych

dr inż. Maciej Dems

Politechnika Łódzka

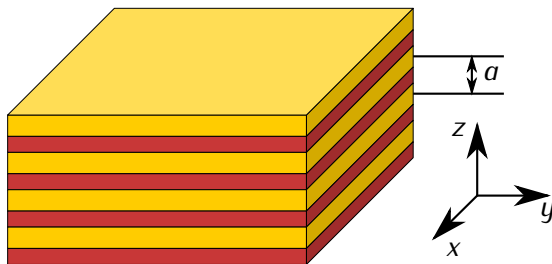
27 maja 2013

Postawy fizyczne kryształów fotonicznych

- 1 Postawy fizyczne kryształów fotonicznych
 - Jednowymiarowa struktura periodyczna
 - Dwuwymiarowa struktura periodyczna
 - Trójwymiarowe kryształy fotoniczne
 - Płyty kryształów fotonicznych
- 2 Niejednorodne kryształy fotoniczne
 - Wnęki rezonansowe
 - Falowody
 - Mody powierzchniowe
 - Zintegrowane układy optyczne
- 3 Praktyczne wykorzystanie kryształów fotonicznych
 - Światłowody fotoniczne
 - Lasery wykorzystujące kryształy fotoniczne
 - Kryształy fotoniczne i siatki dyfrakcyjne jako lustra

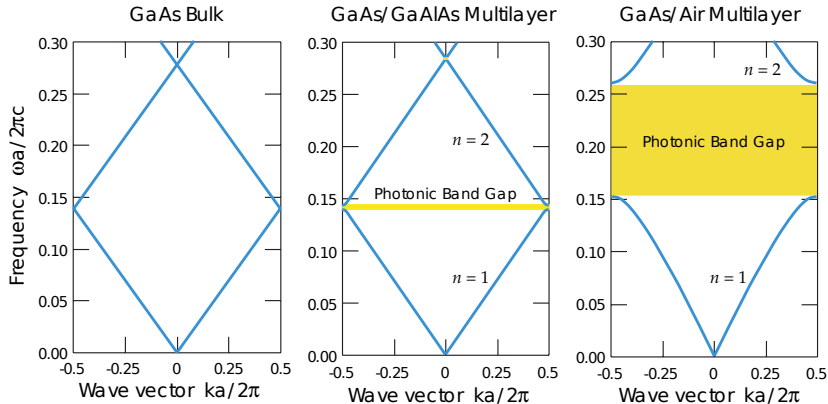
Naprzemienny wielowarstwowy stos

Najprostszy kryształ fotoniczny to wielowarstwowy stos wykonany z naprzemiennie następujących materiałów.



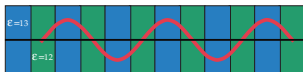
Lord Rayleigh analizował już w 1887 r.. Może zachowywać się jak zwierciadło: **Distributed Bragg Reflector** w laserach VCSEL.

Struktura pasmowa i przerwa fotoniczna

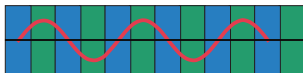


Przerwa fotoniczna

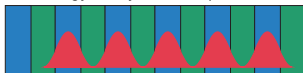
(a) E -field for mode at top of band 1



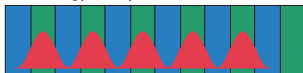
(b) E -field for mode at bottom of band 2



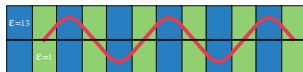
(c) Local energy density in E -field, top of band 1



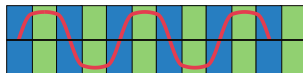
(d) Local energy density in E -field, bottom of band 2



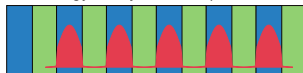
(a) E -field for mode at top of band 1



(b) E -field for mode at bottom of band 2



(c) Local energy density in E -field, top of band 1



(d) Local energy density in E -field, bottom of band 2



Twierdzenie Floquet'a

Równanie postaci:

$$\frac{d^2\Psi(z)}{dz^2} + \varepsilon(z)\Psi(z) = 0$$

gdzie $\varepsilon(z + a) = \varepsilon(z)$, ma następujące rozwiązanie:

$$\Psi(z) = \Phi(z) e^{-ikz}$$

gdzie $\Phi(z + a) = \Phi(z)$, zaś k jest dowolną liczbą zespoloną.

Uogólnieniem tego twierdzenia na większą liczbę wymiarów jest twierdzenie Blocha.

Twierdzenie Floquet'a

Równanie postaci:

$$\frac{d^2\Psi(z)}{dz^2} + \varepsilon(z)\Psi(z) = 0$$

gdzie $\varepsilon(z + a) = \varepsilon(z)$, ma następujące rozwiązanie:

$$\Psi(z) = \Phi(z) e^{-ikz}$$

gdzie $\Phi(z + a) = \Phi(z)$, zaś k jest dowolną liczbą zespoloną.

Uogólnieniem tego twierdzenia na większą liczbę wymiarów jest twierdzenie Blocha.

Pole magnetyczne w stosie może być zapisane jako:

$$\mathbf{H}_{n,k_z,k}(\mathbf{r}) = \exp(-ik \cdot \boldsymbol{\rho}) \exp(-ik_z z) \Phi_{n,k_z,k}(z)$$

Pierwsza strefa Brillouina

Każdą okresowa funkcja $f(z) = f(z + a)$ można także traktować jako funkcję o okresie na , gdzie $n \in \mathbb{N}$:

$$f(z) = f(z + na)$$

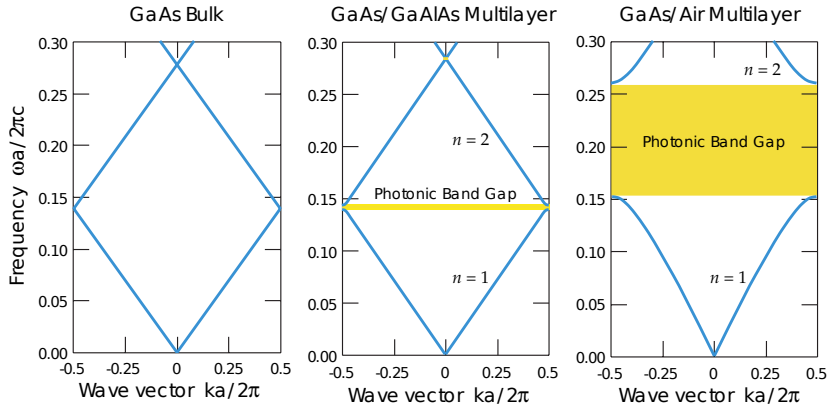
W szczególności:

$$\exp[-ik_z z] = \exp\left[-i\left(k_z + \frac{2\pi n}{a}\right)z\right]$$

Czyli fale o wektorze falowym k_z i $k_z + 2\pi n/a$ należy traktować równoważnie.

Wszystkie wektory falowe można zwinąć do zakresu $k_z \in \left[-\frac{\pi}{a}, +\frac{\pi}{a}\right]$, zwanego **pierwszą strefą Brillouina**.

Struktura pasmowa i przerwa fotoniczna



Przerwa fotoniczna stosu ćwierćfalowego

Rozpatrzmy naprzemienny stos ćwierćfalowych warstw o grubości h_1 i h_2 ($h_1 + h_2 = a$) i współczynnikach załamania n_1 i n_2 . Pole elektryczne w każdej z tych warstw ma postać:

$$\begin{aligned} E_1(z) &= F_1 e^{-in_1 \omega z/c} + B_1 e^{+in_1 \omega z/c} \\ E_2(z) &= F_2 e^{-in_2 \omega z/c} + B_2 e^{+in_2 \omega z/c} \end{aligned}$$

Fakt, że są to warstwy ćwierćfalowe oznacza, że dla określonego ω_0 zachodzi $\omega_0 n_i h_i / c = \pi/2$. Jeżeli oznaczymy $\omega = \omega_0 (1 + 2/\pi \delta)$, to macierz przejścia przez warstwę wynosi:

$$\bar{T}_{h_1} = \bar{T}_{h_2} = \bar{T}_h = \begin{bmatrix} \exp(-i\pi/2 - i\delta) & 0 \\ 0 & \exp(i\pi/2 + i\delta) \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} -i - \delta & 0 \\ 0 & i - \delta \end{bmatrix}$$

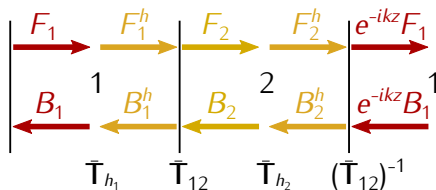
bo $\exp(i\delta) \approx 1 + i\delta$ dla małego δ .

Przerwa fotoniczna stosu ćwierćfalowego

Macierz przejścia na granicy warstw wynosi ($n = n_1/n_2$):

$$\bar{T}_{12} = \frac{1}{2n_2} \begin{bmatrix} n_2 + n_1 & n_2 - n_1 \\ n_2 - n_1 & n_2 + n_1 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + n & 1 - n \\ 1 - n & 1 + n \end{bmatrix}$$

Dla całej struktury:



$$\bar{T} = (\bar{T}_{12})^{-1} \bar{T}_h \bar{T}_{12} \bar{T}_h$$

Przerwa fotoniczna stosu ćwierćfalowego

Macierz przejścia wynosi zatem:

$$\begin{aligned}\bar{T} &\approx \frac{1}{2n} \begin{bmatrix} n+1 & n-1 \\ n-1 & n+1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -i-\delta & 0 \\ 0 & i-\delta \end{bmatrix} \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1+n & 1-n \\ 1-n & 1+n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -i-\delta & 0 \\ 0 & i-\delta \end{bmatrix} \\ &= \frac{1}{2n} \begin{bmatrix} 2n\delta^2 + i\delta(n+1)^2 - n^2 - 1 & -i\delta(n^2+1) - n^2 + 1 \\ i\delta(n^2-1) - n^2 + 1 & 2n\delta^2 - i\delta(n+1)^2 - n^2 - 1 \end{bmatrix}\end{aligned}$$

Zgodnie z tw. Floquetta:

$$\bar{T}\mathbf{E} = e^{-ikz}\mathbf{E}$$

Czyli:

$$\left(\bar{T} - e^{-ikz}\bar{I}\right)\mathbf{E} = 0$$

Co daje nietrywialne rozwiązanie wyłącznie gdy macierz

$\bar{M} = \left(\bar{T} - e^{-ika}\bar{I}\right)$ jest osobliwa.

Przerwa fotoniczna stosu ćwierćfalowego

Szukamy częstotliwości na krawędzie pierwszej strefy Brillouina.
Przyjmijmy zatem $k = \pi/a$. Wtedy $e^{-ika} = -1$, co daje $\bar{\mathbf{M}} = \bar{\mathbf{T}} + \bar{\mathbf{I}}$, czyli:

$$\bar{\mathbf{M}} \approx \frac{1}{2n} \begin{bmatrix} 2n\delta^2 + i\delta(n+1)^2 - n^2 & -i\delta(n^2+1) - n^2 + 1 \\ i\delta(n^2-1) - n^2 + 1 & 2n\delta^2 - i\delta(n+1)^2 - n^2 \end{bmatrix}$$

Macierz jest osobliwa gdy:

$$\det(\bar{\mathbf{M}}) \approx \delta^4 + 4\delta^2 - n + 2 - \frac{1}{n} = 0$$

Rozwiązując otrzymujemy:

$$\delta^2 = \pm \frac{n+1}{\sqrt{n}} - 2$$

Przerwa fotoniczna stosu ćwierćfalowego

Mamy więc:

$$\delta^2 = -2 \pm \frac{n+1}{\sqrt{n}}$$

Zakładając, że $n \approx 1$, z rozwinięcia Taylora dookoła 1 mamy:

$$\frac{n+1}{\sqrt{n}} \approx 2 + \frac{1}{4}(n-1)^2$$

skąd:

$$\delta \approx \pm \frac{1}{2}|n-1| \quad \text{lub} \quad \delta \approx \pm \sqrt{-4 - \frac{1}{4}(n-1)^2}$$

Przerwa fotoniczna stosu ćwierćfalowego

Mamy więc:

$$\delta^2 = -2 \pm \frac{n+1}{\sqrt{n}}$$

Zakładając, że $n \approx 1$, z rozwinięcia Taylora dookoła 1 mamy:

$$\frac{n+1}{\sqrt{n}} \approx 2 + \frac{1}{4}(n-1)^2$$

skąd:

$$\delta \approx \pm \frac{1}{2}|n-1| \quad \text{lub} \quad \delta \approx \pm \sqrt{-4 - \frac{1}{4}(n-1)^2}$$

Tylko pierwsze rozwiązanie zapewnia δ rzeczywiste.

