



Title	フォトニック結晶による輻射場の制御
Author(s)	井上, 久遠; 迫田, 和彰
Citation	電子科学研究, 2, 1-8
Issue Date	1995-01
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/24299
Type	departmental bulletin paper
File Information	2_P1-8.pdf



フォトリック結晶による輻射場の制御

量子機能素子研究分野 井上久遠, 迫田和彰

輻射場を制御することが出来れば, いろいろな未知の現象も含めて光と物質の相互作用は新しい様相を示すことが予想される。フォトリック結晶は, 輻射場を制御するための原理的に全く新しい概念である。過去数年にわたって理論を中心に研究が活発になされているが, 光の波長領域に電磁波モードの存在しないフォトリックバンドギャップを有する結晶はまだ開発されていない。我々は, 2次元フォトリック結晶を作成して, その特性, 特に, フォトリックバンドギャップが存在することを明らかにした。研究の背景, 今後の展望も併せて, 我々のこれまでの第一段階の研究を紹介する。

1. はじめに

21世紀は光の時代と言われている。情報の伝達, 処理を初め計測, 加工, さらにコンピュータまでも光を利用して行おうという考えである。これらは, 光自身の特性の解明も含めて基本的には光と物質との相互作用の解明に基礎を置いている。従って, この相互作用をいろいろな立場から制御する事が出来れば, 上記の光情報処理などに必要なブレークスルーも含めてますます展望が開けてくる。物質を電子系で代表させると, 電子系の制御の方は半導体量子井戸に代表されるがごとく活発に行われている。これに対し, 輻射場の制御に関しては, まだ十分にはなされていない。この小文では, 将来を展望して輻射場の積極的な制御について考察してみる。まだ第一段階の研究に過ぎないが, 我々はこの問題にチャレンジしている^[1,2]。

2. 輻射場の制御と自然放出確率

全ての量子力学の教科書では光と物質の相互作用は自由空間の真空場を前提にして記述されている。これに対して, 輻射場が制御できれば, 光と物質の相互作用も全く異なった様相を示すだろうということはかなり古くから指摘されていた^[3]。例として原子の自然放出の確率 w を考える。この確率は周波数 ω の3乗に比例する。この事実は, 波長に比べて十分に大きな空間では電磁波のモードの状態密度が ω の2乗に比例

するためである。なお, 1モードあたりの自然放出の確率は同じである。即ち Fermi の黄金律から^[4],

$$w = \frac{\hbar}{2\pi} |H^{int}|^2 \rho(E) \quad (1)$$

である。 \hbar はプランク定数, H^{int} は自然放出の行列要素, $\rho(E)$ はエネルギー E を持つ電磁場の単位エネルギーあたりの状態密度である。もし何らかの方法で, ある周波数領域にわたって電磁波のモードをなくすことが出来れば, この領域に遷移エネルギーをもつ原子の自然放出の確率はゼロになるはずである。実は, ノーベル物理学賞の受賞者である Percell がかなり以前に気が付いていた。ところで, 現在の半導体レーザーの進歩はめざましい。結晶成長技術の進歩により良質の結晶成長が可能となり, 最先端のダイオードレーザーの電流のしきい値は自然放出過程によって決まっている段階に達している。つまり, 通常の結晶の場合の発光の効率は, 結晶欠陥, あるいは不純物の存在による非輻射過程によって支配されているのに対して, 半導体レーザーではこの過程の寄与は無視できる程になっている。自然放出の確率がレーザー準位の電子, 正孔の寿命を決めており, 従ってポンピングに必要な電流値を決めている。同時に, 自然放光が雑音, すなわち量子雑音を与えている。従って, ダイオードレーザーは物理学的に考えて一時は理想限界に達していると考えられていた。しかしながら, 既に述べた様にこれは正しくない。しきい値電流の限界は本質的には存在し

ないので、現在のしきい値をさらに大きく下げられれば、大きくブレイクスルーになる。物理学的に考えると、自然放出に基づく量子雑音をゼロにすることが出来ると言うのは一見間違っているようにみえるが、そうではない。全自由度は一定、即ち電磁波モードの状態密度の総和則がもちろん成り立っているから、ある特定の周波数領域でモードがなくなった分だけ、別の周波数の状態密度が増えているにすぎない。

逆に、特定のフォトンモードの状態密度を大きくできれば、光と物質の相互作用は当然大きくなる。また、特殊なフォトンモードでは光の局在化ですら起こりうると予想されている。これらについて後に簡単にふれる。

さて、輻射場の制御ですぐ思いつくのはレーザーに用いる光の共振器、すなわちファブリペロー共振器である。これは、波長に比べて十分に大きい空間を金属で囲んだものと本質的には同じであり、部分的な制御に過ぎない。一方、10年前に微小共振器の概念^[5]が登場し、現在その研究が盛んである。一般に、マイクロ波共振器の場合と同様に、金属を用いて光の波長サイズで空間を囲めば輻射場の制御にはなるが、実用上は空間が小さすぎてあまり意味を持たない。これに対し、面の広い2枚の金属を波長の距離だけ離して平行におく考え方である。フォトンモードはごく少数しか存在せず、かつ十分に大きな体積の空間をとれるので実用的である。実際に、この微小共振器を用いてダイオードレーザーの電流のしきい値が2桁程度下げられている^[6,7]。しかし、この微小共振器も自然放出の制御の上では効果を持つが、本質的にはやはり空間を制限する方法であり、光と物質の相互作用の制御の立場からは未だ一般的とは言えない。より一般的に輻射場を制御するにはどうすればよいかについて以下に述べる。

