

Mody sprzężone plazmon-fonon w silnych polach magnetycznych

Klasyczny przykład pośredniego oddziaływania pola magnetycznego na wzbudzenia fononowe

Schemat:

*pole magnetyczne (siła Lorentza) nośniki –
(oddziaływanie –elektron fonon) – wpływ na wzbudzenia sieci*

Mody sprzężone w półprzewodnikach polarnych

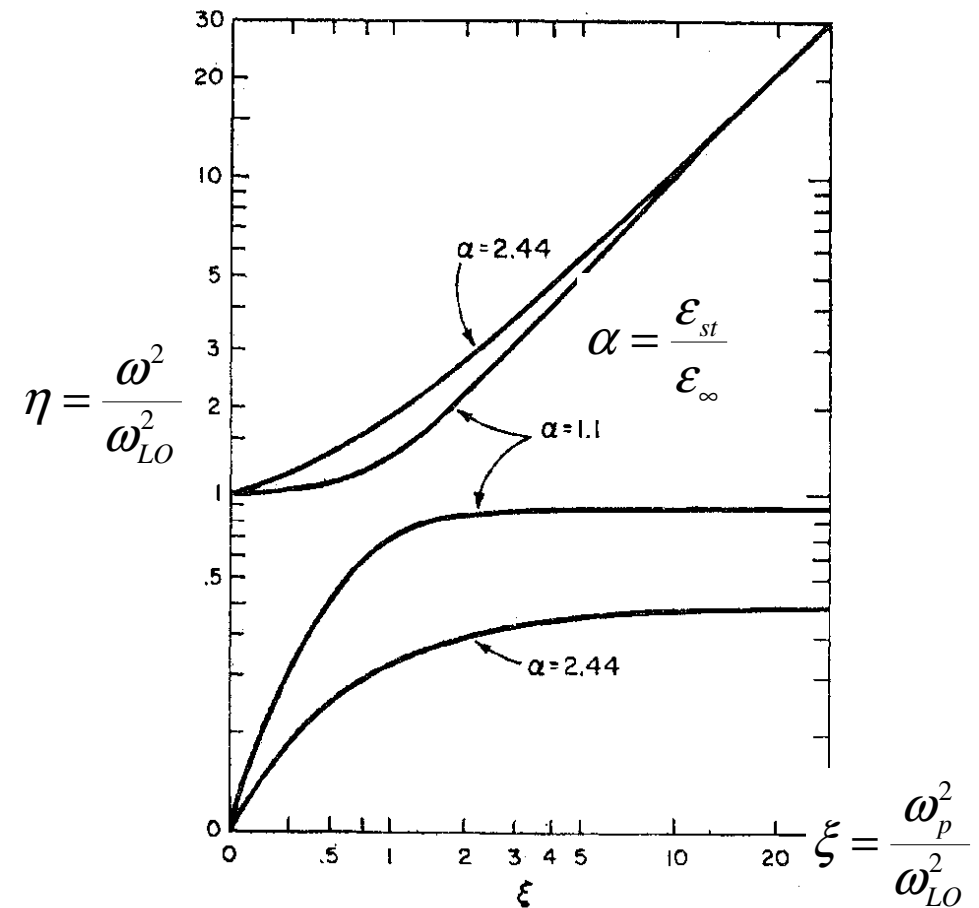
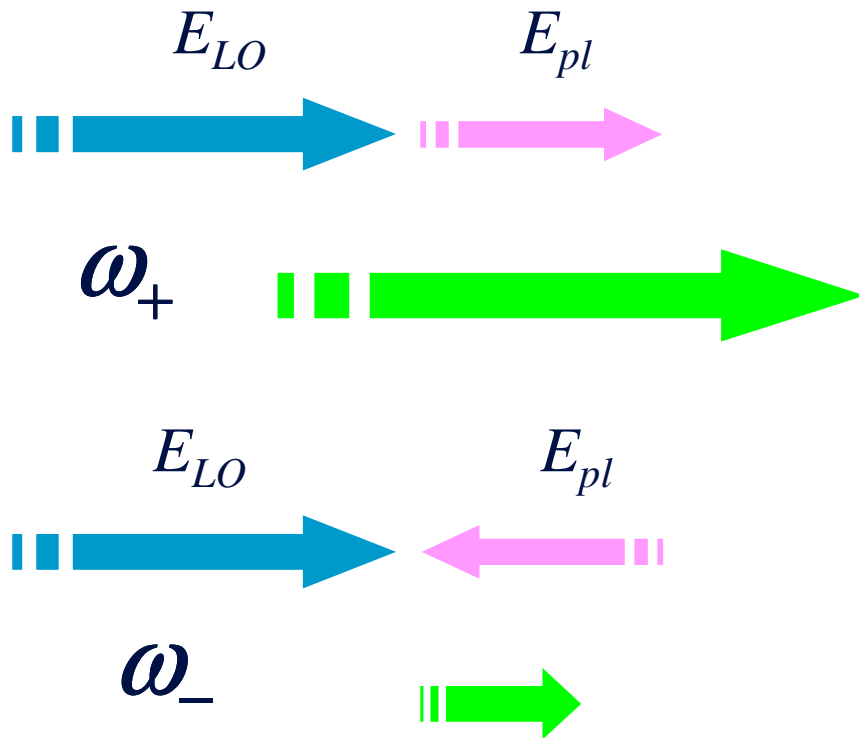
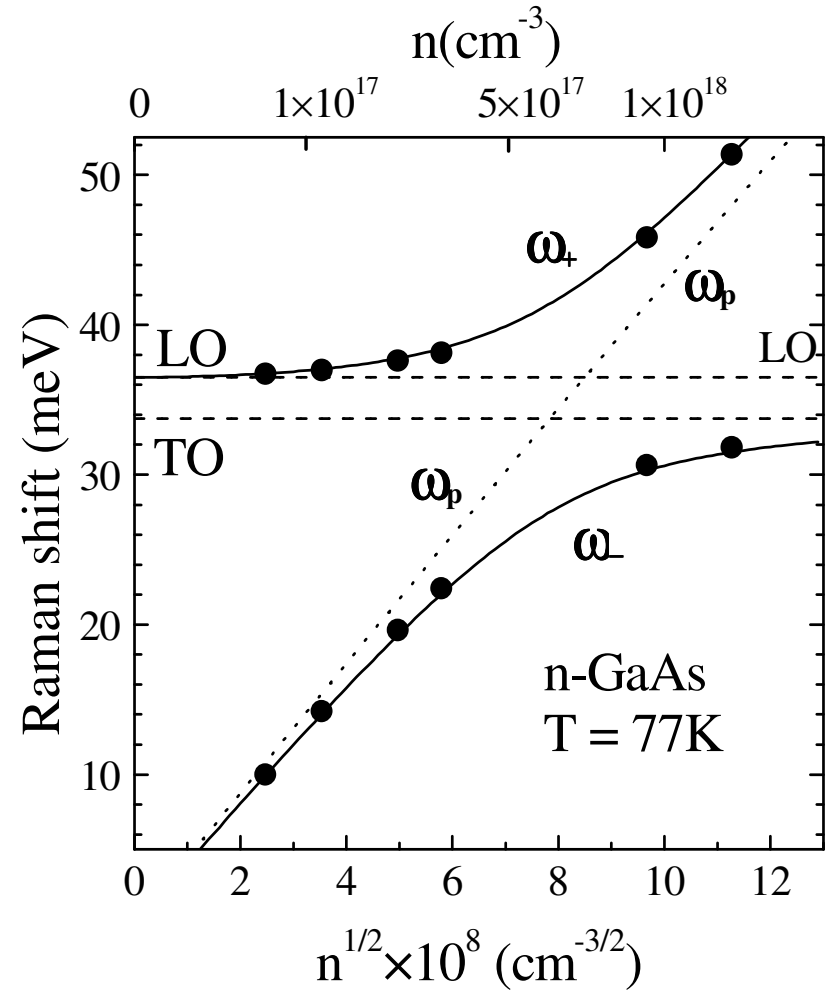
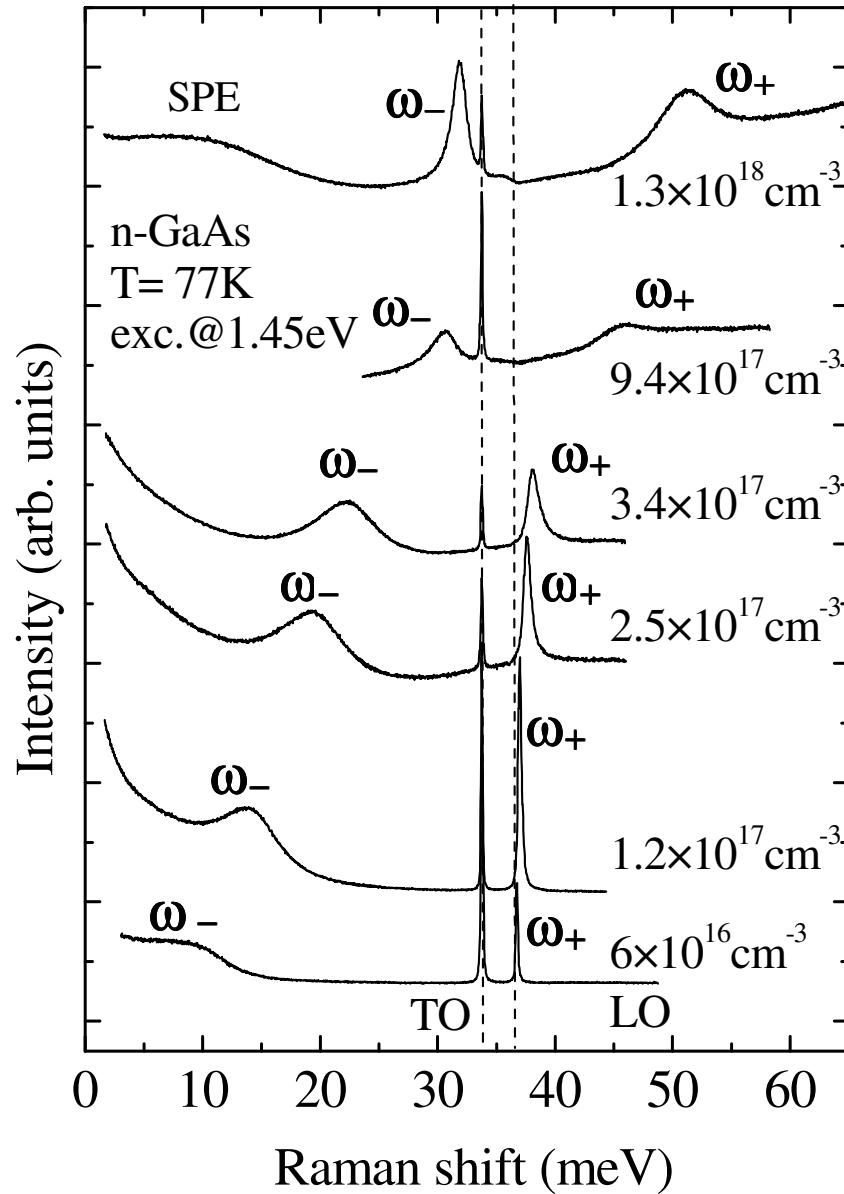


FIG. 1. The longitudinal normal modes $\eta = \omega^2/\omega_{LO}^2$ of the system in the long-wavelength limit, as a function of $\xi = \omega_p^2/\omega_{LO}^2$. The strong and weak coupling cases are $\alpha = 1.1$ and 2.44, respectively.

B.B. Varga, Phys. Rev. **137**, A1896 (1965)

A. Mooradian and B. Wright, PRL **16**, 999 (1966)

Mody sprzężone B=0T (przypomnienie)



$$\omega_p = \sqrt{\omega_+^2 + \omega_-^2 - \omega_{LO}^2}$$

Wpływ pola magnetycznego na plazmę – nowe charakterystyczne wzbudzenie

Rezonans cyklotronowy

$$\hbar\omega_c = \frac{\hbar e}{m^*} B$$

GaAs

$$\frac{\hbar e}{m^*} = 1.72 \text{ meV/T}$$

Warunki rezonansowego oddziaływania

$$\hbar\omega_c = \hbar\omega_{TO} \cong 34 \text{ meV}$$



$$B \approx 20 \text{ T} \quad \hbar\omega_{LO} \approx 36.5 \text{ meV}$$

Takie pola można uzyskać używając magnesów Bitterowskich...

