

温度依存性が極めて小さくなったと報告している。これらの実験結果の解析からMQTの存在は確かになりつつあるが、MQCを示唆するような実験報告は未だ見当たらない。

代表的な素子パラメタを用いて評価するとMQTに必要な時間は $\tau_0 \sim \omega_0^{-1} \sim 10^{-10} s$, MQCでは $\tau_{WKB} \sim \Gamma^{-1} \sim 10^{-4} s$ となる。MQTからの寄与が熱的效果をしのいで観測できるためには、 $kT < \hbar\omega_0$ 。また τ_0 の間に波束の収束をひき起すような観測（外界との相互作用）をさけるには、 $R > \omega_0 L$ 。これらからきまる $T < 1K$, $R > 1M\Omega$ は、比較的实现しやすい実験条件である。一方、MQCの観測に必要な条件はあまりはっきりしない。仮に、MQTとの単なる対比から、 $\hbar\Gamma < kT$, $R > \Gamma L$ を用いれば、 $T < 1\mu K$, $R > 1M\Omega$ となって、現段階では実現不可能に近い条件である。散逸の効果あまり大きくないこと $A(\Delta\Phi)^2/\hbar R < 1$ からは、 $R > 10k\Omega$ となり多少条件が弱まる。温度に関しても実験方法によっては、 mK 領域で観測可能になるかもしれない。いずれにしても、MQTに比べMQCの方が実験条件がきびしくなることは確かである。

本稿では、文献その他詳細を一切省略しました。国際会議“量子力学の基礎と新技術”におけるA. J. LeggettおよびR. de Bruyn Ouboterの論文を参照して下さい。

透過光（ポラリトン）と反射光との相関¹⁾

九大・教養 中山正敏

固体に入射した光は、反射波と透過波に分れる。反射波と透過波は可干渉である。すなわち、量子論的に言えば、光子はこれらの波の組合せの状態の量子である。したがって、1個の光子を考えると、透過光として観測されれば反射光として観測されることはない。半透明鏡で分けた透過光と反射光の強度相関の実験は50年代から行われている。決定版的なものはClauserによる実験²⁾で、量子論的相関の存在を実証した。

最近、桑田真・長沢信方両氏によってCuClという半導体についてなされた実験結果³⁾も、この量子論的相関の存在を示していると思われる。半導体の励起子（伝導帯の電子と価電子帯の正孔とが束縛された準粒子）共鳴域では、透過波は励起子分極波と電磁波の混成波となる。これをポラリトンという。その分散は $c^2 k^2 = \epsilon(k, \omega) \omega^2$ で与えられる。誘電率 ϵ が波数 k に依存すれば、分散は複数の分枝よりなる。標準的な励起子模型に対しては、上枝(UBP)と下枝(LBP)の2種のポラリトンがある。したがって、ある振動数域では、与えられた振動数 Ω_2 と偏

光方向の入射光に対して、波数の異なる2種類の透過波（*UBP*と*LBP*）が結晶の中に励起される。さて、このような状況を用意しておいて、別の振動数 Ω_1 の光を結晶に照射すると、 Ω_2 -ポラリトンから励起子分子への遷移が起る。励起子分子の運動エネルギーのために、この遷移の共鳴振動数は*UBP*からの遷移（ Ω_U ）と*LBP*からの遷移（ Ω_L ）に対して異なる値をとる。すなわち、 Ω_1 を変えることによって、*UBP*からの遷移、*LBP*からの遷移を選択的に起すことができる。このことを利用して、*UBP*と*LBP*の強度を測定できる。

さて、桑田-長沢は、さらにもう一つの強い光（ Ω_3 ）を照射して励起子分子への遷移によりポラリトンを“消し”，それに伴う波の強度の変化をしらべた。 $\Omega_3 \sim \Omega_U$ の場合、*UBP*の強度 I_U は共鳴的に減少する。それだけではなく、*LBP*の強度 I_L も共鳴的に減少する！さらに、反射光の強度 I_R も減少する。 $\Omega_3 \sim \Omega_L$ の場合も同様で、 I_U, I_L, I_R すべてが共鳴的に減少する。