3. フォトニック結晶

フォトニック結晶とは、誘電率の大きく異なる2種類（またはそれ以上の数）の誘電体を、光の波長程度の格子定数を持つ様に周期的に配列した格子（結晶）をいう^[8-10]。この様な結晶では電磁波モードのエネルギーと波数ベクトルの分散関係がどの様になるかを考えてみる。電場ベクトル \mathbf{E} 、即ち $\mathbf{E}\exp(-i\omega t)$ に対する Maxwell 方程式は誘電率が位置ベクトルの関数であるから $\epsilon(\mathbf{r})$ として

$$\nabla(\nabla\cdot\mathbf{E}) - \nabla^2\mathbf{E} = \frac{\omega^2}{c_0^2}\epsilon(\mathbf{r})\mathbf{E} \quad (2)$$

と与えられる。二つの誘電体の誘電率をそれぞれ ϵ_A , ϵ_B として、形式上、Bの方をバックグラウンド物質と見なして、誘電体が $\tilde{\epsilon}(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r}) - \epsilon_B$ で周期的に変化しているとみなし、また、波数ベクトル \mathbf{k} に対して、 $k^2 \equiv \frac{1}{c^2}\epsilon_B\omega^2$ とおくと、

$$\nabla(\nabla\cdot\mathbf{E}) - \nabla^2\mathbf{E} - k^2\left[\frac{\tilde{\epsilon}(\mathbf{r})}{\epsilon_B}\right]\mathbf{E} = \left(\frac{\omega^2}{c^2}\right)\mathbf{E} \quad (3)$$

となる。 $c^2 \equiv \epsilon_B^{-1}c_0^2$ 、 ω と c は角振動数と光速度である。もし、 $\nabla(\nabla\cdot\mathbf{E}) = 0$ が近似的に成り立つとすると、

$$-\nabla^2\mathbf{E} - k^2\left[\frac{\tilde{\epsilon}(\mathbf{r})}{\epsilon_B}\right]\mathbf{E} = \left(\frac{\omega^2}{c^2}\right)\mathbf{E}, \quad (4)$$

であるから、周期的ポテンシャル $V(\mathbf{r})$ 中を運動する電子の波動関数 $\Psi(\mathbf{r})$ に対する Schrodinger 方程式、

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(\mathbf{r})\right]\Psi(\mathbf{r}) = E\Psi(\mathbf{r}) \quad (5)$$

と類似の式、即ち、同型の微分方程式となる。 m と E は質量と固有エネルギーである。磁場ベクトル \mathbf{H} に対しても同様な式が成り立つことは言うまでもない。この両式のアナロジーから、フォトン、 $k^2(\epsilon(\mathbf{r})/\epsilon_B)$ の周期ポテンシャル中の電子の運動と類似になるはずである。従って、この様な電子の運動に対してバンドギャップが生ずる様に、波長と同程度の周期を持つ誘電体中を光が伝播するときに、ある周波数領域で光の伝播が禁じられるバンドギャップが形成される可能性がある。実際、ある条件を満たすとその様な“フォトニックバンドギャップ”(PBG)が生ずる^[11,12]。

上記の(3)式の固有値問題を解く場合に、電子とフォトンでは本質的な違いがいくつか存在する。その一つは、電子の場合にはスカラー問題であるのに対し、フォトンではベクトル場の問題である^[13,14]。即ち、(3)式で $\nabla(\nabla\cdot\mathbf{E}) = 0$ とする近似は正しくない。Maxwell の方程式の一つから $\nabla\cdot\mathbf{D} = 0$ 、即ち $\nabla\cdot(\epsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}) = 0$ であるが、 $\epsilon(\mathbf{r})$ の変化が光の波長に比べて十分にゆるい変化の場合には $\nabla\cdot\mathbf{E} \sim 0$ の近似が成り立つ。しかしながら、フォトニック結晶では $\epsilon(\mathbf{r})$ は光の波長程度で変化するので、

$$\nabla(\nabla\cdot\mathbf{E}) = -\nabla[\mathbf{E}\cdot\nabla\ln\epsilon(\mathbf{r})], \quad (6)$$