Grenoble...

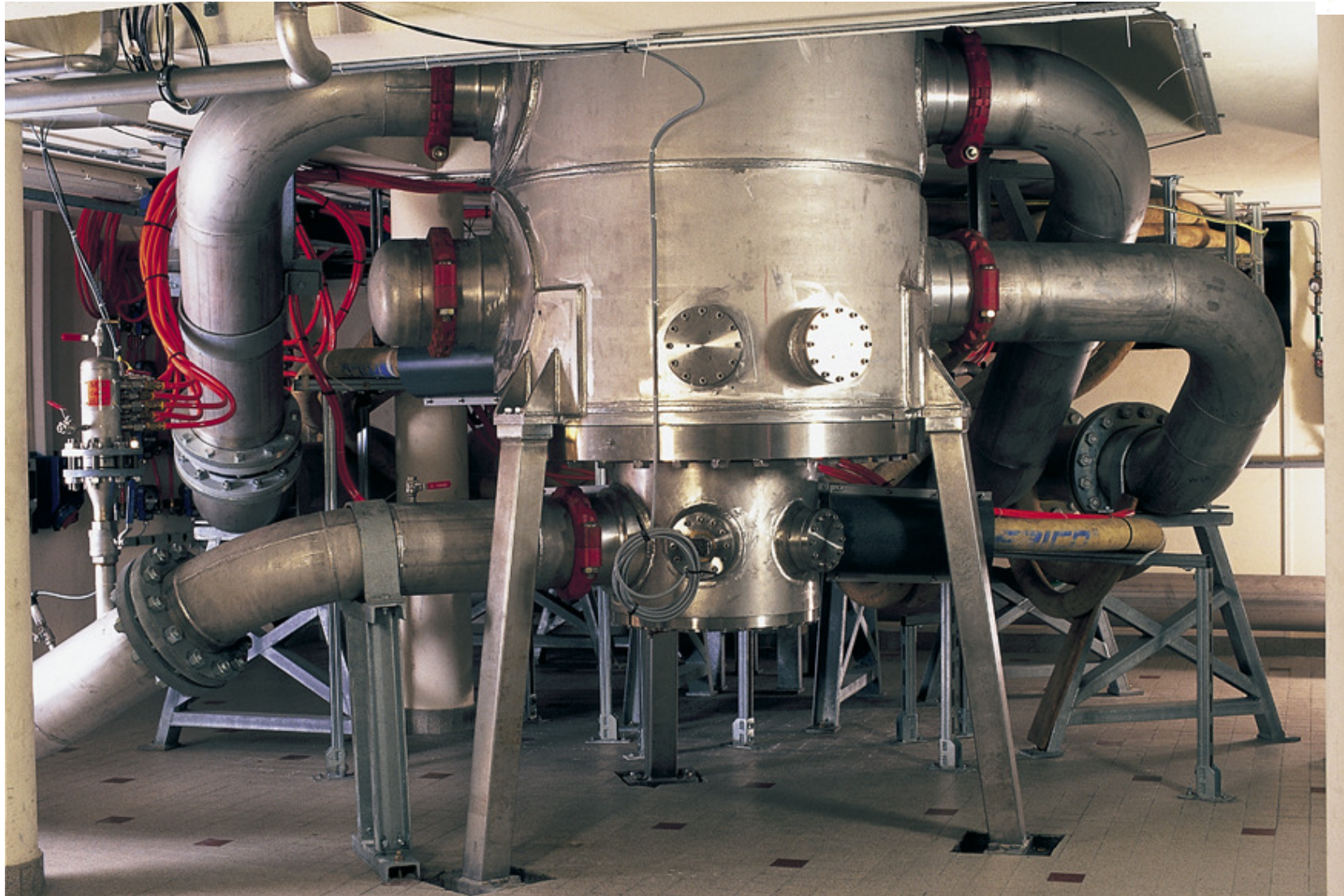




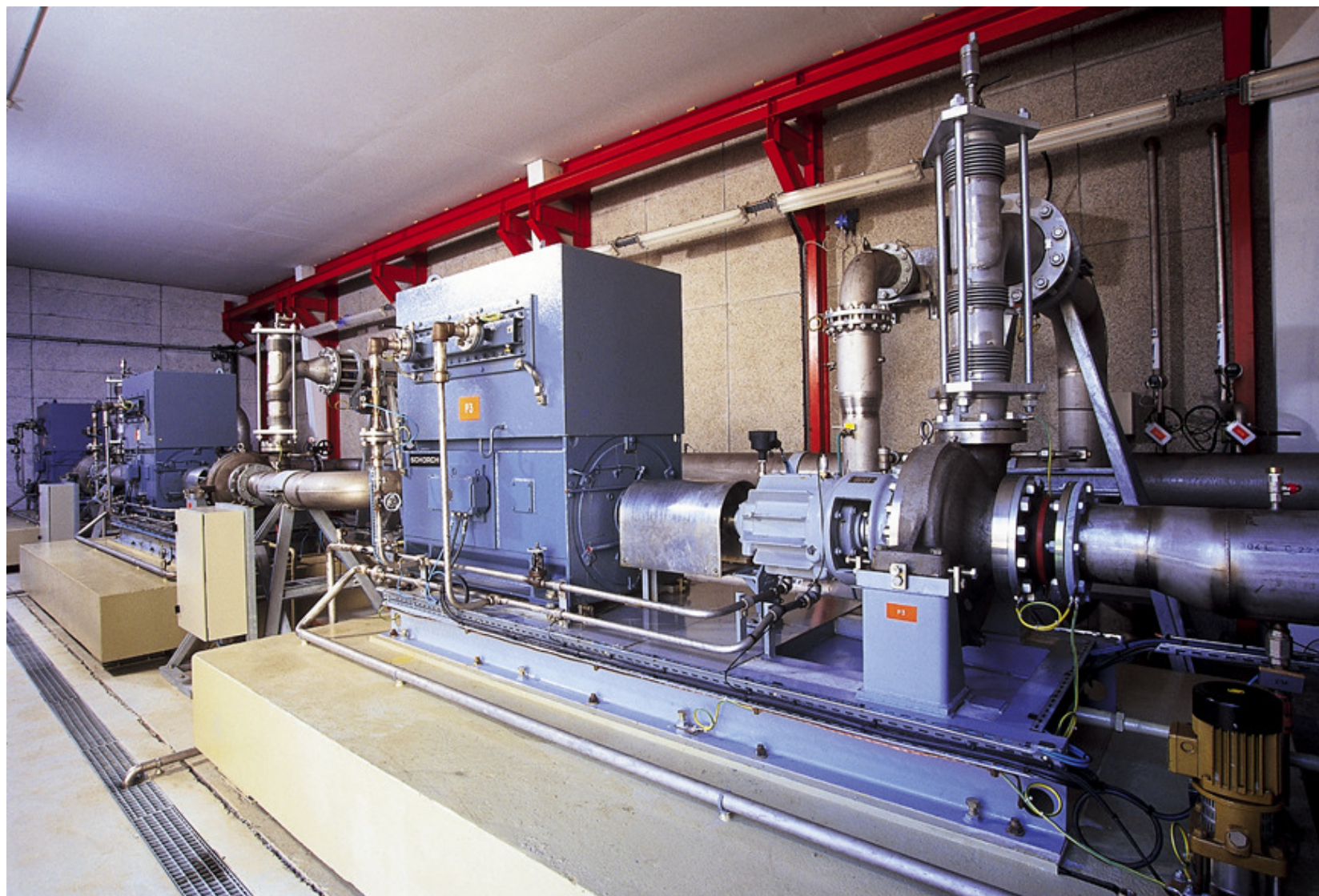
Grenoble High Magnetic Field Laboratory



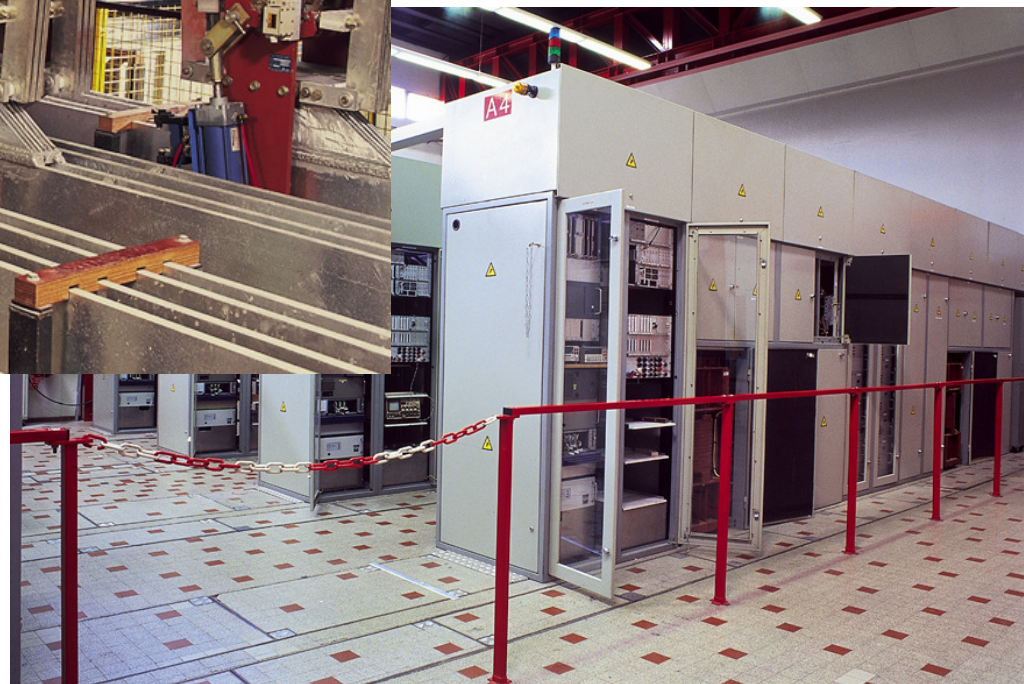
Magnes od spodu...



