

講義

光と物質の相互作用—IX

光 と 音 波

高木 堅志郎

東京大学生産技術研究所 〒106 東京都港区六本木 7-22-1

(1988年4月23日受理)

Interaction of Light with Matter—IX

Fundamentals of Acousto-Optic Effects

Kenshiro TAKAGI

Institute of Industrial Science, University of Tokyo,

7-22-1, Roppongi, Minato-ku, Tokyo 106

1. 光と音波の相互作用

自然界を代表する波動は、言うまでもなく光と音である。前者は真空中でも伝わる電磁波であるのに対し、後者は質量と弾性率をもつ媒質中のみ伝わる弾性波という点で本質的に異なるが、干渉、回折、散乱、屈折などの現象は共通に起こり、しかもきわめて類似的に取り扱うことができる。多くの動物が情報、通信手段に利用しているのもこの二つである。われわれに最も身近な波動であろう。

適当な条件を整えば、媒質中の光と音波は結合し相互作用が起こる。結合が強く、作用が相互公平に及ぶという意味では誘導ブリュアン散乱が典型である¹⁾。これは、入射光および熱的音響フォノンによる散乱光が媒質の電歪現象を通じて音響フォノンと結合し、コヒーレントなフォノン、すなわち超音波を励起し、さらにそれがコヒーレントなブリュアン散乱を起こす現象である。電歪現象が電場の二乗効果であるため、入射光強度が強いときのみに起こる非線形現象である。このほか、作用が主に光から音波へ起こるものとしては、短いレーザーパルスを照射して熱音波を励起する方法²⁾、低周波でチョップした光で音響信号を出す光音響効果などがあり³⁾、いずれも光吸収→熱→音という結合である。これらの効果のうちとくに光音響は最近光音響顕微鏡や光音響分光(PAS)に応用されており非常に重要であるが、ここでは作用が主に音から光に起こるブラッグ反射、回折、屈折偏向に

重心を置いて記述する。最近普及している各種の音響光学素子(AO素子)、超音波映像、音場可視化、音波の光学的検出などの広範な技術はすべてこのなかに入る。これらの効果は音波が媒質の誘電率あるいは屈折率を変化させ、そこを通る光を変調するというものがほとんどで、入射する光と音の両方に線形な現象である。音波のモードが縦波の場合は屈折率の大きさを変え、横波は屈折率に異方性を与える。

本講義はこれらの音響光学効果を主な内容とするが、式による数学的解釈をできるだけ避け、直感的な物理的理解に重きを置くつもりである。しかし、これはもとより著者の力量の及ぶところではなく、いたずらに混乱を招くことになりかねない気もする。なお、ここで扱う光は可視光、音波は周波数が100 kHzから数GHz程度のもを頭においている。また媒質は固体と液体であるが、音速が数倍異なるため同じ周波数でも波長は固体のほうが長い。

2. 音波による光のブラッグ反射

2.1 運動量とエネルギーの保存則

誘電体中の光は、各点でその分極率に比例する双極子を作り、それが二次的な球面波を放射するということの繰返して進行する。遠方のある一点における場合は、同時刻にそこに到達する全ての球面波を積分したものとなるが、媒質が一様で等方的であればこの積分の結果は進行方向の場合を除いてゼロとなる。すなわち、光は直進

する。ところが、媒質中に音波が存在する場合には、誘電率に周期的な変調がかかっているため、光と音が交差する領域の積分は進行方向以外のおきでも有限の値をもつことがある。このようなことが起こるためには、光の向きが音の波面に対してある特定の角度になってなくてはならない。これがブラッグ反射である。結晶中のX線回折と類似の現象で、格子間隔に相当するものは音の波長であり、図1のように図式的に考えると直感的に理解できる。この図から、ブラッグ反射の起こる条件が次のように導かれる⁴⁾。

$$2A \sin \theta_B = \lambda / n_0 \quad (1)$$

ここで、 A は音波長、 λ は真空中の光波長、 n_0 は屈折率である。 θ_B は図中に示すような入射光の角度で、(1)式を満たすときブラッグ角と呼ぶ。よく知られているように、この式は光と音の運動量保存則を表わしている。

