

Fizyka powierzchni

5

Dr Piotr Sitarek

**Katedra Fizyki Doświadczalnej,
Wydział Podstawowych Problemów Techniki, Politechnika Wroclawska**

Lista zagadnień

- Fizyka powierzchni i międzypowierzchni, struktura powierzchni ciał stałych
- Termodynamika równowagowa i statystyczna
- Adsorpcja, nukleacja i wzrost
- **Fonony powierzchniowe**
- Własności elektronowe
- Techniki badania powierzchni
 - quasi-elastyczne rozpraszanie (LEED)
 - nieelastyczne rozpraszanie (AES)
 - mikroskopia elektronowa (SEM)
 - skaningowa tunelowa mikroskopia (STM)
 - metody optyczne (spektr. Ramana)

Fonony powierzchniowe

Fizykę ciała stałego zwykle dzielimy na dwie kategorie:

- własności elektronowe,
- dynamikę atomu (całego lub jego jądra).

Rozróżnienie to wynika z dużej różnicy pomiędzy masą elektronu i jądra – przemieszczenie atomów jest dużo wolniejsze w porównaniu do ruchu elektronów.

Fonony powierzchniowe

Rozpatrzmy dwa przypadki:

1. atom jest przemieszczony z położenia równowagi – potencjał, który odczuwają elektrony zmienia się, elektrony mają wyższą energię lecz pozostają w stanach podstawowych – atom wraca do położenia równowagi – dodatkowa energia jest z powrotem oddawana sieci krystalicznej
- całkowita energia elektronowa może być traktowana jako potencjał dla przemieszczającego się jądra

Fonony powierzchniowe

2. elektrony poruszają się dużo szybciej niż jądro, więc możemy przyjąć, że jądra nie poruszają się zachowując ustalone położenia – wytwarzają statyczny potencjał dla elektronów

Powyższe przybliżenie pozwalające na osobne rozpatrywanie nieoddziałujących elektronów i dynamiki sieci krystalicznej nazywamy – **przybliżeniem adiabatycznym (Born-Oppenheimera)**.

Dla powierzchni i międzypowierzchni także obowiązuje powyższe przybliżenie.

Fonony powierzchniowe

Ze względu np. na geometrię, drgania sieci krystalicznej atomów w pobliżu powierzchni będą miały inne częstotliwości w porównaniu do drgań atomów wewnątrz kryształu.

Drgania te są oczywiście skwantowane, chociaż w wielu przypadkach podejście klasyczne będzie wystarczające – ze względu na małą energię kwantów drgań.

Oprócz drgań sieci oraz dynamiki elektronów należy także pamiętać o tym, że na powierzchni może znajdować się atomy lub cząsteczki adsorbentu – dla powierzchni, zagadnienia związane z adsorbentem można także rozwiązywać w przybliżeniu adiabatycznym, lecz niezależnie od poprzednich.

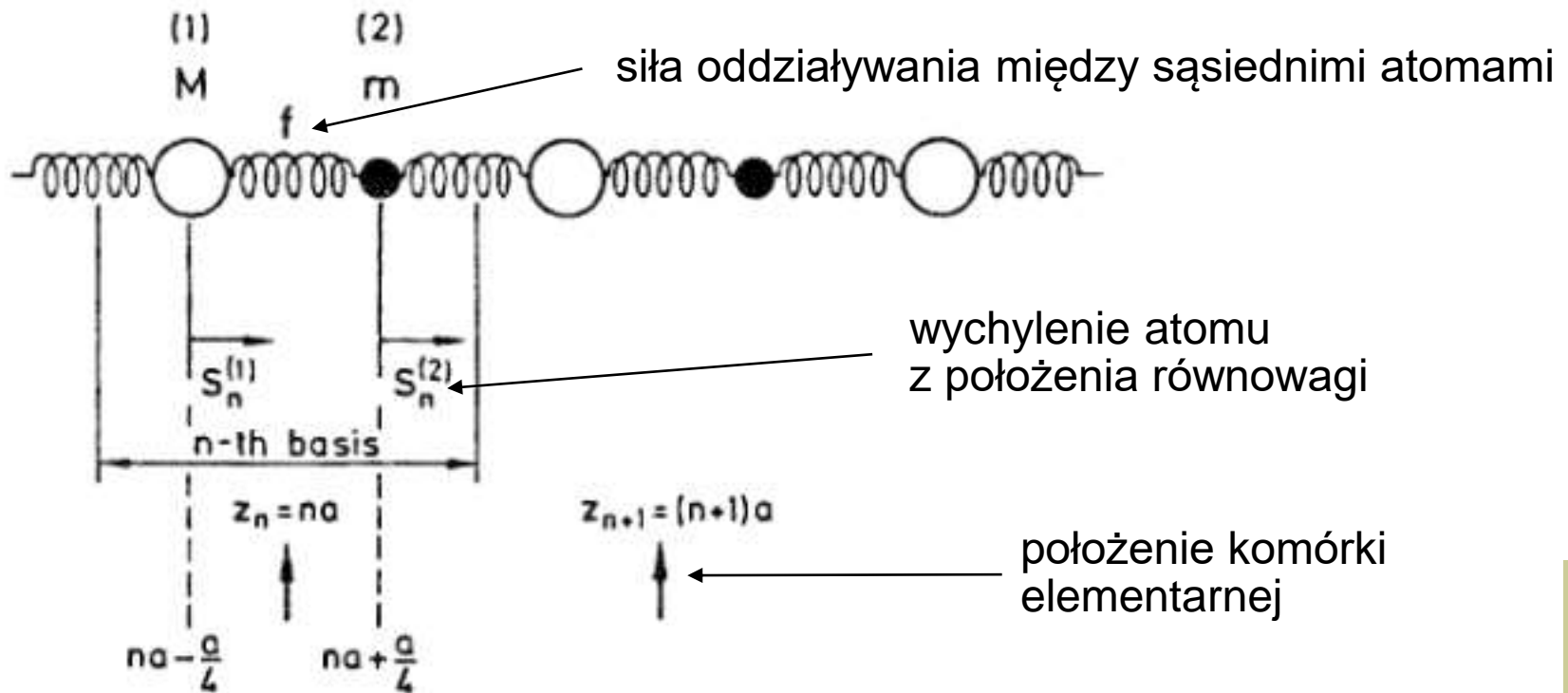
Podobnie jest z międzypowierzchnią, która także może wprowadzać „własne” drgania do układu.

Fonony powierzchniowe

Kwant drgań powierzchniowych (2D) nazywamy **fononem powierzchniowym**.

Fonony powierzchniowe

Przybliżenie liniowego łańcucha dwuatomowego



- równanie dynamiczne dla danego atomu w łańcuchu nieskończonym

$$M\ddot{s}_n^{(1)} = f(s_n^{(2)} - s_n^{(1)}) - f(s_n^{(1)} - s_{n-1}^{(2)})$$

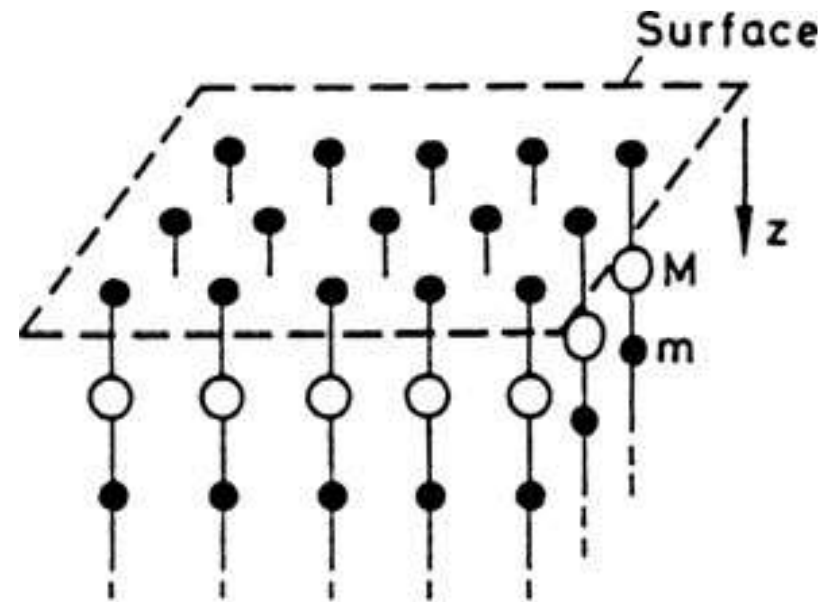
Fonony powierzchniowe

Weźmy układ łańcuchów kończących się z jednej strony w tym samym miejscu.

W przybliżeniu założmy, że równania dynamiczne nie zmienią się w porównaniu do przypadku łańcucha nieskończonego:

$$M\ddot{s}_n^{(1)} = -f(2s_n^{(1)} - s_n^{(2)} - s_{n-1}^{(2)})$$

$$m\ddot{s}_n^{(2)} = -f(2s_n^{(2)} - s_{n+1}^{(1)} - s_n^{(1)}).$$



Różne stałe siłowe i rekonstrukcja powierzchni nie są brane pod uwagę.

Fonony powierzchniowe

Przybliżenie fali płaskiej

$$s_n^{(1)} = M^{-1/2} c_1 \exp \left\{ i \left[ka \left(n - \frac{1}{4} \right) - \omega t \right] \right\}$$

$$s_n^{(2)} = m^{-1/2} c_2 \exp \left\{ i \left[ka \left(n + \frac{1}{4} \right) - \omega t \right] \right\}$$

prowadzi do równań

$$-\omega^2 M^{1/2} c_1 = -f c_1 M^{-1/2} + 2f c_2 m^{-1/2} \cos \frac{ka}{2}$$

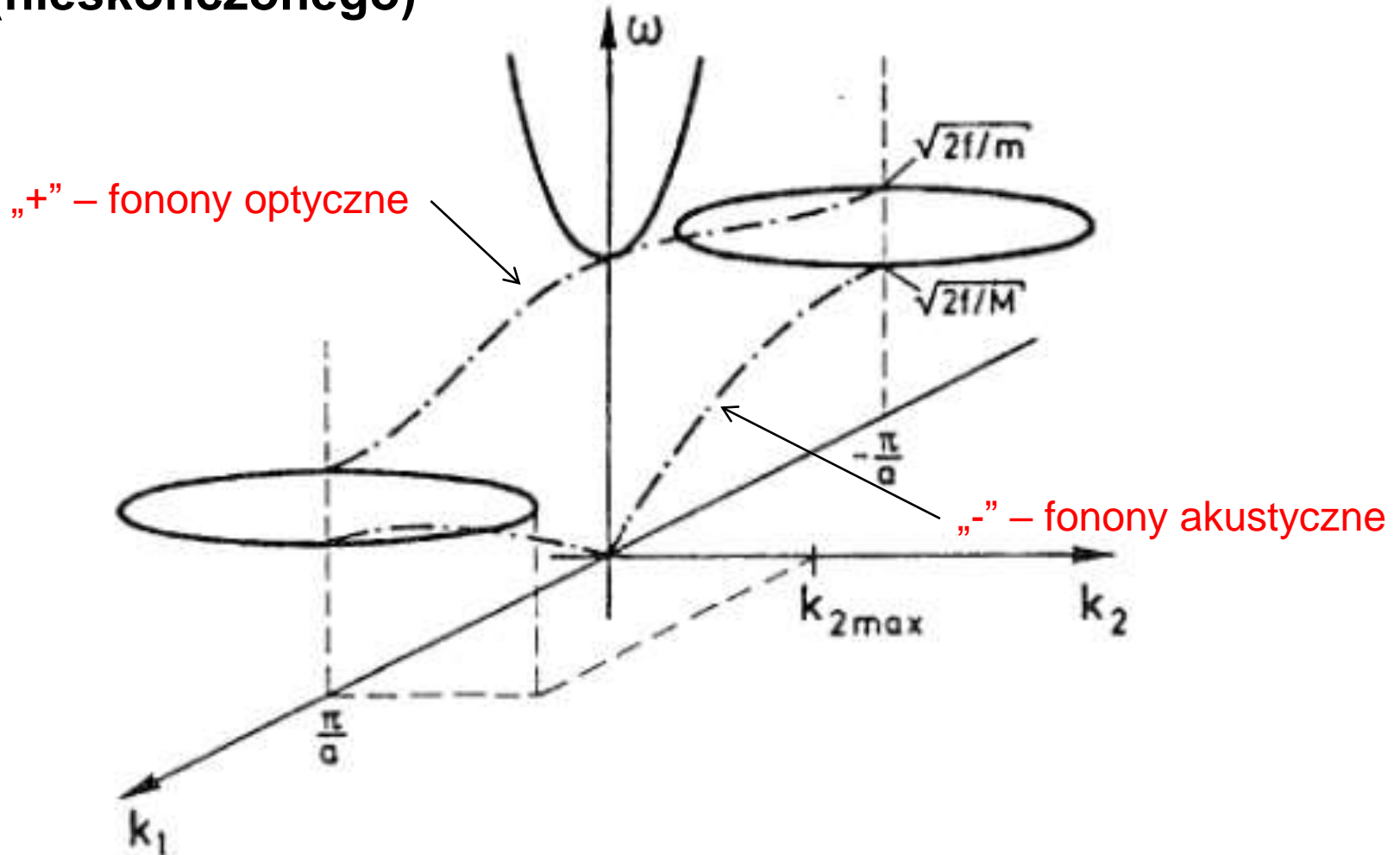
$$-\omega^2 m^{1/2} c_2 = -f c_2 m^{-1/2} + 2f c_1 M^{-1/2} \cos \frac{ka}{2}$$

i dla łańcucha nieskończonego dostajemy:

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{f}{Mm} \left[(M + m) \pm \sqrt{(M + m)^2 - 2Mm(1 - \cos ka)} \right]$$

Fonony powierzchniowe

Przybliżenie liniowego łańcucha dwuatomowego (nieskończonego)



$$\omega_{\pm}^2 = \frac{f}{Mm} \left[(M + m) \pm \sqrt{(M + m)^2 - 2Mm(1 - \cos ka)} \right]$$

Fonony powierzchniowe

Przybliżenie liniowego łańcucha dwuatomowego – 2D

Aby zasymulować powierzchnię – chcemy aby łańcuch kończył się z jednej strony pozostając nieskończony z drugiej.

