

29. НЕЕЛАСТИЧНО РАЗСЕЙВАНЕ НА ВЪЛНИ И ЧАСТИЦИ ОТ ФОНОНИ

1. Видове разсейване

Молекулното разсейване на светлината в еднородни среди, което се дължи на динамично възникнали в тях нееднородности вследствие на флуктуации в коефициента на пречупване или на диелектрична проницаемост на средата за пръв път е изследвано от Релей.

$$(1) \quad \delta\varepsilon_{ij} = \left(\frac{\partial\varepsilon_{ij}}{\partial S}\right)_T \delta S + \left(\frac{\partial\varepsilon_{ij}}{\partial T_{kl}}\right)_S \delta T_{kl}$$

S - ентропия ; T_{kl} – тензор на механичното напрежение

I член – разсейване на Релей или еластично разсейване на светлината без изменение на честотата и. Свързано с флуктоации в ентропията при постоянно T_{kl}

II член – нееластично разсейване на светлината с промяна на честотата и. Изразява флуктоациите на механично напрежение при постоянна S .

Два типа нееластично разсейване на светлината в нееднородна среда:

- Манделщам-Брилуеново
- Комбинационно или Раманово

2. Манделщам-Брилуеново разсейване на светлина от акустични вълни

Светлинен сноп – фотон λ' с честота ω_1 и вълнов вектор \vec{k}_1 попада в еднородна среда, в която се разпространява плоска акустична вълна – фонон λ с честота Ω и вълнов вектор $\vec{\psi}$.

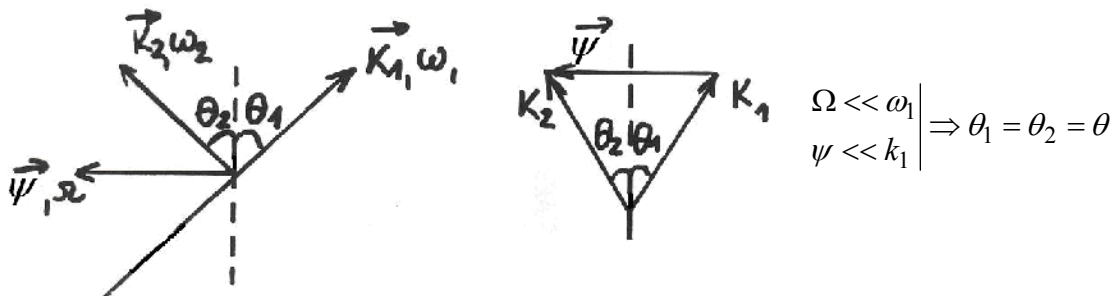
Означаваме с θ_1 – ъгъла между \vec{k}_1 и фронта на акустичната вълна.

Взаимодействие на три частици: падащ фотон с енергия $\hbar\omega_1$ и импулс $\hbar\vec{k}_1$ унищожават или поражда един фонон на разпространяващата се акустична вълна и се ражда нов фотон ($\hbar\omega_2$, $\hbar\vec{k}_2$).

От ЗЗЕ и ЗЗИ:

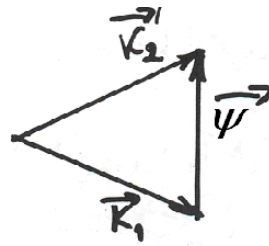
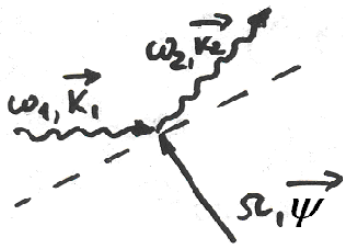
$$(2) \quad \begin{aligned} \omega_2 &= \omega_1 \pm \Omega \\ \vec{k}_2 &= \vec{k}_1 \pm \vec{\psi} \end{aligned}$$

знак +: поглъщане на фонон,
знак -: раждане на фонон



Фиг.1

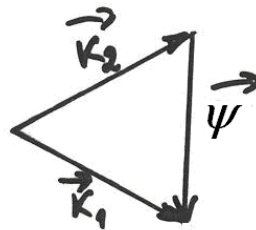
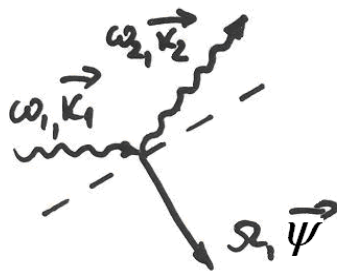
а) поглъщане на фотон



$$\vec{k}_2 = \vec{k}_1 + \vec{\psi}$$

фиг.2

б) раждане на фотон



$$\vec{k}_1 = \vec{k}_2 + \vec{\psi}$$

или

$$\vec{k}_2 = \vec{k}_1 - \vec{\psi}$$

фиг.3

От фиг.1 и $\theta_1 = \theta_2 = \theta \Rightarrow$

$$(3) \quad \psi = 2k_1 \sin \theta, \quad \psi = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad k_1 = \frac{2\pi}{\lambda'}; \quad \lambda - \text{звукова вълна}, \quad \lambda' - \text{светлинна}$$

$$(4) \quad \lambda' = 2\lambda \sin \theta$$

Ур. (3) и (4) се отнасят за оптично изотропна среда или оптично анизотропна, но без въртене на равнината на поляризация на светлината.