Przerwa foniczna stosu ćwierćfalowego

Mamy więc:

$$\delta^2 = -2 \pm \frac{n+1}{\sqrt{n}}$$

Zakładając, że $n \approx 1$, z rozwinięcia Taylora dookoła 1 mamy:

$$\frac{n+1}{\sqrt{n}} \approx 2 + \frac{1}{4}(n-1)^2$$

skąd:

$$\delta \approx \pm \frac{1}{2}|n-1|$$

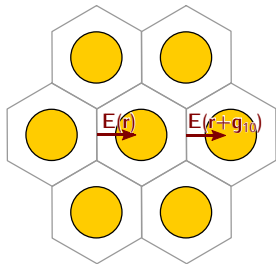
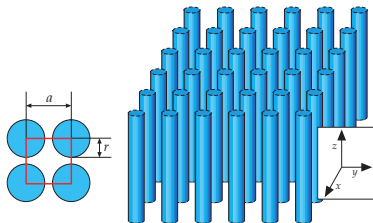
Zatem...

Na granicy strefy Brillouina częstotliwość ω przyjmuje wartości:

$$\omega = \omega_0 (1 \pm 2/\pi \delta) = \omega_0 \left(1 \pm \frac{|n-1|}{\pi} \right)$$

Pomiędzy nimi występuje **przerwa foniczna!**

Dwuwymiarowa struktura periodyczna i twierdzenie Blocha



Dla pola będącego rozwiązaniem równania falowego:

$$\epsilon^{-1} \nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = k_0^2 \mathbf{E}$$

zachodzi zależność:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r} + \mathbf{g}) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(-i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$$

Analogicznie dla równania:

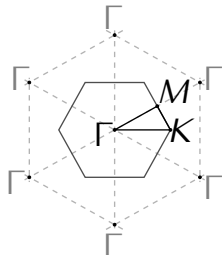
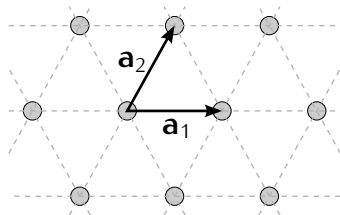
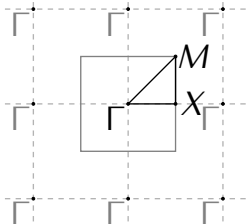
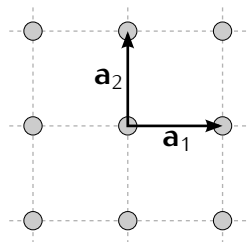
$$\nabla \times \epsilon^{-1} \nabla \times \mathbf{H} = k_0^2 \mathbf{H}$$

mamy:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r} + \mathbf{g}) = \mathbf{H}(\mathbf{r}) \exp(-i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$$

Jest to twierdzenie Blocha.

Przestrzeń odwrotna i pierwsza strefa Brillouina



Przestrzeń odwrotna i pierwsza strefa Brillouina

Dla każdej periodycznej przez analogię do periodycznej struktury kryształu możemy wyznaczyć dwa wektory sieci krystalicznej \mathbf{a}_1 i \mathbf{a}_2 oraz zdefiniować sieć odwrotną (w przestrzeni wektora falowego) opisaną przez wektory sieci odwrotnej takie, że

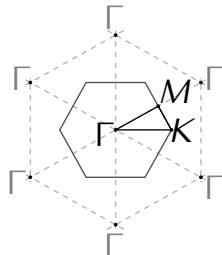
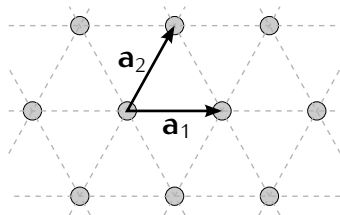
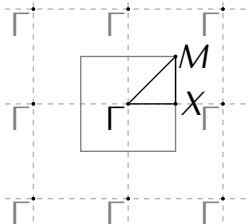
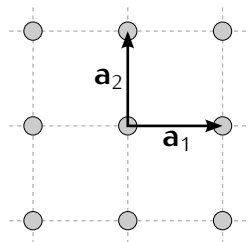
$$\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{b}_j = 2\pi\delta_{ij}$$

gdzie δ_{ij} jest deltą Kroneckera. Wektory te można wyznaczyć jako:

$$\mathbf{b}_1 = 2\pi \frac{\mathbf{a}_2 \times \hat{\mathbf{n}}}{a_1 a_2} \quad \mathbf{b}_2 = 2\pi \frac{\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{a}_1}{a_1 a_2}$$

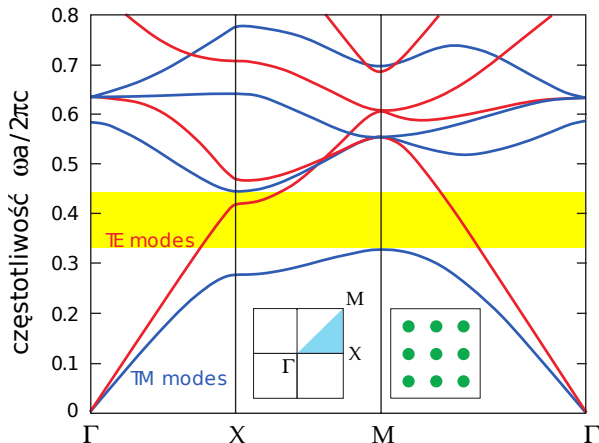
gdzie $\hat{\mathbf{n}}$ jest wersorem prostopadłym do badanej płaszczyzny. Sieć odwrotna jest periodyczna, tak jak sieć podstawowa, więc wektor falowy zawsze można zawinąć do **pierwszej strefy Brillouina**.

Przestrzeń odwrotna i pierwsza strefa Brillouina

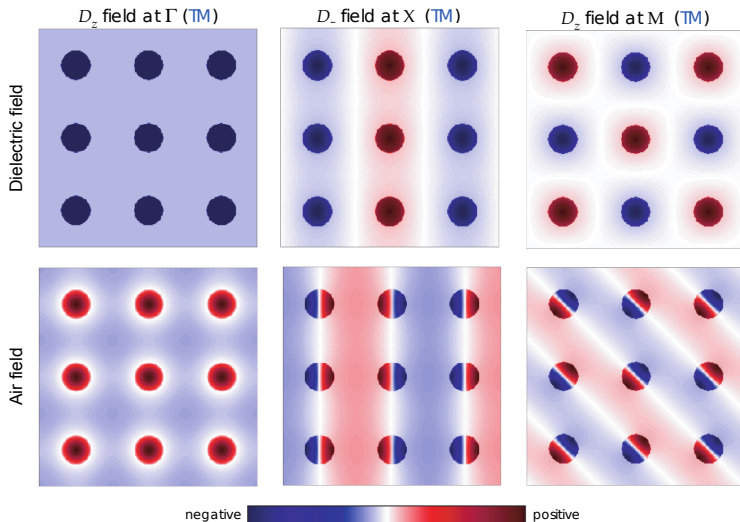


Zależność dyspersyjna prostokątnego kryształu fotonicznego

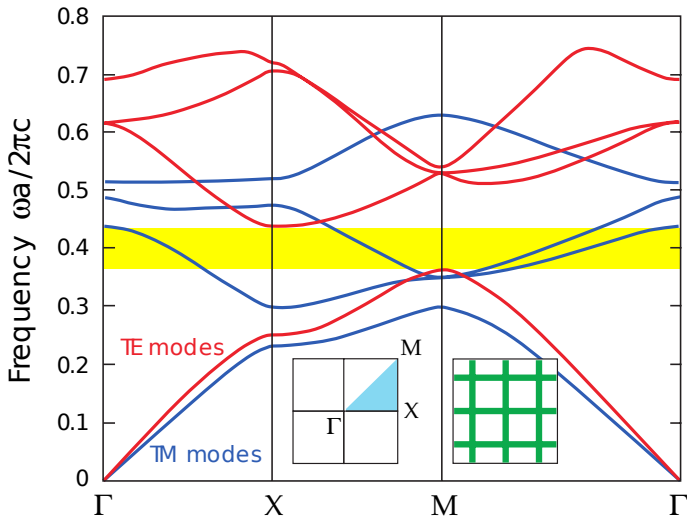
Dla określonego wektora falowego \mathbf{k} istnieje dyskretny zbiór częstotliwości światła definiujący **zależność dyspersyjną**.



Symetria modów

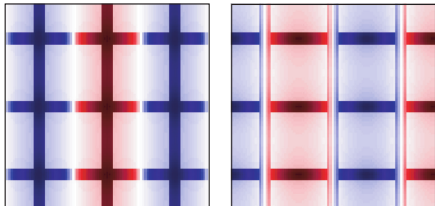


Dyspersja dwuwymiarowej struktury kratownicowej

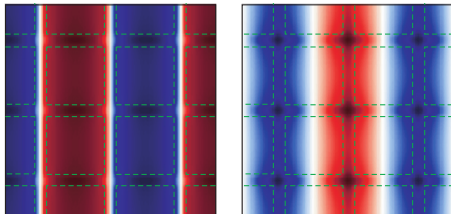


Powstawanie przerwy fotonicznej

D_z field at X (TM) band 1 band 2



H_z field at X (TE) band 1 band 2

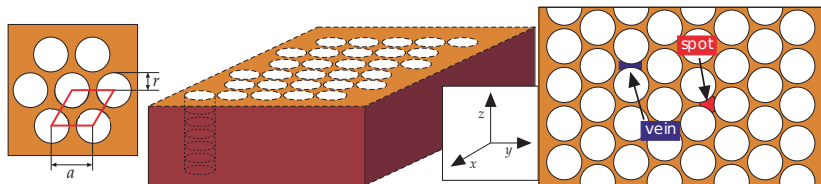


negative  positive

Część modu w kratownicy:

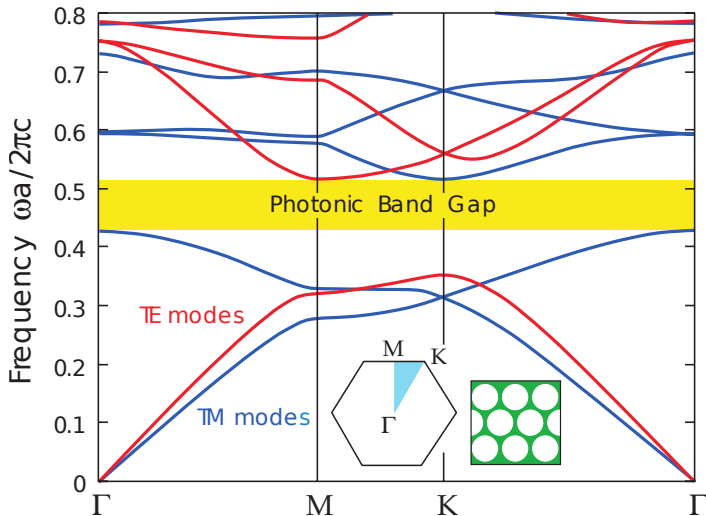
	pasmo 1	pasmo 2
TM	77%	89%
TE	14%	83%

Dwuwymiarowa siatka otworów

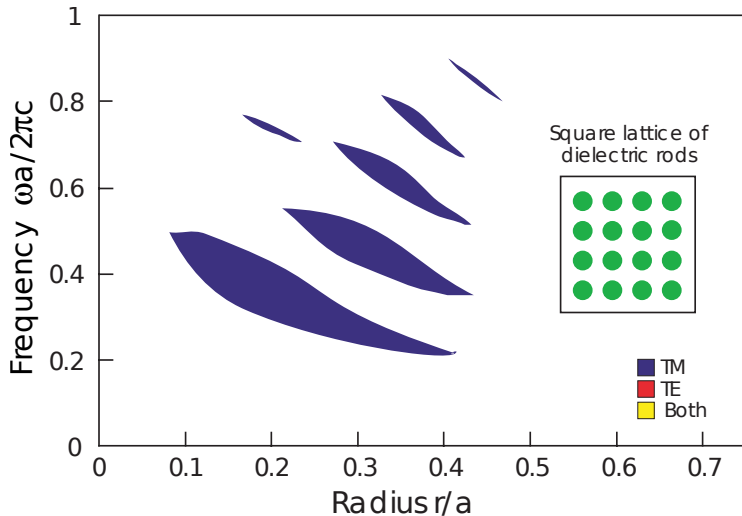


- Siatka trójkątnych otworów zawiera zarówno odosobnione pilary jak i łączące je mosty (jak w kratownicy).
- W związku z tym można się spodziewać przerwy zarówno dla modów TE jak i TM.