結晶のX線回折とは異なる点が二つある。まず、音波の場合、高次の回折が起こらない。したがって(1)式の右辺は回折次数を表す整数を含まない。これは、音波振動がほぼ完全に調和的であり、2倍、3倍の高周波数成分をもたないことに対応する。ただし、音の振幅が大きくなり非線形領域に入ると波形が鋸歯状化し高調波成分が現われるため、高次のブラッグ反射が起こりうる。またラマン・ナス回折では多くの回折光が現われるが、これについては次節で説明する。第二の相違点は、音波もまた波数と周波数の両方をもつ、すなわち運動量とエネルギーをもつ波動であるので、ブラッグ反射光の周波数はわずかに変化していることである。エネルギー保存則より

$$\nu_{\pm 1} = \nu_i \pm f \quad (2)$$

ここで、 ν_i 、 $\nu_{\pm 1}$ 、 f はそれぞれ入射光、反射光、音波の周波数である。このことは、音波が進行するために起こる光のドップラー効果と考えてもよい。 ν_{+1} となるのは音波と光が互いに近づき合うときで周波数は高くなる。 ν_{-1} は音波が光から逃げているときで周波数は下がる。それぞれをアンチ・ストークス光、ストークス光、あるいは+1次光、-1次光と呼ぶ。また反射されずに通過する光を0次光と呼ぶこともある。周波数シフトが起こるということは入射光と反射光の波数も異なることを意味する。したがって、厳密にいうと図1のようなブラッグ反射は音波面に対して正反射とはならないが、 $f/\nu_i < 10^{-5}$ 程度なのでほとんど無視できる。

音波によるブラッグ反射光は周波数がずれていることから光ヘテロダインによる検出が可能となる。たとえば、ブラッグ反射光を入射光と重ね合わせて光電面に入

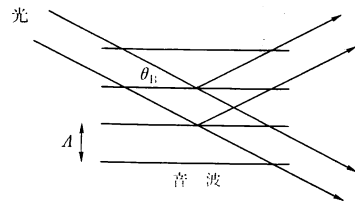


図1 音波による光のブラッグ反射

れると、DC電流のほかに音波周波数に等しいACのビート電流を生じる。これからブラッグ反射光の振幅を測ることができる。この方法は、感度が上げられるほか、背景光が除去できるなど非常に有利なことが多い。

2.2 ブラッグ角の幅

図1の考え方は、音波が減衰することなく無限に続き、音と光の相互作用領域が無限に広いという理想状態のもので、厳密なブラッグの条件が得られる。しかし実際にはこの条件にはある許容範囲があり、少しずれた方向から光が入射しても反射が起こる。音や、光のビーム幅あるいは音波減衰によって積分領域が有限になるためである。いま、簡単のため図2のように音波ビーム幅が L 、また音波の減衰定数が α 、すなわち y 方向に伝播する音波の振幅が $\exp(-\alpha y)$ で減衰するものとする。光がブラッグ角よりわずかにずれた $\theta_B + \epsilon$ 方向から入射したとき、反射光場は角度分布をもち

$$E(\theta, \epsilon) \propto \frac{\sin \{(KL/4)(\theta - \theta_B - \epsilon)\}}{(KL/4)(\theta - \theta_B - \epsilon)} \times \frac{1}{1 + (k/\alpha)^2 \cos^2 \theta_B (\theta - \theta_B + \epsilon)^2} \quad (3)$$

と表わすことができる⁵⁾。ただし、 k 、 K は光と音の波数である。この式は、図3に示すように $\text{sinc } X/X$ 型の sinc 曲線と $(1+Y^2)^{-1}$ 型のローレンツ曲線の積となっ