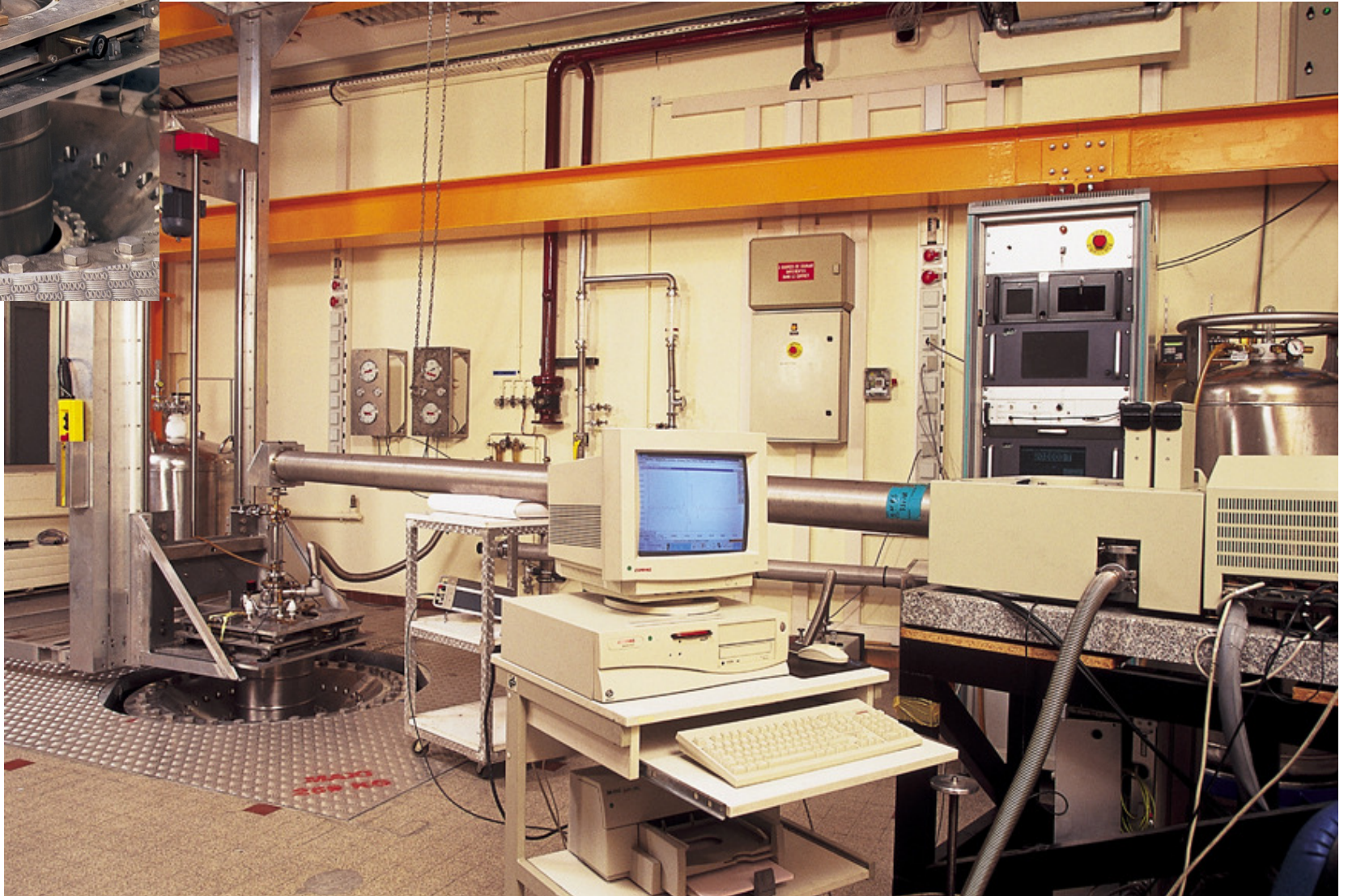
Pompy wodne...



Zasilanie elektryczne

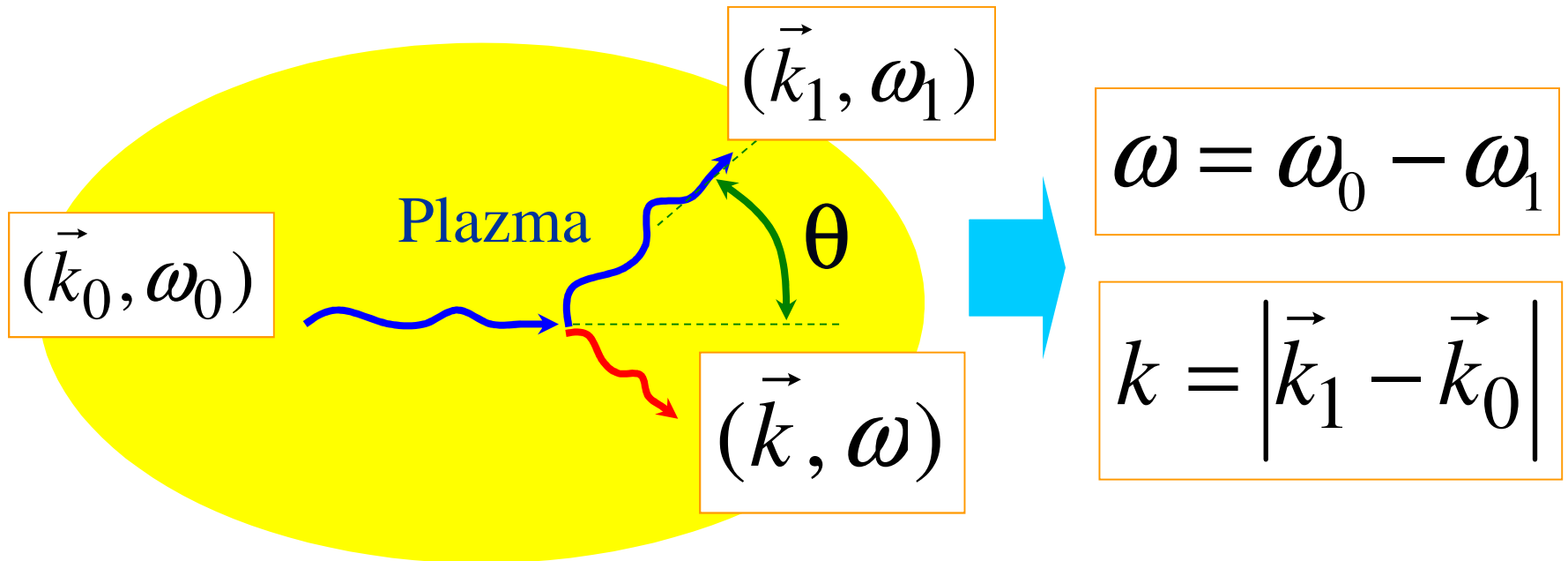


Pomiary optyczne w polu magnetycznym



GHMFL

Idea eksperymentu



$$\omega \cong \omega_p \ll \omega_0 = k_0 c$$



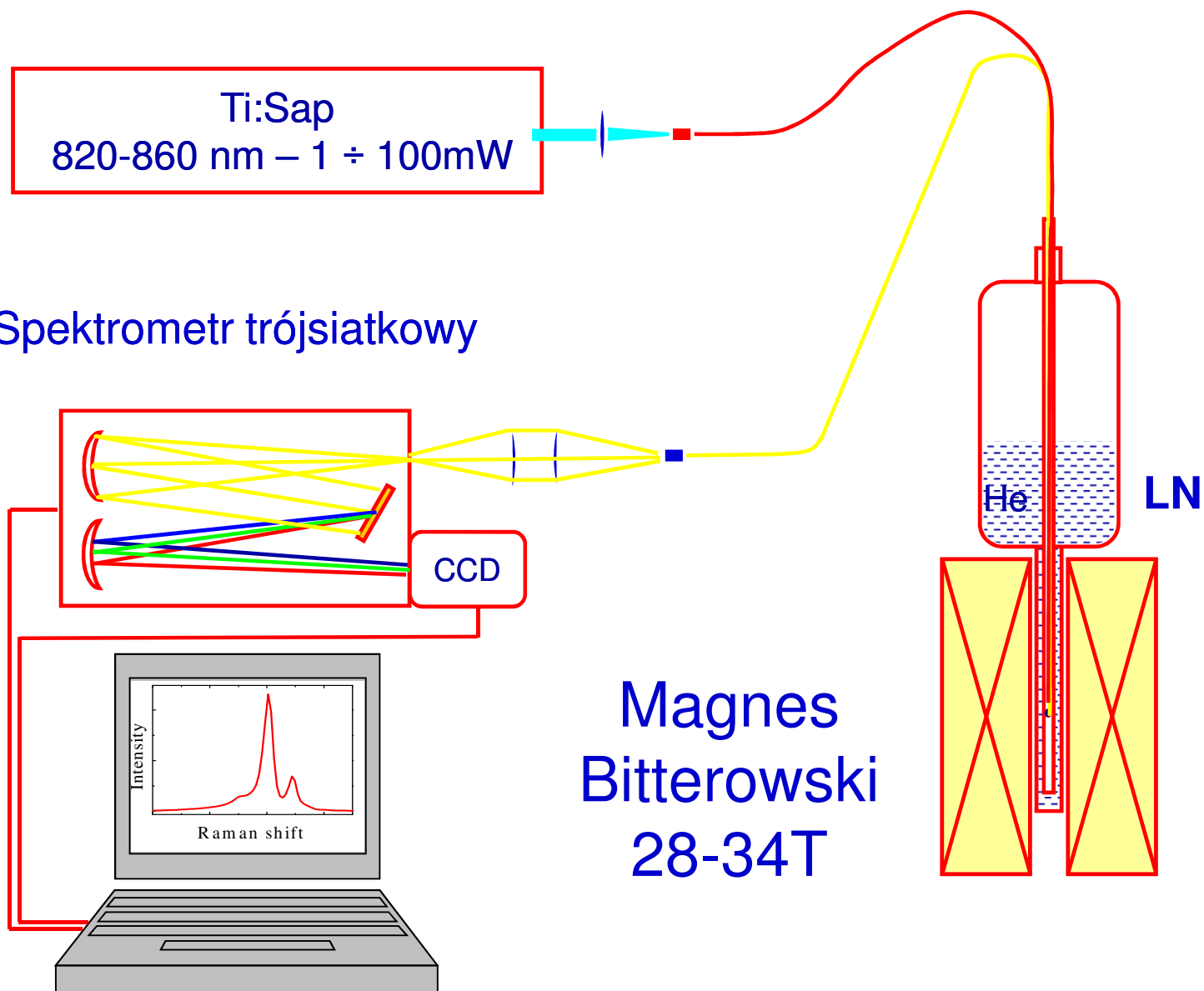
$$k \cong 2k_0 \sin(\theta / 2) \gg \omega / c$$

rozpraszanie
do tyłu (back scattering)