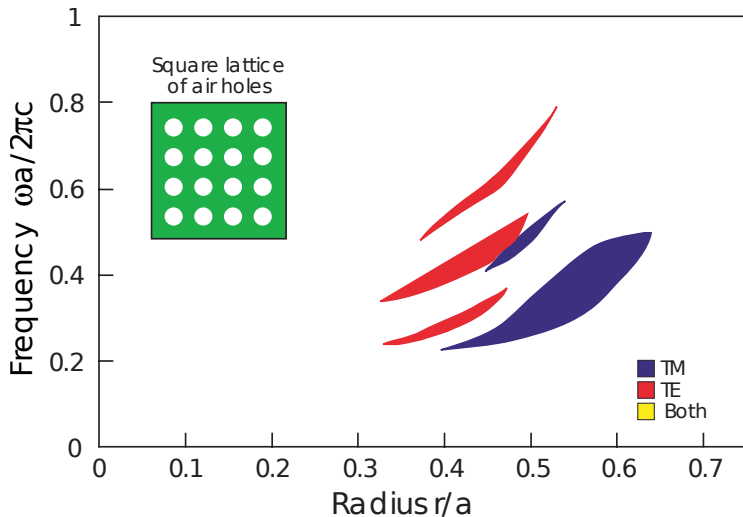
Przerwa fotoniczna w dwuwymiarowej siatce otworów



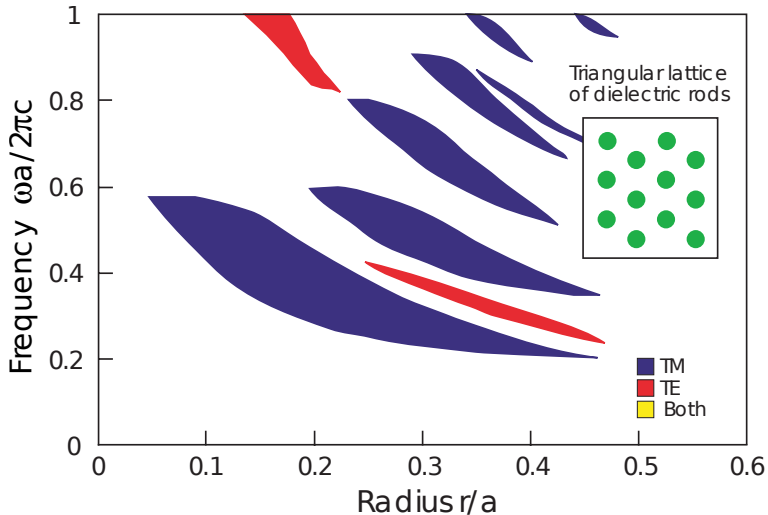
Mapy przerwy fotonicznej



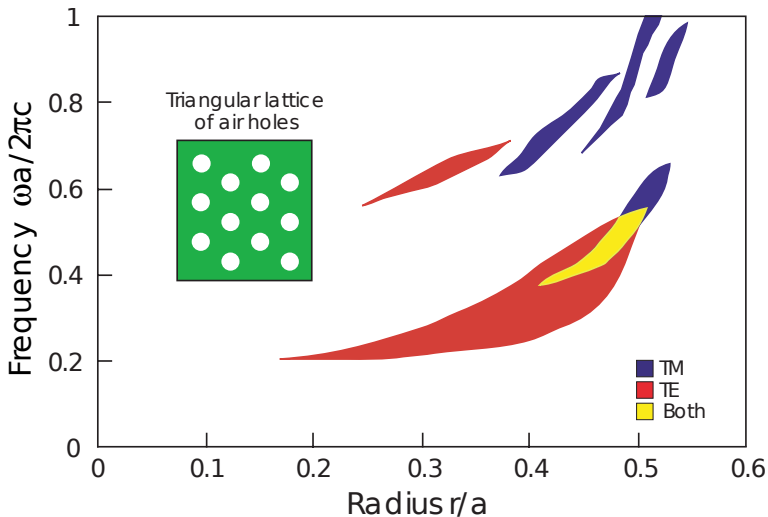
Mapy przerwy fotonicznej



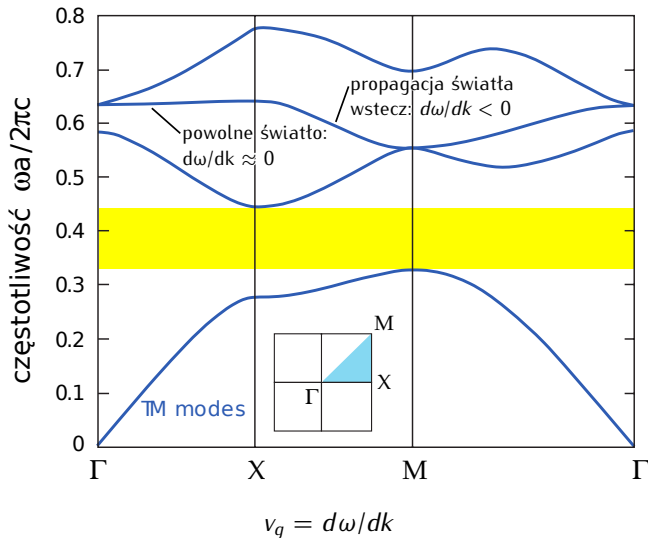
Mapy przerwy fotonicznej



Mapy przerwy fotonicznej



Prędkość grupowa



Zwolnione światło

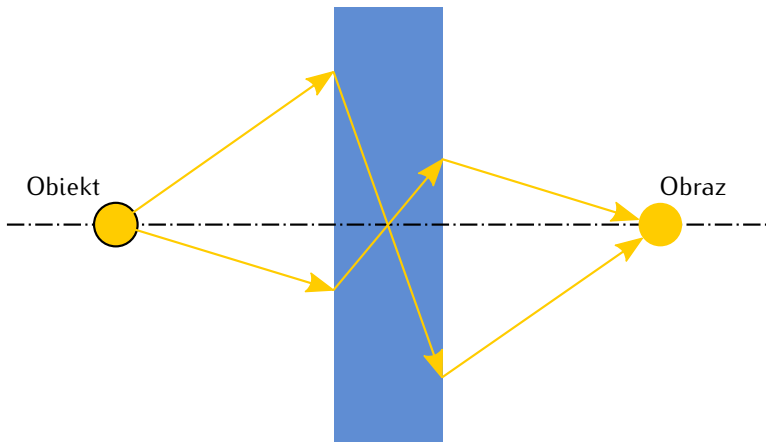
Potencjalne zastosowania:

- Zmniejszenie szumu w układach komunikacyjnych.
- Pętle opóźniające w układach optycznych.
- Interferometry znacznie bardziej czułe na zmiany częstotliwości.
- Zwiększona interakcja światła z materią:
 - przełączniki optyczne o mniejszym poborze energii,
 - lasery o obniżonym progu (lub bezprogowe).

Ujemna prędkość grupowa



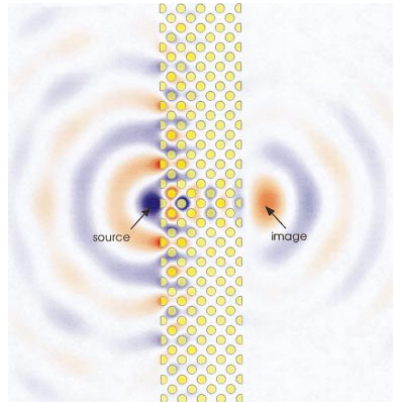
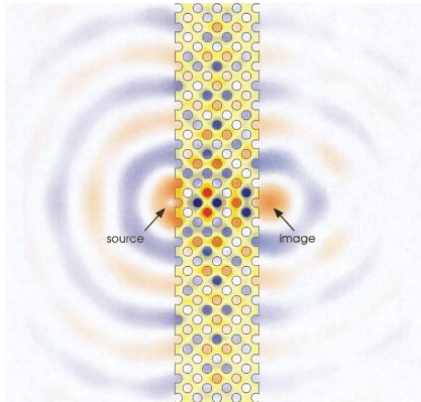
Ujemny współczynnik załamania



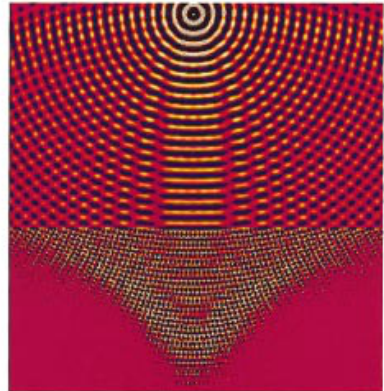
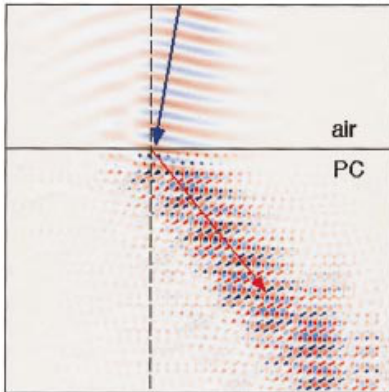
$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2$$

$n_{gr} < 0$ pozwala na przekroczenie limitu dyfrakcyjnego, z uwagi na wzmacnianie fal o $k_{\perp} > n\omega/c$ zamiast ich wygaszania.

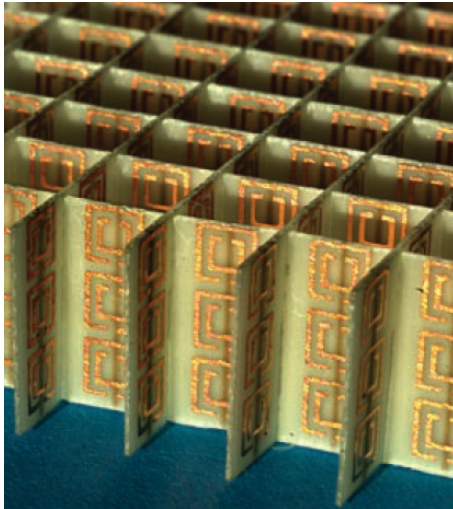
Ujemny współczynnik załamania



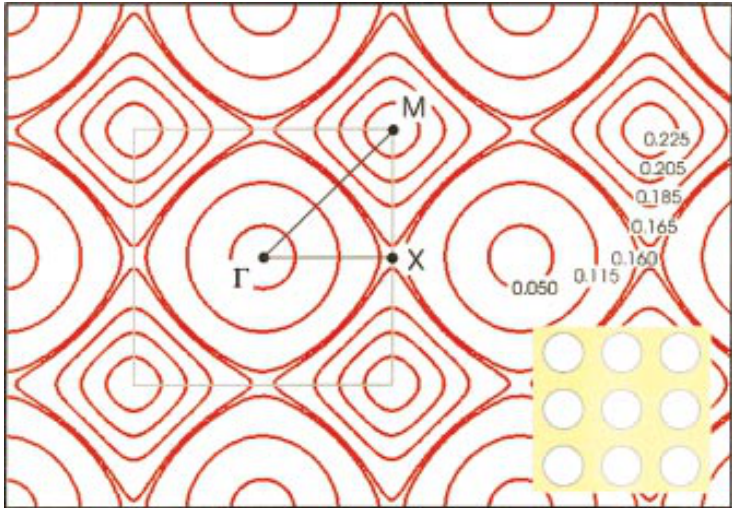
Ujemny współczynnik załamania



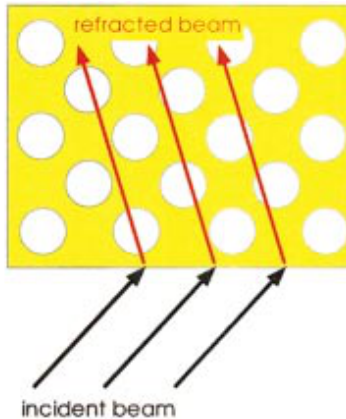
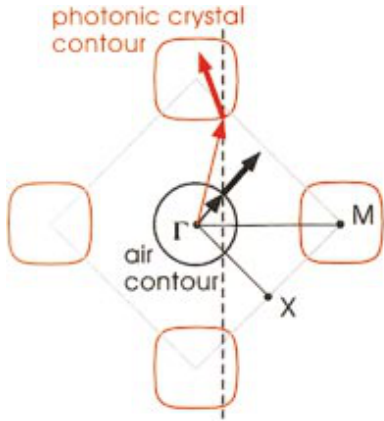
Ujemny współczynnik załamania — metamateriały



