

を調べると、この近似解によるスペクトルの能率は、 $l=0\sim 3$ については、厳密に(9)に一致することがわかるので、最終的に求めるべきスペクトルも、ここで求めた近似的なスペクトルとあまり著しい違いはないように思われる。

また、この近似の範囲内で有限温度のスペクトルを求めることや、発揮スペクトルを求めることは、(7)、(8)の解を使えば、極めて容易に実行できる。

文 献

- 1) Y. Toyozawa ; "Dynamical Processes in Solid State Optics" ed. Kubo and Kamimura, Syokabo, 1967, p.90
- 2) Y. Toyozawa ; ISSP Technical Report A373 (1969)
- 3) L. Van Hove ; Physica 21 (1955) 901
- 4) Y. Toyozawa ; J. Phys. Chem. Solids 25 (1964) 59
- 5) Y. Toyozawa and J. Hermanson ; Phys. Rev. Letters 21 (1968) 1637
Y. Toyozawa ; ISSP Technical Report A369 (1969)
- 6) Y. Toyozawa ; Prog. Theor. Phys. 26 (1961) 29,
"Polarons and Excitons" ed. Kuper and Whitfield, p.211
- 7) Y. Toyozawa, M. Inoue, T. Inui, M. Okazaki and E. Hanamura ; J. Phys. Soc. Japan 22 (1967) 1337

磁場によつて誘起されるポーラロン効果 (I)

九大教養 中山正敏
住 齋

磁場中の有極性結晶中の0フォノンランダウ準位(または付随した励起子)

不純物状態), $|a\rangle$, $|b\rangle$ のエネルギーが $E_b \sim E_a + \hbar\omega_0$ の時には, $|b\rangle$ は 1 フォノン状態 $|a, \vec{q}\rangle$ と共鳴的に相互作用し, 大きく乱される (\vec{q} は, フォノンの波数)。 $|a\rangle$ が自由電子, 自由励起子の場合には, $|a, \vec{q}\rangle$ はフォノン放出の反跳運動エネルギーのため下限 $E_a + \hbar\omega_0$ を持つ連続帯となる。強磁場極限では, 反跳運動エネルギーは磁場方向の運動エネルギーであるから, 連続帯の状態密度は, 下端で $^{-1/2}$ 乗で発散する。 $|a\rangle$ が束縛励起子, 不純物状態の場合には, 反跳運動はなく, 異なる \vec{q} の状態が $E_a + \hbar\omega_0$ に縮退している。この両者の場合には, $|b\rangle$ と $|a, \vec{q}\rangle$ の相互作用の結果, 図 1 に示すように新しい状態 $|\beta^\pm\rangle$ が現われる。

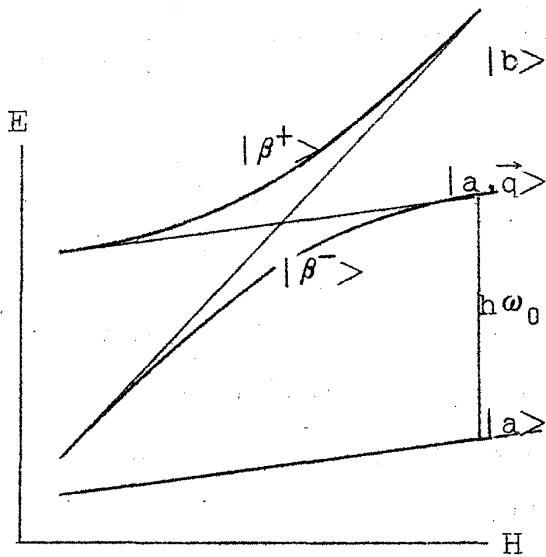


図 1

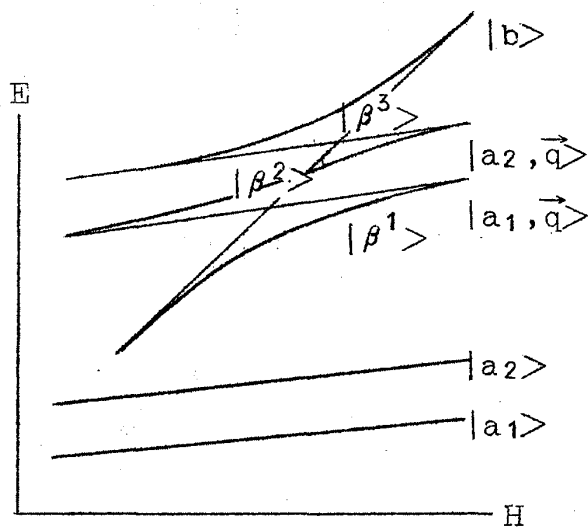


図 2

$|\beta^-\rangle$ は, 巾を持たない状態で, H を強くして行つても $E_a + \hbar\omega_0$ で頭打ちとなる。これを clamping という。 $|a, \vec{q}\rangle$ が連続帯の場合には, $|\beta^+\rangle$ は有限の寿命を持つ準定常状態である。 $|a\rangle$ が離散的構造を持つ場合には, 各準位 + 1 フォノン状態に順次に clamp する図 2 のようなエネルギー準位が期待される。強磁場極限以外の自由励起子の場合には反跳連続帯の状態密度が下端で発散しないので, 準位図も図 1 のように単純ではなくなる (住氏の報告参照)。