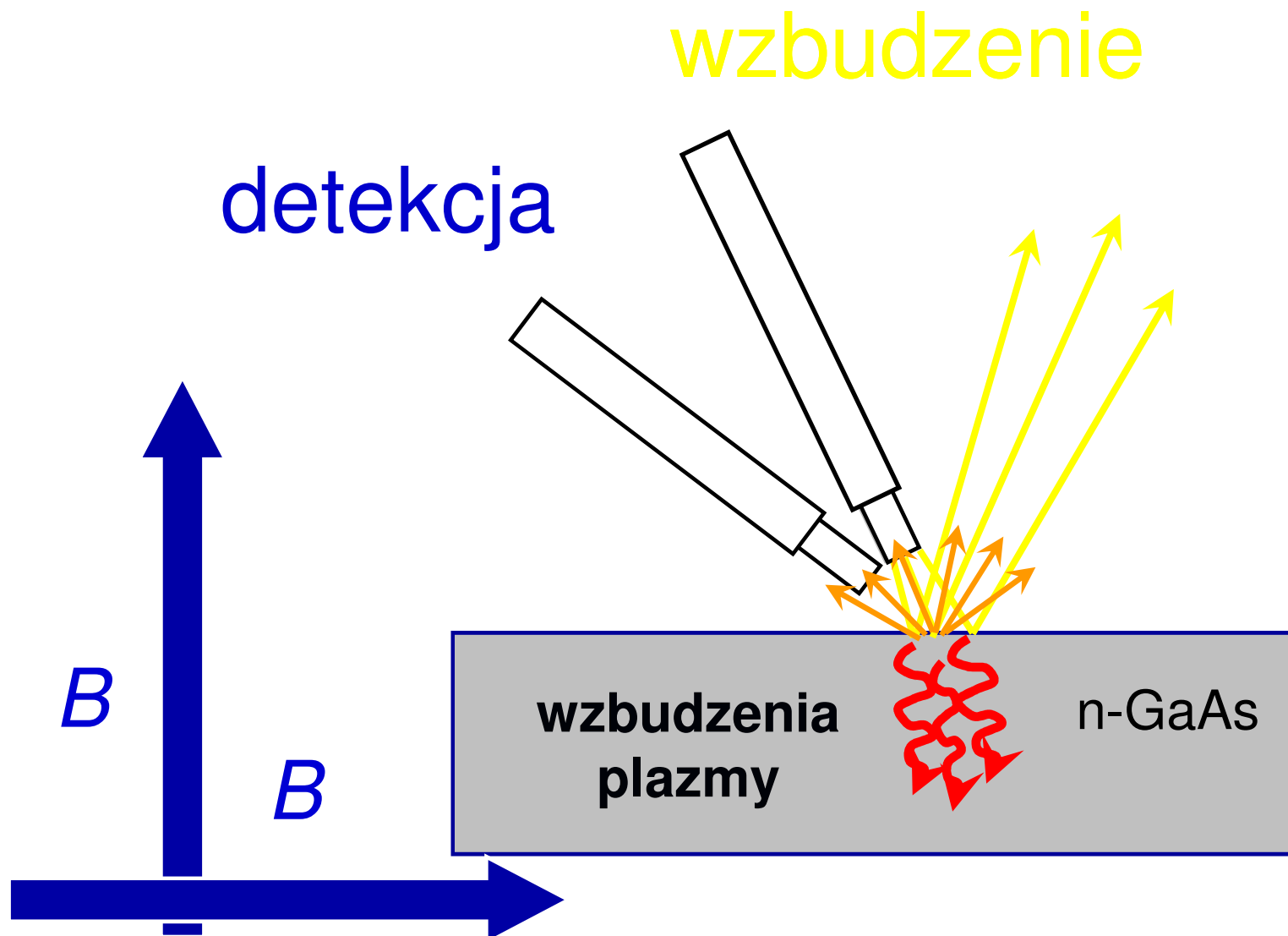


$$k \approx 2k_0$$

Szczegóły eksperymentalne



System światłowodowy



Wzbudzenia podłużne w polu magnetycznym

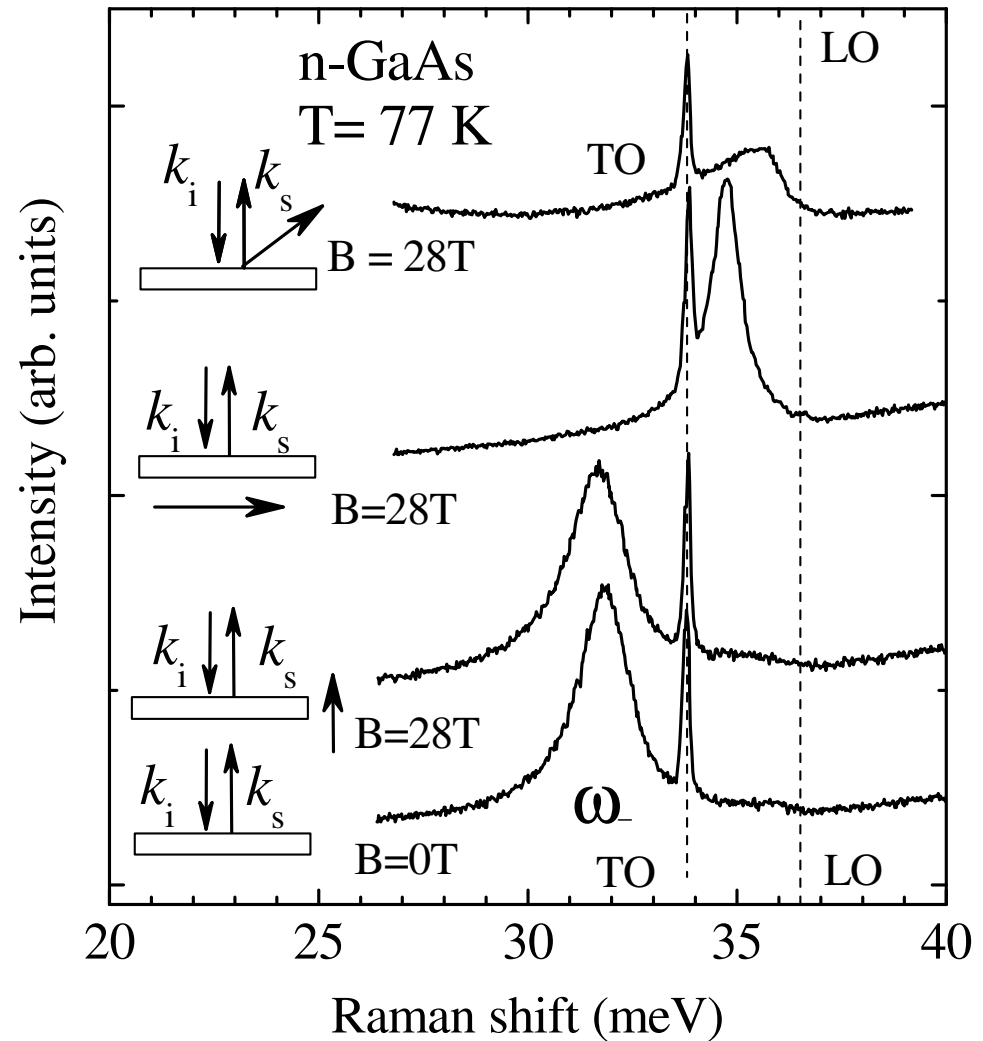
Konfiguracja Faradaya

$$k \parallel B$$



Konfiguracja Voigta

$$k \perp B$$



Mody mieszane!

Podłużno – poprzeczne wzbudzenia

(patrz poprzedni wykład – konfiguracja Voigta)

Nieelastyczne rozpraszanie na plazmie

Równania Maxwella

Tensor przewodnictwa



Odpowiedź plazmy

Przybliżenie
quasi-lokalne



$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega d\omega} \propto \text{Im} \left[k^2 / (\vec{k} \cdot \hat{\epsilon} \cdot \vec{k}) \right]$$



k – małe w porównaniu z k_F (wektor falowy na poziomie Fermiego)
 k – duże w porównaniu ω/c

P. M. Platzman and P. A. Wolff, Waves and Interactions in Solid State Plasmas, Academic Press, New York, 1973

Przybliżenie lokalne

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega d\omega} \propto \text{Im} \left[k^2 / (\vec{k} \cdot \hat{\epsilon} \cdot \vec{k}) \right] \quad \longrightarrow \quad \vec{k} \cdot \hat{\epsilon} \cdot \vec{k} = 0$$

Tensor dielektryczny

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}$$

Funkcja dielektryczna sieci

$$\epsilon_L(\omega) = \epsilon_\infty \frac{\omega^2 - \omega_{LO}^2}{\omega^2 - \omega_{TO}^2}$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= \epsilon_L - \epsilon_\infty \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} \\ \epsilon_{xy} &= i \frac{\omega_c}{\omega} \frac{\epsilon_\infty \omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} \\ \epsilon_{zz} &= \epsilon_L - \epsilon_\infty \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \end{aligned}$$

Próbki z dużą koncentracją elektronów

Konfiguracja Faradaya

$$\vec{B} \sim (0, 0, 1)$$

$$\vec{k} = (0, 0, 1)$$

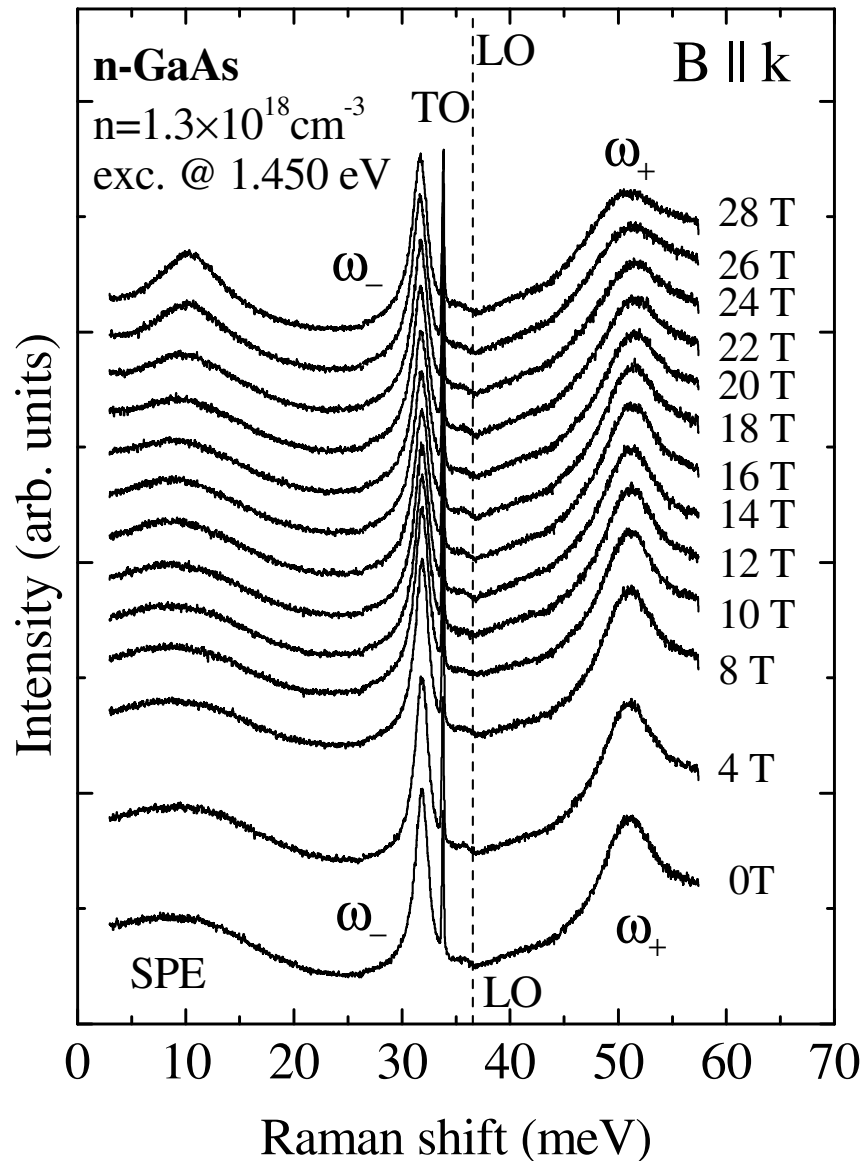
$$\vec{k} \cdot \hat{\epsilon} \cdot \vec{k} = 0$$

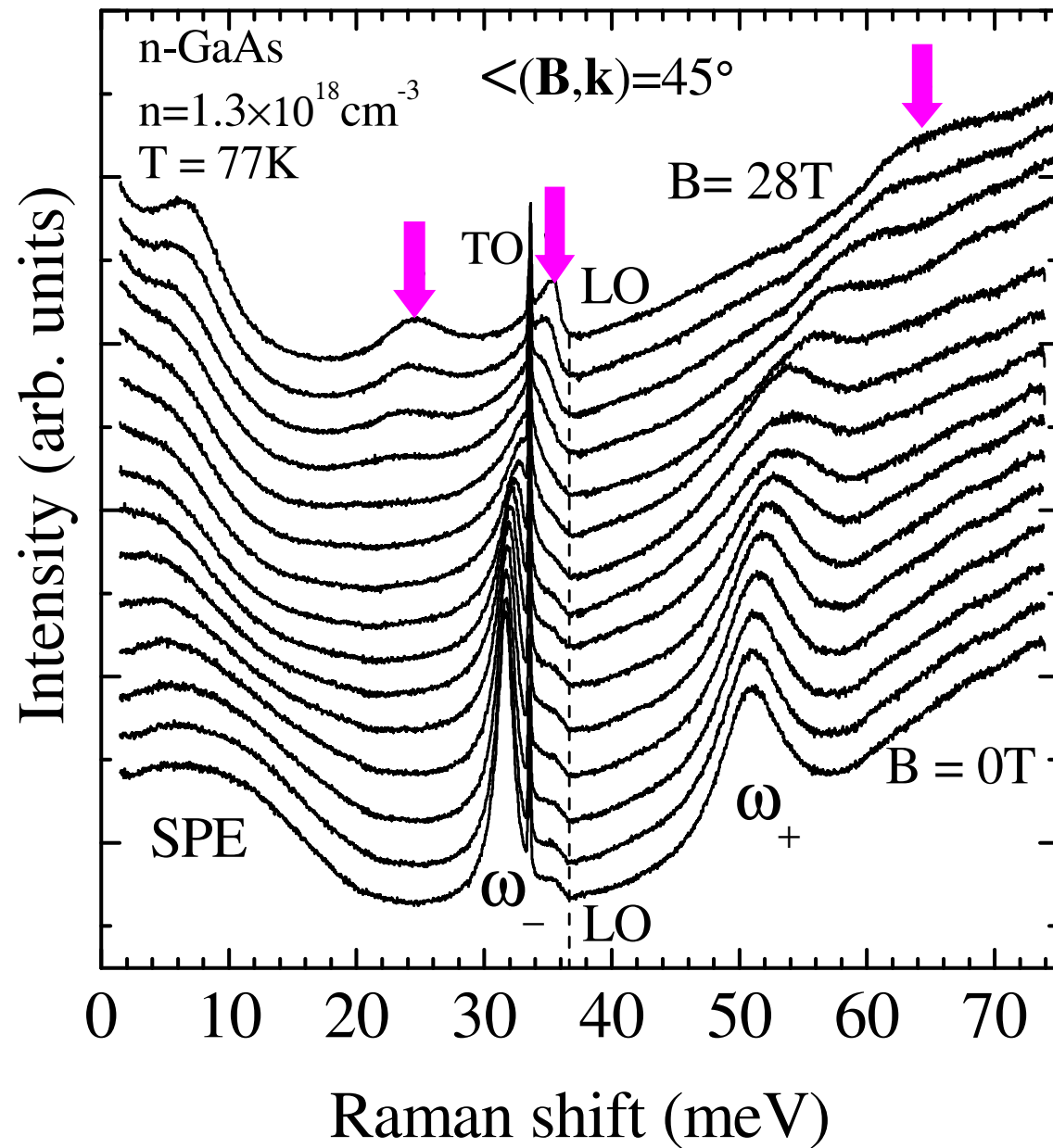
$$(0, 0, 1) \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \epsilon_{zz}$$