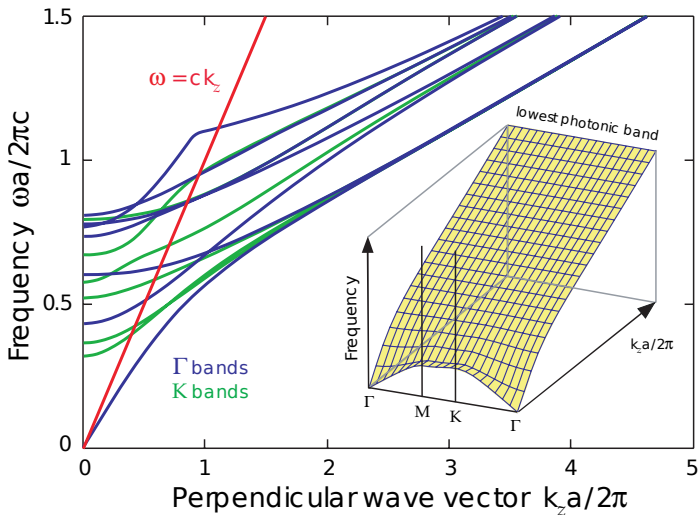
Ujemny współczynnik załamania ($v_g > 0$)



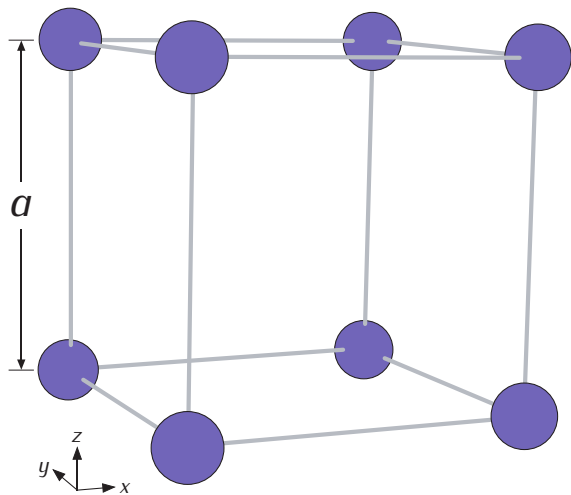
Ujemny współczynnik załamania ($v_g > 0$)



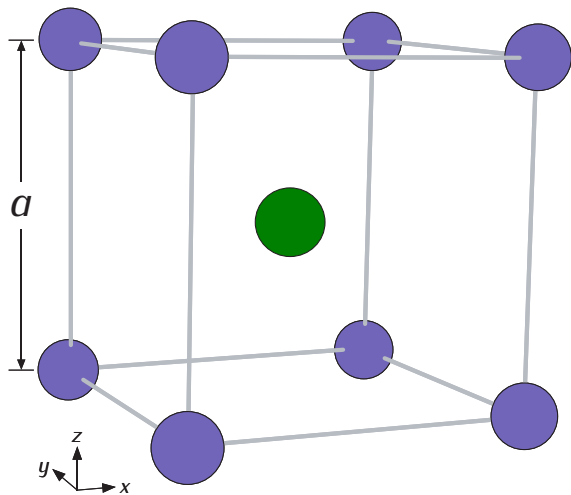
Propagacja wzdłuż otworów



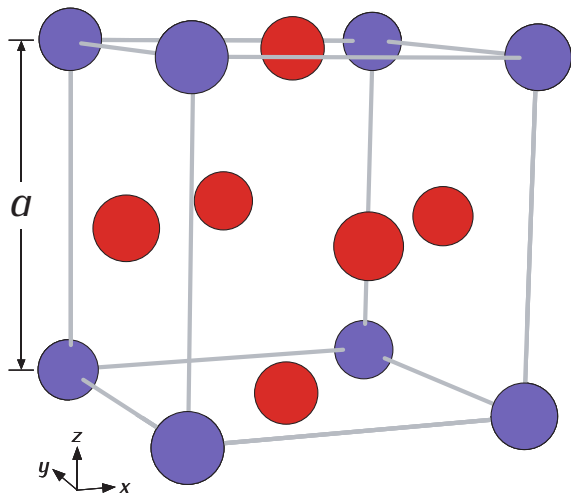
Typowe sieci krystaliczne 3D



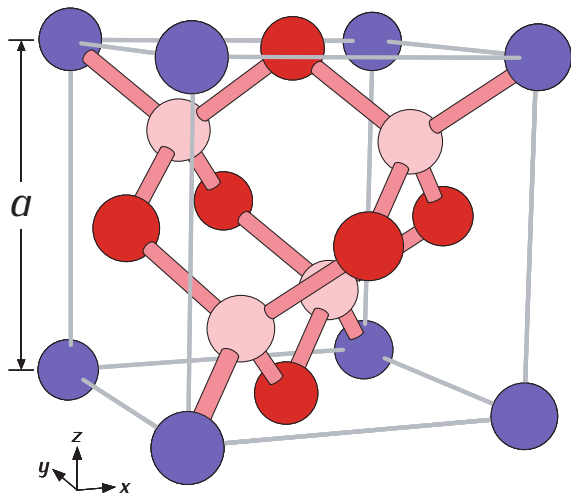
Typowe sieci krystaliczne 3D



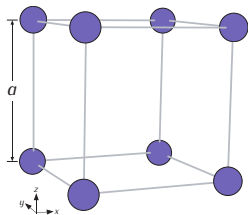
Typowe sieci krystaliczne 3D



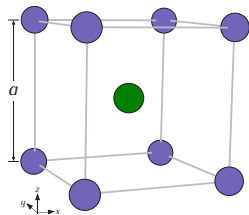
Typowe sieci krystaliczne 3D



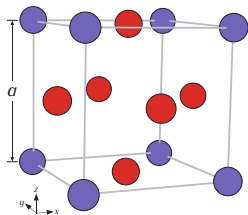
Typowe sieci krystaliczne 3D



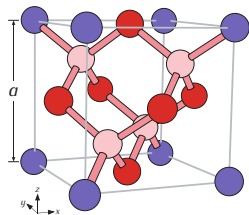
SC



BCC

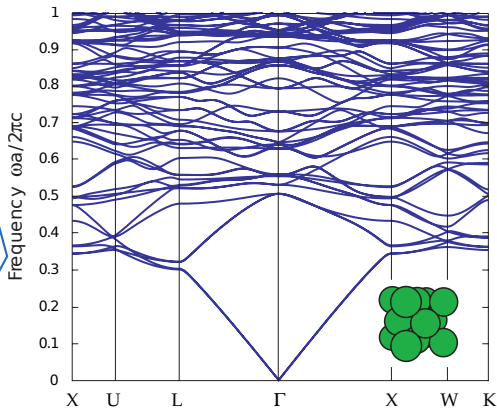
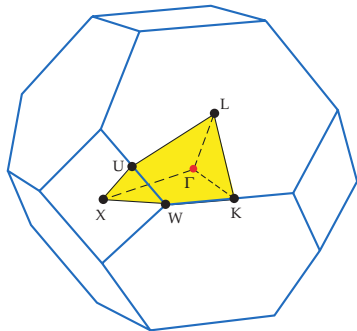


FCC

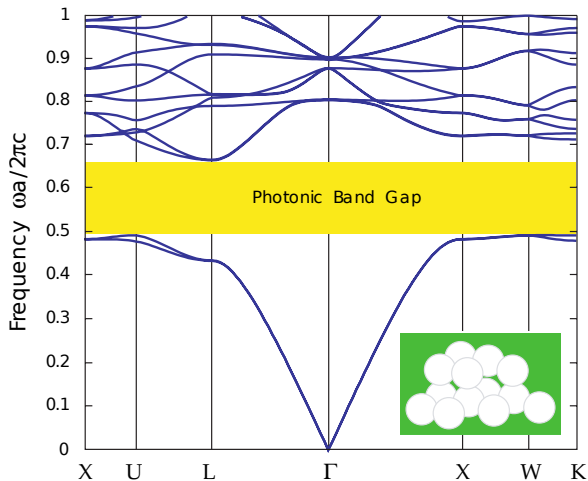


Diamant

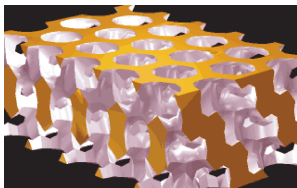
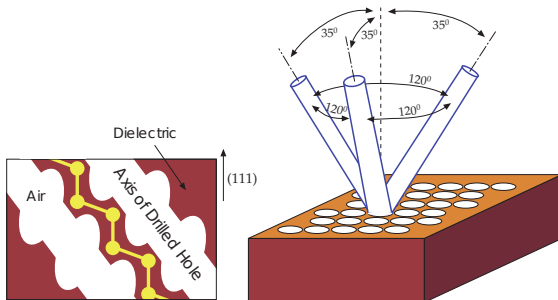
Pasma fotoniczne 3D — FCC



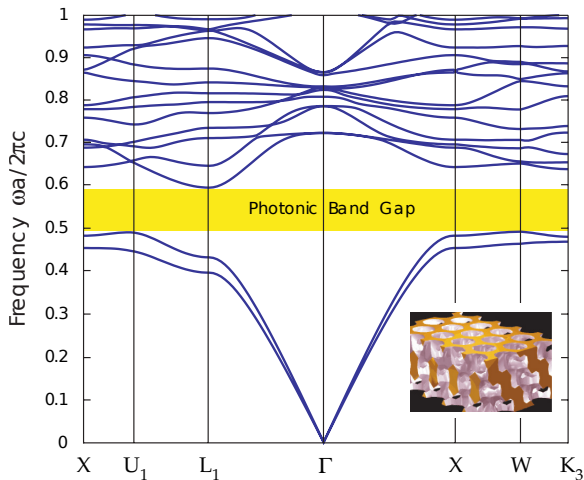
Całkowita przerwa fotoniczna — diament



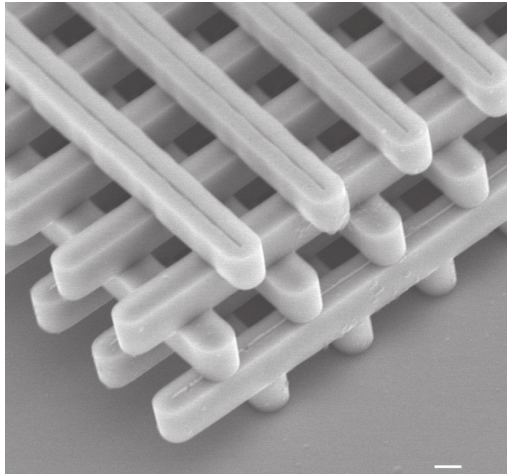
Yablonovite



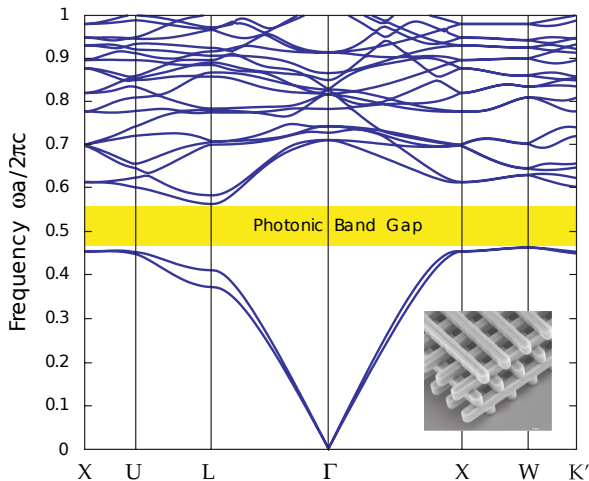
Yablonovite — przerwa fotoniczna



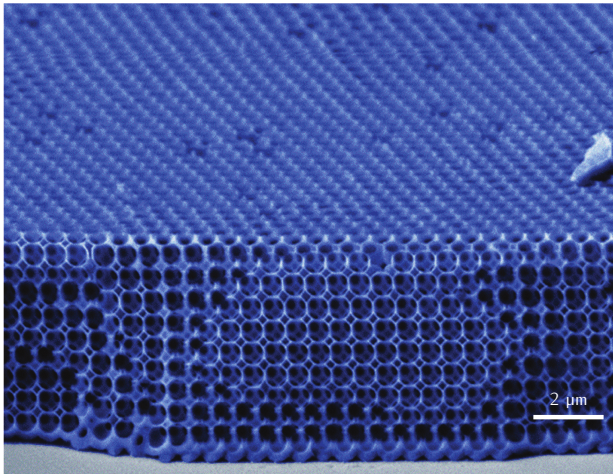
„Stos drewna”