Z dala od końca łańcucha – powyższe rozwiązania (dla 3D) są poprawne (w rzeczywistości odległość korelacji jest skończona) – szukamy więc rozwiązań zlokalizowanych przy końcu łańcucha i dających zaniedbywalnie małe drgania z dala od jego końca.

Rozważamy fale, których amplituda maleje wykładniczo z dala od końca łańcucha.

Wprowadźmy zespolony wektor falowy:

$$\tilde{k} = k_1 + ik_2$$

oczekujemy, że wartość ω będzie rzeczywista

Fonony powierzchniowe

Przybliżenie liniowego łańcucha dwuatomowego - 2D

Czy możliwe są wartości rzeczywiste ω w równaniu

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{f}{Mm} \left[(M + m) \pm \sqrt{(M + m)^2 - 2Mm(1 - \cos ka)} \right]$$

z urojonymi k ?

Wymagane jest aby urojona część k_2 prowadziła do wykładniczo zanikających fal.

Korzystając z relacji

$$\cos(iz) = \cosh(z), \quad \sin(iz) = i \sinh(z)$$

zamieniamy $\cos ka$ wyrażeniem

$$\cos(\tilde{k}a) = \cos(k_1 a) \cosh(k_2 a) - i \sin(k_1 a) \sinh(k_2 a)$$

Warunek rzeczywistych rozwiązań daje

||
0

Fonony powierzchniowe

Przybliżenie liniowego łańcucha dwuatomowego - 2D

Dla $k_2 = 0$ dostajemy rozwiązania 3D.

Dla powierzchni wymagamy by:

$$k_2 \neq 0 \text{ and } k_1 a = n\pi \text{ with } n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

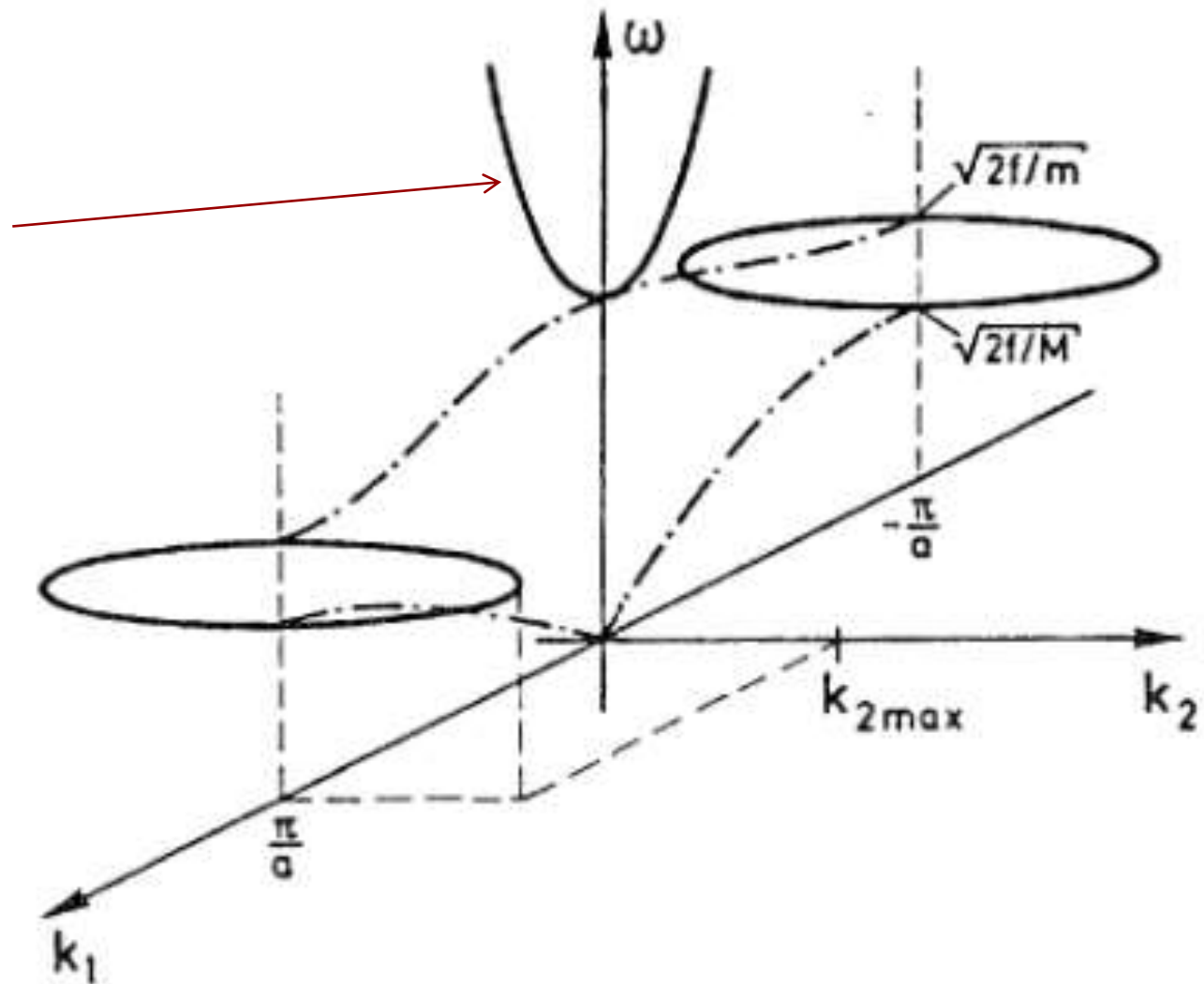
Szukamy rozwiązań z pierwszej strefy Brillouina:

$$\cos(\tilde{k}a) = \cos(n\pi) \cosh(k_2 a) = (-1)^n \cosh(k_2 a); \quad n = 0, 1$$

Dostajemy:

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{f}{Mm} \left\{ (M + m) \pm \sqrt{(M + m)^2 - 2Mm[1 - (-1)^n \cosh(k_2 a)]} \right\}$$

Fonony powierzchniowe



$$\omega^2 (k_1 = 0, k_2) =$$

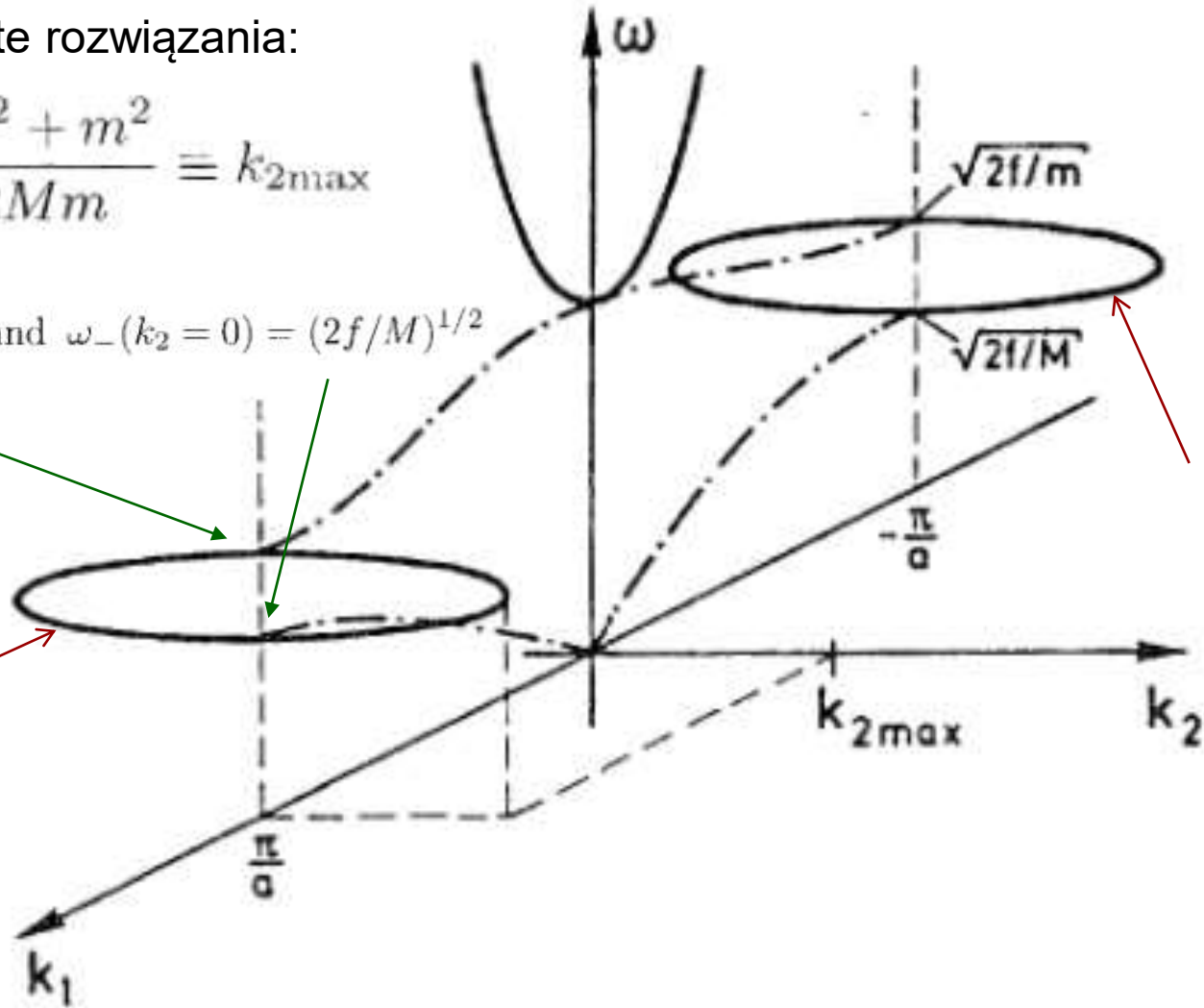
$$= \frac{f}{Mm} \left[(M + m) + \sqrt{(M + m)^2 - 2Mm[1 - \cosh(k_2 a)]} \right]$$

Fonony powierzchniowe

- warunek na rzeczywiste rozwiązania:

$$|k_2| < \frac{1}{a} \operatorname{arc} \cosh \frac{M^2 + m^2}{2Mm} \equiv k_{2\max}$$

$$\omega_+(k_2 = 0) = (2f/m)^{1/2} \quad \text{and} \quad \omega_-(k_2 = 0) = (2f/M)^{1/2}$$



$$\omega_{\pm}^2(k_1 = \pi/a, k_2) =$$

$$= \frac{f}{Mm} \left\{ (M + m) \pm \sqrt{(M + m)^2 - 2Mm[1 + \cosh(k_2 a)]} \right\}$$

Fonony powierzchniowe

Rozszerzenie dla kryształu 3D z powierzchnią

Warunki brzegowe na powierzchni nakładają jednak dalsze ograniczenia.

Rozważany powyżej model jest realistyczny w przypadku, gdy wiązania chemiczne w kierunku równoległym do powierzchni są bardzo słabe – np. w silnie anizotropowych kryształach. Jednakże dalsze, jakościowe rozważania będą polegały na tym modelu.

Wcześniej wyznaczyliśmy możliwe drgania dla każdego z łańcuchów w modelu, jednak każdy z nich może drgać z inną fazą. Ze względu na słabe oddziaływania między łańcuchami fazy drgań są skorelowane ze sobą.