となって $\nabla(\nabla\cdot\mathbf{E})$ は無視できない。即ち、正しくは(3)式のベクトル場としての固有値問題を解く必要があ

る。従って、量子力学の創成期に発展し、電子系の固有値問題を解く際に威力を発揮する群論は使えない。ベクトル場に対する群論は未だないからである。もう一つの違いとして、電子系の場合には、この一体近似解は一般にはあまりよい固有状態になっていないのに対して、フォトンの場合には非常によい固有状態を与える。電子系では、電子-電子相互作用、また場合によっては電子-格子相互作用も強いために、一体近似のバンド理論は必ずしも有用ではなく、多体問題として扱う必要がある場合が多い。これに対して、フォトン-フォトン相互作用は存在しないためである。最後に、電子系では $V(r)$ は原子核の周辺ではもちろん負であるが、フォトン系では、吸収のない場合を考えているから ϵ_B は常に正である。つまり、フォトン系では一般に束縛された状態は存在しない。

電子系の場合と同様に、結晶の周期性を利用して、即ち Bloch の定理を用いて固有値を求めることができる。完全直交系をなす基底関数を用いて展開することによって解くことは同じである。

4. 二次元フォトリック結晶のバンド計算

モデル系として二次元系を具体的に解いてみる。5 で述べるが、実際に我々が開発して測定した系に対応している。 (x, y) 平面を 2 次元面として、Maxwell 方程式から、

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \epsilon(x, y) \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = 0 \quad (7)$$

である。誘電率 $\epsilon(x, y)$ 、及び xy 平面を伝播する \mathbf{E} (\mathbf{H} も同様) は共に、 \mathbf{G} を逆格子ベクトルとして平面波で展開できる。即ち、

$$\frac{1}{\epsilon} \sum_{\mathbf{G}} \tilde{k} \exp(i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}), \quad (8)$$

$$\mathbf{E}(x, y, t) = e^{-i\omega t} \sum_{j=1} \sum_{\mathbf{G}} A_{G,j} \hat{e}_j \exp[i(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}], \quad (9)$$

である。 \mathbf{E} が z 方向に平行な場合と、垂直な場合のそれぞれの固有値方程式は次式となる。なお、前者を s 偏光または、H 波、後者を p 偏光または E 波とよぶ。

$$\sum_{\mathbf{G}'} (\mathbf{k} + \mathbf{G} - \mathbf{G}') \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G} - \mathbf{G}') \tilde{k}(\mathbf{G}') A_{\mathbf{G}-\mathbf{G}',3} - \omega^2 A_{\mathbf{G},3} = 0, \quad (10)$$

$$\sum_{\mathbf{G}'} (\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G} - \mathbf{G}') \tilde{k}(\mathbf{G}') A'_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'} - \omega^2 A_{\mathbf{G}} = 0, \quad (11)$$

$$A'_{\mathbf{G}} \equiv A_{\mathbf{G},1} - A_{\mathbf{G},2}$$

である。

具体的にはパラメータを入れて解くことになるが、ここでは 2 次元六方晶格子を考える。原子、分子が中へ入れられる様に、一方の誘電体は空気(誘電率 $\epsilon_A = 1$) とし、直径が R の空気の円筒が、誘電率が ϵ_B の誘電体の中に配列しているものである。これを、エアロッド格子と呼ぶことにする。ロッドに垂直な面は図 1 に示す様に六方晶構造(三方格子ともいう)をとり、格子定数を a とすると、全体に対するエアロッドの占有率 f は、 $f = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{R}{a}\right)^2$ で与えられる。この 2 次元格子のブリュアンゾーンは図に示してある通りやはり六方晶である。図のように座標系をとると、対称性の高い X 点と J 点の位置はそれぞれ $\left(\frac{\pi}{a}\right) \left(1, \frac{1}{\sqrt{3}}\right)$ と $\left(\frac{\pi}{a}\right) \left(\frac{4}{3}, 0\right)$ である。固有値方程式(10), (11)において、 ϵ_B を 7 より大きくとると、 f がある範囲の値で s 偏光, p 偏光に共通に PBG が開くことがわかる^{15~17}。

現実の系に対応して、 $\epsilon_A = 1.0$, $\epsilon_B = 2.56$, $d =$

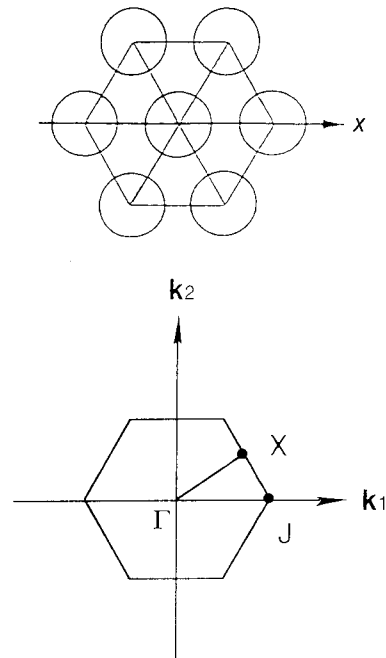


図 1 六方晶エアロッド格子(上)と二次元ブリュアンゾーン(下)。

1.17 μm , $R = 0.90 \mu\text{m}$, $f = 0.54$ のパラメータを用いて解いた下から 10 番目までのバンド構造を図 2 と図 3 にしめす^[1]。状態密度の計算結果も併せて示してある。平面波の数としては 271 個を用いたが、計算誤差は 1% 以下であった。固有状態の数としては 28,800 個の波数ベクトルを用いた。北海道大学大型計算機センターで計算に要した CPU タイムは 90 分であった。