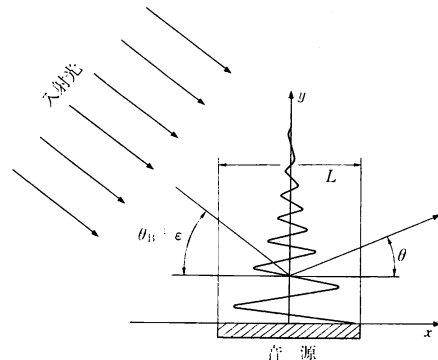


図2 吸収係数 α 、ビーム幅 L の音波によるブラッグ反射

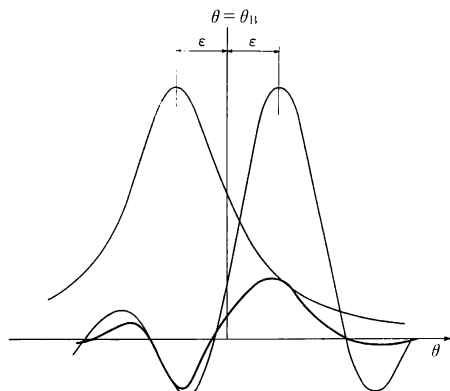


図 3 ブラッグ角から ϵ ずれた方向から光が入射した場合の反射光の場合
音速 1500 m/s, $\alpha=22.5$ neper/cm, $L=1$ cm, $f=300$ MHz, $\lambda=0.6 \mu\text{m}$ としてある.

ている。前者は主に x 方向の積分から出てくる項で、音波の回折による広がりを表わす指向性関数の形をしている。後者は、音波減衰に関係する項で、波数の分布を表わす。空間的に減衰する波動の波長あるいは波数は唯一ではなく、 α に比例した幅を持つことと対応している。

$\epsilon=0$ ブラッグ入射の場合にはこれら二つの曲線はいずれも $\theta=\theta_B$ でピークが重なり、鋭く強い反射が起こる。 $\epsilon \neq 0$ では、重なり部分が少なくなり、反射は弱く角度分布も広がってほけてくる。 L を十分大きくまた α が十分小さければ、これらの曲線は $\theta=\theta_B \pm \epsilon$ 以外ではゼロとなり、(3)式は $\epsilon=0, \theta=\theta_B$ のときのみ値をもつことになる。これは厳密なブラッグの条件にほかならない。

媒質が液体の場合は周波数が数百 MHz では $1/\alpha \leq 100 \mu\text{m}$ となるので、(3)式の第 2 項は重要であるが、ガラスを用いた市販の AO 変調素子では $1/\alpha$ は十分長く、 y 方向の積分領域はむしろ光のビーム幅で決まる。(3)式の計算では光の幅は無限に広いとしている。光の幅が有限な場合には、その回折広がり指向性関数でコンボリューション積分したものとなり、ブラッグ角の幅も、反射光の角度分布もそれだけ広がる。

2.3 ブラッグ反射の効率

AO 変調器等のブラッグ反射を利用した素子にレーザービームを通すとき、入射光強度の何%が反射光となるか知っておく必要がある。しかし、これまでの扱いはどのようなときにブラッグ反射が起こるかということとは説明できても、どの程度強く起こるかという効率は導くことができない。それは、(i)入射光が音波ビームを

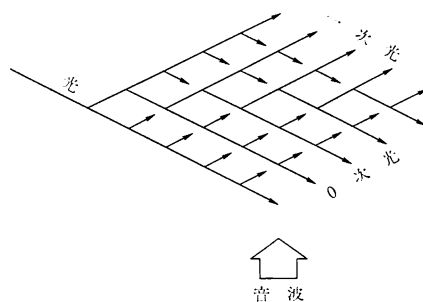


図 4 多重に起こるブラッグ反射

横切るとき、光の振幅は一定に保たれる。また(ii)一度ブラッグ反射された光が再びブラッグ反射されることはない。という二つの仮定を設けていたためである。この二つは実は無関係ではなく、結局音波が弱くて入射光のうちほんのわずかが反射されるということと同等である。もし音波がある程度強ければ、光が進むにしたがってどんどんブラッグ反射され、入射光強度がしだいに減っていくであろう。さらに、ブラッグ反射光の向きもまた音波面に対してブラッグの条件を満足しているため、再びブラッグ反射が起こる。その方向はもとの入射光と平行で、+1 次と -1 次の反射を 1 回ずつ経ているので周波数ももとにもどり、結局入射光と区別がつかなくなる。図 4 に示すように、相互作用領域内で偶数回ブラッグ反射された成分の合計が 0 次光、奇数回反射されたものが +1 または -1 次のブラッグ反射光となる。