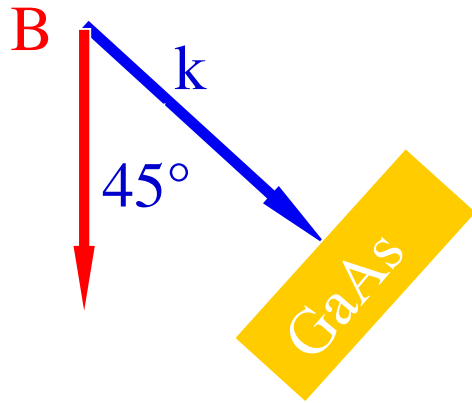


$$\epsilon_{\infty} \frac{\omega^2 - \omega_{LO}^2}{\omega^2 - \omega_{TO}^2} - \epsilon_{\infty} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 0$$

Te same częstotliwości jak bez pola magnetycznego!







$$\vec{B} \sim (0, 0, 1) \quad \vec{k} \sim (0, 1, 1)$$

$$\vec{k} \cdot \hat{\mathcal{E}} \cdot \vec{k} = 0$$

$$(0, 1, 1) \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} = \epsilon_{xx} + \epsilon_{zz}$$

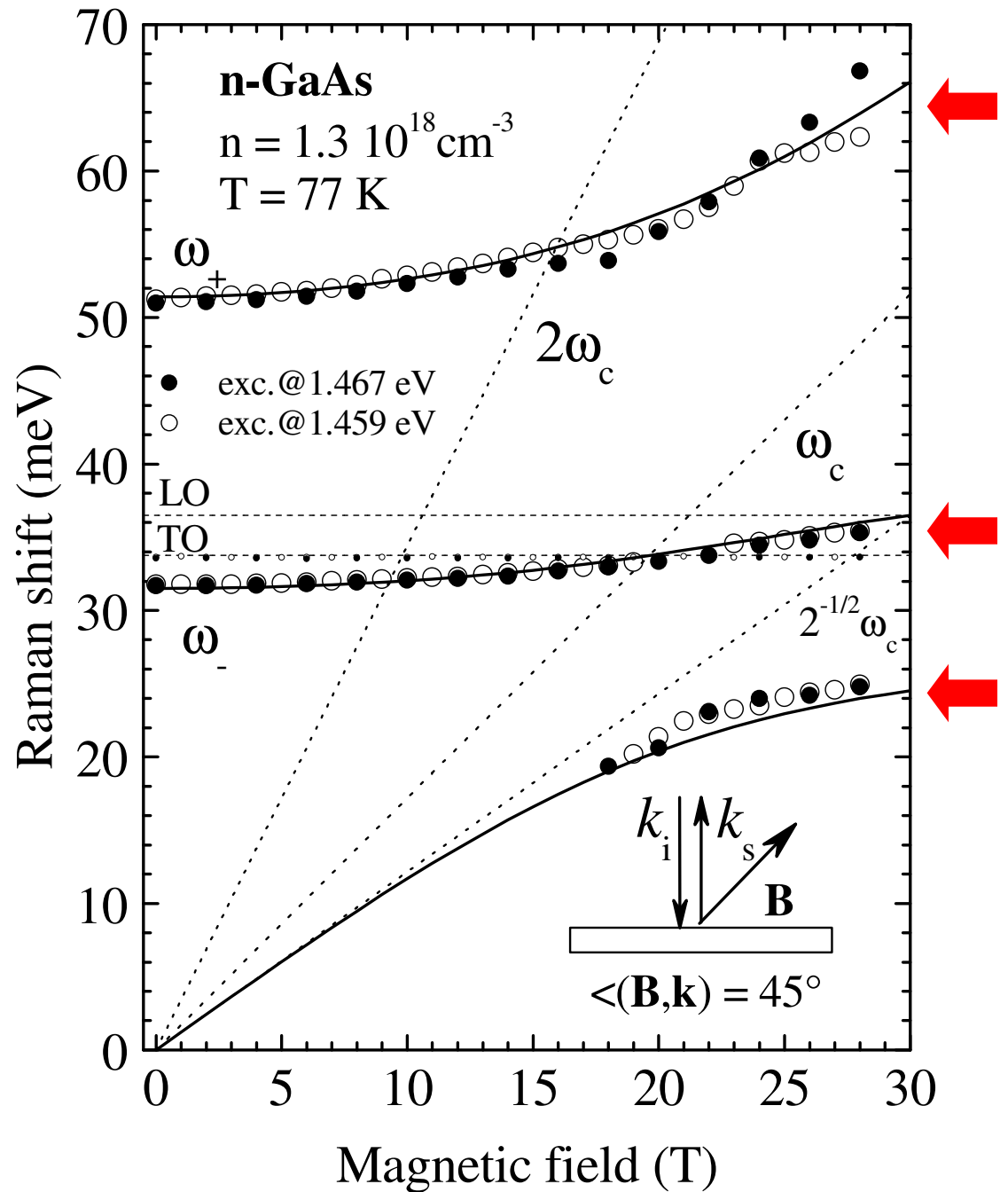
$$\epsilon_{xx} + \epsilon_{zz} = 0$$

Konfiguracja 45°

$$\langle (\vec{B}, \vec{k}) \rangle = 45^\circ$$

$$\vec{B} \sim (0, 0, 1) \quad \vec{k} \sim (0, 1, 1)$$

trzy mody własne



Konfiguracja Voigta $\vec{k} \perp \vec{B}$

$$\vec{B} \sim (0, 0, 1)$$

$$\vec{k} \sim (0, 1, 0)$$

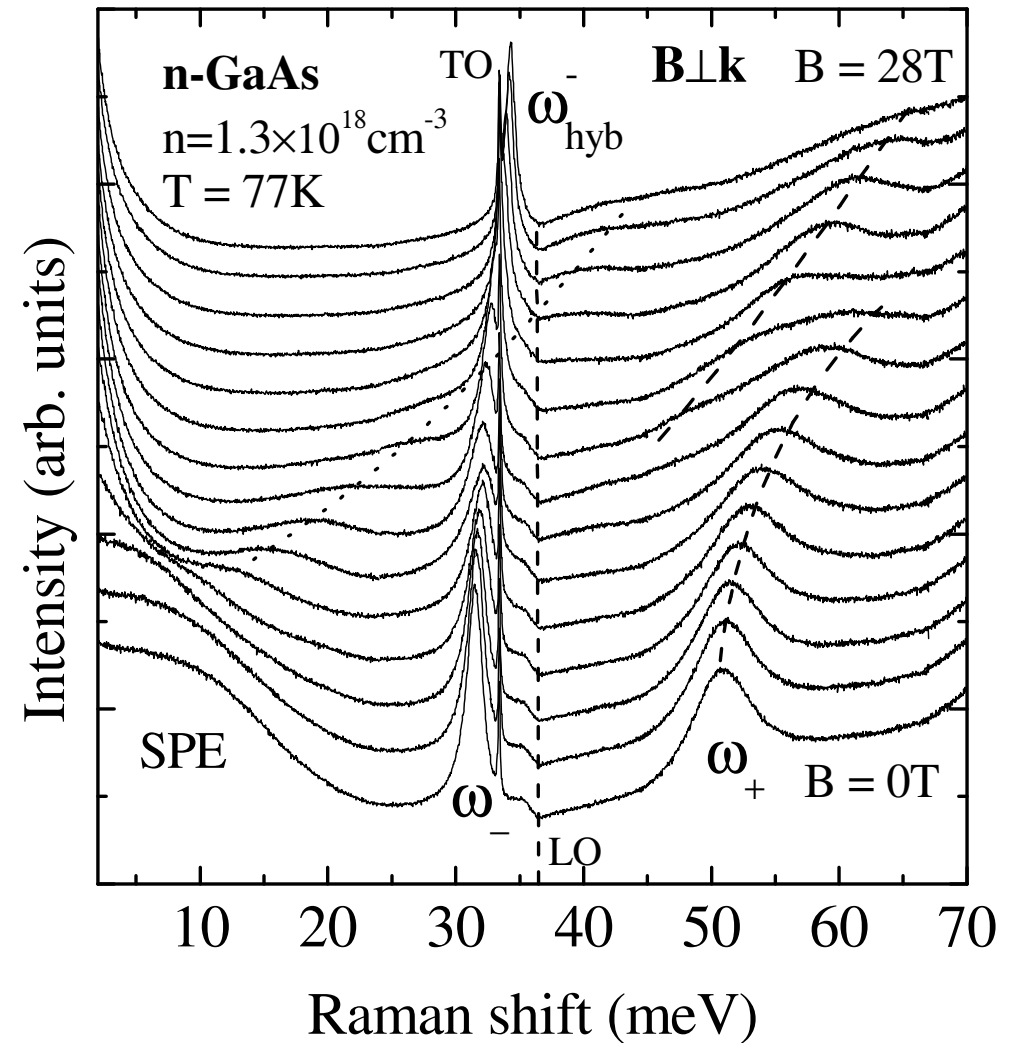
$$\vec{k} \cdot \hat{\epsilon} \cdot \vec{k} = 0 \Rightarrow \epsilon_{xx}(\vec{k}, \omega) = 0$$

Dwa mody hybrydowe

$$\omega_{hyb}^{\pm} = \frac{1}{2} \sqrt{\Omega_c^2 + \omega_{LO}^2 \pm \Delta^2}$$

$$\Omega_c^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2$$

$$\Delta^2 = \sqrt{(\Omega_c^2 + \omega_{LO}^2)^2 - 4(\omega_c^2 \omega_{LO}^2 + \omega_p^2 \omega_{TO}^2)}$$



Pole magnetyczne kreuje nowe wzbudzenia!