結果を見ると、まず状態密度の方は、s 偏光、p 偏光共に、複雑なバンド構造に由来する凹凸が見られるが、それを差し引いて眺めると、周波数に比例して増大していることがわかる。これは、もちろん二次元系の特徴を反映したものである。次に、図 2 の H 偏光の場合には 4400 cm^{-1} 近傍に電磁波モード状態密度がゼロの周波数領域、即ち PBG が存在していることがわかる。一方、図 3 の E 偏光では、ブリュアンゾーン中の J 点では縮退がとけずに PHG は開いていない。但し、 $\Gamma - X$ 方向では、H 偏光の場合の PBG と同じような周波数領域でギャップは開いている。誘電率の差がそれほ

ど大きくないのに、H 偏光で共通に PHG が生ずるのは、六方晶のブリュアンゾーンが円に近い形をしているためである。正方晶ではこのような PBG は第一バンドと第二バンドの間では開かない^[16]。三次元系についても同様なことが言えて、三次元ブリュアンゾーンが球の形に近いほど、PBG が生じやすいと言える。元へ戻って、H 偏光のみに対する PBG ではなくて、本当の PBG を得るためには、既に述べたように ϵ_B の値を 8~12 にすることが考えられる。この場合には、第一バンドと第二バンドの間ではなくて、もっと上のバンドの間で PBG が生ずる事になる。この計算での様に誘電率がそれほど大きくなくても、“原子”の形が円ではなく特殊な形にすれば J 点での縮退が解けて PBG が生ずる可能性が考えられ、今後の検討課題である。

5. 2次元エアロッド格子の製作とその特性

現在までのところ、2次元、3次元系を通じて、光の波長程度の格子定数を持つフォトニック結晶はまだ作成されていない。ただし、米国を中心にこのような結晶製作の努力が精力的になされている。この辺の事情については後の 6 で少し触れる。我々の研究室では、既に述べたように 2次元エアロッド格子を開発し、H 偏光に対する PBG の存在を明らかにした^[1,2]。限定付きではあるが、世界最初の仕事である。この格子の製作と特性について簡単に述べる。現在のところ、格子定数が $1.17 \mu\text{m}$ (A) のものと $1.02 \mu\text{m}$ (B) のものと 2 種類を製作し、特性を調べた。試料の作成は、設計したものを浜松ホトニクス社に依頼した。

製作方法は、マイクロチャンネルプレートで電子増幅を行うための、いわゆるキャピラリプレートと、エアロッド径が特別に小さいことを除けば同じである。ご存じの方も多いと思うが、鉛ガラスのファイバーを 3000 本程度、六方晶に配列し、隙間を溶接して埋めた六角形のを、1本のファイバー径が $1.0 \mu\text{m}$ 程度になるまで引き伸ばす。この素子を、穴の位相ができるだけ合うようにたくさん積層し、面の大きさが八角形に近いものにする。幅はおよそ 1 mm 程度である。ロッド方向の長さは 1 mm である。殆ど同じ成分の鉛ガラスでまわりをサポートした上で、ファイバーのコア部分のみを酸で溶かしたものが試料である。

面に垂直方向から電子顕微鏡と光学顕微鏡で調べる

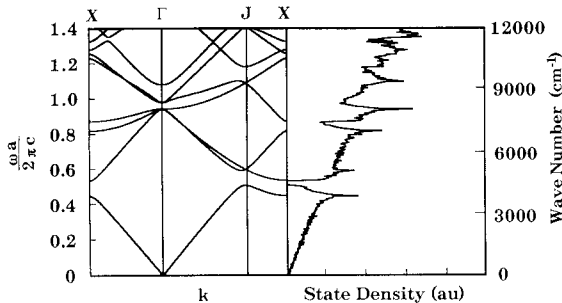


図 2 格子定数 $1.17 \mu\text{m}$ の六方晶エアロッド格子の、p 偏光に対するフォトニックバンド構造と状態密度。エネルギー (周波数) の単位は c/a (a: 格子定数, c: 光速)

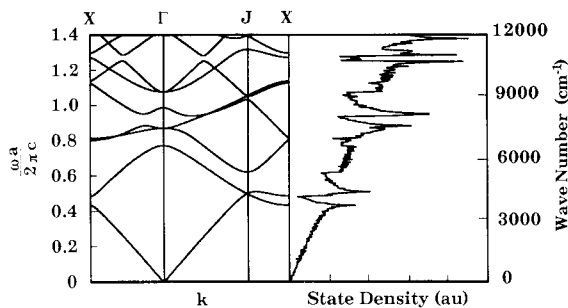


図 3 格子定数 $1.17 \mu\text{m}$ の六方晶エアロッド格子の、s 偏光に対するフォトニックバンド構造と状態密度。エネルギーの単位は c/a 。