これ迄の研究は, 主として N 形 InSb において, $|b\rangle$ を終状態とする光磁気現象として観測された。以下にその要点を列記する ($|N\uparrow\rangle$, $|N\downarrow\rangle$ は, 量子数 N の \uparrow, \downarrow スピンランダウ準位)

(1) 帯間光磁気吸収 ($|a\rangle$ は $|0\uparrow\rangle$ 励起子。 $|b\rangle$ は $|1\uparrow\rangle$ 励起子)。図2の型の微細構造が E_b の右側に観測されたが、左側にあるべき $|\beta^2\rangle$ の尾が観測されていない。 ([1])

(2) サイクロトロン共鳴 ($|a\rangle$ は $|0\uparrow\rangle$, $|b\rangle$ は $|1\uparrow\rangle$)。図1の型の準位が検証された。低磁場の $|\beta^-\rangle$ を直線状に外挿した値よりも $|\beta^+\rangle$ の高磁場漸近線が上にある。このことは、 $\omega_c > \omega_0$ でポーラロンがフォノンの衣を脱く効果である ([2])。 $|\beta^+\rangle$ の巾は、 $|a, \vec{q}\rangle$ に近付くにつれて急激に増大することが観測され、準定常状態の寿命の効果として説明された ([3], [4])。

(3) 混合共鳴 ($|a\rangle$ は $|0\downarrow\rangle$, $|b\rangle$ は $|1\downarrow\rangle$)

この場合は、遷移を起す光の波長が Reststrahlen 帯から外れている、という利点がある。最初、Dickey 等は、図2型の準位を観測し、これを LO フォノンの他に TO フォノンとの相互作用がある ($|a\rangle$ は1種類) と解釈した ([5])。しかし、その後の研究の結果、この説は否定され、不純物束縛準位の $|a_1\rangle$, $|a_2\rangle$ 構造によるものとされている。なお、温度を上げて、自由状態の混合共鳴を観測すると、不純物準位との相互作用の構造は消えて自由 $|0\downarrow\rangle$ 準位との相互作用による図1型の準位が観測される ([6])。

(4) 強磁場不純物光吸収 ($|a\rangle$ は $|0\uparrow\rangle$, $|b\rangle$ は $|1\uparrow\rangle$ に付随した不純物状態) $|a\rangle$ として、基底状態 $(0, 0, 0)$ 及び励起状態 $(0, \bar{1}, 0)$, $(0, \bar{2}, 0)$, $(0, 0, 1)$ の各状態を取つた1フォノン状態に、 $|b\rangle$ ($(0, 1, 0)$) が順次に clamp される様子が観測された。 $|a\rangle$ として自由状態 $|0\uparrow\rangle$ を取つたものへの clamp も観測されているとも見えるが、その位置は $(0, 0, 0) + \hbar\omega_0 + (0, 0, 0)$ の束縛エネルギーよりは、約 1meV 高い ([7])。

InSb は結合定数 α が小さい (0.02) 物質であるが、最近は α の大きな物質でも $C_d T_e$ ($\alpha \sim 0.3$) のサイクロトロン共鳴 ([8]), $A_g B_r$ ($\alpha \sim 1.6$) の局在中心ゼーマン効果 ([9]), タリウム・ハライド ($\alpha \sim 2.5, 2.7$) の帯間光磁気吸収 ([10]) において、ポーラロン効果が観測されている。

参 考 文 献

- 1) D.M.Larsen and E.J.Johnson, Proc. Int. Conf. Phys. Semiconductors, Kyōto, 1966年. p.443.
- 2) D.H.Dickey, E.J.Johnson and D.M.Larsen, Phys. Rev. Letters, 18 (1967) 599.
- 3) C.J.Summers, R.B.Dennis, B.S.Wherrett, P.G.Harper and S.D.Smith, Phys. Rev. 170 (1968) 755.
- 4) M.Nakayama, Jour. Phys. Soc. Japan, 27 (1969) 636.
- 5) D.H.Dickey and D.M.Larsen, Phys. Rev. Letters, 20 (1968) 65.
- 6) B.D.McCombe and R.Kaplan, Phys. Rev. Letters, 21 (1968) 756.
- 7) R.Kaplan and R.F.Wallis, Phys. Rev. Letters, 20 (1968) 1499.
- 8) J.Waldman, D.M.Larsen, P.E.Tannenwald, C.C.Bradley, D.R.Cohn and B.Lax, Phys. Rev. Letters, 23 (1969) 1033.
- 9) R.C.Brandt, D.M.Larsen, P.P.Crooker and G.B.Wright, Phys. Rev. Letters, 23 (1969) 240.
- 10) S.Kurita and K.Kobayashi, to be published.

分子結晶の励起子

名古屋大学理学部 田 中 二 朗

励起子の概念は、今日広く色々な問題に適用されるようになった。しかし励起子の存在をもつともはつきり示したのは、分子結晶のスペクトルにみられる Davydov 分裂であろう。Davydov 分裂が有機物の結晶で、どのような形で