Mody Bernsteina...

$$2\omega_c, 3\omega_c, 4\omega_c \dots$$

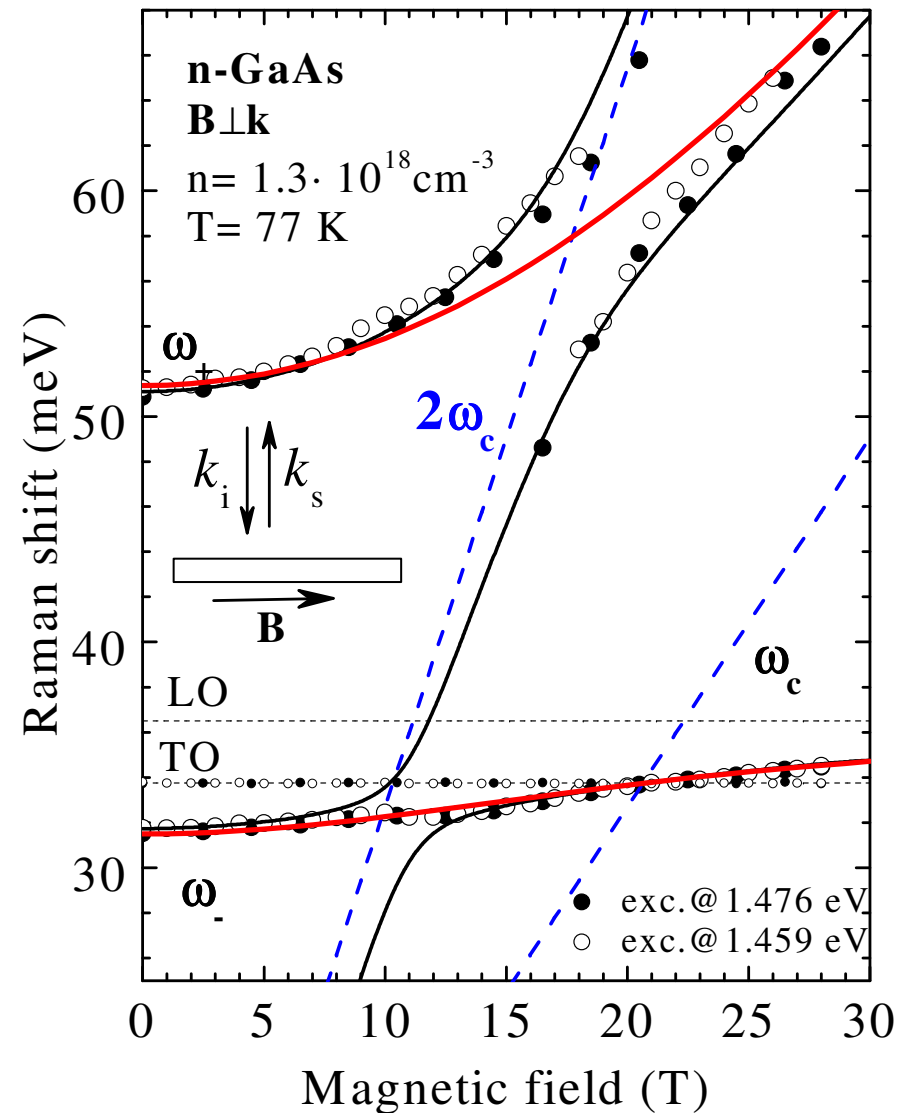
$$\epsilon_{xx}(k, \omega) = \epsilon_L + \chi_{pl}(k, \omega)$$

$$\chi_{pl}(k, \omega) = -\epsilon_\infty \omega_p^2 \left[\frac{1-\lambda}{\omega^2 - \omega_c^2} + \frac{\lambda}{\omega^2 - 4\omega_c^2} \right]$$

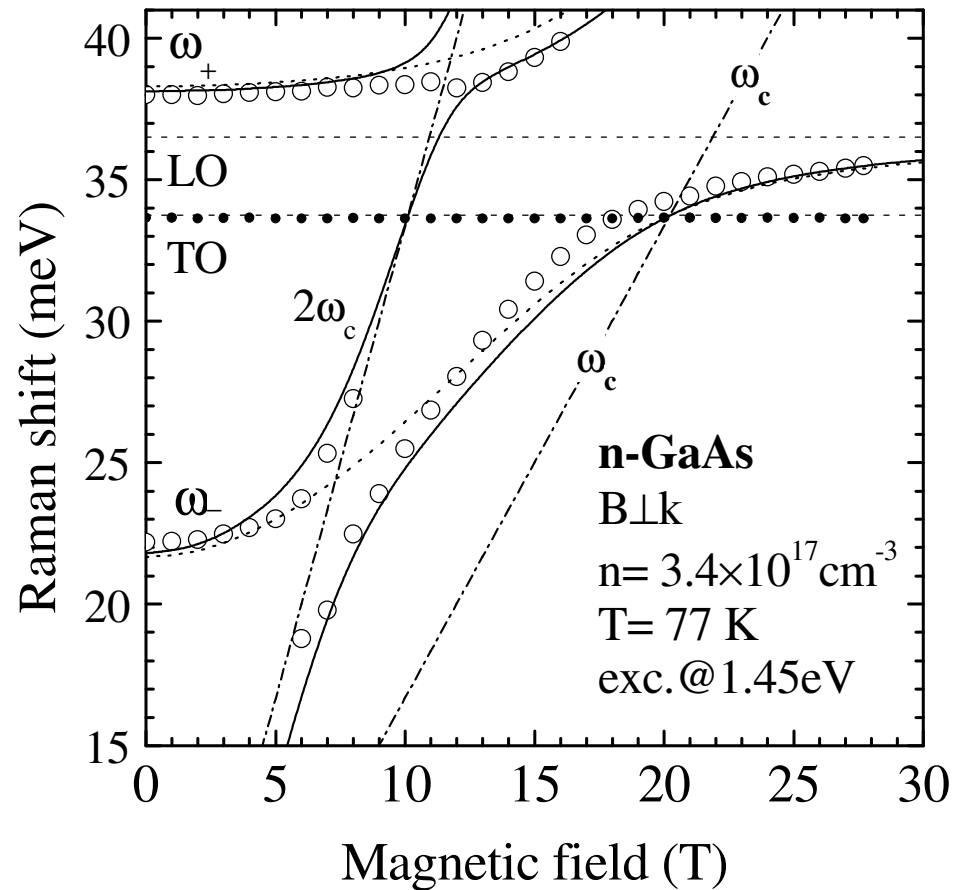
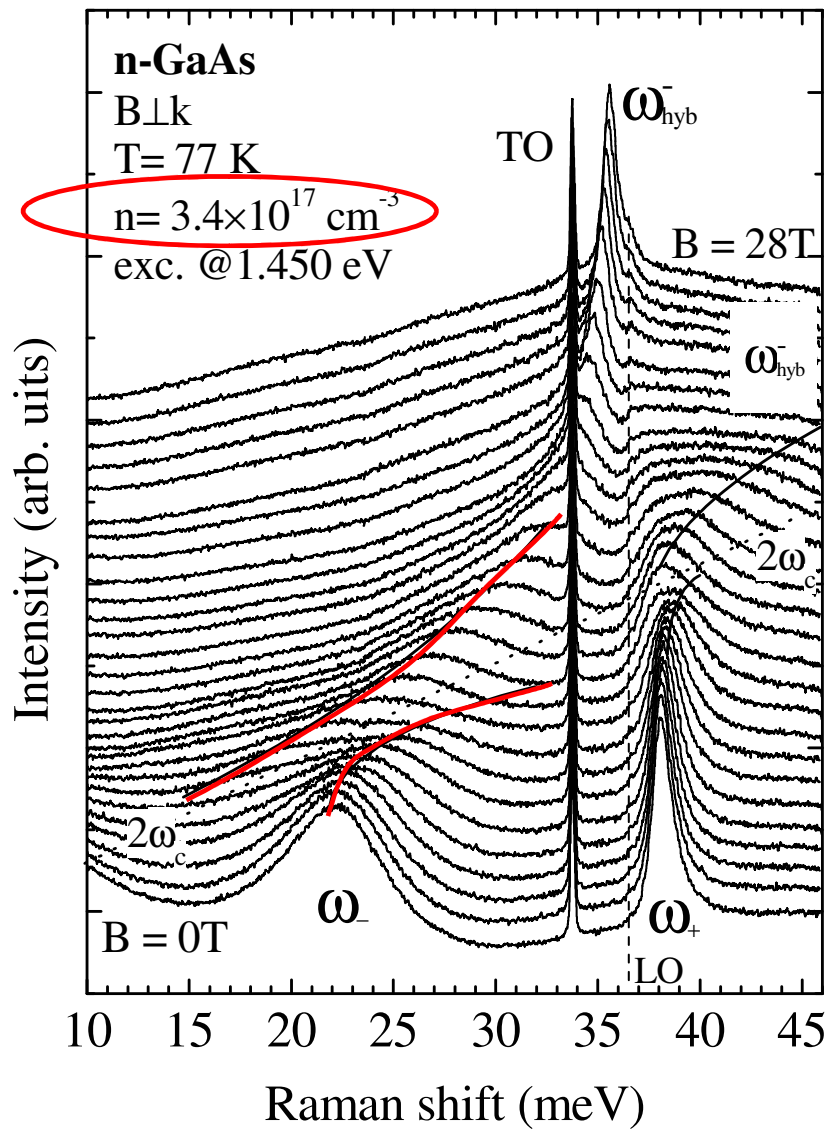
$$\lambda = \frac{k^2}{\omega_c^2} \langle v^2 \rangle$$

$$\langle v^2 \rangle = 3k_B T / m_* \quad \begin{array}{l} \text{Plazma} \\ \text{Maxwellowska} \end{array}$$

$$\langle v^2 \rangle = \frac{6E_F}{5m_*} \quad \begin{array}{l} \text{Plazma} \\ \text{zdegenerowana} \end{array}$$



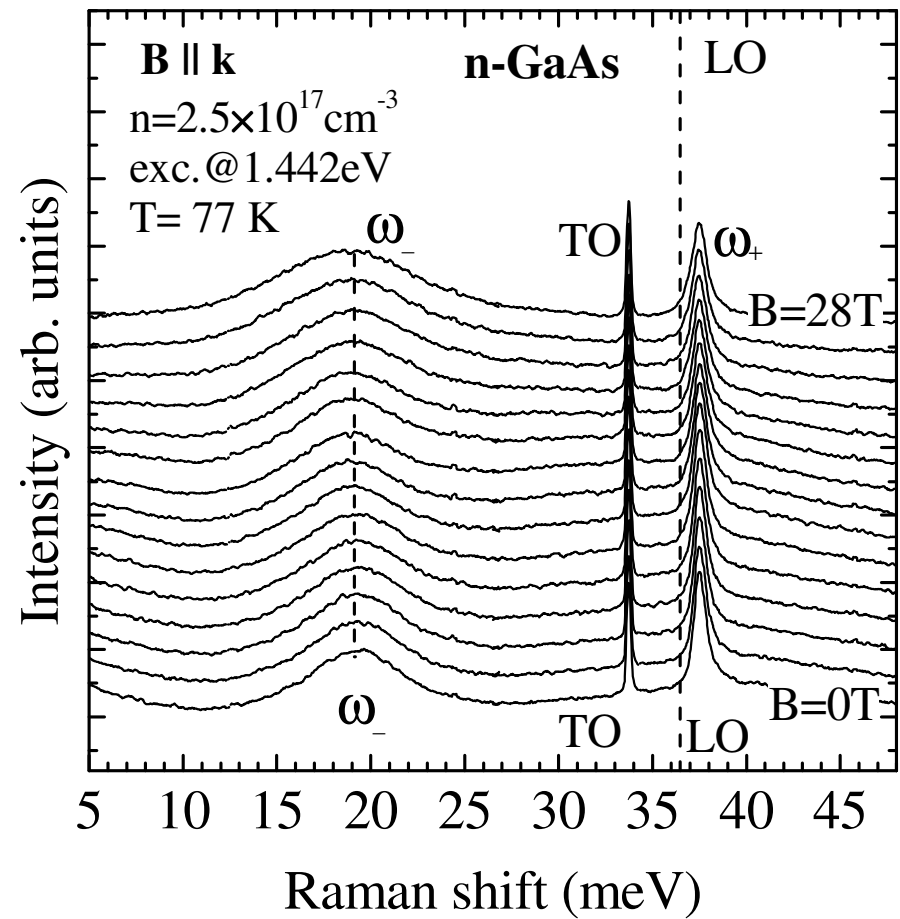
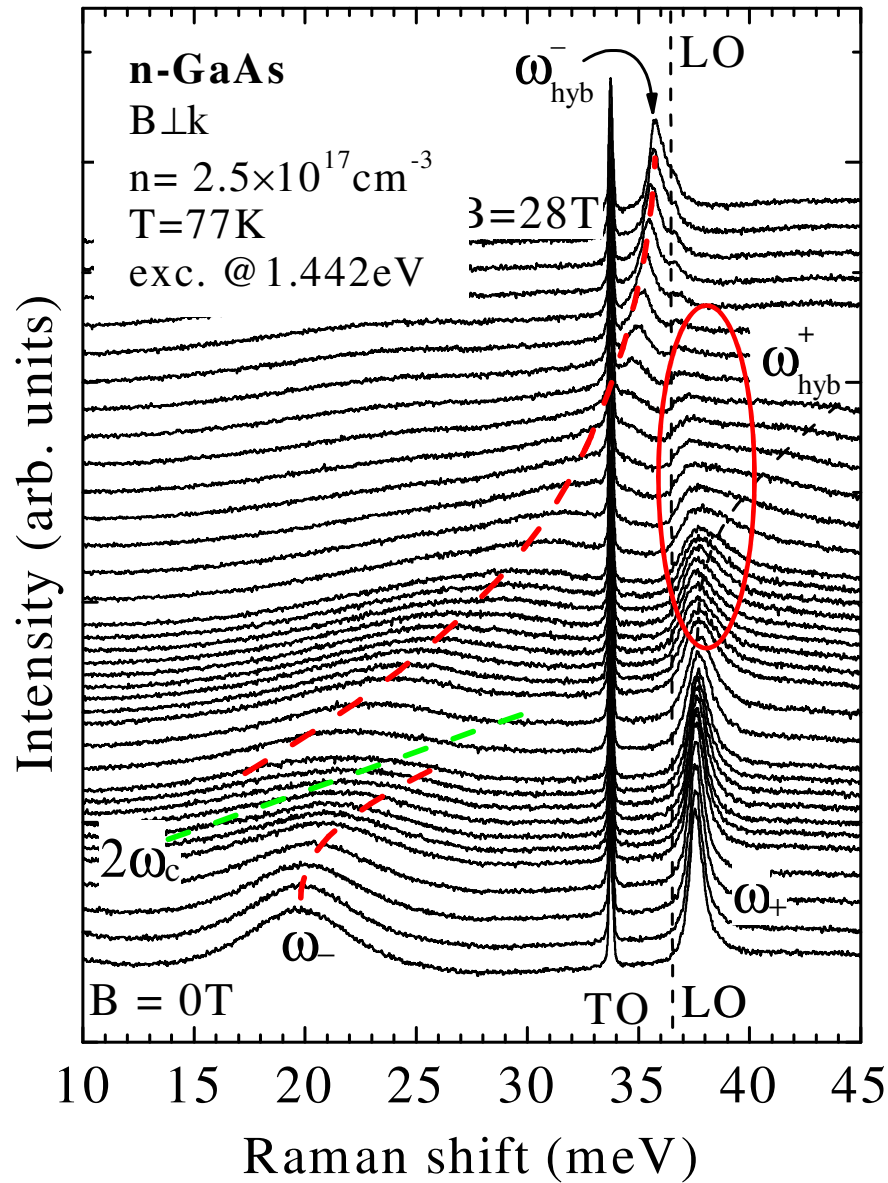
Mody Bersteina – niższa koncentracja