おのおのの強度を知るには、次節で述べるラマン・ナス回折を高周波側に拡張して考え、ラマン・ナス方程式と呼ばれる階差微分方程式から求める。ブラッグ反射の効率は音波振幅、音波ビーム幅、光波長によって決まり、0 次光、 ± 1 次光強度はそれぞれ

$$I_0 = \cos^2(v/2) \tag{4}$$

$$I_{\pm 1} = \sin^2(v/2) \tag{5}$$

と表わされる⁶⁾。ここで

$$v = 2\pi \delta n L / \lambda \tag{6}$$

はラマン・ナスパラメータと呼ばれ、音波による光回折を扱うとき重要な量である。 δn は屈折率が音波によって $n = n_0 + \delta n \sin Ky$ のように変調されたときの振幅である。(4)、(5)式より $v = \pi$ では $I_0 = 0, I_{\pm 1} = 1$, つまり入射光は完全にブラッグ反射される。 v は音波面に平行な光路に沿っての光の位相をラジアンで表わした量であり、 $v = \pi$ は音波の半波長ごとに光路長が $\lambda/2$ ずつ増減していることを表わす。 v が π を越えるとブラッグ反射光は弱くなり、 $v = 2\pi$ では $I_0 = 1, I_{\pm 1} = 0$, つまりす

べて0次光となる。これはまったく何も起こらないことではなく、多重回ブラッグ反射の結果、1次の方向の成分が消えることを意味する。つまり v を大きくすると光は0次と ± 1 次の間を往復することになる。しかし実際には δnL を大きくすると音の非線形領域に入るため別の現象が加わる。

市販のAO変調器では、90%以上がブラッグ反射されるように v の値を設定してあるものが多い。また音波も80MHz以上の高周波を用いる。これは、低周波では次節に述べるように ± 2 次、 ± 3 次の回折光が現われるため、100%近く反射させることはできなくなる。またブラッグ角も小さくなるので0次光との空間的な分離が困難となるなどの理由による。さらに、音波の変調周波数を広帯域にするためにも高周波のほうが都合がよい。一般に δn や L は固定となっているので、ブラッグ反射強度を下げたいときには、入射角をずらせば(3)式の原理でゼロまでの任意の強度を得ることができる。

(5)式は、 v の小さい範囲では $I_{100}v^2$ で近似できる。つまり弱い音波に対しては音波の振幅とブラッグ反射光の振幅は比例する。前述のようにブラッグ反射光の光ヘテロダイン検出から音の振幅を測れるのは、このような比例領域だけである。ブラッグ映像なども、 v が大きくなるとコントラストが下がる。

3. ラマン・ナス回折と屈折偏向

3.1 位相格子

前節のブラッグ反射は、光と音の相互作用領域が十分広く、斜めに入射した光が音波面を何回も横切るときに起こる現象である。実際には、音波長が $10\mu\text{m}$ 以下でブラッグ角が 3° 以上あるとき顕著になる。ところが波長が数mm以上になる低周波では、ラマン・ナス回折と呼ばれる現象が起こる。この場合、相互作用領域は無限ではなく、音波ビームの幅が狭いことが必要である。運動量保存およびエネルギー保存則を満たし、ブラッグ反射と本質的に異なるものではないが、見かけ上ずいぶん違った様子を示す。波長が長く、ブラッグ角が数分以内となるためラマン・ナス回折は、音波の進行方向に対してほとんど垂直に光が入射したとき起こり、0次、 ± 1 次、 ± 2 次、 ± 3 次、…のように0次光の両側に多くの回折光が同時に現われる。

ラマン・ナス回折を説明するには、ブラッグ反射の考えよりも図5のような理想的な位相格子を考えるほうが理解が速い⁶⁾。音波ビームは音波長より狭く、光ビームは音波長より十分広い。光が音波面に平行に入射して、