Fonony powierzchniowe

Rozszerzenie dla kryształu 3D z powierzchnią

Różnicę faz można opisać przy zastosowaniu wektora k_{\parallel} równoległego do powierzchni. Ponieważ interesują nas drgania równoległe do powierzchni, to wektor falowy 3D drgań

$$s_k(\mathbf{r}) = A\hat{e}_k e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)}$$

możemy rozdzielić na część dotyczącą drgań równoległych i prostopadłych do powierzchni

$$s_k(\mathbf{r}) = A\hat{e}_k \exp[i(\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel} + k_{\perp}z - \omega t)]$$

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{k}_{\perp}$$

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_{\parallel} + \hat{e}_z z.$$

Równoległe do powierzchni fale płaskie o rzeczywistym k_{\parallel} są możliwe.

Fonony powierzchniowe

Rozszerzenie dla kryształu 3D z powierzchnią

Prostopadłe do powierzchni możliwe do rozważenia są tylko fale wykładniczo zanikające z dala od powierzchni dla $k_{\perp} = ik_2$.

Stałą zanikania k_2 oznaczmy κ_{\perp} . Powierzchniowe drganie sieci możemy więc zapisać jako

$$s_{k_{\parallel}, \kappa_{\perp}} = A \hat{e}_{k_{\parallel}, \kappa_{\perp}} e^{-\kappa_{\perp} z} \exp[i(k_{\parallel} \cdot r_{\parallel} - \omega t)]$$

Fonony powierzchniowe

Równanie to jest poprawne tylko dla prymitywnej komórki elementarnej. Gdy atomów w komórce jest więcej, trzeba uwzględnić także ich drgania.

Mod drgań powierzchniowych jest więc określony przez jego częstość ω (lub energię $h\omega$), wektor falowy k_{\parallel} równoległy do powierzchni i stałą zanikania K_{\perp} , która określa odległość zanikania amplitudy drgań od powierzchni w głąb kryształu.

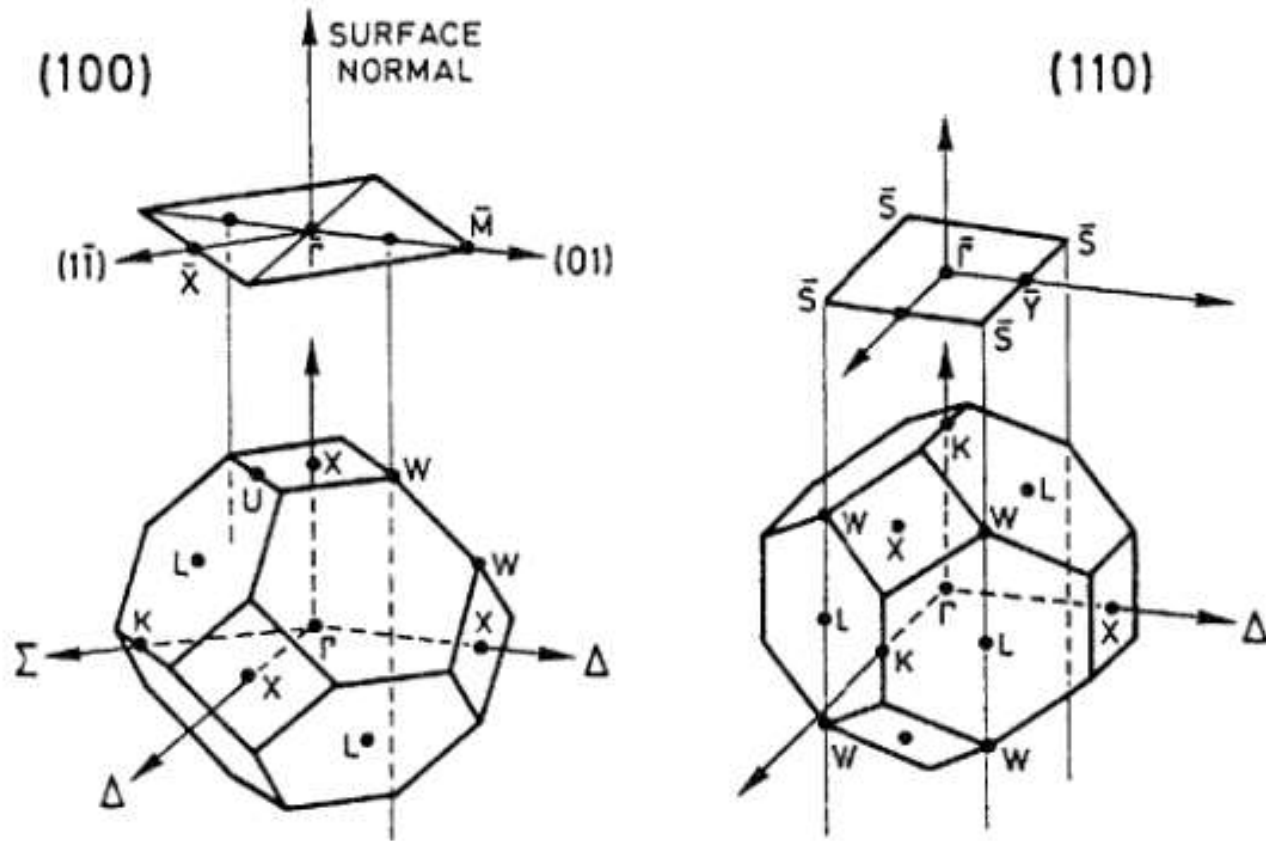
Wielkości te nie są niezależne. Są połączone poprzez równania dynamiczne i warunek graniczny – brak oddziaływań na atomy powierzchni od strony próżni.

Tak więc z widma ciągłego pomiędzy objętościowymi modami akustycznym i optycznym a także powyżej modu optycznego ograniczenia powyższe dopuszczają jedną częstość ω dla każdego k_{\parallel} i K_{\perp} .

Dla komórki elementarnej z dwoma atomami na komórkę elementarną istnieją obydwie gałęzie fononowe – akustyczna i optyczna.

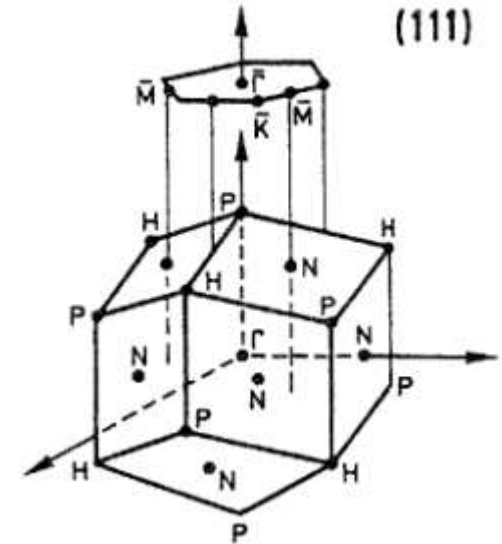
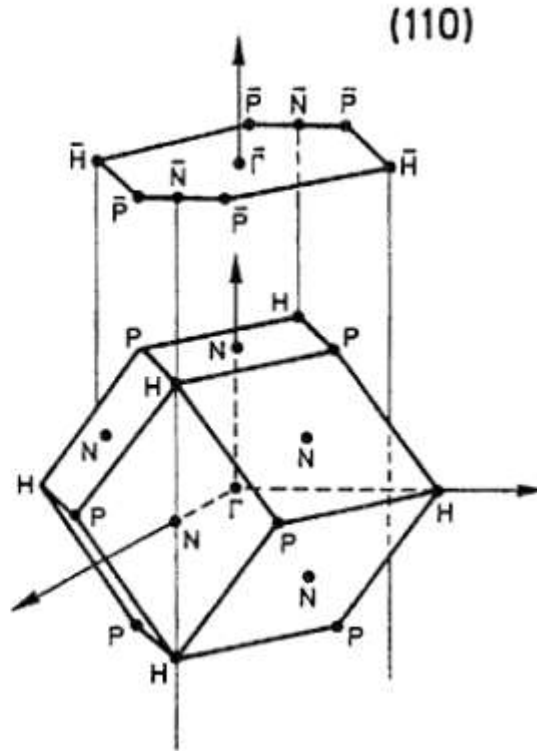
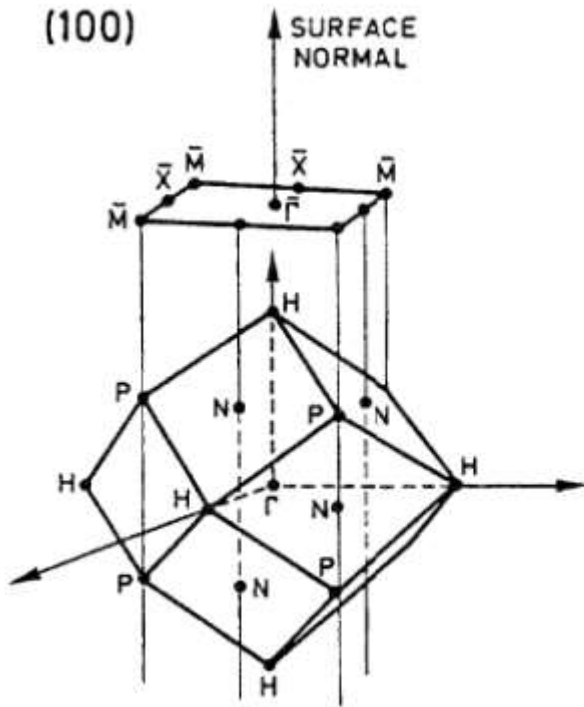
Fonony powierzchniowe

Sieć FCC



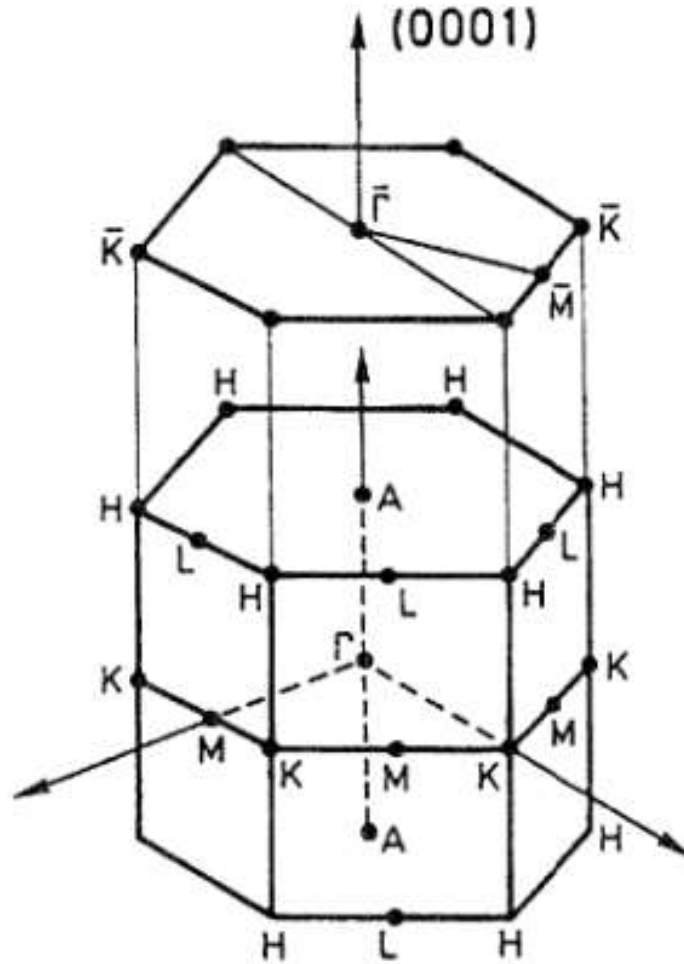
Fonony powierzchniowe

Sieć BCC



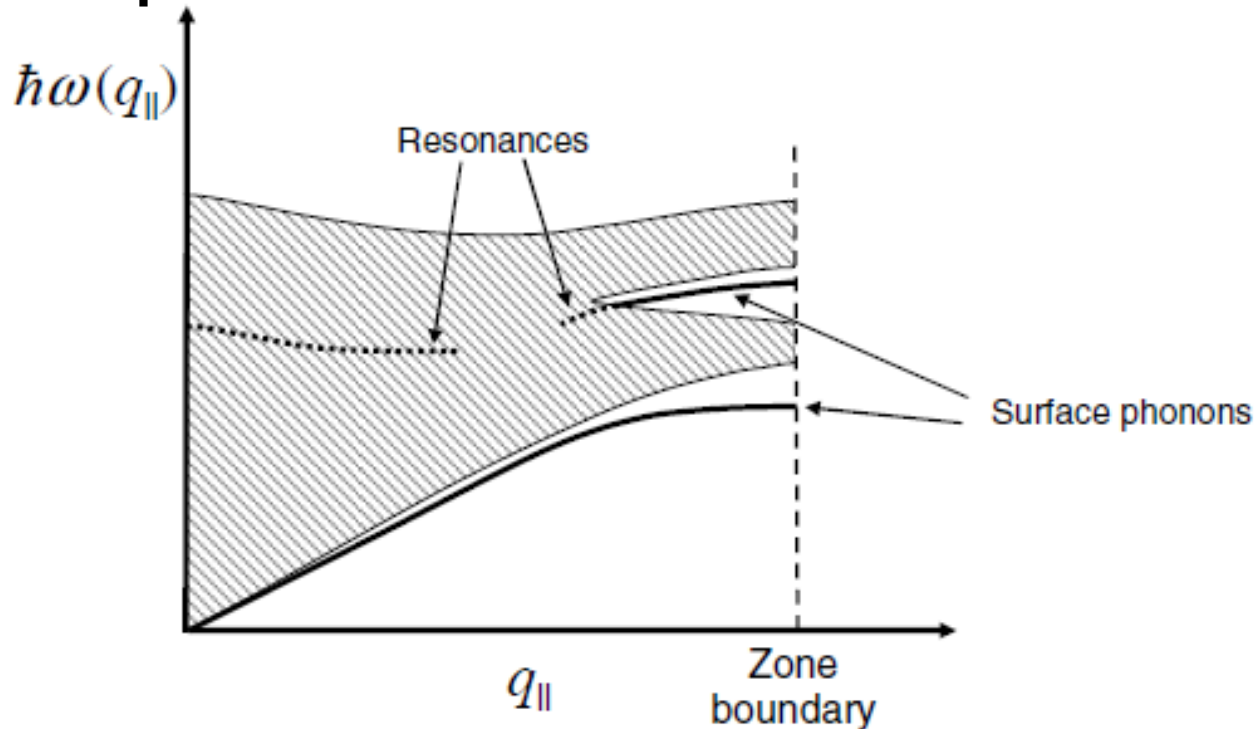
Fonony powierzchniowe

Sieć HCP



Fonony powierzchniowe

Rezonanse powierzchniowe - surface resonances



Oryginalne mody fononów powierzchniowych istnieją, gdy dla tej samej częstości nie ma modów objętościowych o tej samej symetrii.