と、規則正しく穴が配列している。後者の写真を図4に示した。この写真から $a = 1.02 \mu\text{m}$, $R = 0.7 \mu\text{m}$ であることがわかる。

次に、サポートガラス部分を磨いて、エアロッドが直接配列している面が出るように厚さ $400 \mu\text{m}$ の平行平板にした試料 A でブラッグ反射を調べた。表面の法線が、 $\Gamma - X$ 方向と $\Gamma - J$ 方向になるような2つの試料を準備した。後者の試料の面に垂直にレーザー光を入射した場合のブラッグ反射スペクトル (0次, 1次, 2次……) を図5に示す。図は、波長 880 nm の励起光を用いた場合の結果で、1次と2次のブラッグ反射は 26.1° と 60.9° の散乱角で観測されている。この角度は、格子定数の値からブラッグの関係式を使って計算した値と良い一致を示している。即ち、 k_i , k_s , G_n , を入射波, 散乱波の波数ベクトルと, 逆格子ベクトルとすると,

$$(k_i - k_s) \cdot n = G_n, \quad (n: \text{面に平行な成分}), \quad (12)$$

を満たすような k_s の方向にブラッグ散乱が生じている。

タイプ A と B の試料について、光の透過率の周波数依存性を測定した。測定は既成のマイケルソン型赤

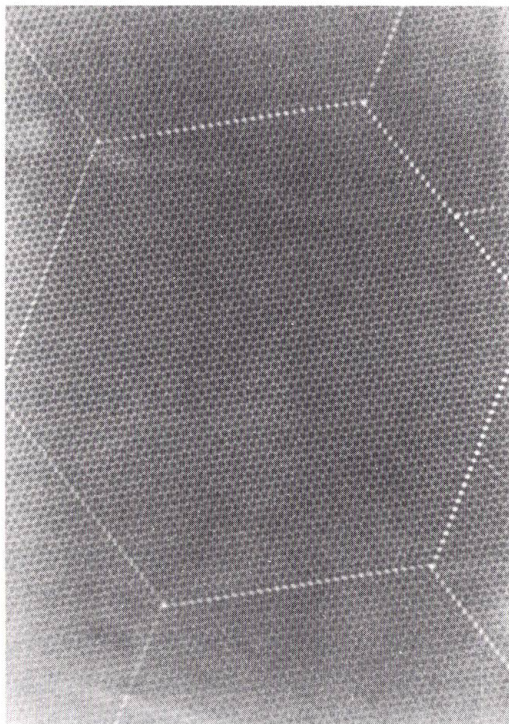


図4 格子定数1. $0.2 \mu\text{m}$ の六方晶結晶試料の光学顕微鏡写真 (倍率, 1000 倍)

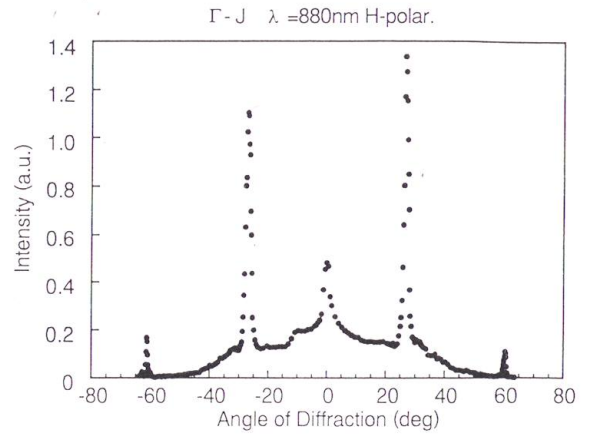


図5 格子定数1. $17 \mu\text{m}$ の試料のブラッグ反射スペクトル。波長, 880 nm のH偏光による励起で, $\Gamma - J$ 方向に入射させた場合の例。

外干渉分光光度計を用いた。分解能は 4 cm^{-1} である。

x 方向と J 方向のそれぞれについて、s 偏光と p 偏光に分けて測定した。予想される PBG は、およそ $4,500 \text{ cm}^{-1}$ 近傍であるので、 $3,000 \text{ cm}^{-1}$ から $7,000 \text{ cm}^{-1}$ の範囲を中心に測定を行った。試料は今度は、サポートガラスの表面を磨いて $500 \mu\text{m}$ 程度の厚さの平行平板を2種類 ($\Gamma - X$ と $\Gamma - J$ 方向) 準備した。A タイプの測定結果の例を図6に示す。このデータは、 3800 cm^{-1} より低エネルギーの領域は補正してあるので誤差が大きくなっている。鉛ガラスは本来は 2200 cm^{-1} より高エネルギー側では光は透過するはずであるが、ファイバーを引き伸ばしたために、 $3,700 - 2,900 \text{ cm}^{-1}$ の領域に新しい吸収帯が生じている。これは、ガラスのアモルファス構造に新たに局所振動モードが誘起されたためである。図7に、試料のロッド方向に並行に光を入射させた場合の透過度を示す。図7からわかるように、 $3,700 \text{ cm}^{-1}$ より高エネルギー側ではほぼ一様な透過特性を示している。図6では、 $3,700 \text{ cm}^{-1}$ より小さいスペクトル領域は図7の透過率を用いて補正したものである。