Ур. (4) съвпада с условието на Вулф-Брег за максимум на отразените светлинни лъчи от вълновата повърхност на акустични вълни, вследствие на интерференцията им – за направление θ .

Условие на Вулф-Брег:

$$(4') \quad 2d_h \sin \theta = n\lambda$$

Направленията θ на интерференчните максимуми на разсеяните рентгенови лъчи от кристалната решетка.

$n = 1$, отражение на Брег от I - ви порядък

λ – дължина на светлинната вълна

d_h – разстоянието между съседните равнини от фамилията възлови равнини (h_1, h_2, h_3) отразяващи светлината

$d_h = \lambda$, т.е разстоянието между вълновите фронтове на акустичната вълна е λ .

От ур.(2) следва, че в спектъра на дифракциралата от акустична вълна светлина, се появяват две нови линии с честоти:

$(\omega_1 - \Omega)$ - Стоксова линия

$(\omega_1 + \Omega)$ - Антистоксова линия

От (4) като $\lambda' = \frac{2\pi c}{\omega_1}$ и $\lambda = \frac{2\pi v}{\Omega} \Rightarrow$

$$(5) \quad \left(\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_1}\right) = \pm \frac{\Omega}{\omega_1} = \pm 2 \frac{v}{c} \sin \theta$$

v – скорост на акустичната вълна; c – скорост на светлината.

Изменението на честотата на дифрактиралата светлина при отражение на светлинните вълни от движещите се плоски акустични вълни може се разглежда като резултат от ефекта на Доплер - формула (5) – доказано от Брилуен-Манделщам.

3. Манделщам – Брилуеново разсейване на светлината от топлинни фонони

Вместо с разсейване или поглъщане на фонон от изкуствено създадена в КР акустична вълна /като в т.2/ описаният процес може да се реализира, като един фотон от падащия светлинен сноп с енергия $\hbar\omega_1$ и импулс $\hbar\vec{k}_1$ **породи или унищожи топлинен фонон с енергия $\hbar\Omega$ и импулс $\hbar\vec{\psi}$** при което се ражда нов фотон с енергия $\hbar\omega_2$ и импулс $\hbar\vec{k}_2$. В сила са уравнения от (2) до (5). От (5) $\Rightarrow (\omega_2 - \omega_1)$ не е постоянна и е $f(\theta)$. За видимата светлина $k_1 \sim 10^5 \text{ cm}^{-1} \Rightarrow$ Ако наблюдението на разсеяната светлина се извършва под немного малък 2θ , от (3) следва, че ψ и k_1 имат еднаква по порядък големина. По този метод се изучават фононни и др. елементарни възбуждения, чиито вълнови вектори $\leq 10^5 \text{ cm}^{-1}$ (за $\lambda > 400 \text{ nm}$, видима, ИЧ).

4. Комбинационно /Раманово/ разсейване на светлината от молекулни трептения

Може да се разглежда, както и Манделщам – Брилуеновото разсейване, като процес на нееластично разсейване на един фотон с енергия $\hbar\omega_1$ и импулс $\hbar\vec{k}_1$. Вместо с раждане или унищожаване на един акустичен фонон, този процес е свързан **с раждане или унищожаване на един квант на трептенето или въртенето (с енергия $\hbar\Omega$ и импулс $\hbar\vec{\psi}$) на молекулите в течности или молекулни кристали**. В кристалите може да е свързано и с един оптичен фонон.

Появяват се две линии (стоксова и антистоксова) от двете страни на линията на Релей. В сила е ур. (2) от ЗЗИ и ЗЗЕ.

Но $(\omega_2 - \omega_1)$ практически не зависи от θ - ъгъла на разсейване, както в (5).

Линии на комбинирано разсейване дават само нормалните трептения на молекулите, които предизвикват изменение в електронната им поляризуемост.

5. Комбинационно /Раманово/ разсейване на светлина от оптични фонони в кристалите

Комбинационното /Раманово/ разсейване на светлината от оптичните фонони във валентни и йонни кристали е възможно с участието на един или два оптични фонона. Появяват се стоксова и антистоксова компонента:

$$\omega_2 = \omega_1 \pm \omega_0$$

Това е основен метод за изучаване спектрите на оптичните фонони в кристалите и допълва инфрачервената спектроскопия, т.к според квантовото механичните правила за отбор активността на различните трептения в кристалите при комбинационното разсейване и инфрачервеното поглъщане /отражение/ се проявява различни - различни линии.