Rezonanse powierzchniowe – fonony objętościowe, które mają dużą amplitudę blisko powierzchni.

Fononów akustycznych jest pomiędzy 1 a 3, a ich liczba zależy od:

- stałych elastycznych,
- orientacji powierzchni, ...

Fonony powierzchniowe

Płaszczyzna sagitalna

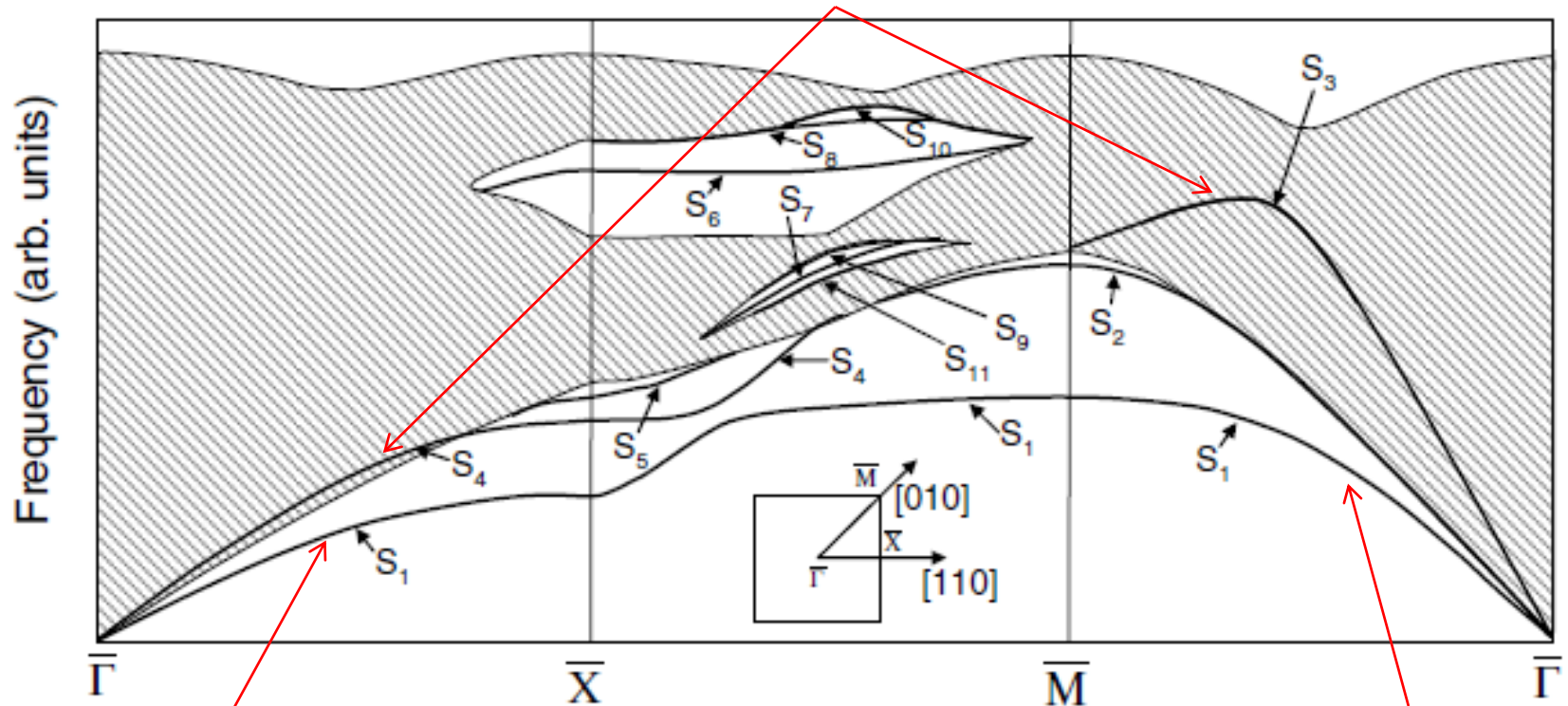
- Wzdłuż kierunków o wysokiej symetrii, płaszczyzna ograniczona przez normalną do powierzchni i kierunek k_{\parallel} - nazywana **płaszczyzną sagitalną** (sagittal plane) może być jednocześnie płaszczyzną lustrzaną struktury.
- Np. kierunek [011] płaszczyzny (100), gdzie fonony powierzchniowe mogą być parzyste lub nieparzyste w zależności od powierzchni sagitalnej.
- Mod nieparzysty jest spolaryzowany w kierunku prostopadłym do powierzchni zwierciadlanej – shear horizontal mode, wektor polaryzacji modu parzystego leży na płaszczyźnie sagitalnej.

Fonony powierzchniowe

Przykład

Powierzchnia (100) fcc (21 warstw)

polaryzacja wertykalna (parzysta w stosunku do SP)
mogą istnieć, gdy mody objętościowe są nieparzyste

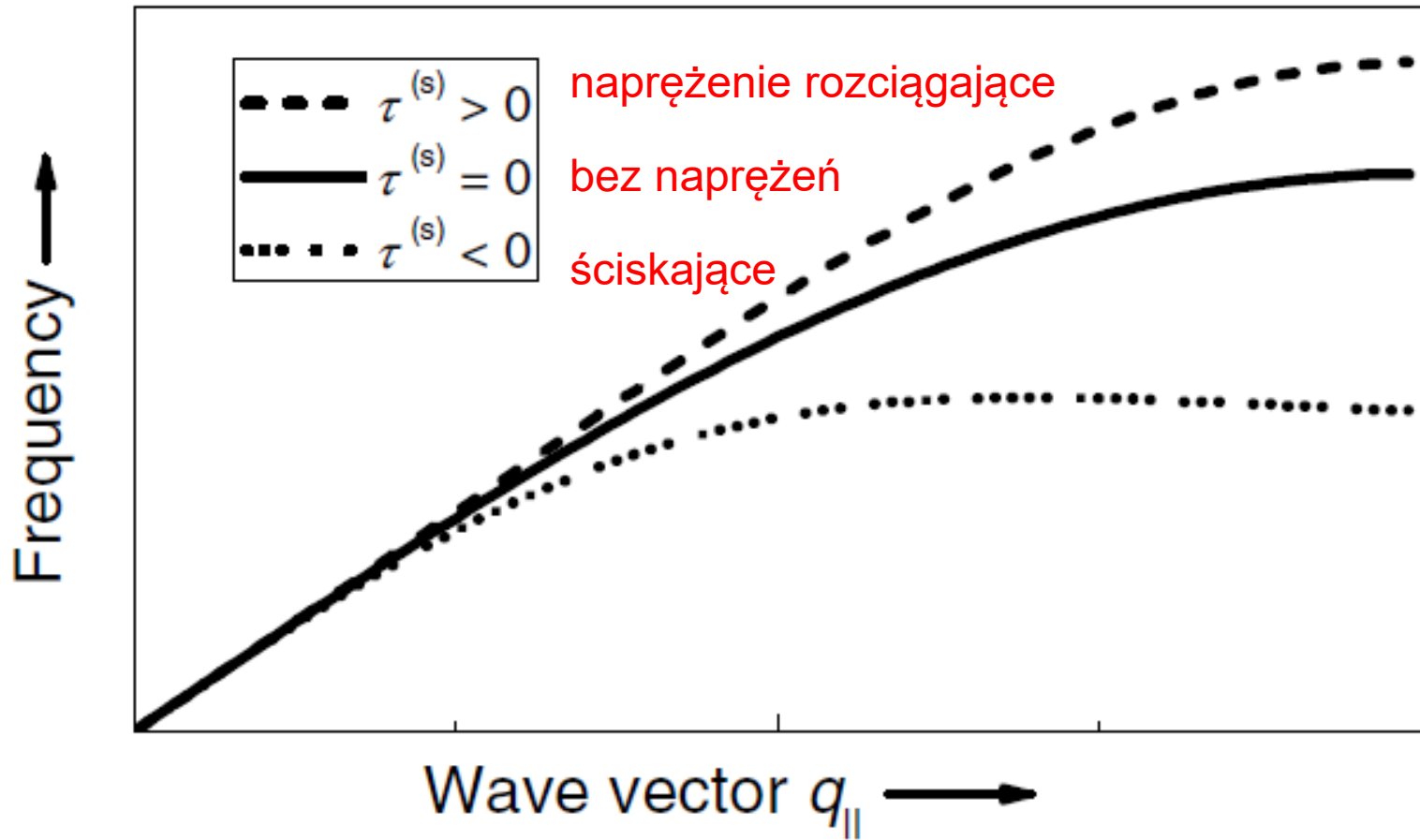


polaryzacja horyzontalna
(nieparzysta w stosunku do SP)

polaryzacja wertykalna
(parzysta w stosunku do SP)

Fonony powierzchniowe

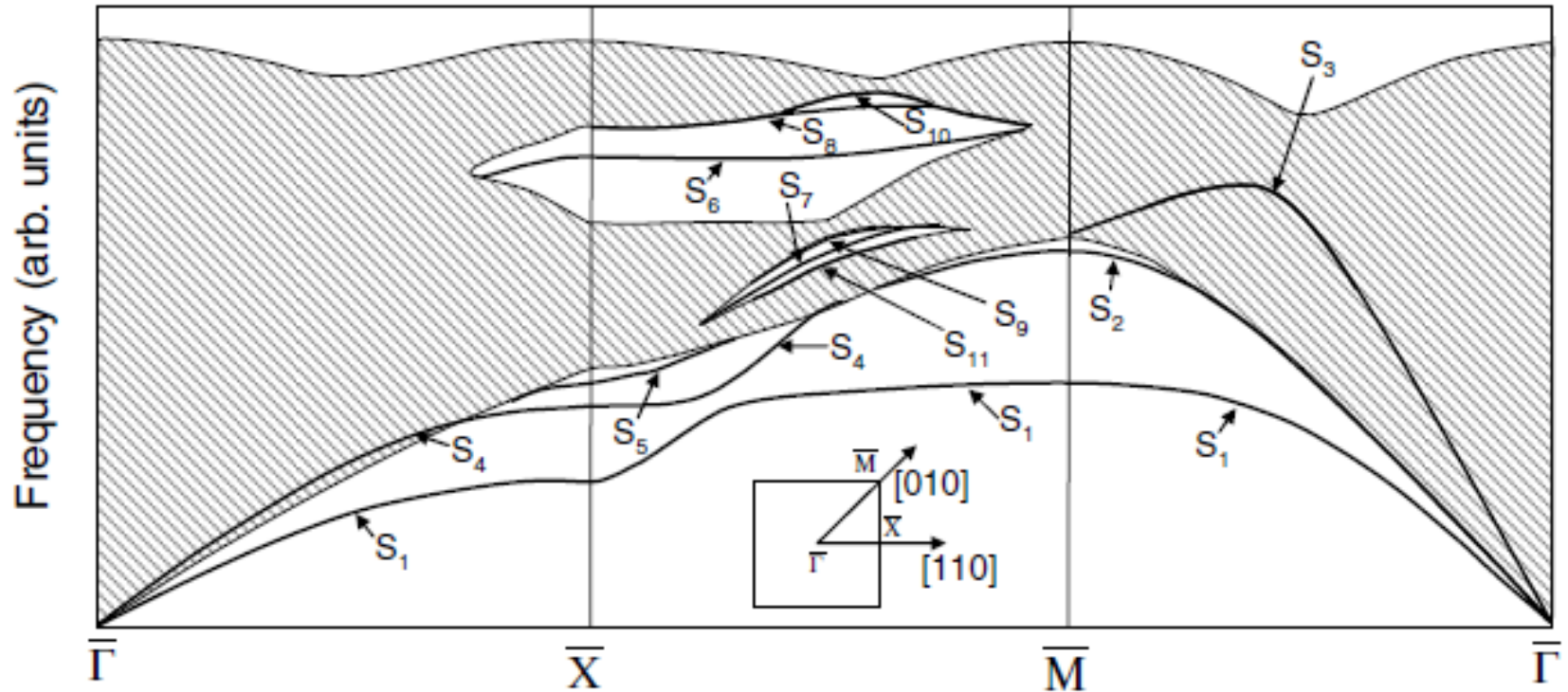
Wpływ naprężeń



Fonony powierzchniowe

Fonony powierzchniowe (granica akustyczna) – fale Rayleigh'a

Możliwe są fonony powierzchniowe o częstościach mniejszych od częstości akustycznych – dążących do punktu Γ ale o większej długości fali.