スペクトルは著しい偏光依存性を示している。はじめに、 $\Gamma - X$ 方向のスペクトルを見ると、s, p 偏光共に不透明なエネルギー範囲、すなわち全反射領域が存在している。この領域が、結晶内部に電磁波の状態密度が存在しないために、外部の電磁波が結合できなくて生じた全反射領域と考えられる。この領域は、s 偏光と p 偏光に対してそれぞれ $3,600 - 4,150 \text{ cm}^{-1}$

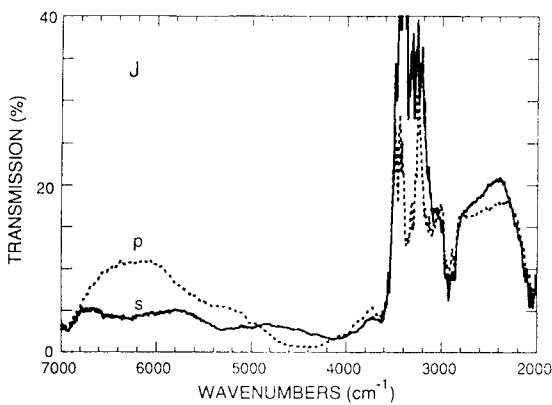
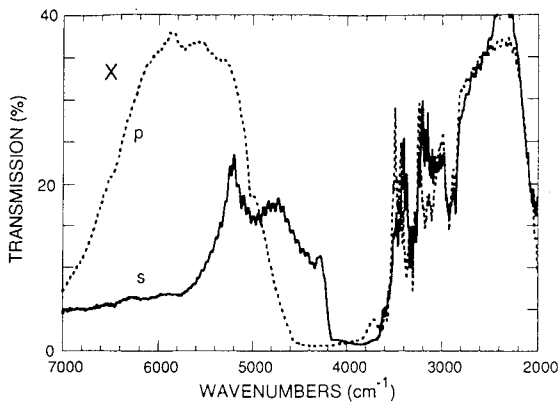


図6 格子定数1。17 μmの試料の近赤外領域の透過スペクトルの例。(a) Γ-X方向、(b) Γ-J方向、sとpはs偏光とp偏光を表す。

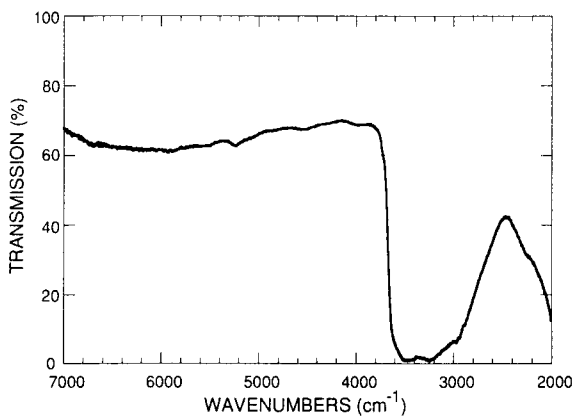


図7 格子定数1。17 μmの六方晶エアロッド結晶のロッド方向で測定した透過スペクトル。

と、 $3850 - 4,560 \text{ cm}^{-1}$ であり、前節で述べた計算結果と良く一致している。厳密には、理論結果の方が6%程度、値が小さい。次に、 $\Gamma - J$ 方向のスペクトルは少しく様相が異なっている。p偏光に対しては、やはり完

全反射領域が $\Gamma - X$ 方向と類似の範囲、すなわち $4,200 - 4,600 \text{ cm}^{-1}$ に観測される。このp偏光の結果も計算結果と良く一致している。一方、s偏光では、スペクトル全体にわたって透過率が小さくなっているものの、完全反射領域は存在していない様に見える。4で述べた様に、 $\Gamma - J$ 方向のs偏光では、J点の縮退が解けないためにギャップが生じないから、この実験結果も一応は納得がいくものと考えられるが、話はそれほど単純ではない。この点は後で触れる。この問題を別にすれば、以上の結果から4の理論結果を援用することにより、p偏光に関しては2次元ブリュアンゾーン全体に亘って共通にPBGが生じていることが結論できる^[1,2,17]。

Aタイプの実際のPBGの正確な範囲は、低エネルギー側が鉛ガラスファイバーの吸収帯と一部重なっているために今一つはっきりしていない。そこで、格子定数が10%程小さい別のBタイプの試料で同様の測定を行った。理論的には、PBGは10%程度高エネルギー側へシフトするはずであり、PBGのエネルギー範囲がまぎれなく決められると予想される。同時にまた、シフトする事実そのものがPBGの存在の新たな傍証となる。実験結果の詳細にはふれないが、結果は正しく上に述べた予測のとおりであった^[18]。ここでは、p偏光の $\Gamma - X$ と $\Gamma - J$ 方向の透過スペクトルのみを図8に示すにとどめる。今度はPBGのエネルギー範囲を明確に決めることができた。理論計算結果との比較は、6-7%の違いを別にしてやはり良い。この僅かなズレは、占有率 f の値、並びに、引き伸ばしたために誘電率の値が小さくなったことから生じているものと考えられる。