Silniejsze oddziaływanie dla modu plazmono-podobnego...

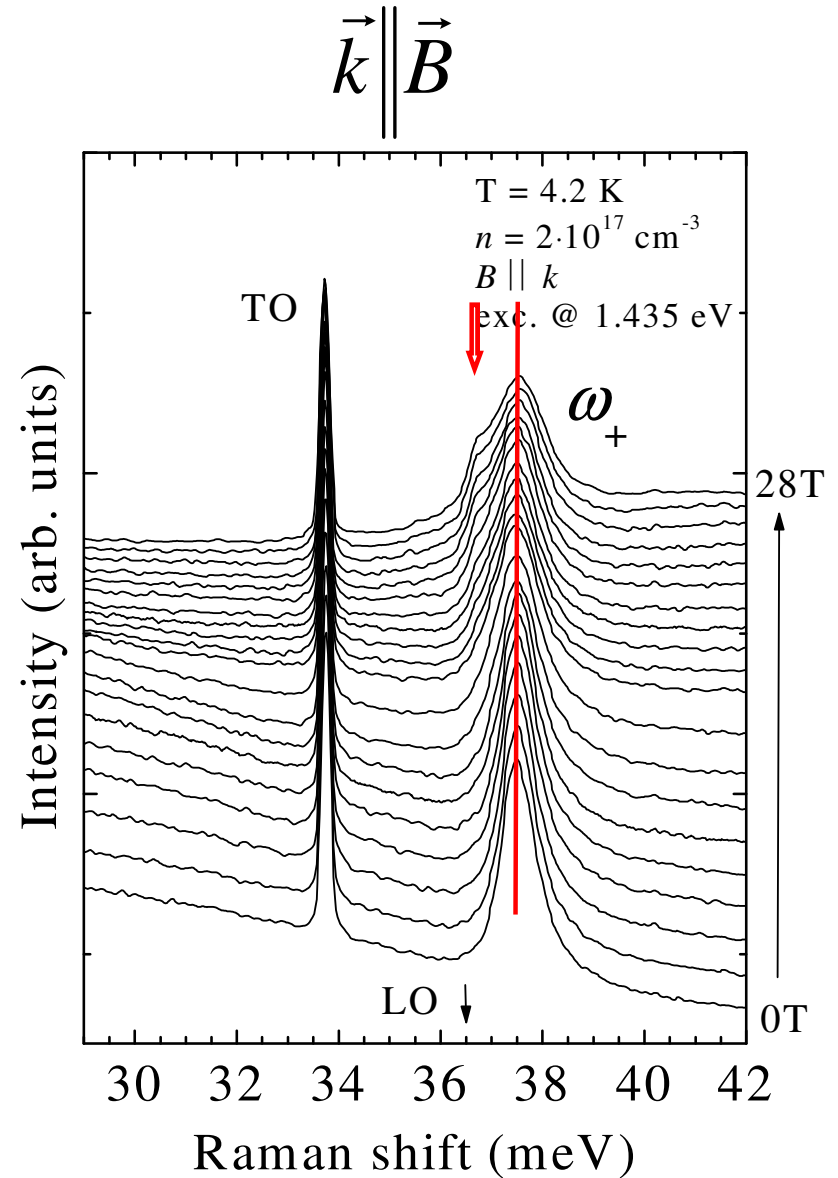
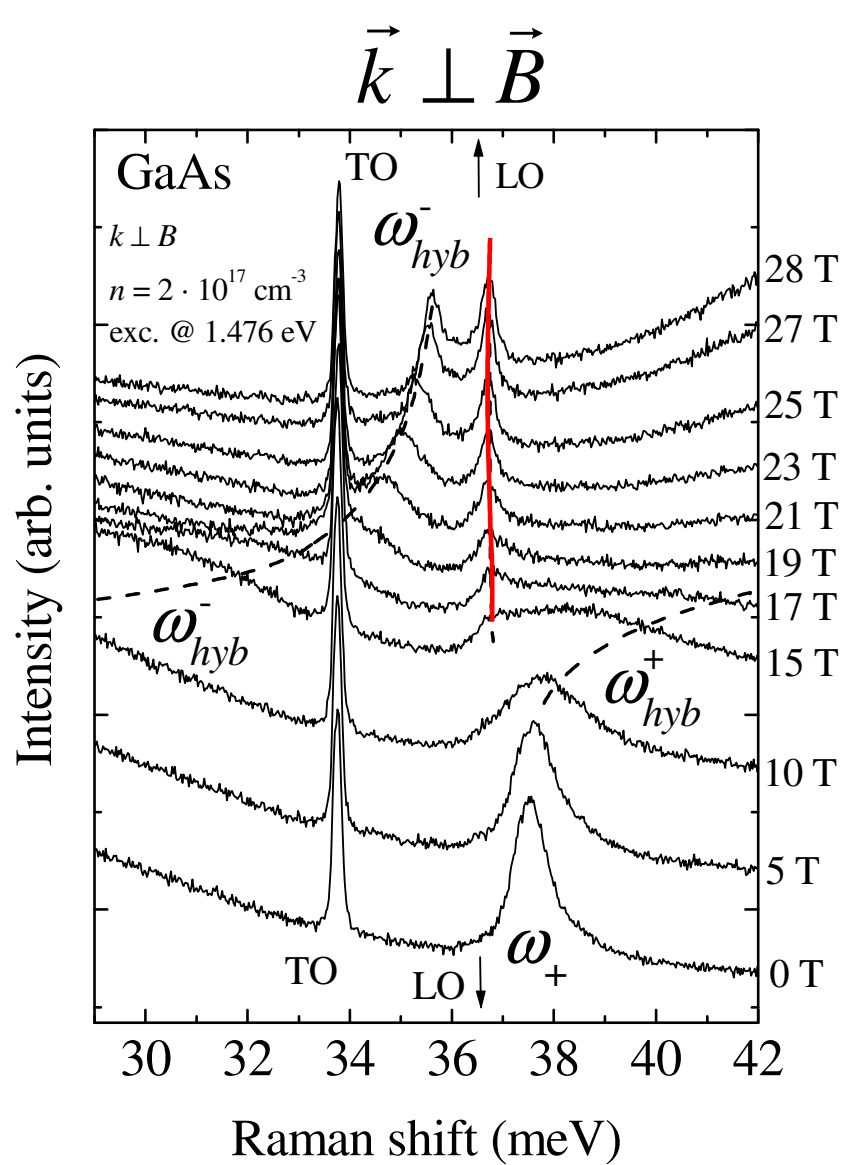
Obszar pośrednich koncentracji nośników

$T = 77\text{K}$



Niska koncentracja, niska temperatura – łamanie reguł wyboru

T = 4.2K

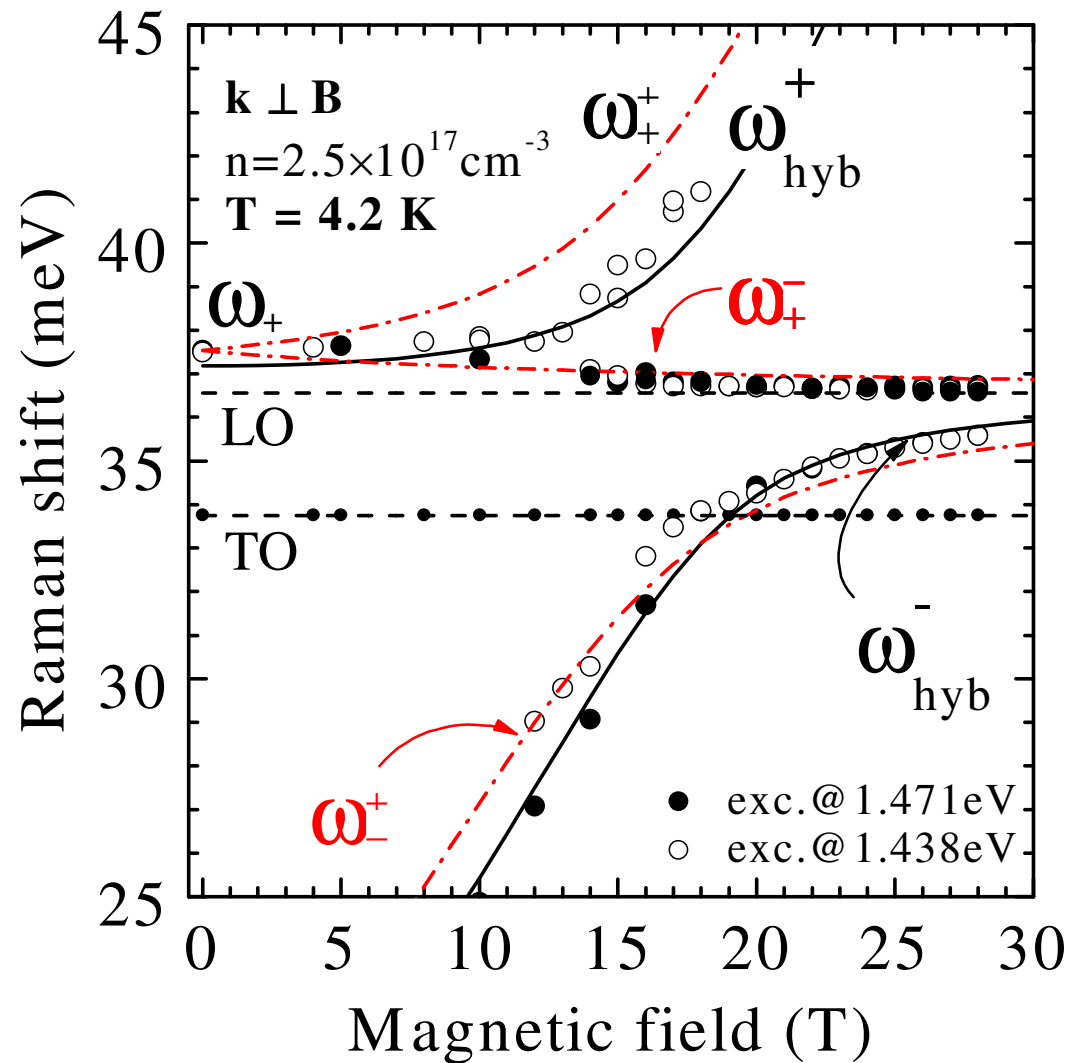


Mody poprzeczne – indukowane nieporządkiem

$$\varepsilon(\omega) = \frac{2\varepsilon_+\varepsilon_-}{\varepsilon_+ + \varepsilon_-}$$

$$\varepsilon_{r,l} = \varepsilon_\infty \left[\frac{\omega_l^2 - \omega^2}{\omega_t^2 - \omega^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \pm \omega_c)} \right]$$