la
e

Fonony powierzchniowe

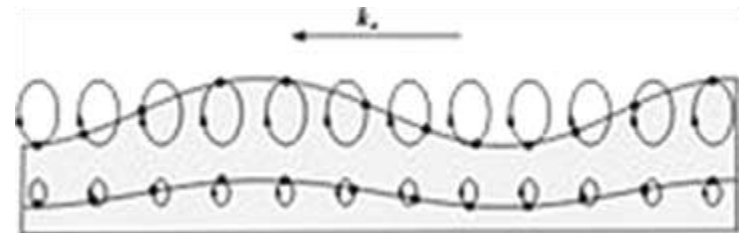
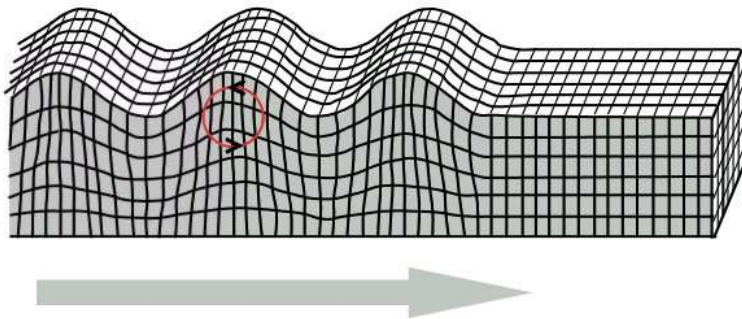
Fonony powierzchniowe (granica akustyczna) – fale Rayleigh'a

Gdy założymy, że materiał jest elastycznie izotropowy (płaszczyzna sagitalna jest płaszczyzną zwierciadlaną we wszystkich kierunkach) wszystkie mody będą całkowicie parzyste lub nieparzyste.

Fala Rayleigh'a jest złożeniem przemieszczenia podłużnego i poprzecznego – punkty przemieszczają się po elipsach.

Oszacowana prędkość fazowa fali Rayleigh'a ma wartość $c_{RW} \simeq (1 - 1/24)c_t$ (prawdziwe dla kryształu kubicznego).

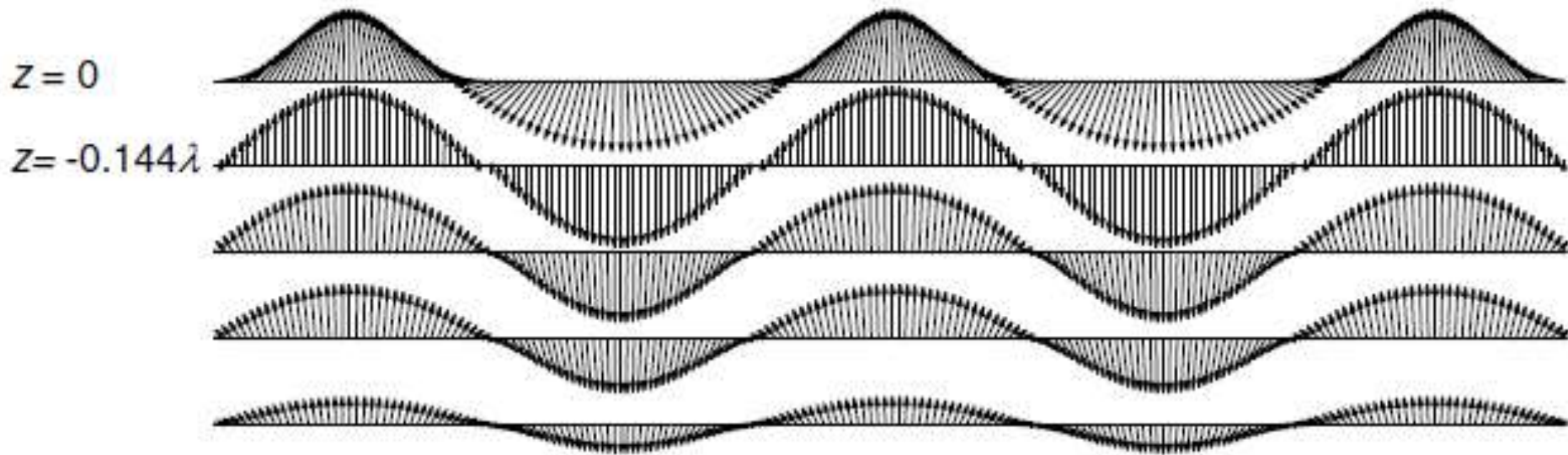
Rayleigh Wave



Fonony powierzchniowe

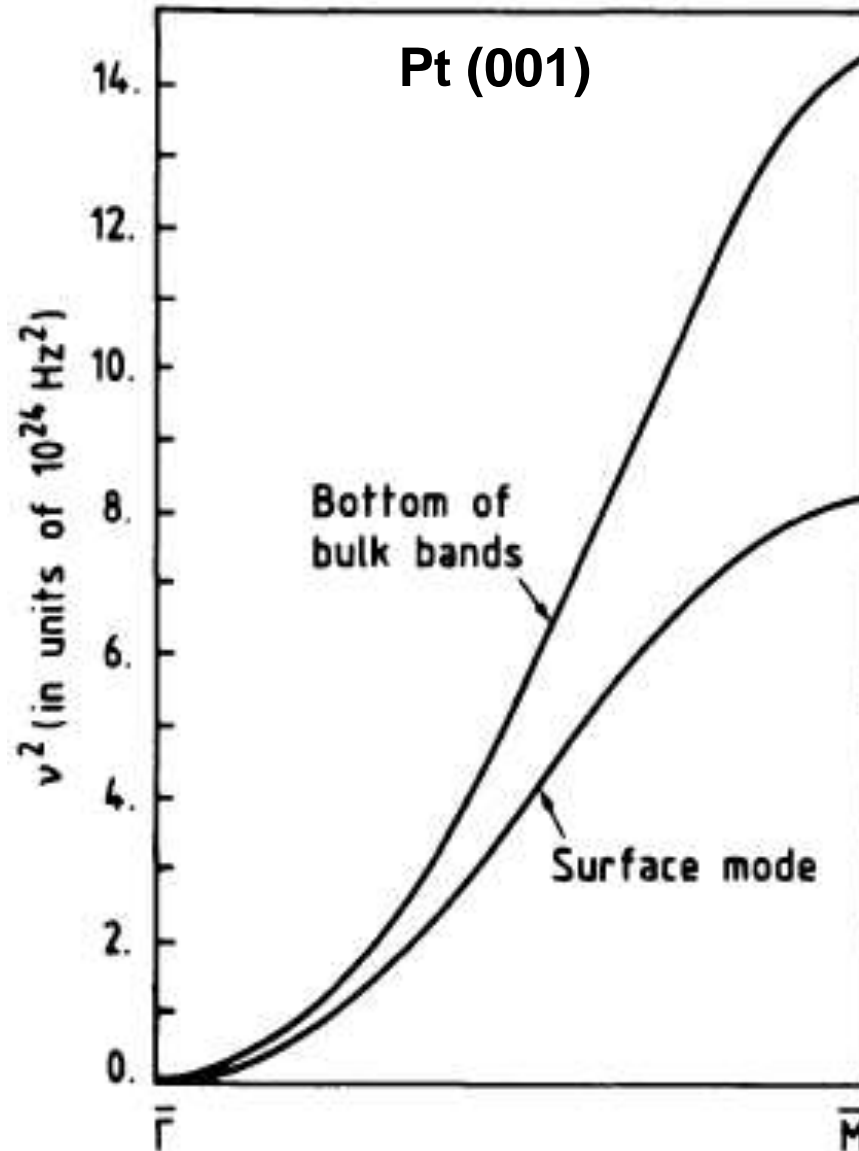
Fale Rayleigh'a

Tylko na określonej głębokości wektory odkształceń (przemieszczeń) są prostopadłe do kierunku rozchodzenia się fali.