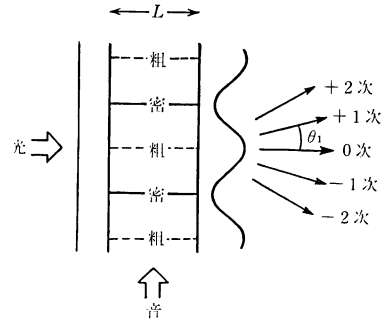


図5 位相格子とラマン・ナス回折

音場を直線で横切り、出射光は音波によって位相のみ変調される。つまり、音波が密で屈折率の高い部分を通じた光は位相が遅れ、逆に粗な部分を通じた光線は位相が進む。その結果、音波ビームを通過した直後は光の波面が図のように波打っている。このような変調波が遠距離に作る場として、0次、 ± 1 次、 ± 2 次、…の回折光が生じる。音波は光に対して回折格子として働くが、振幅も光の向きも変えず位相のみに影響を与えるので位相格子と呼ばれる。 m 次の回折角 θ_m は

$$\sin \theta_m = m\lambda / \Lambda \quad (7)$$

となる。ここで λ は本来媒質中の光波長である。実験では、光が媒質から空気中に出た所で θ_m を測定することになるので、屈折率の分だけ大きな値が得られる。しかし、 λ として媒質中ではなく空気中の値を用いれば、 θ_m も空気中の値と解釈することにより、(7)式はそのまま成立することになる。つまり、媒質の屈折率を知る必要はない。また、この式で $m = \pm 1$ とすれば $\sin \theta_{\pm 1} = \pm \lambda / \Lambda$ となる。ブラッグ角は音波面を基準としているため、回折角の1/2となることを考慮すれば、これはブラッグ条件と一致することがわかる。

この位相格子は音の位相速度 $f\Lambda$ で流れていることから、 m 次光の周波数 ν_m はドップラー効果で

$$\nu_m = \nu_i + mf \quad (8)$$

となる。各次数の回折光強度を知るには、ラマン・ナス方程式を用いる。音波ビームおよびブラッグ角が十分小さいという条件では解析的に求まり

$$I_m = J_m^2(v) \quad (9)$$

となる。 v は(6)式で与えられるラマン・ナスパラメータで、 J_m は m 次のベッセル関数である。図6に各次数の強度の変化を示す。ブラッグ反射と異なり、 ± 1 次光は最大でも約35%までしかならない。これは、2次以上の高次光と、正負両方の次数に分かれるためである。図7に3MHzの進行波超音波による回折光をレン

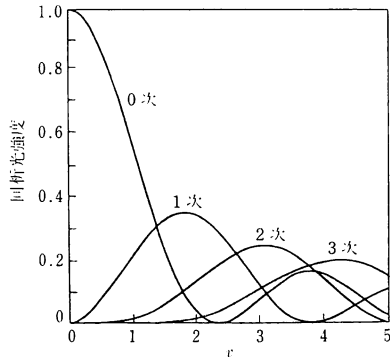


図 6 各次のラマン・ナス回折光強度

ズの焦点面で見た写真を示す。音波の振幅とともに、各次数の回折光が図 6 のように変化する様子が見られる。

音波が進行波でなく、定在波の場合には位相格子は静止し、音の周波数の 2 倍で生じたり消えたりするので、回折光は $2f$ で振幅変調されることになる。あるいは、定在波を逆向きの二つの進行波の和として、それによる二重回折と考えてもよい。各次数の光は、それぞれ $\nu_m = \nu_i \pm mf$, $\nu_i \pm (m \pm 2)f$, $\nu_i \pm (m \pm 4)f$, ..., のように多くの周波数成分を含むようになり、それらのビートとして $2f$ で振幅変調された光となる。0 次光が最初に消える $\nu = 2.40$ あたりに音の振幅を設定し、0 次光だけをスリットで取り出すと周波数 $2f$ で点滅するストロボ光源に利用することができる。