PBGに関しては以上であるが、それ以外の周波数領域での透過率の波長依存性について定量的に議論することは、現在のところまだできない。透過率がゼロの波長領域は別にして、実験的に問題があるためである。フォトニック結晶の様な物質で、完全に一樣な界面状態に磨くことが難しいためである。なお、界面での境界条件を考慮してフォトニック結晶の透過率を理論的に計算することは、膨大な計算量を必要とする。このため、一例を除いてまだ世界で計算した例はない。14層と22層の厚さについてこの計算を行った。理論計算で得られた透過率がゼロになる領域を観測結果と比較してみると、 $\Gamma - J$ 方向のs偏光を除いては実験結果

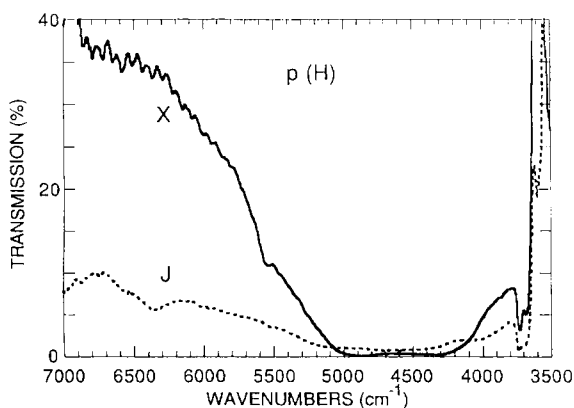


図8 格子定数1.02 μm の試料のp偏光の透過スペクトル。XとJはそれぞれ Γ -X, Γ -J方向に光を伝搬させた場合を示す。

と非常に良い一致を示している。しかしながら、 Γ -J方向のs偏光に関しては意外な計算結果が得られた。すなわち、 Γ -J方向のp偏光の場合とエネルギーがオーバーラップして、さらに高エネルギーまで透過率がゼロになっている^[19]。この事実は、 Γ -J方向の第2バンドが外部の電磁波と結合できないために生じていると考えられる。フォトニック結晶の電磁波のモードとしては存在しえても、外部の横波の電磁波で励起できない場合があることを示している。対応するs偏光の透過スペクトルは、理論的に予測されるエネルギー範囲で透過率が小さくなっているもののゼロになっていない。実験上の問題と思われるが、原因は現在のところわからない。いずれにしろ新しい興味深い問題であるので、さらに詳しく検討している。

6. 考察と展望

限定付きではあるが、光の波長の格子定数を持つ2次元フォトニック結晶を世界で初めて製作し、PBGが存在することを明らかにした。ここで、これまでの研究状況を簡単に概観した上で、今後の開発、研究の展望に触れてみたい。

フォトニック結晶の概念は1979年^[8]にさかのぼるが、実際に研究が盛んになったのは1987年のYablonovitchの論文以来である^[9]。それから数年間にわたって、2次元、3次元系の結晶構造との関連でPBGがどのような場合に存在するかに関する理論的研究が中心であった。実験的には、試料作成が比較的容易なマイクロ波、ミリ波で2次元系、3次元系の結晶を作り、

マイクロ波領域での電磁波の透過率と位相速度の周波数依存性の測定がいくつか行われている^[20,21]。従って、スケーリング則を利用して、PBGの存在自身は検証されていると言える。但し、マイクロ波領域の実験の制約から詳しい特性の解明はまだ不十分である。一方、光の波長領域にPBGを有する様なフォトニック結晶は未だ作成されていない。1次元系では、いわゆる誘電体多層膜がこれに相当するものであるが、kベクトルの方向が1方向に限られるので、フォトニック結晶の本来の概念とはかなり異なるため、一応除外して考えるべきものである。最先端の半導体リソグラフィ技術を駆使すれば、光の領域のフォトニック結晶は作成出来そうに思われるが、2, 3層の薄い結晶を別にすれば、未だ作成は容易ではない。技術のブレイクスルーが必要と思われる。これに関連して、ごく最近、半導体リソグラフィ技術により、ミリメートルの格子定数を持つフォトニック結晶が作成され^[22]、詳しく研究されている。これとは独立に、我々も現在、近赤外域に完全なPBGをもつシリコンを材料としたフォトニック結晶を設計し、作成を依頼している。一方、これまで述べてきた2次元エアロッド格子で、格子定数を0.5 μm 程度のものを製作することは可能と考えている。この場合には、PBGは実験のやりやすい波長範囲に入ってくる。各種のレーザーや高感度検出器が利用できるので多くの新しい基礎研究が可能となろう。