Fonony powierzchniowe

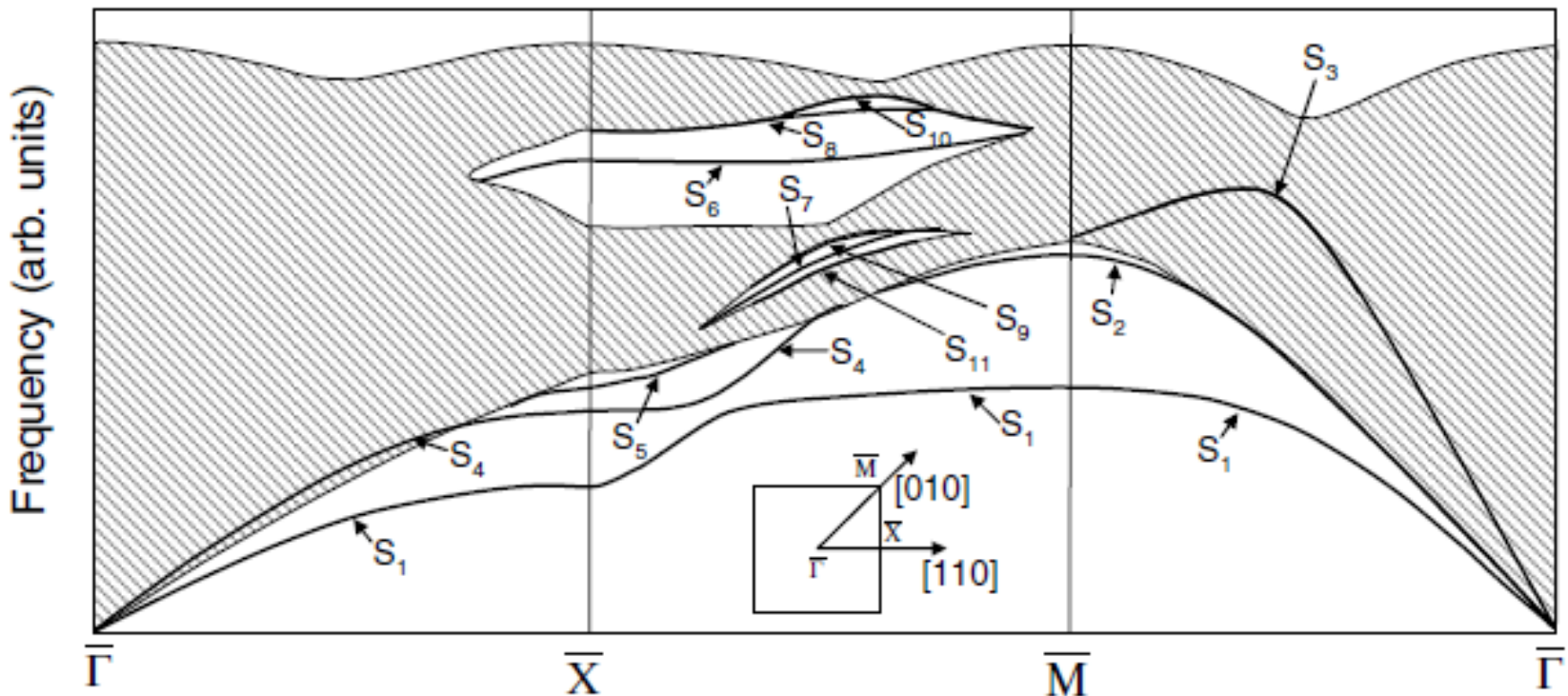
Fale Rayleigh'a



Fonony powierzchniowe

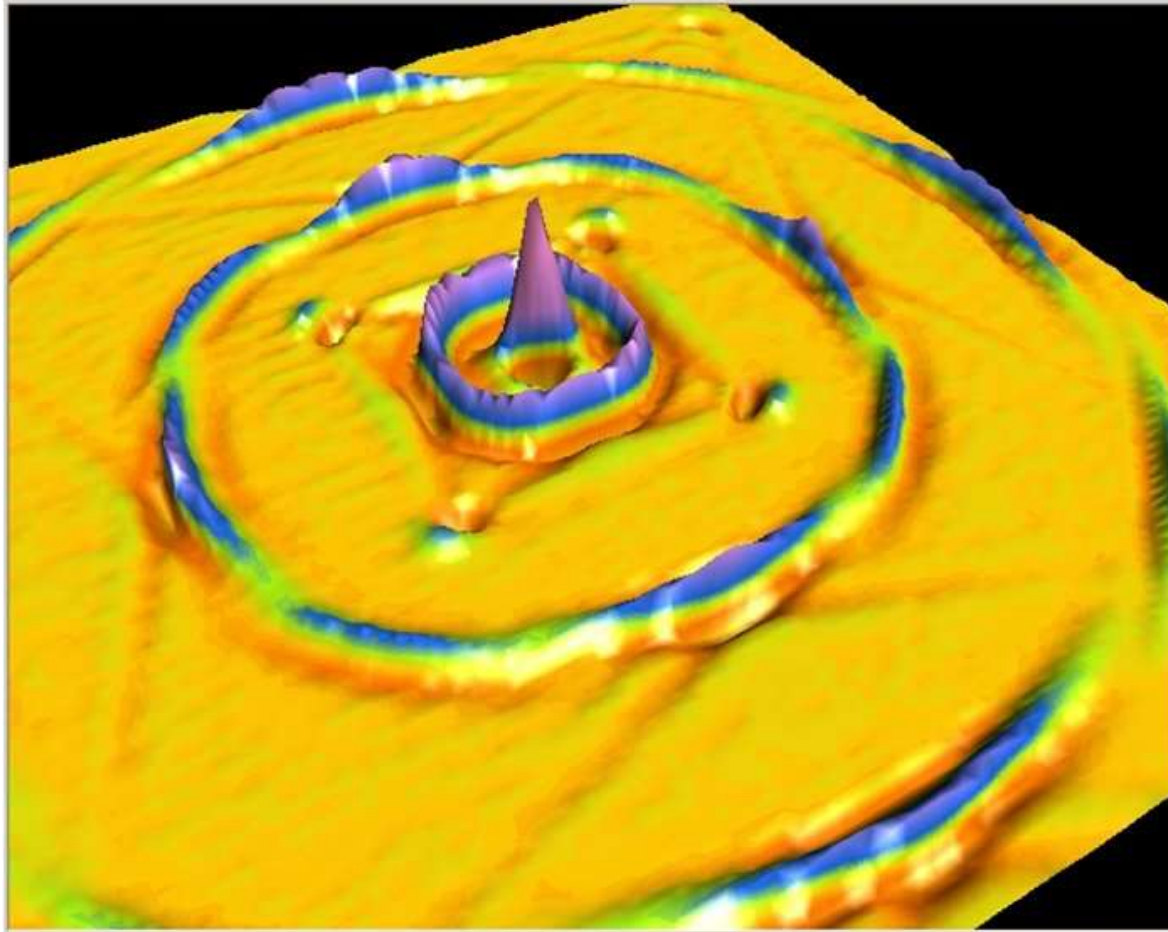
Fale Rayleigh'a

Pominięcie struktury atomowej prowadzi do tego, że gałęzie fononowe odpowiadające falom Rayleigh'a są bezdyspersyjne (Takie izotropowe medium podtrzymwać będzie tylko jedną powierzchnię fali powierzchniowej)



Fonony powierzchniowe

Fale Rayleigh'a



Powierzchniowe fale akustyczne na kryształach tlenku telluru (001) pokrytym warstwą złota o grubości 40 nm. (Applied Solid State Physics Laboratory, Division of Applied Physics, Graduate School of Engineering, Hokkaido University, Sapporo, Japan) - Wikipedia

Fonony powierzchniowe

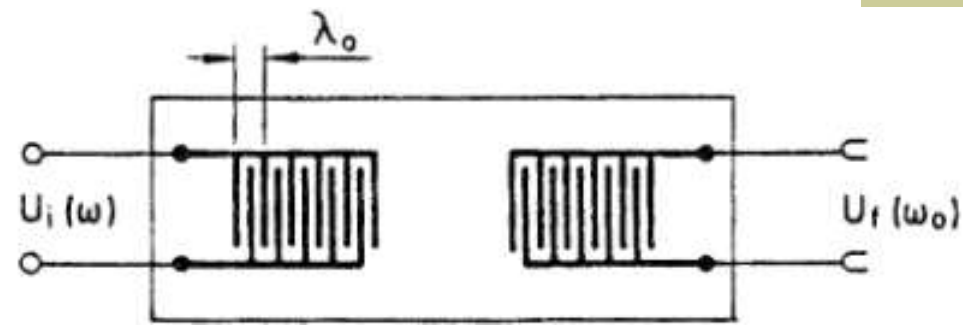
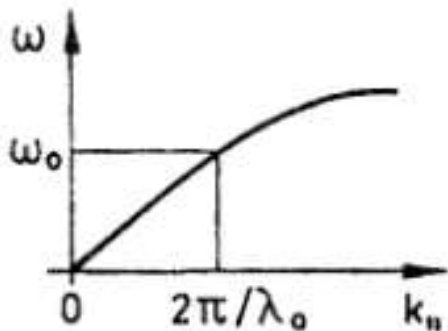
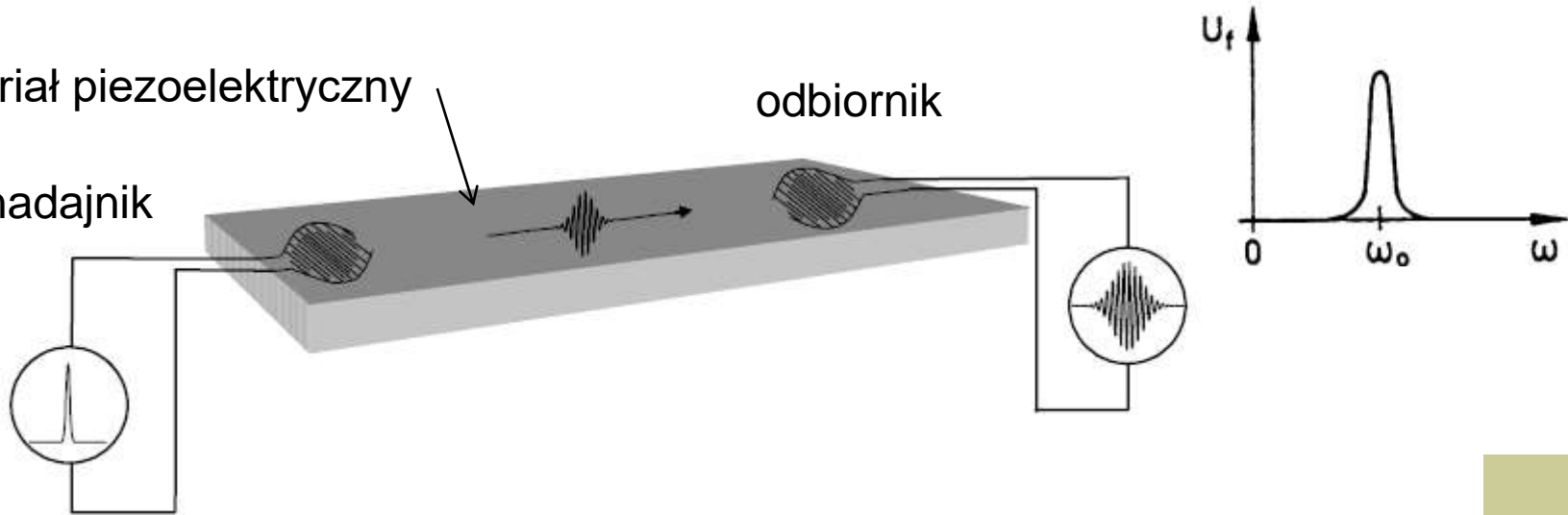
Fale Rayleigh'a

SAW (surface acoustic waves) – filtr wysokich częstotliwości

materiał piezoelektryczny

odbiornik

nadajnik



Fonony powierzchniowe

Anomalie Kohn'a

Zgodnie z przybliżeniem Borna-Oppenheimera fonony przynależą elektronowemu stanowi podstawowemu.

Wzbudzenia elektron-dziura w metalach i fonony przekrywają tę samą przestrzeń fazową. Wzbudzenie elektron-dziura, w których elektron jest przenoszony z jednej na drugą stronę powierzchni Fermiego wymaga niewielkiej energii natomiast zmienia pęd elektronu o wartość $2k_F$. Zmiana energii i pędu może odpowiadać stanom fononowym – wykazywać anomalię dla $q_c = 2k_F$.

Te anomalie (anomalie Kohn'a) łamią przybliżenie Borna-Oppenheimera.

Ponieważ zgodność występuje tylko dla kilku stanów elektronowych – efekt jest bardzo słaby dla fononów 3D.

Dla 1D metalu z na wpół zapełnionym pasmem sprzężenia wzbudzeń elektronowych i fononowych są tak duże, że sieć staje się niestabilna - *Peierls Transition*.

Fonony powierzchniowe

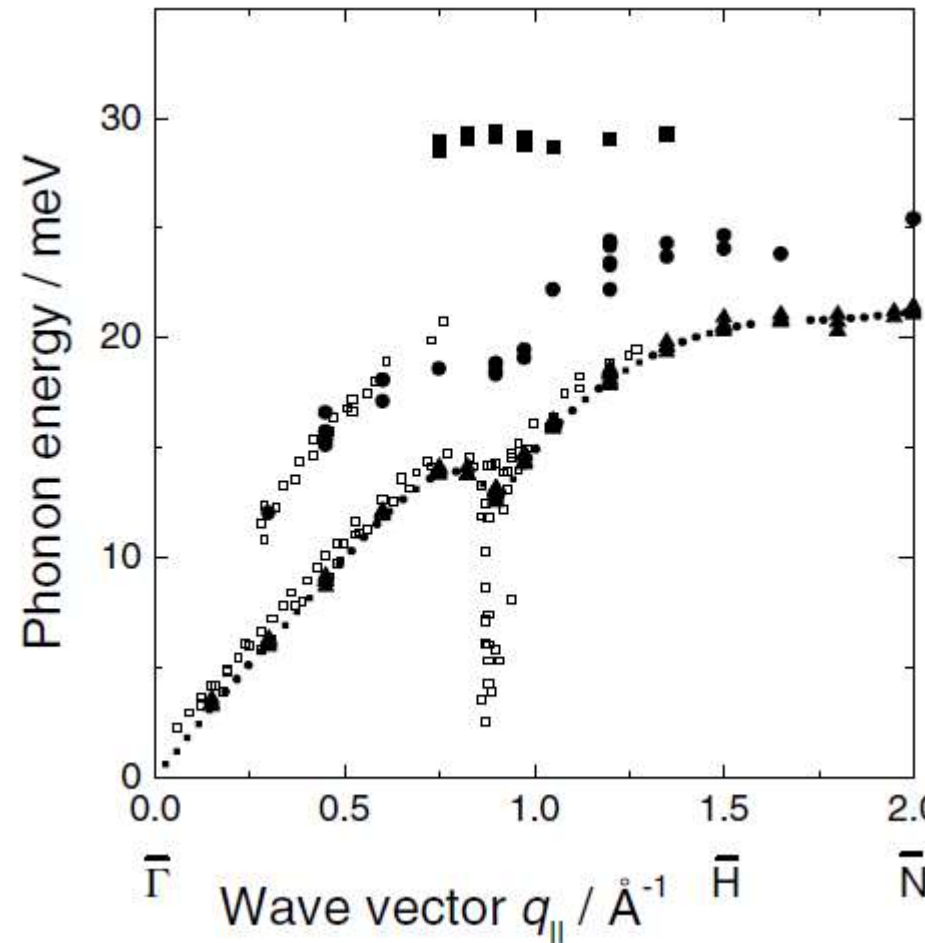
Anomalie Kohn'a

Anomalie Kohn'a obserwowano dla pokrytych wodorem powierzchni W(110) i Mo(110).

Zaobserwowano dwie gałęzie i jak się okazało:

- ta z „mniejszą” anomalią jest gałęzią fononową,
- ta z „większą” pochodzi od nieelastycznego rozpraszania atomów He (użytych w eksperymencie)

powierzchnia Mo(110) pokryta wodorem



Fonony powierzchniowe

Dielektryczne fale powierzchniowe

Dielektryczne fale powierzchniowe są modami własnymi materiału dielektrycznego, dla których funkcja dielektryczna wykazuje własności rezonansowe.

Są one (osobną) klasą drgań i mogą występować jako fonony lub plazmony (wzbudzenia układu elektronów).

Np. – dielektryczne fale powierzchniowe w aktywnych w podczerwieni materiałach z pojedynczym modem własnym (kryształy jonowe np. ZnS, NaCl, czy CsCl).

Dla materiału objętościowego możemy zapisać funkcję dielektryczną jako:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\omega_0^2(\varepsilon_{st} - \varepsilon_{\infty})}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$$

Fale mogą być spolaryzowane podłużnie i poprzecznie.