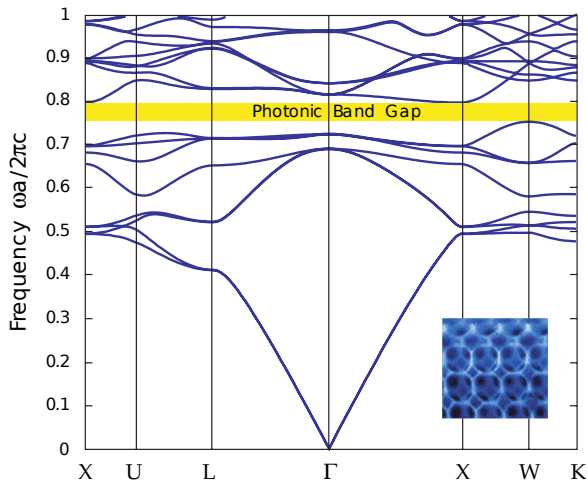
„Stos drewna” — przerwa fotoniczna



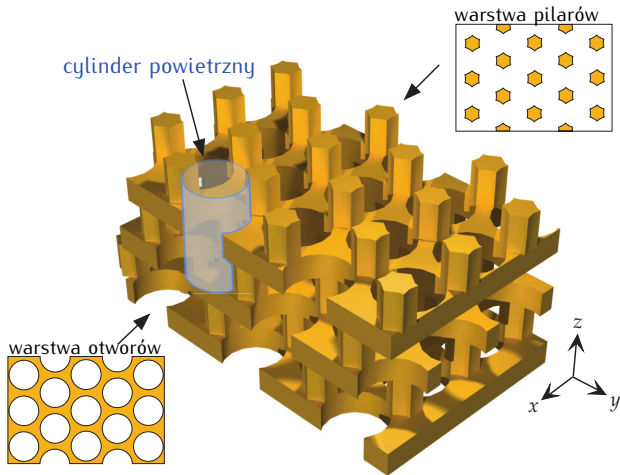
Odwrócony opal



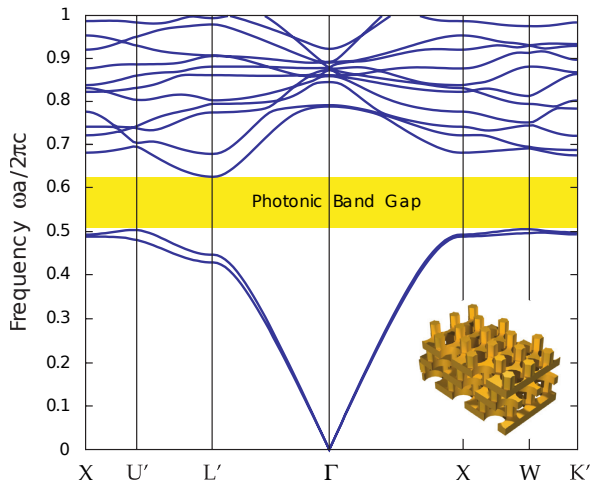
Odwrócony opał— przerwa fotoniczna



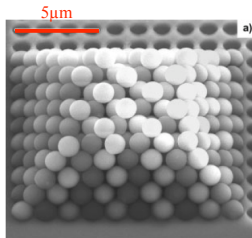
Struktura wielowarstwowa



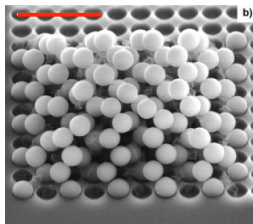
Struktura wielowarstwowa— przerwa fotoniczna



Metody wytwarzania... że co?

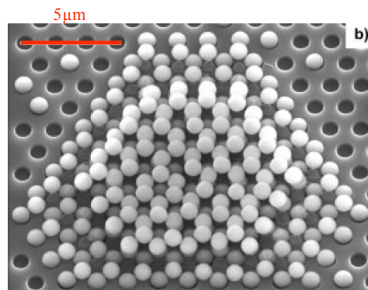


kule lateksowe
są rozpuszczane



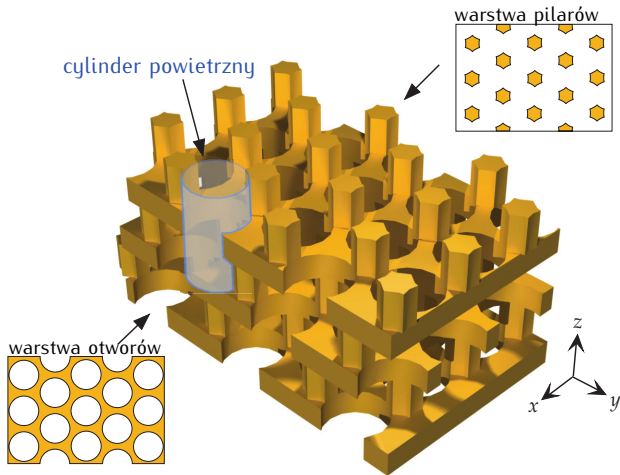
6-warstwowa sieć diamentowa [001] SiO₂

F. Garcia-Santamaria et al., *Adv. Mater.* 14, p.1144 (2002).

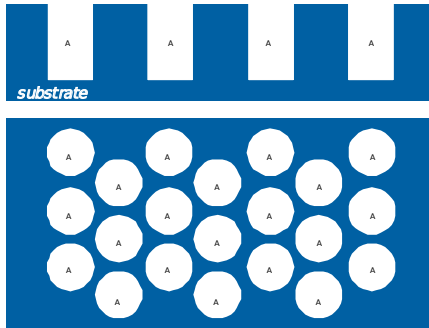


4-warstwowa sieć diamentowa [111] SiO₂

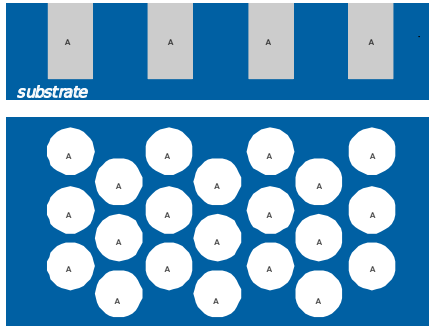
Struktura wielowarstwowa



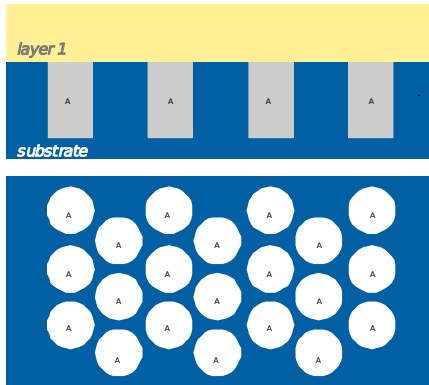
Struktura wielowarstwowa — wytwarzanie



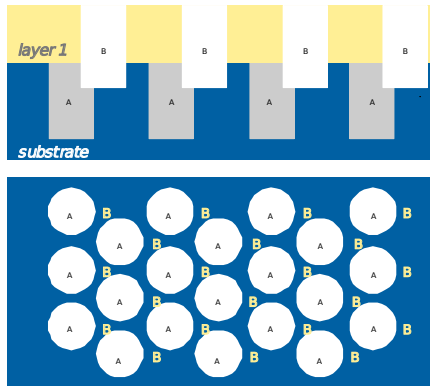
Struktura wielowarstwowa — wytwarzanie



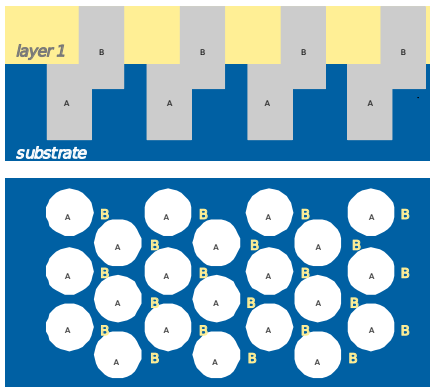
Struktura wielowarstwowa — wytwarzanie



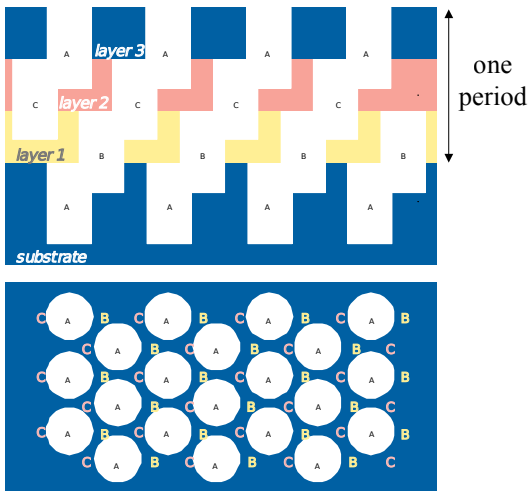
Struktura wielowarstwowa — wytwarzanie



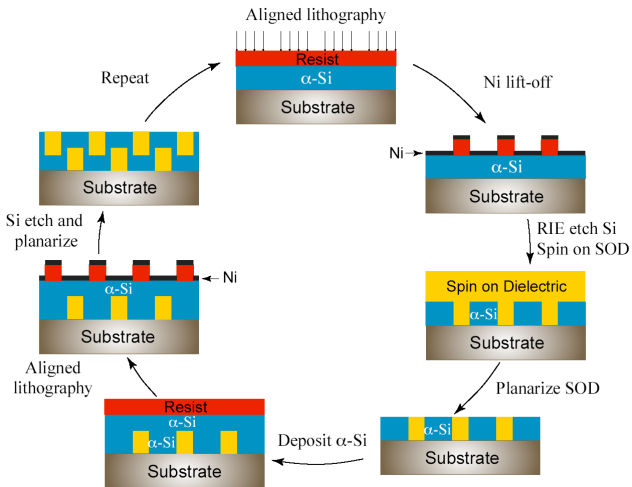
Struktura wielowarstwowa — wytwarzanie



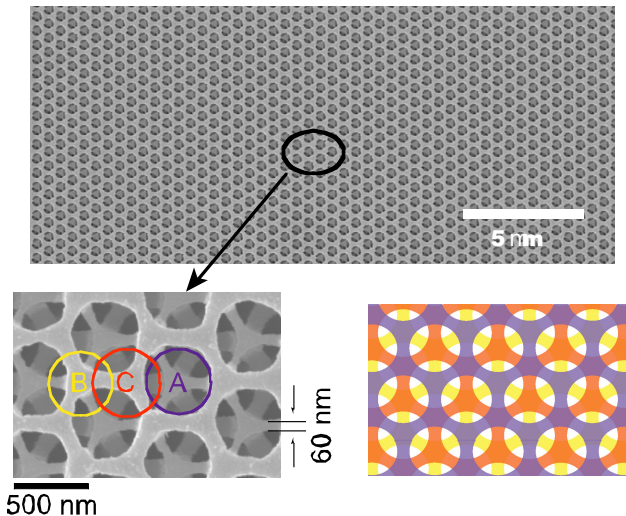
Struktura wielowarstwowa — wytwarzanie



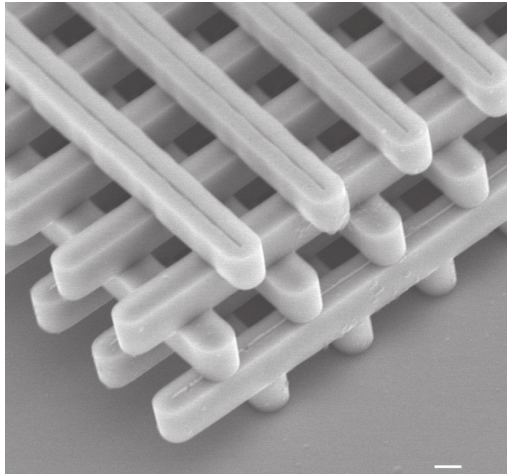
Struktura wielowarstwowa — wytwarzanie



Struktura wielowarstwowa — wytwarzanie



„Stos drewna”

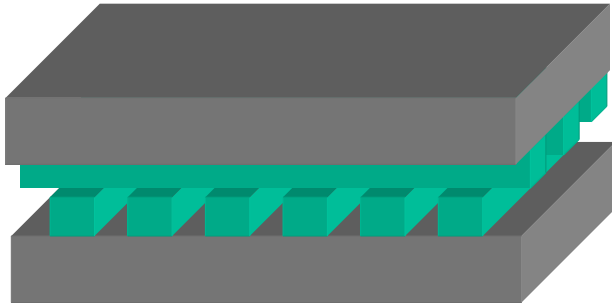


„Stos drewna” — wytwarzanie metodą *wafer fussion*



[S. Noda *et al.*, *Science* **289**, 604 (2000)]

„Stos drewna” — wytwarzanie metodą *wafer fussion*



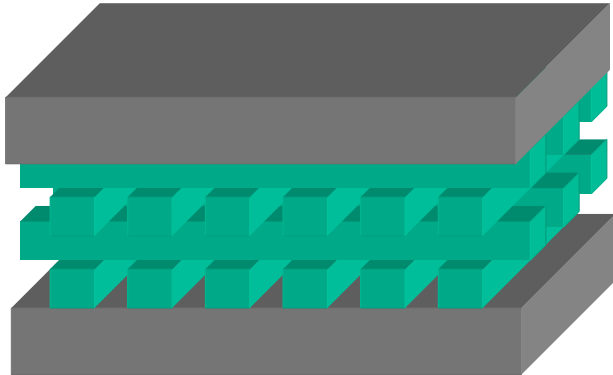
[S. Noda *et al.*, *Science* **289**, 604 (2000)]