フォトニック結晶により制御された輻射場と物質の相互作用に関する実験的研究は今のところ皆無である。理論的には、ある程度は議論されている。既に述べた自然放出の確率が、原子の遷移エネルギーがPBGの中にあるか、端にあるかに応じて、抑制されるか増強されるかの問題は最も単純な問題である。又バンド中にある原子・分子間の、電気双極子放射による励起エネルギー移動も当然、抑制されるはずである^[23,24]。一般に、PBGの端では電磁波モードの状態密度は大きくなり、また群速度は極端に遅くなるため、光と物質との相互作用は大きくなる。例えば、種々の非線形光学現象において、この電磁共鳴効果が観測されるはずであるが、理論的研究すらまだない。現在この種の実験的研究にトライしている。PBG端に遷移エネルギーをもつ原子は、輻射場と強く結合するため、もはや独立な原子とは考えられず、輻射場の衣を着た原子となる^[24,25]。この様な原子に関する新しい量子電気力学の問

題がいろいろ考えられる。例えば, Lamb シフトがどのようになるか興味深い新しい問題である。

最後に, 過去 10 年間にわたって, 質量を持たないフォトンが空間に局在できるかに関して集中的な研究が行われた。電子系での有名なアンダーソン局在と類似の問題である。乱れた系での実験で, 光の弱局在がおこることは検証されている^[24,26]。然るに, 本当の意味での局在はまだ観測されていない。フォトニック結晶のような規則系に僅かな乱れを導入すれば, 電子のアンダーソン局在と同様に本当の局在がおこると予測されている^[10,24]。実際に, マイクロ波領域の試料で乱れを入れる事により PBG 中に“不純物”準位が生ずることまでは確かめられている^[27]。本当に光が局在するとしたら, どの様に励起し, 特にどの様な観測をすればよいかも含めて, 物理学としては非常に興味深い問題で

ある。

7. まとめに代えて

フォトニック結晶の概念と, それによる輻射場の制御の問題について, 我々の研究を踏まえてやや解説的に述べた。多くの新しい理論の問題が含まれており, また実験的研究は始まったばかりの段階である。しかしながら, 光の領域に PBG をもつフォトニック結晶の開発そのものは近い将来に実現できることは疑いがない。この様な結晶を利用した, 多くの未知の現象, あるいは光と物質の相互作用の新しい側面に関する研究は, これからの重要な分野と言えよう。2 次元系独自の問題の他に, 多くの場合, 2 次元系で現象の本質を明らかに出来ると考えられる。我々は, この様な観点に立って研究を進めている。

【参考文献】

- [1] K. Inoue, M. Wada, K. Sakoda, M. Hayashi, A. Yamanaka and J. W. Haus, *Jpn. J. Appl. Phys.* **33**, Part2, L1463 (1994).
- [2] 井上久遠, 迫田和彰, 和田三男, *固体物理*, **30**, 45(1995).
- [3] E. M. Purcell, *Phys. Rev.* **69** 681 (1946).
- [4] 例えば, L. Schiff, “Quantum Mechanics” (2nd. Ed., McGraw, New York, 1955) chap.X を参照.
- [5] D. Kleppner, *Phys. Rev. Lett.* **47** 233 (1981); J. M. Hulet, E. S. Hilfer and D. Kleppner, *ibid.*, **55** 2137 (1987).
- [6] 横山弘之, *応用物理*, **61** 890 (1992).
- [7] 山西正道, *応用物理*, **63** 885 (1994).
- [8] K. Ohtaka, *Phys. Rev. B* **19** 5057 (1979).
- [9] E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059 (1987).
- [10] S. John, *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486 (1987).
- [11] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter and K. M. Leung, *Phys. Rev. Lett.* **65** 3152 (1990).
- [12] 次の解説も参照のこと, 花村栄一, *応用物理*, **63** 604 (1994).
- [13] K. M. Leung and Y. F. Lin, *Phys. Rev. Lett.* **65** 2646 (1990).
- [14] K. M. Ho, C. T. Chan and C. M. Soukoulis, *Phys. Rev. Lett.* **65** 3152 (1990).
- [15] M. Plihal, A. Shambrook, A. A. Maradudin and P. Sheng, *Opt. Common.* **80** 199 (1991); M. Plihal and A. A. Maradudin, *Phys. Rev. B* **44** 8586 (1991).
- [16] P. Villeneuve and M. Piche, *Phys. Rev. B* **46** 4969.
- [17] 井上久遠, *応用物理*, **64** No.1, 19 (1994).
- [18] 和田, 迫田, 林, 山中, 井上, J. Haus, 1994 年日本物理学会概要集 II, p.349.
- [19] 迫田, 井上, 1994 年日本物理学会概要集 II, p.350.
- [20] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, *Phys. Rev. Lett.* **63** 1950 (1989).
- [21] 文献 17) 参照のこと.
- [22] E. Ozlay, E. Michel, et.al. *Appl. Phys. Lett.* **65** 1617 (1994).
- [23] G. Kurizki, *Phys. Rev. B* **42** 2915 (1991).
- [24] S. John, *Physics Today*, **44**, May 32 (1991).
- [25] S. John and J. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **64** 2418 (1990).
- [26] 富田 誠, *日本物理学会誌* **46** 927(1991). も参照の事.
- [27] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade. et.al., *Phys. Rev. Lett.* **67** 3381 (1991).