Fonony powierzchniowe

Dielektryczne fale powierzchniowe

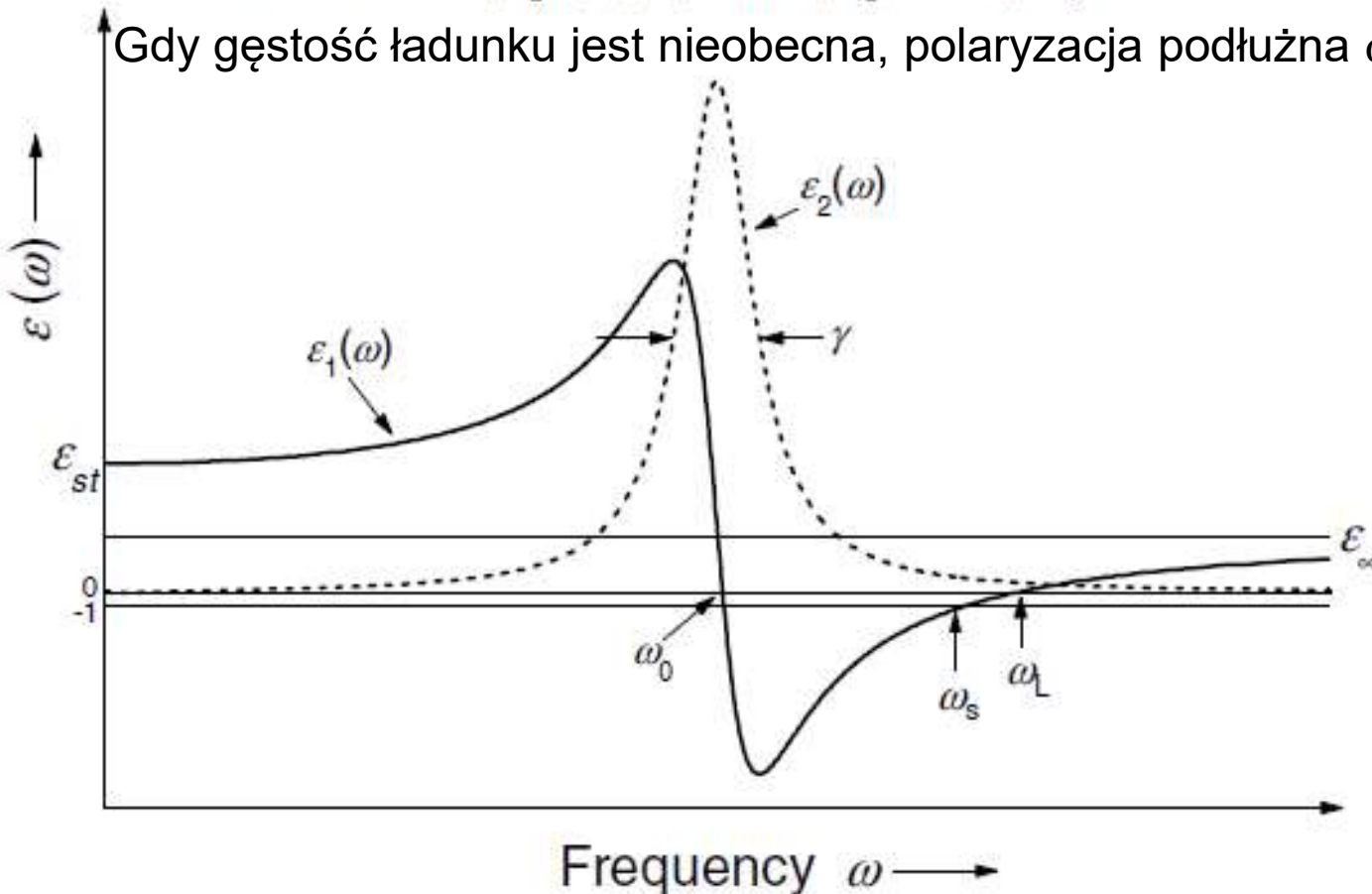
Obecność fali podłużnej wynika z warunków:

$$\operatorname{div} \mathbf{P} \neq 0, \quad \operatorname{curl} \mathbf{P} = 0$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \operatorname{div} (\epsilon_0 \epsilon(\omega) \mathbf{E}) = \operatorname{div} (\epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}) = \rho$$

Gdy gęstość ładunku jest nieobecna, polaryzacja podłużna ω_L istnieje, gdy

$$\epsilon(\omega) = 0$$



$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\omega_0^2 (\epsilon_{st} - \epsilon_\infty)}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$$

Fonony powierzchniowe

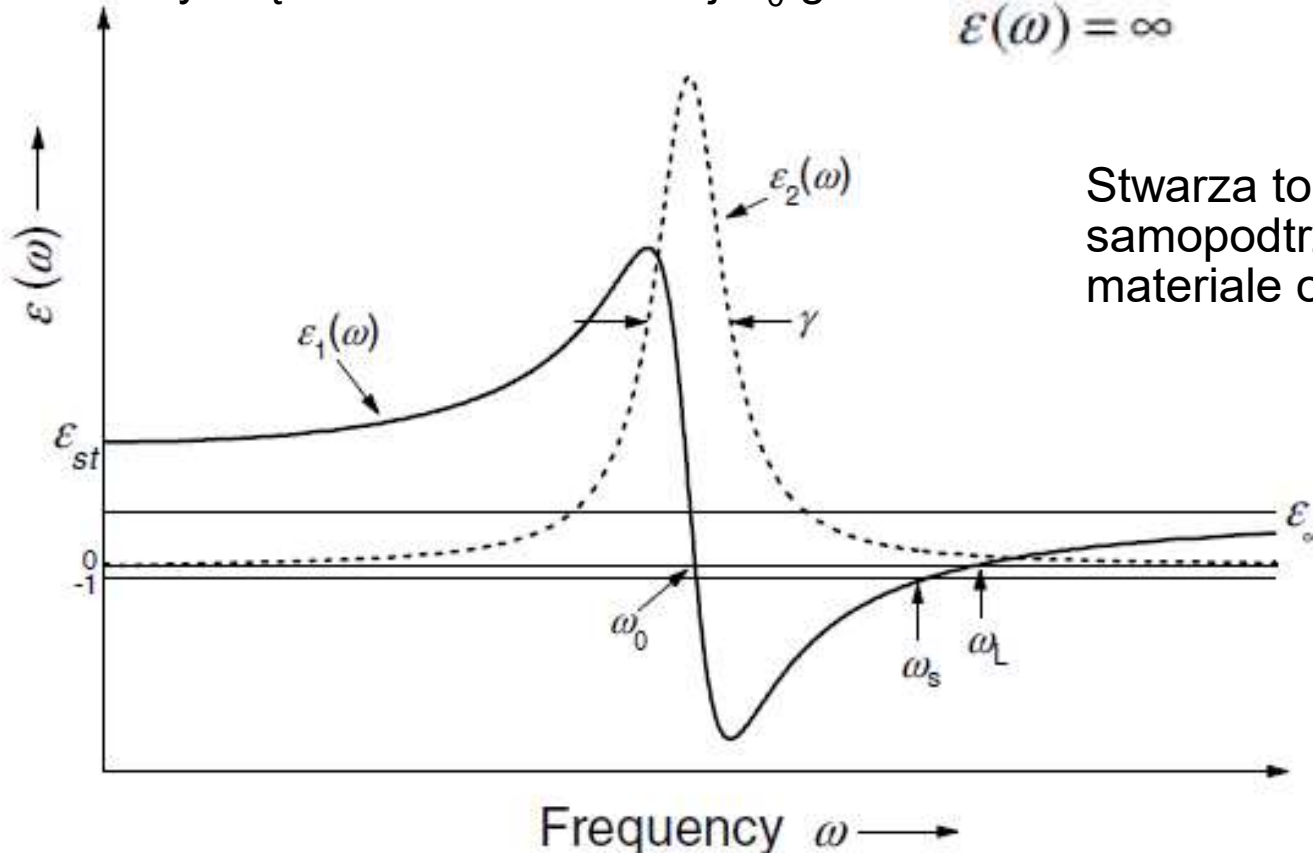
Dielektryczne fale powierzchniowe

Polaryzacja poprzeczna ma miejsce, gdy

$$\operatorname{div} P = 0, \operatorname{curl} P \neq 0$$

$\operatorname{curl} \mathcal{E} = 0$ także znika. Częstotliwość polaryzacji poprzecznej ω_T odpowiada wtedy częstotliwości rezonansowej ω_0 gdzie

$$\varepsilon(\omega) = \infty$$



Stwarza to możliwość istnienia samopodtrzymującej się fali w materiale objętościowym.

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\omega_0^2 (\varepsilon_{st} - \varepsilon_\infty)}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$$

Fonony powierzchniowe

Dielektryczne fale powierzchniowe

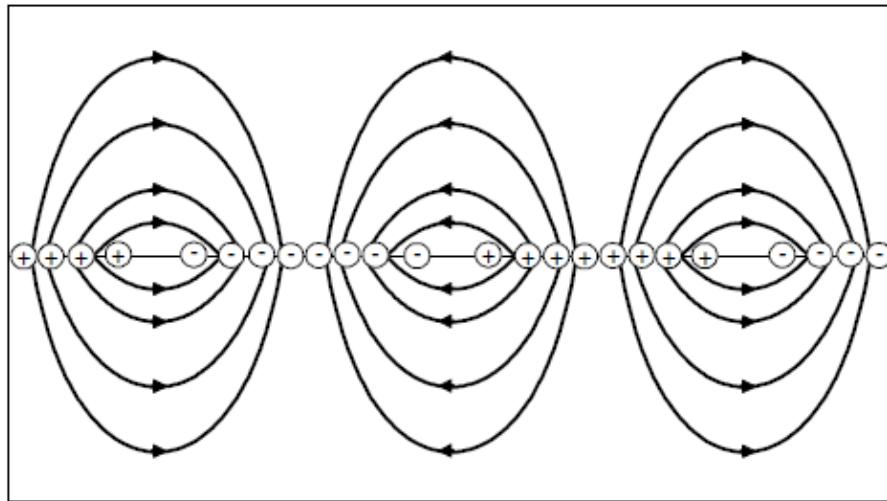
Dodatkowe rozwiązania uzyskujemy dla płaskiej międzypowierzchni pomiędzy dwoma dielektrycznymi półprzestrzeniami

$$\operatorname{div} \mathcal{E} = 0, \operatorname{curl} \mathcal{E} = 0$$

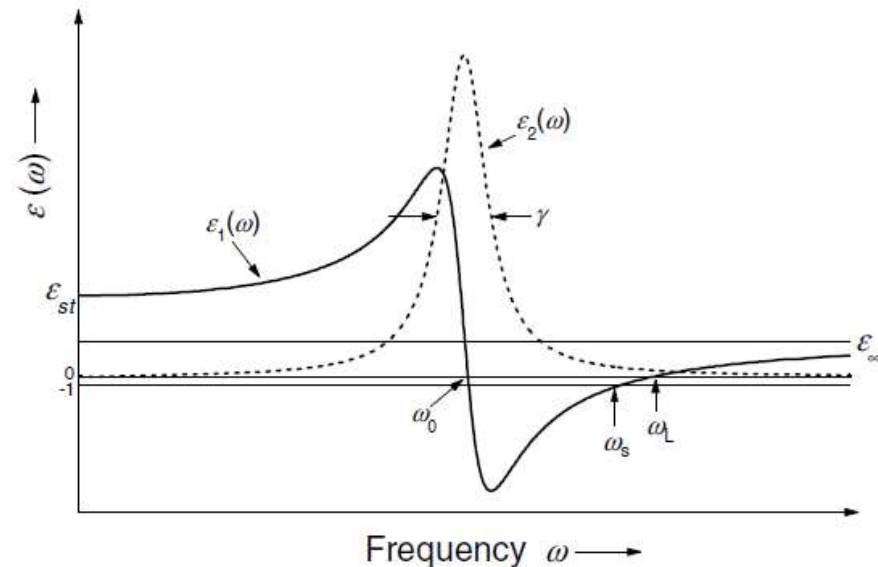
Pole elektryczne jest gradientem potencjału φ , który spełnia równanie Laplace $\Delta\varphi = 0$. Rozwiązaniem jest fala zlokalizowana w międzypowierzchni, $z = 0$.

W przypadku półnieskończonej dielektrycznej półprzestrzeni warunek (z warunkami brzegowymi) sprowadza się do $\mathcal{E}(\omega) = -1$

Tego rodzaju fonony powierzchniowe noszą nazwę fononów Fuchs'a-Kliwer'a.



linie pola powierzchniowej fali dielektrycznej



Fonony powierzchniowe

Plazmony

- światło o częstotliwości mniejszej niż częstotaść plazmowa jest odbijane, ponieważ elektrony w metalu ekranują pole elektryczne światła,
- światło o większej częstotliwości jest przepuszczane, ponieważ odpowiedź elektronów jest zbyt wolna, by ekranować światło,
- większość metali wykazuje częstotaść plazmową w ultrafiolecie, dlatego są błyszczące w zakresie widzialnym. Niektóre metale, jak na przykład miedź i złoto, wykazują przejścia międzypasmowe elektronów w zakresie widzialnym, przez co określone energie światła (kolory) zostają pochłonięte dając określony kolor.
- w półprzewodnikach częstotaść plazmowa elektronów walencyjnych mieści się zwykle w zakresie głębokiego ultrafioletu, przejścia międzypasmowe w zakresie widzialnym, dzięki czemu one również są błyszczące i kolorowe.