„Stos drewna” — wytwarzanie metodą *wafer fussion*



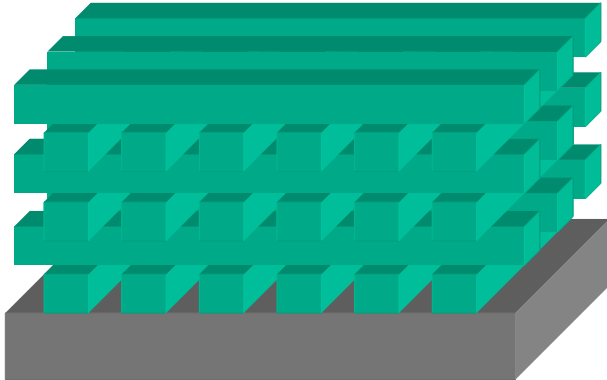
[S. Noda *et al.*, *Science* **289**, 604 (2000)]

„Stos drewna” — wytwarzanie metodą *wafer fussion*



[S. Noda *et al.*, *Science* **289**, 604 (2000)]

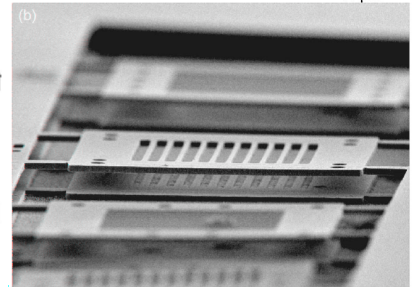
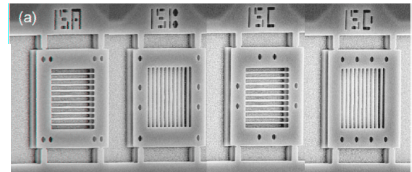
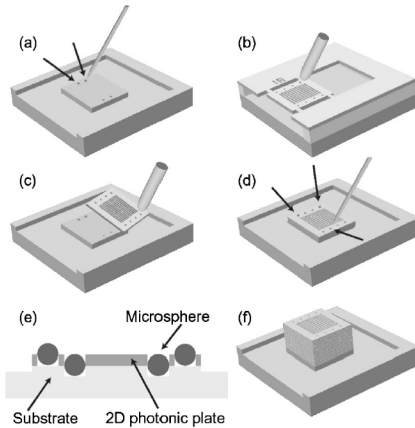
„Stos drewna” — wytwarzanie metodą *wafer fussion*



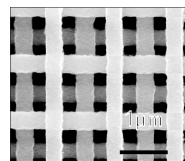
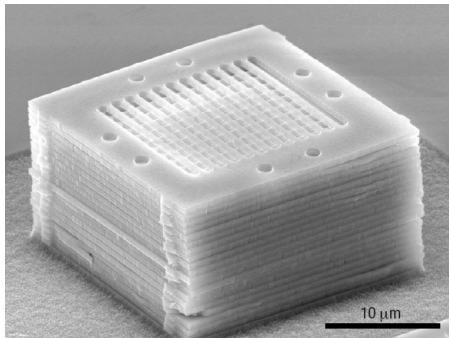
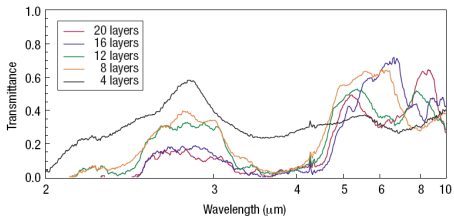
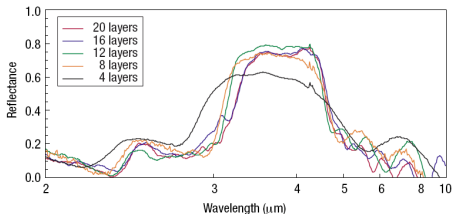
[S. Noda *et al.*, *Science* **289**, 604 (2000)]

„Stos drewna” — wytwarzanie metodą mikromanipulacji

K. Aoki et al., *Appl Phys Lett.* **81**, p. 3122 (2002)



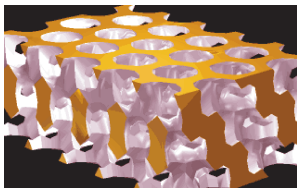
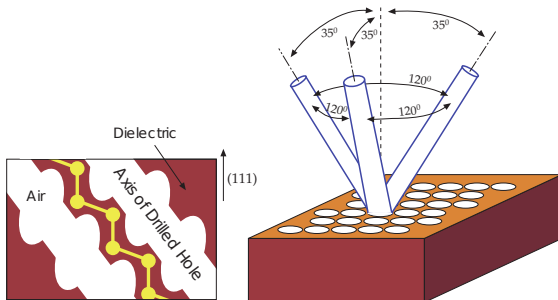
„Stos drewna” — wytwarzanie metodą mikromanipulacji



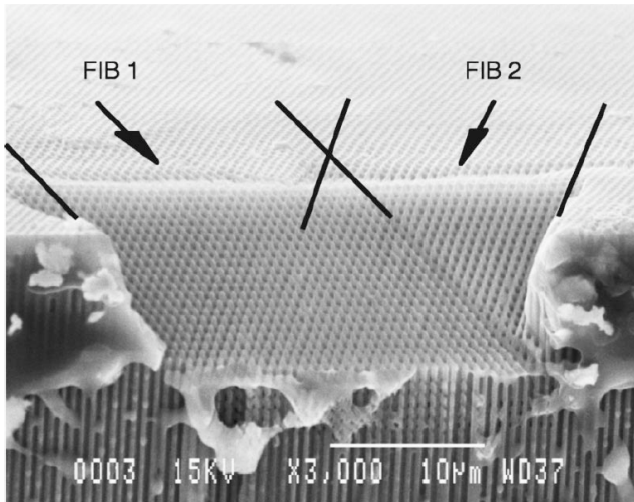
„Stos drewna” — wytwarzanie metodą mikromanipulacji



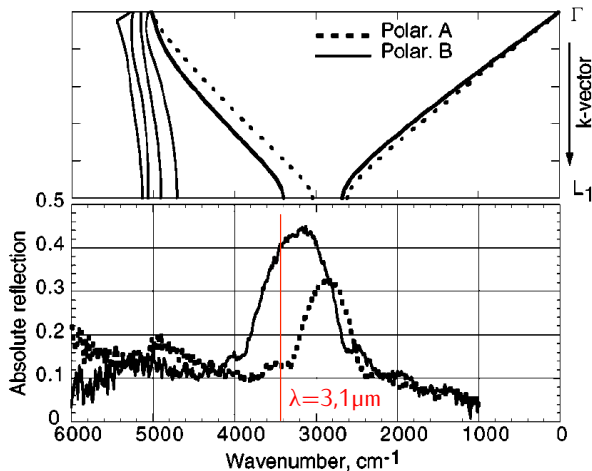
Yablonovite



Yablonovite — FIB

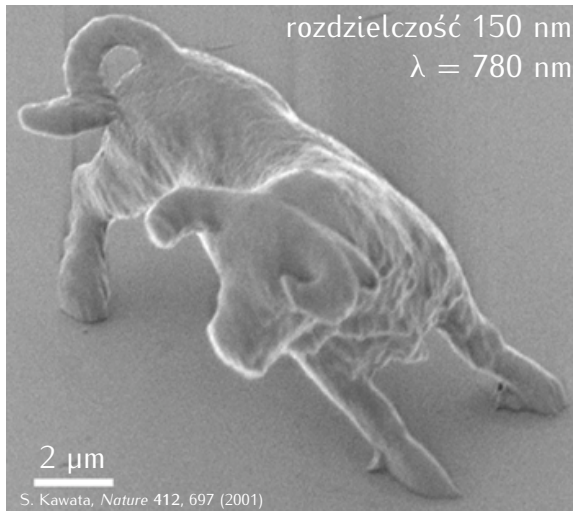


Yablonovite — FIB

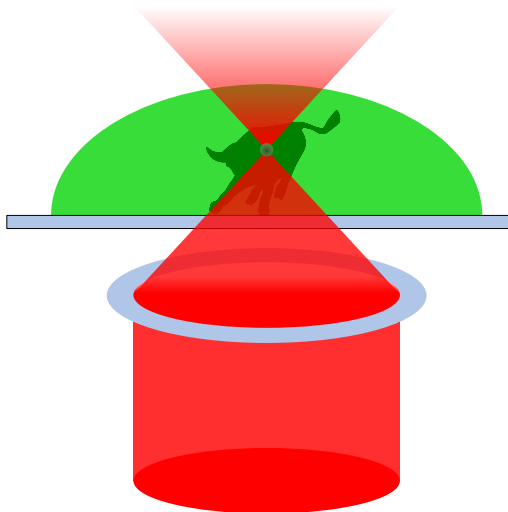


A. Chelnokov *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* 77, 2943 (2000)

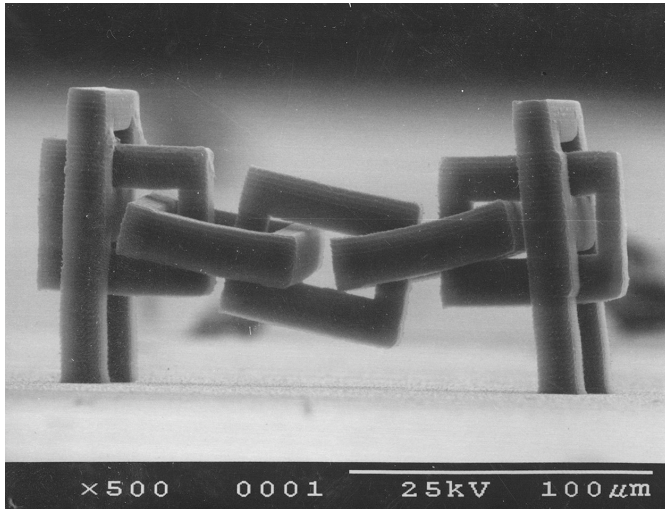
Litografia dwufotonowa (bestia)