この現象の量子論的説明は次の通りである。光-ポラリトン場の基準モードは、入射波、反射波、*UBP*、*LBP*の一定の組合せである。場の状態は、この基準モードの量子数 N_0 で表わされる。 Ω_3 -光による励起子分子への遷移により、この“量子”が消される。

“*UBP*からの遷移”といていたのは、波動関数の*UBP*成分で遷移確率が与えられる、という意味である。各波の強度は N_0 に比例するから、この考え方では

$$\frac{\Delta I_U}{I_U} = \frac{\Delta I_L}{I_L} = \frac{\Delta I_R}{I_R} = \frac{\Delta N_0}{N_0}$$

と、相対変化は共通になる。このような考え方の基礎づけに必要な真空-半導体系の光-分極場の基準モードの量子化は、筆者によりすでに行われている⁴⁾

古典論的效果としては、 Ω_3 光による半導体の誘電率の変化がある。誘電率が変化すれば、それに応じて I_R, I_U, I_L も相関しながら変化する。しかし、このような効果は、共鳴型だけではなく分散型のスペクトルをもたらす、実際計算してみるとそういう場合が多く、実験結果とは定性的に一致しない。

実験結果によると(1)式は成立っていない。これは、反射波、*UBP*、*LBP*間のコヒーレンスが部分的に失しなわれていることを示す。この点の検討は、観測過程の分析の問題ともからんで、興味ある課題である。

付記：研究会では、量子論効果と古典論効果の関係をはっきりさせていなかったのも、矢島達夫氏等より批判を受けた。その後、基準モードを基底として Ω_3 -光の効果を2次摂動で計算し、両者が独立に存在することを示した⁵⁾。量子論効果の部分は、 N_0 と N_0-1 の差を無視すれば消えることも分った。

参考文献

- 1) 中山正敏, 科学, **53** (1983) 497.
- 2) J. F. Clauser, Phys. Rev. **D9** (1974) 853.
- 3) M. Kuwata and N. Nagasawa, Solid State Commun., **45** (1983) 937. 本研究会報告
- 4) M. Nakayama, Solid State Commun., **45** (1983) 821.
- 5) M. Nakayama, ISQM における報告

CuCl における光誘起による励起子ポラリトンのモード相関

東大・理 長沢信方, 桑田 真

光の反射, 屈折という現象は, 物質の光学的性質の中でも最も基本的なものである。通常の現象論によれば, これらはマックスウェルの境界条件から導かれるフレネルの反射屈折の法則によって理解できる。ここで媒質の光に対する応答を特長づけているものは誘電関数である。半導体や絶縁体結晶のいわゆる基礎吸収端と呼ばれる領域においては, 誘電応答に対する主な寄与は, 励起子と呼ばれる電子的素励起であることが知られている。

励起子はある有限な有効質量をもつ粒子として結晶中を移動するため, この様な場合には媒質中のある点での誘電応答はその点での電場だけでは決らず, いわゆる非局所的応答となる。その結果, 誘電関数 $\tilde{\epsilon}$ は光の周波数 ω のみならず波数 k の関数となる。従ってこの媒質中での光の分散関係は, 方程式 $(ck/\omega)^2 = \tilde{\epsilon}(k, \omega)$ の解として求まる。この様な媒質を空間分散媒質と呼ばれる。いま等方的な結晶媒質でかつ励起子構造が単純な場合には, 励起子の縦振動エネルギー, $\hbar\omega_L$, より高いエネルギー領域では, k は ω の二価関数となる。すなわち, ω が等しく k の大きく異なる二つの独立なモードが媒質中に共存できる。これらのモードの量子が励起子ポラリトン (以下ポラリトンと略称することにする。) と呼ばれているものである。

さて, レーザー光の様に光子密度の高い光が物質と相互作用すると, 物質のいろいろな非線形応答が現われる。半導体において知られている, 励起子が二ヶ束縛した量子である励起子分子が, 二光子吸収によって励起される過程はその一例である。

いま, $\hbar\omega_2 > \hbar\omega_L$ の領域の光と, もう一つの $\hbar\omega_1$ という光との組合せで励起子分子を励起することにしよう。このとき $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$ が励起子分子のエネルギーに一致する所で二光子共鳴が生じるが, 励起子分子の分散を反映して, $\hbar\omega_2$ の各分枝のポラリトンから励起子分子への共鳴