Fonony powierzchniowe

Plazmony powierzchniowe

- plazmony powstające na powierzchni granicznej pomiędzy dwoma ośrodkami o przeciwnych znakach części rzeczywistej przenikalności elektrycznej (na przykład metalu lub domieszkowanego półprzewodnika oraz dielektryka lub próżni),
- plazmony powierzchniowe mogą oddziaływać z promieniowaniem elektromagnetycznym tworząc plazmonowo-polarytonową falę powierzchniową (SPP), która rozchodzi się wzdłuż powierzchni granicznej obu ośrodków. Długość tej fali jest zazwyczaj dużo mniejsza od długości fali światła o tej samej częstotliwości, co znajduje zastosowanie między innymi w produkcji powlekanych metalem sond do skaningowej mikroskopii optycznej bliskiego pola.
- plazmony powierzchniowe mają znaczenie między innymi w powierzchniowo wzmocnionej spektroskopii Ramana (SERS).

Fonony powierzchniowe

Dielektryczne fale powierzchniowe

Fonony te (Fuchs'a-Kliewer'a) zostały odkryte ze względu na ich silne nieelastyczne oddziaływania z elektronami odbitymi od powierzchni (ze względu na pole elektryczne, których źródłem są fonony powierzchniowe).

Ponieważ fale są na granicy metalu i ośrodka (np. powietrza lub wody), oscylacje są bardzo czułe na jakiegokolwiek zmiany tej granicy, jak adsorpcja molekuł przez powierzchnię metalu.

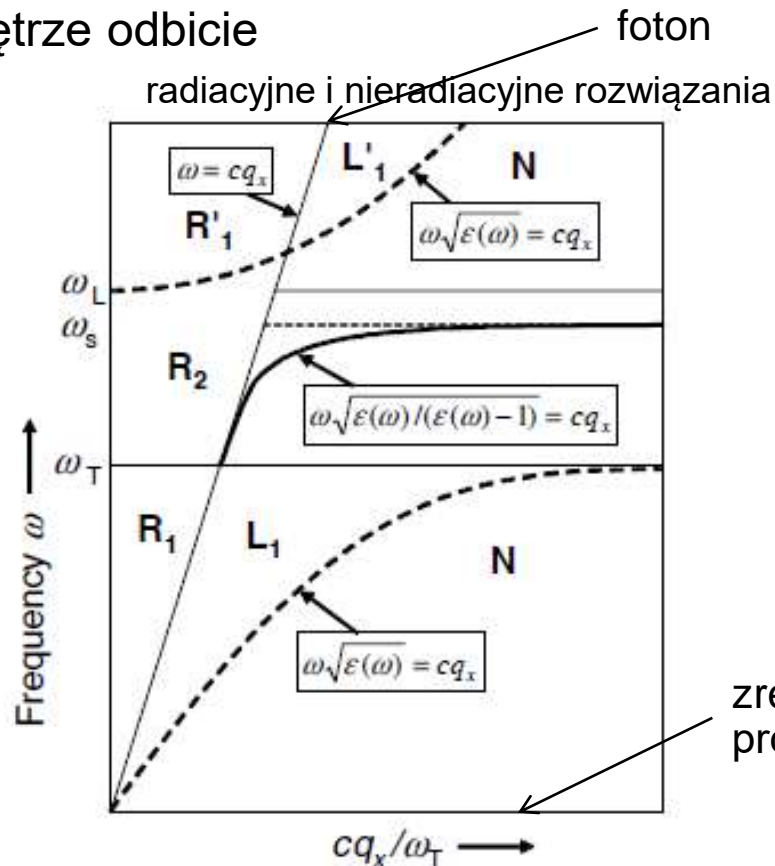
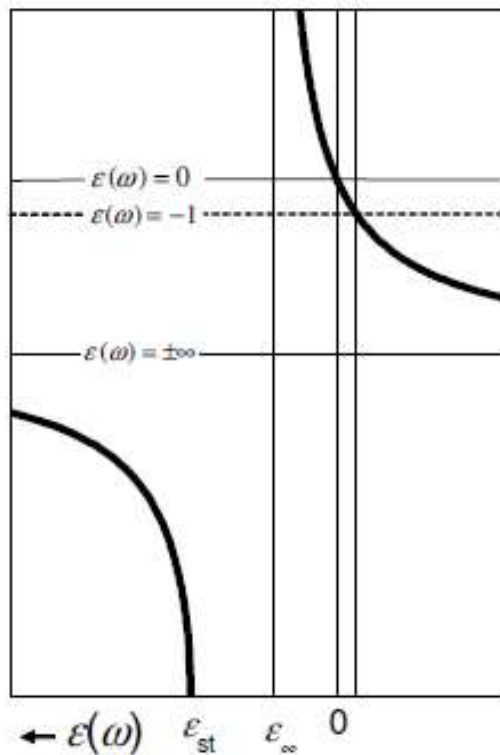
Tego typu fale powierzchniowe zwykle nie oddziałują ze światłem – z pewnym wyjątkiem.

Należy rozwiązać równania ruchu dla fononów aktywnych w podczerwieni wraz z równaniami Maxwella.

Fonony powierzchniowe

Dielektryczne fale powierzchniowe – polarytony

- R_1 – światło z dielektryka jest odbite od granicy i część przechodzi do próżni
- R_2 – $\varepsilon < 0$ i rozwiązaniem są zanikające eksponencjalnie „evanescent waves” wewnątrz dielektryka – całkowite odbicie światła padającego z zewnątrz
- N – brak rozwiązań
- L_1 – całkowite wewnętrzne odbicie



zredukowany wektor falowy prostopadły do powierzchni

Fonony powierzchniowe

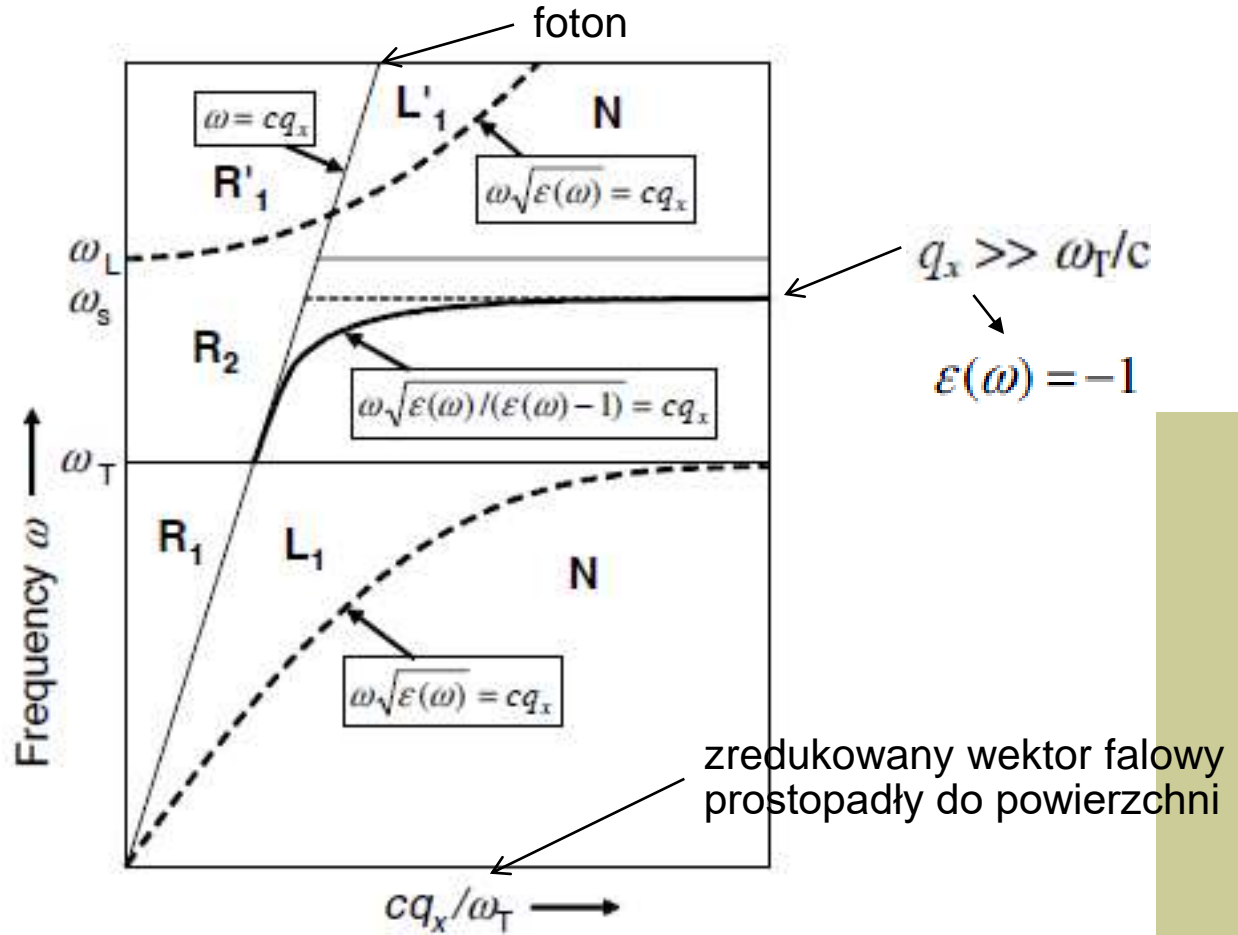
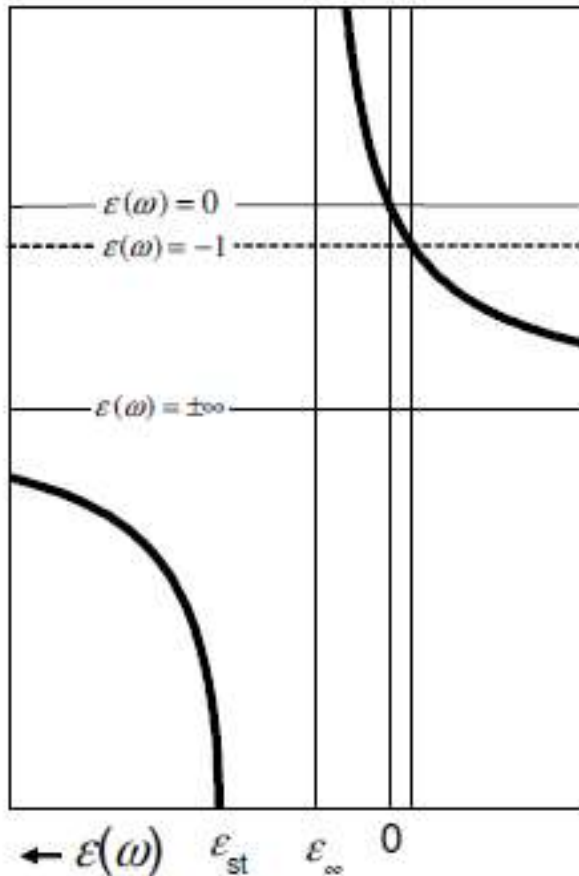
Dielektryczne fale powierzchniowe – polarytony

Fala powierzchniowa od dielektrycznej półprzestrzeni spełnia warunek

Sprężenie fali polaryzacyjnej i światła – **polaryton**.

$$\omega \sqrt{\varepsilon(\omega) / (\varepsilon(\omega) - 1)} = cq_x$$

Dyspersja polarytonów jest ograniczona do wąskiego przedziału w pobliżu centrum SBZ.



Fonony powierzchniowe

Polarytony

kwazicząstki powstałe z silnego oddziaływania fali e-m z elektrycznym (magnetycznym) dipolem przenoszącym wzbudzenia.

Powierzchniowe plazmony - polarytony powierzchniowych plazmonów

- są powierzchniowymi falami elektromagnetycznymi, które rozchodzą się równoległe do obszaru wzajemnych oddziaływań metal-dielektryk (metal-próżnia).
- ponieważ fale są na granicy metalu i ośrodka (np. powietrza lub wody), oscylacje są bardzo czułe na jakiegokolwiek zmiany tej granicy, jak adsorpcja molekuł przez powierzchnię metalu.
- zjawisko to jest podstawą dla wielu typowych narzędzi mierzących adsorpcję materiałów na powierzchni metali płaskich (złota, srebra) lub na nanocząstkach metali.

Fonony powierzchniowe

Wpływ warstwy zaadsorbowanej

pokryta adsorbatem powierzchnia fcc (100)