6. Еластично и нееластично разсейване на рентгенови фотони от кристалната решетка

$$\lambda_{Ro} \ll \lambda_{\text{светл.}}$$

$$\lambda_{Ro} = (10^{-2} \div 10^2) \text{ \AA}, \lambda_{\text{светл.}} = (4 \cdot 10^3 \div 7,6 \cdot 10^3) \text{ \AA}$$

λ_{Ro} е сравнима с размерите на отделните частици и разстоянието между тях в КР \Rightarrow рентгеновите лъчи не се разсейват от флукуациите на $\varepsilon_{ij}(n_{ij})$, а от електронната обвивка на частиците в КР.

✚ За неподвижни частици (идеална КР) – еластично разсейване на рентгеновите лъчи

$$(6) \quad \vec{v} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1 = 2\pi \vec{b}_V$$

\vec{k}_1 - падаща вълна; \vec{k}_2 - разсеяна вълна; \vec{v} - вектор на разсейване

$\omega_2 = \omega_1$, за идеална КР, за която (6) е ЗЗИ

✚ Трещящи частици в КР – освен еластичното става възможно и нееластичното разсейване на рентгенови фотони.

ЗЗЕ : (7) $\omega_2 = \omega_1 \pm \Omega$

ЗЗИ: (8) $\vec{v} \pm \vec{\psi} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1 = 2\pi \vec{b}_V$

За рентгеновите фотони: $\omega = 10^{17} \text{ Hz}$, за топлинните фонони: $\Omega = 10^{12} \text{ Hz}$.

$$\frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_2} = \pm \frac{\Omega}{\omega_1} = \pm \frac{10^{12}}{10^{17}} = \pm 10^{-5} \text{ Hz}$$

Относителното изменение на честотата е 10^{-5} Hz . Това не може да се измери. Следователно, това може да бъде експериментален метод за определяне на дисперсионните криви на фононите от нееластичното разсейване на рентгенови фотони.

7. Разсейване на неутрони от фонони

Неутроните нямат електричен заряд и взаимодействат по-слабо от заредените частици с частиците на КР. За разлика от протоните и електроните, те проникват в обема на КР и тяхното разсейване се използва за изучаване структурата на кристалите, фононите и др. елементарни възбуждения в тях.

Неутроните притежават спин и собствен магнитен момент.

✚ Ядрено разсейване на неутроните

Взаимодействие на неутрона с ядрото в зависимост от големините и взаимните ориентации на техните спинове.

✚ Магнитно разсейване на неутроните от атомите и йоните

Поради магнитния си момент неутроните взаимодействат с магнитните моменти на електронните обвивки на частиците от КР.

Особено силно - за несдвоени електрони.

✚ Кохерентно ядрено разсейване на неутрони

Топлинните неутрони, разсеяни от еднакви ядра с нулев спин са кохерентни и интерферират помежду си. Съвпадат с разсеяни рентгенови лъчи.

✚ Еластично кохерентно разсейване

Енергиите на разсеяните и падащите неутрони са равни и векторът на разсейване е свързан с един от векторите \vec{b}_V на трансляция на обратната решетка.

$$(9) \quad \vec{k}_2 - \vec{k}_1 = \vec{v} = 2\pi\vec{b}_V$$

✚ Нееластично кохерентно разсейване – ражда се или се унищожава един фонон

$$(10) \quad \frac{m_n v_2^2}{2} - \frac{m_n v_1^2}{2} = \pm \hbar \Omega(\vec{\psi})$$

$$(11) \quad \vec{k}_2 - \vec{k}_1 = \vec{v} = \pm \vec{\psi} + 2\pi\vec{b}_V$$

m_n - маса на неутрона; v_1, k_1 - скорост и вълнов вектор на неутрона преди разсейването; v_2, k_2 - скорост и вълнов вектор на неутрона след разсейването; $\vec{\psi}, \Omega$ - вълнов вектор и честота на родения (знак „-“) или унищожения (знак „+“) фонон.

Дължината на вълната на Дьо Бройл $\lambda = \frac{h}{m_n v}$ за неутрони с кинетична енергия

$W_k = \frac{m_n v^2}{2} \approx kT$ е от порядъка на константите на КР. Енергията им е сравнима с

енергията на фононите \Rightarrow е лесно измерването на изменението на енергията на неутроните при нееластичното им разсейване. При светлинните фотони това е твърде трудно, а при рентгеновите фотони практически невъзможно.

Неутронографски метод за определяне на дисперсионния закон на трептене на КР.

Основава се на измерване на енергетичното разпределение на неутрони, разсеяни в даденото направление.

От (11) – известно е \vec{k}_1 , измерва се \vec{k}_2 и се пресмята $\vec{\psi}$.

От (10) при същите условия се определя и Ω .

Така получаваме $\Omega = \Omega(\vec{\psi})$

Като се изследва разсейването в различни направления се получават дисперсионните криви за стойност $\vec{\psi}$ в цялата зона на Брилуен.