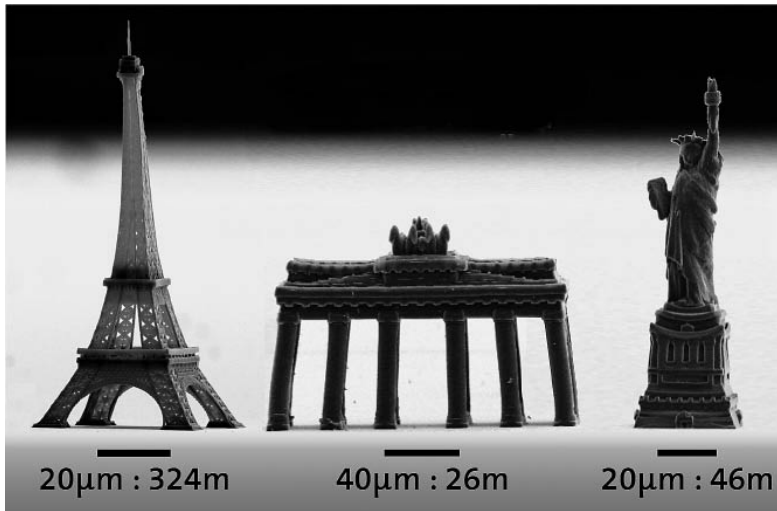
Litografia dwufotonowa



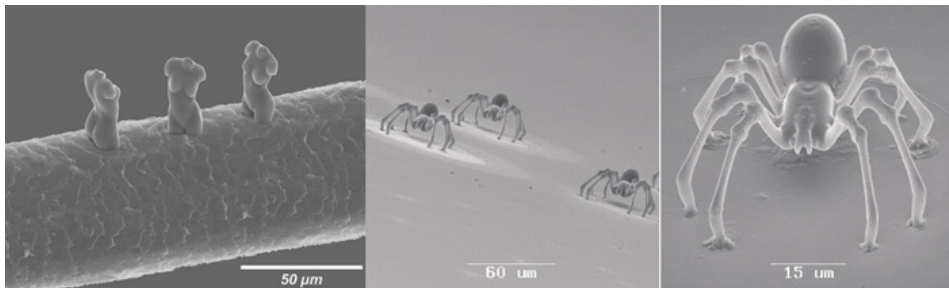
Litografia dwufotonowa



Litografia dwufotonowa

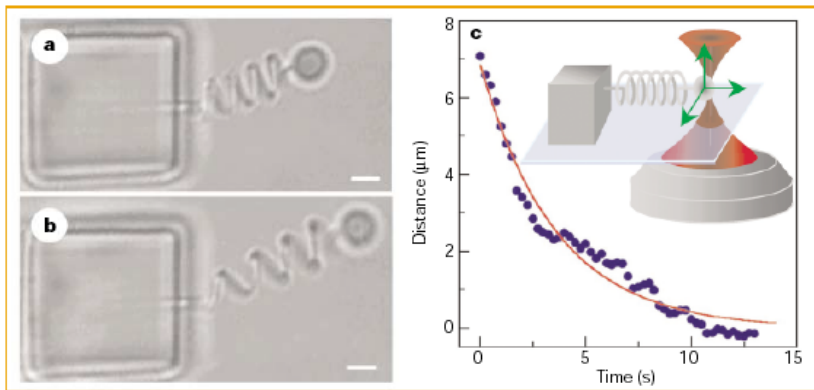


Litografia dwufotonowa

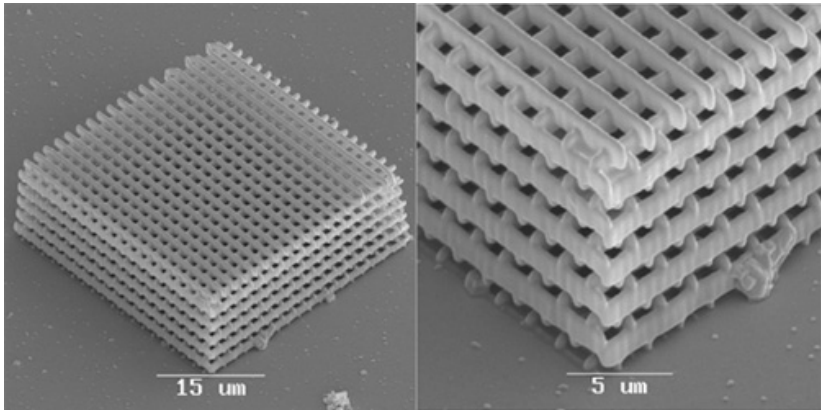


- Dowolne geometrie.
- Nie jest potrzebna żadna maska.
- Wada: nisko współczynnik załamania (1,5)

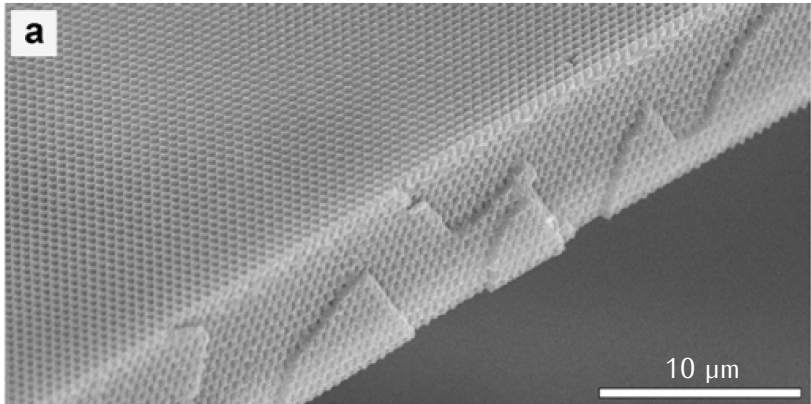
Litografia dwufotonowa



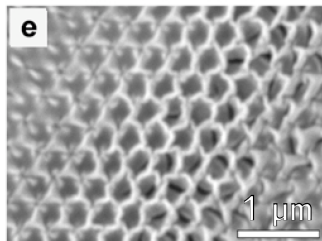
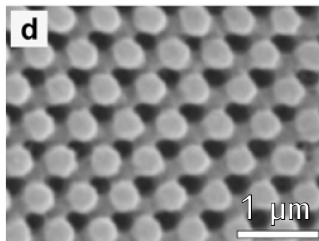
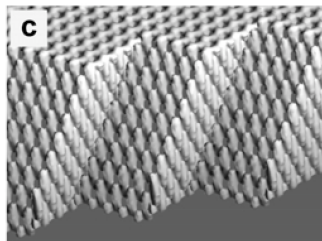
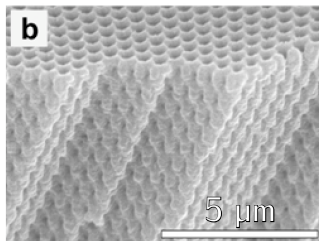
Litografia dwufotonowa



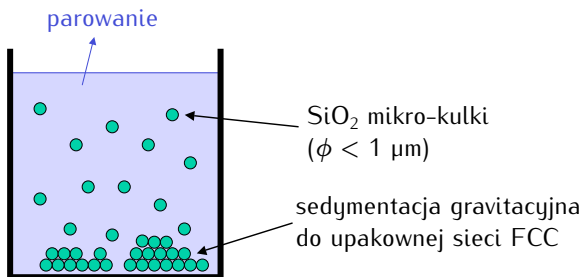
Litografia holograficzna



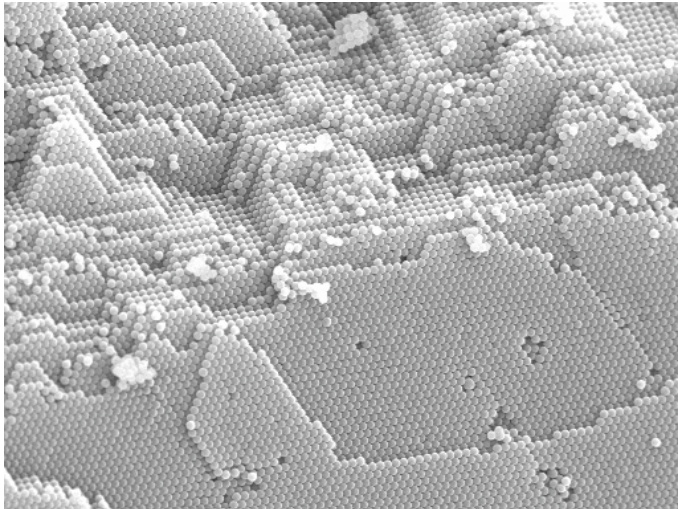
Litografia holograficzna



Produkcja z koloidów

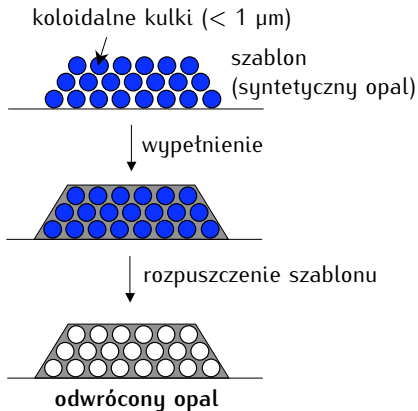


Produkcja z koloidów

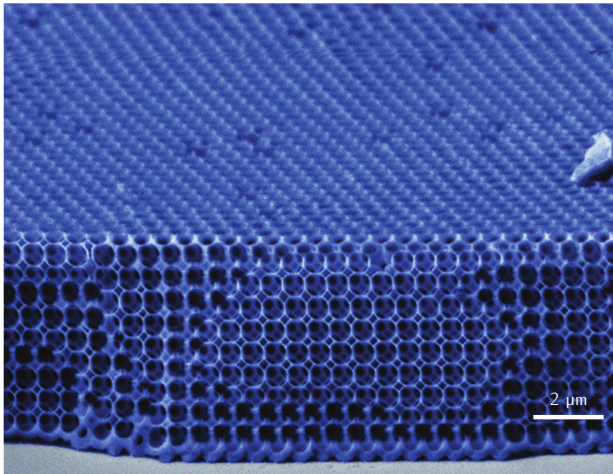


Odwrócone opale

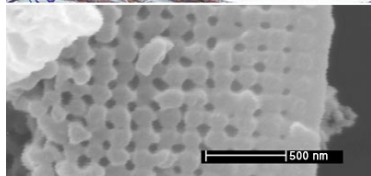
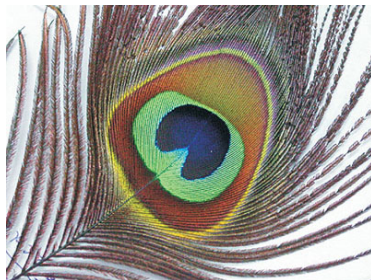
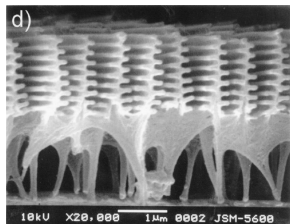
- Kulki na sieci FCC nie mają przerwy fotonicznej.
- Posiadają ją otwory na tej sieci.



Odwrócony opal



Kryształy fotoniczne w naturze



Płaski dielektryczny falowód planarny



Całkowite wewnętrzne odbicie:

$$\sin \alpha \geq n_0/n_1$$

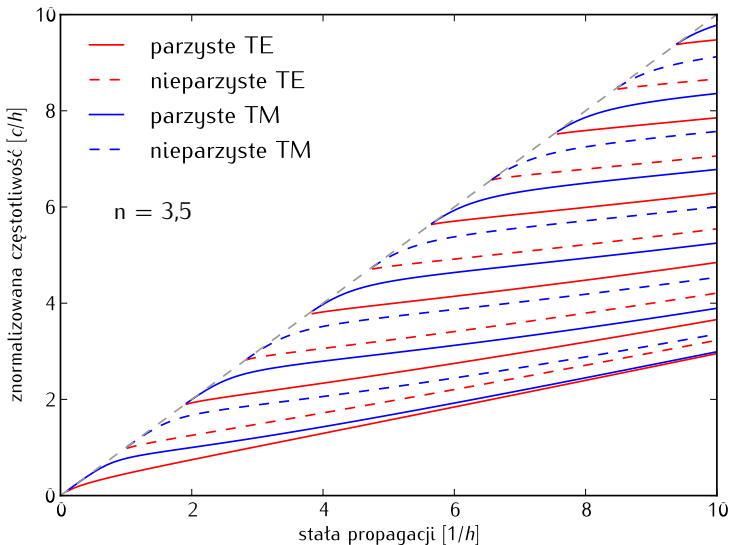
Falowo:

- Parzyste TE: $W = U \operatorname{tg} U$
- Nieparzyste TE: $W = -U \operatorname{ctg} U$
- Parzyste TM: $n_1^2 W = n_0^2 U \operatorname{tg} U$
- Nieparzyste TM: $n_1^2 W = n_0^2 U \operatorname{ctg} U$

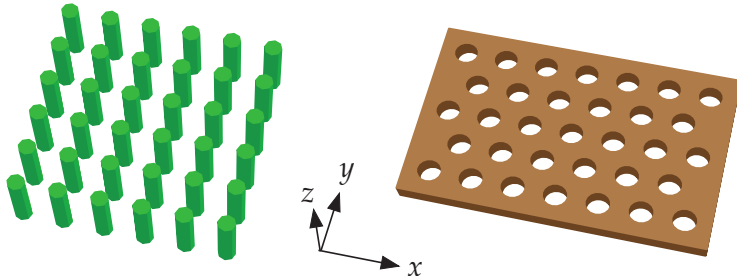
gdzie:

$$U = \frac{h}{2} \sqrt{n_1^2 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \beta^2} \quad W = \frac{h}{2} \sqrt{\beta^2 - n_0^2 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2}$$

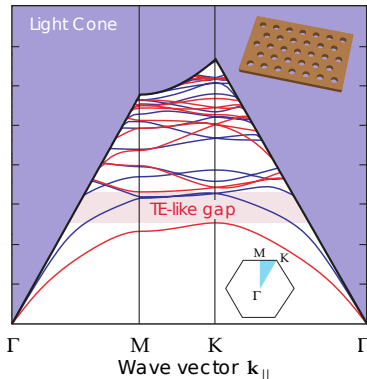
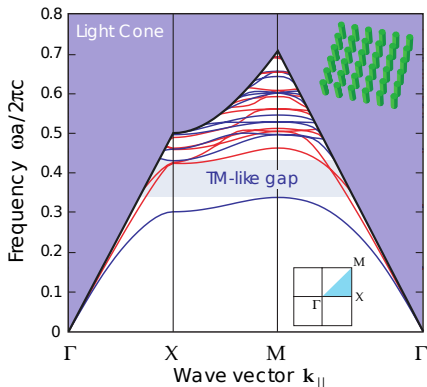
Płaski dielektryczny falowod planarny — zależność dyspersyjna



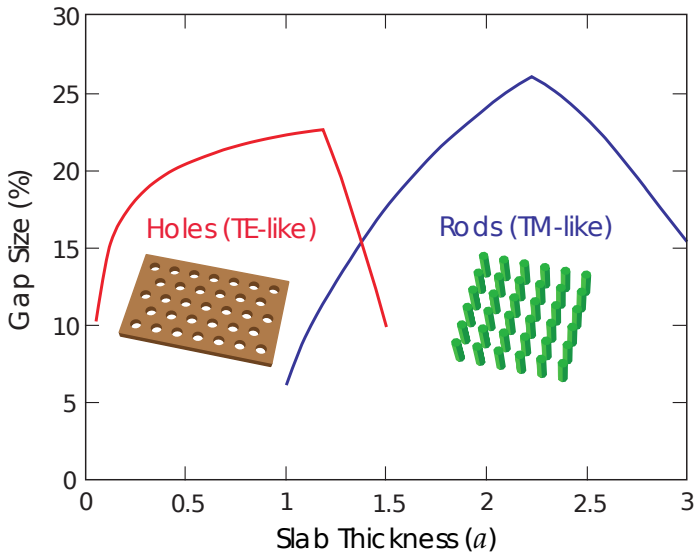
Płyty kryształów fotonicznych



Model pasmowy płyt kryształów fotonicznych, stożek światła



Wpływ grubości płyty na przerwę



Optymalna grubość płyty

Optymalną grubością płyty jest pół długości fali: $\lambda/2$.