4 dodatkowe mody



Efekt dyspersji

3D Plazma zdegenerowana

$$\omega_p^2(k) \cong \omega_p^2(0) + \frac{3}{5} k^2 v_F^2$$

$$v_F = \frac{\hbar k_F}{m^*}$$

prędkość na poziomie Fermiego

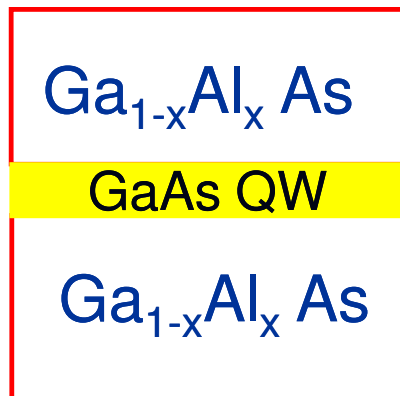
Plazma niezdegenerowana

$$\omega_p^2(k) \cong \omega_p^2(0) + 3 k^2 V_{th}^2$$

$$V_{th}^2 = \frac{k_B T}{m^*}$$

średnia prędkość termiczna gazu elektronowego

2D Plazma zdegenerowana w studni kwantowej



$q_{||}$

$$\omega_p^2(k) = \frac{n_{2DEG} e^2}{2m^* \epsilon_0 \epsilon_\infty} k^2$$

propagacja w płaszczyźnie studni

Plazmony w studniach kwantowych

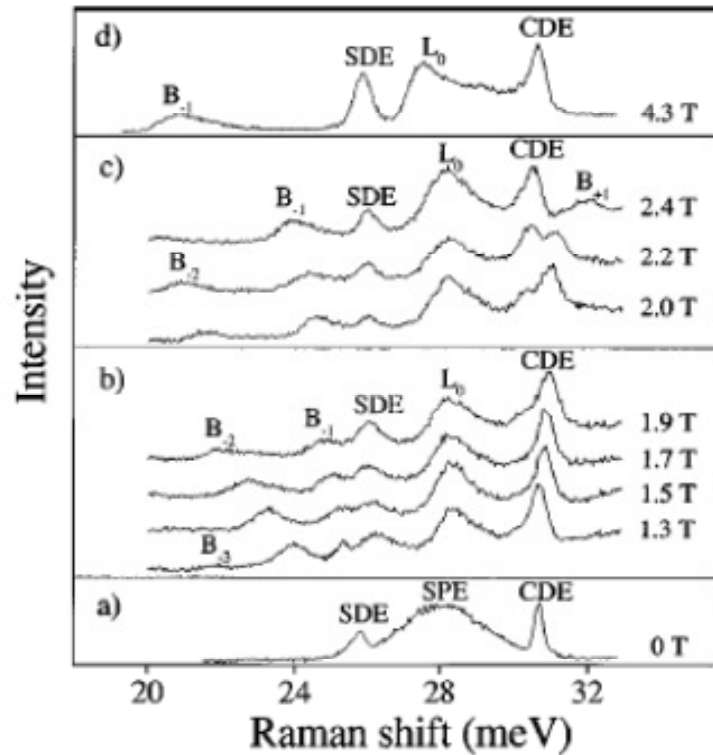
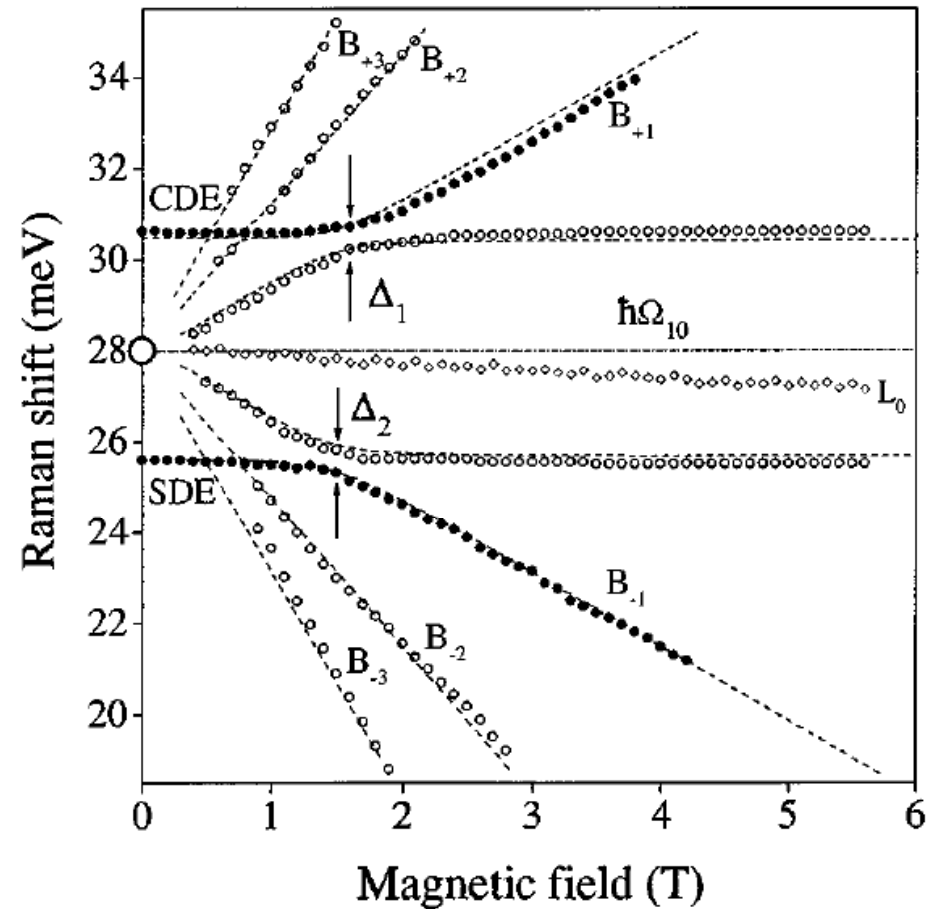


FIG. 1. Inelastic light scattering spectra of a sample with QW width of 250 Å and $n_z = 6.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ measured at $q = 0.4 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$, $E_z = 1.587 \text{ eV}$, and different magnetic fields.



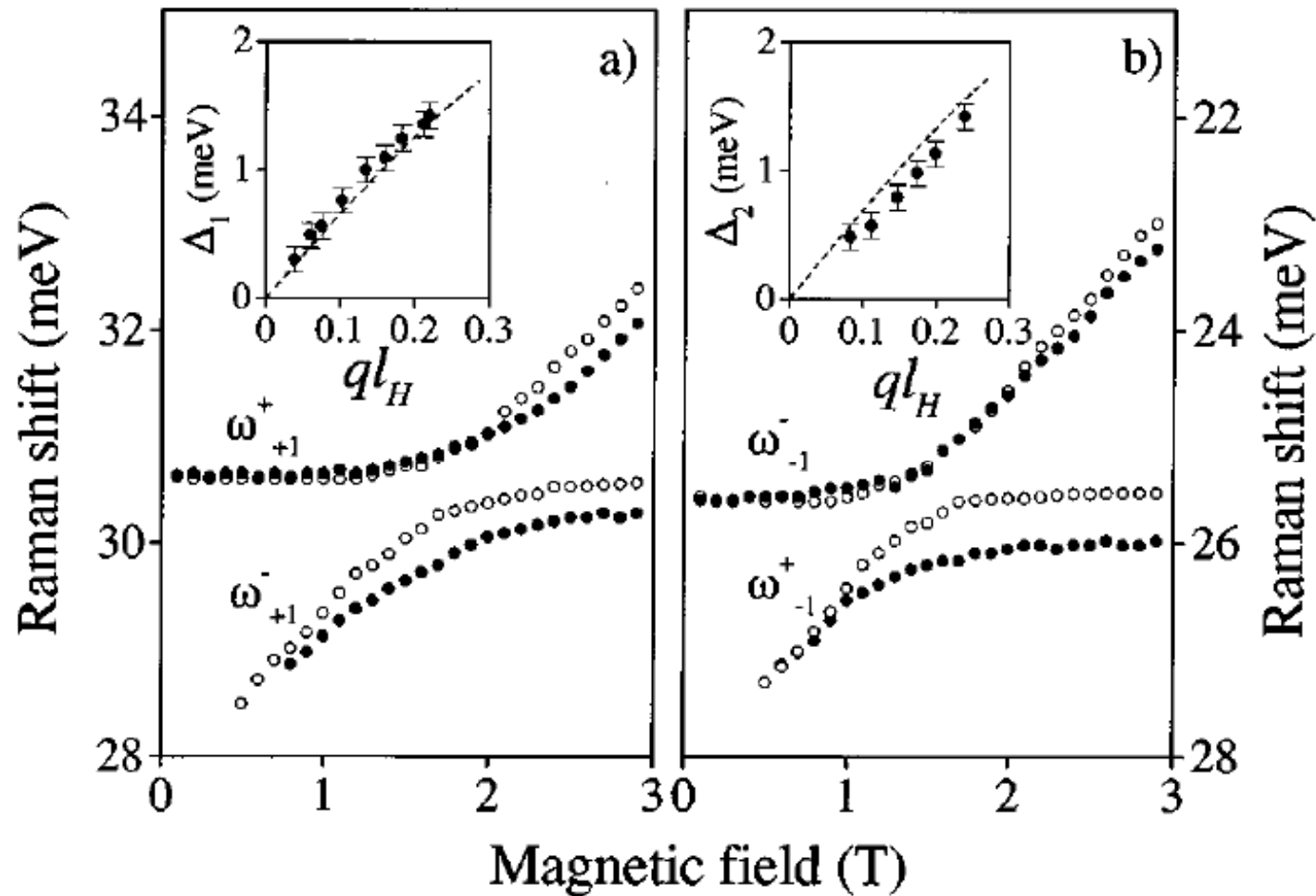
Pobudzenie rezonansowe

CDE – charge density excitations

SDE – spin density excitations

V. E. Kirpichev et al. Phys. Rev. B **59**, R 12751 (1999)

Rozszczepienie proporcjonalne do wektora falowego q



V. E. Kirpichev et al. Phys. Rev. B **59**, R 12751 (1999)

Oddziaływanie rezonansu cyklotronowego z fononem LO

Temat kontrowersji...

Fröhlich Mass in GaAs-Based Structures

C. Faugeras,¹ G. Martinez,¹ A. Riedel,² R. Hey,² K.J. Friedland,² and Yu. Bychkov^{1,3}

¹Grenoble High Magnetic Field Laboratory, MPI-FKF and CNRS, BP 166, 38042 Grenoble CEDEX 9, France

²Paul Drude Institute, Hausvogteiplatz 5-7, D-10117 Berlin, Germany

³L.D. Landau Institute for Theoretical Physics, Academy of Sciences of Russia, 117940 Moscow V-334, Russia

(Received 7 July 2003; published 12 March 2004)