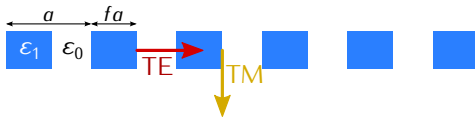
Pytanie: długości fali w jakim materiale?

Optymalna grubość płyty

Optymalną grubością płyty jest pół długości fali: $\lambda/2$.

Pytanie: długości fali w jakim materiale?

Odpowiedź: W materiale o efektywnym współczynniku załamania płyty.



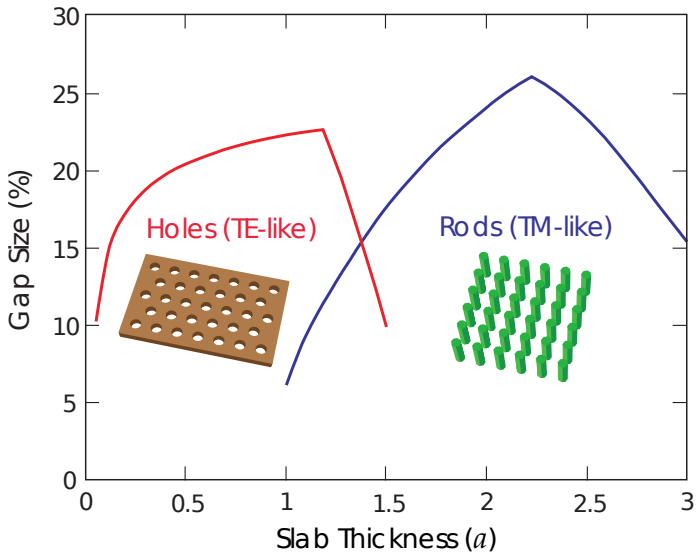
$$\langle \epsilon_{TE} \rangle = \langle \epsilon \rangle$$

$$\langle \epsilon_{TM} \rangle = \langle \epsilon^{-1} \rangle^{-1}$$

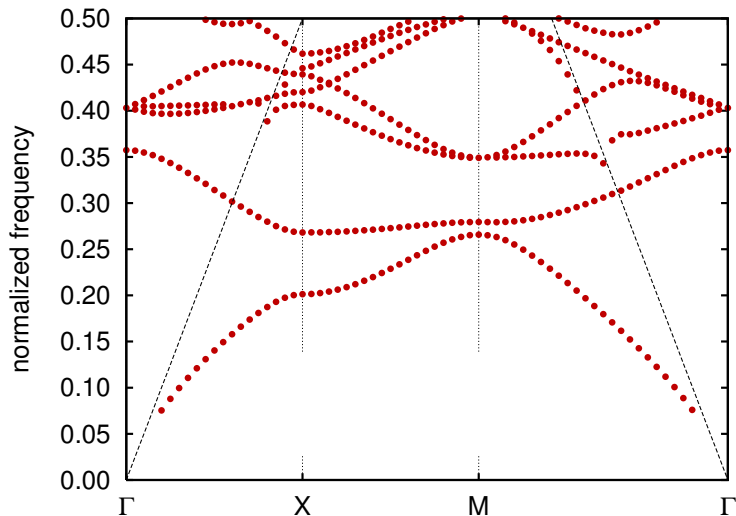
Stąd:

$$\langle \epsilon_{TE} \rangle \approx \epsilon_1 > \langle \epsilon_{TM} \rangle \approx \epsilon_0$$

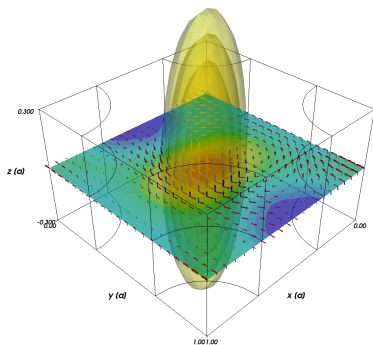
Wpływ grubości płyty na przerwę



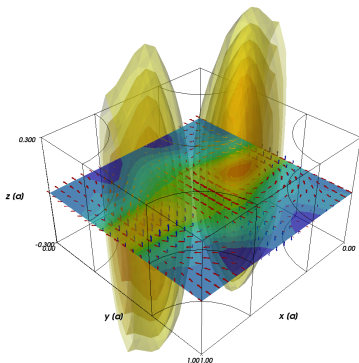
Mody rezonujące ponad linią światła



Rozkład pola w płycie kryształu fotonicznego



$$\mathbf{k} = 0,25 \pi/a \hat{x} \quad \omega = 0,344 \cdot 2\pi c/a$$



$$\mathbf{k} = 0,25 \pi/a \hat{x} \quad \omega = 0,425 \cdot 2\pi c/a$$

Dobroć modów ponad linią światła

Dobroć rezonatora:

$$U(t) = U_0 \exp\left[-\frac{\omega_r t}{Q}\right]$$

Ponieważ

$$\omega = \omega_r + i\alpha$$

oraz:

$$\begin{aligned} U(t) \sim \langle |E(t)|^2 \rangle &= \langle |E \exp(i\omega t)|^2 \rangle = \langle |E \exp(i\omega_r t) \exp(-2\alpha t)|^2 \rangle \\ &\approx \exp(-2\alpha t) \langle |E|^2 \rangle \end{aligned}$$

To:

$$-2\alpha t = -\omega_r t / Q$$

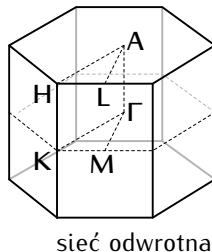
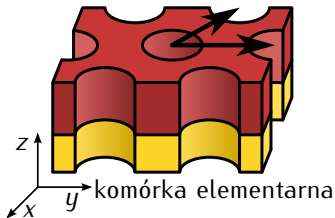
Skąd:

$$Q = \frac{\omega_r}{2\alpha} = \frac{\operatorname{Re}(\omega)}{2\operatorname{Im}(\omega)}$$

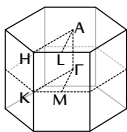
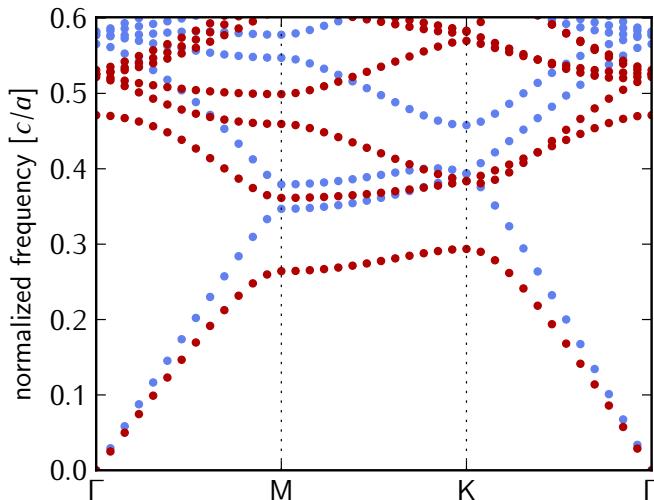
Periodyczna „płyta” kryształu fotonicznego

Zwierciadło DBR z otworami (kryształ fotoniczny trójwymiarowy)

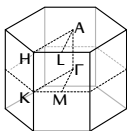
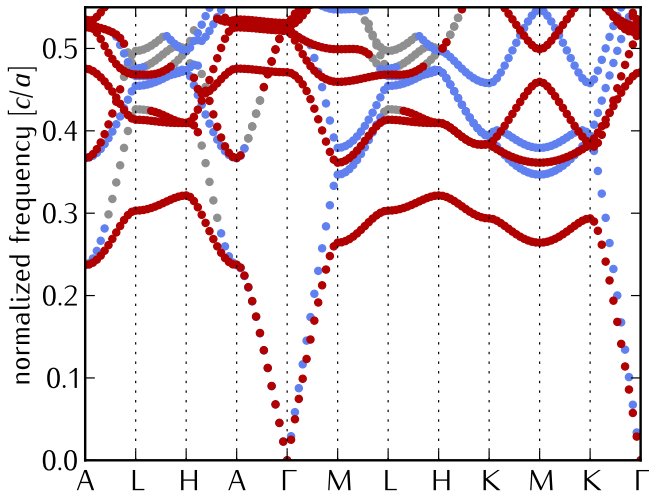
- Naprzemienne struktury o wysokim ($n_h = 3.5$) i niskim ($n_l = 1.5$) współczynniku załamania.
- Dwuwymiarowa sieć trójkątna w płaszczyźnie xy ($r = 0.3a$).



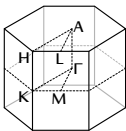
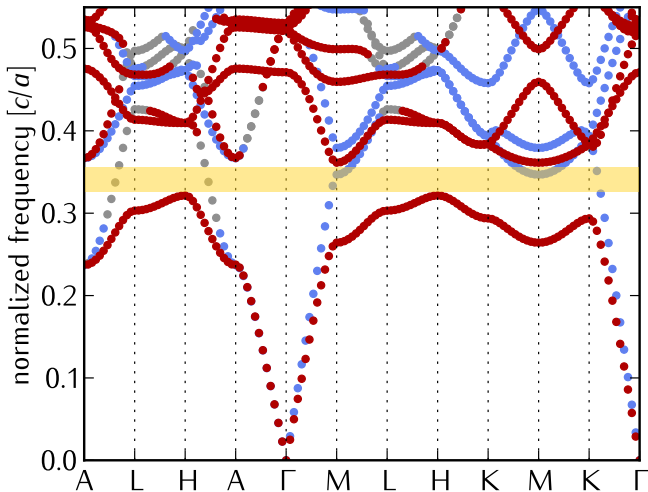
Przerwa fotoniczna dla modów TE (parzystych)



Przerwa fotoniczna dla modów TE (o dodatniej parzystości)



Przerwa fotoniczna dla modów TE (o dodatniej parzystości)



Niejednorodne kryształy fotoniczne

- 1 Postawy fizyczne kryształów fotonicznych
 - Jednowymiarowa struktura periodyczna
 - Dwuwymiarowa struktura periodyczna
 - Trójwymiarowe kryształy fotoniczne
 - Płyty kryształów fotonicznych
- 2 Niejednorodne kryształy fotoniczne
 - Wnęki rezonansowe
 - Falowody
 - Mody powierzchniowe
 - Zintegrowane układy optyczne
- 3 Praktyczne wykorzystanie kryształów fotonicznych
 - Światłowody fotoniczne
 - Lasery wykorzystujące kryształy fotoniczne
 - Kryształy fotoniczne i siatki dyfrakcyjne jako lustra

Praktyczne wykorzystanie kryształów fonicznych

- 1 Postawy fizyczne kryształów fonicznych
 - Jednowymiarowa struktura periodyczna
 - Dwuwymiarowa struktura periodyczna
 - Trójwymiarowe kryształy foniczne
 - Płyty kryształów fonicznych
- 2 Niejednorodne kryształy foniczne
 - Wnęki rezonansowe
 - Falowody
 - Mody powierzchniowe
 - Zintegrowane układy optyczne
- 3 **Praktyczne wykorzystanie kryształów fonicznych**
 - Światłowody foniczne
 - Lasery wykorzystujące kryształy foniczne
 - Kryształy foniczne i siatki dyfrakcyjne jako lustra

Wyprowadzenie zależności wzmocnienia progowego od prędkości

grupowej z Sakody

Pokazanie zjawiska (dużo slajdów)

Ogólna teoria

Teoria interferencji dwóch fal

Rezonans Fano

Podstawy teorii modów sprzężonych