この節で行なったラマン・ナス回折の記述では、高次の回折が生じることの物理的な意味について明確な説明を与えていない。これは、本質的に音波ビーム幅が有限であることと関係する。光から見た音波は、無限に続く波動ではなく、空間的にも時間的にもトランケートされていることになる。このため、見かけ上音波数も周波数も高周波成分を含むことになり、運動量保存則とエネルギー保存則に相当する(7)式および(8)式が m を含む形となる。しかし、このことについては、次節の中間領域のところでは述べる多重回のブラッグ反射の考えのほうが直感的な理解を得やすい。

3.2 幾何光学領域

ラマン・ナス回折は、音の波長が光のビーム幅より短く音波面が周期的な格子として働くときに起こる。ところが、音の周波数が 1 MHz 以下になると、通常のレーザービームの幅より音波長のほうが長くなり、位相格子からはずれてくる。光線は、音波によってつくられた屈折率勾配のなかを進むことになり、図 8 に示すように光線が偏向する⁷⁾。音波は進むので、密度分布がたとえば

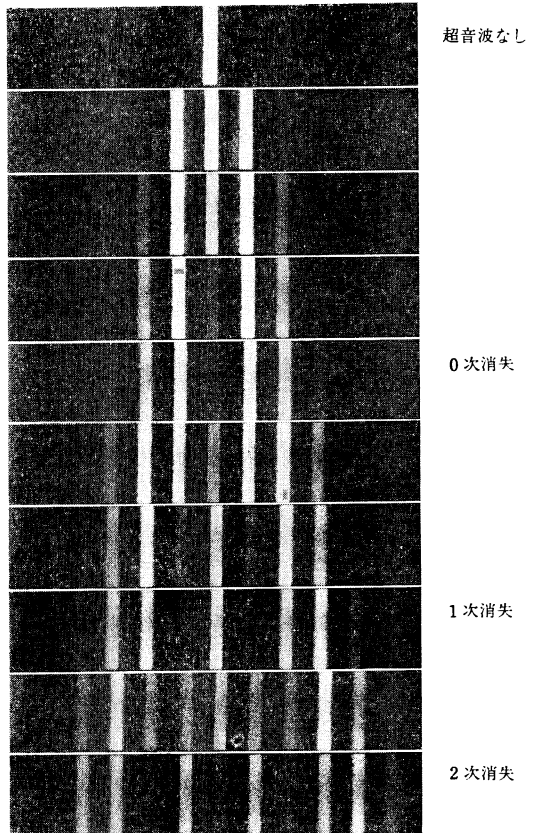


図 7 3 MHz 超音波による回折スペクトル
上から順に超音波が強く ν が増加している。0 次光消失が $\nu \approx 2.4$, 1 次光消失が $\nu \approx 3.8$ に相当する。(根岸勝雄氏の撮影)

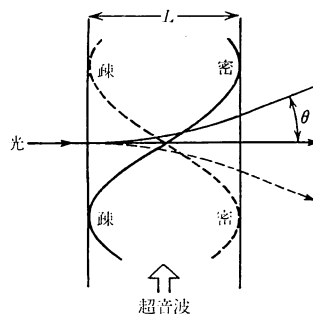


図 8 音波による光の屈折偏向

実線で表わされるような瞬間には光線は屈折率の高い上方向に曲げられ、またその半周期後には破線のように下向きに曲げられる。このように光線は音波の周期で上下に振られることになる。この上下振動は非常に速いので、普通に目で見ただけの場合には時間平均しか見えず、円筒レンズを通った後の光線のように扇状に広がっているように見える。

屈折率が正弦的に変化するような媒質中を光が通るとき、軌跡は幾何光学より厳密に求まり、楕円関数で表わすことができる。音波のビーム幅が波長より狭く、また音の振幅 (δn に比例) も小さいときには、光線の軌跡を円弧で近似することができ、音場を通過した後の光線の最大の振れ角 θ は、

$$\sin \theta = 2\pi \delta n L / \lambda \quad (10)$$

ただし、 θ は空気中で測った値である。この式の右辺は、ラマン・ナスパラメーターに非常によく似ているが幾何光学領域なので λ を含んでいない。 θ の測定からこの式を用いて音の振幅を求めることができる。

なお、この式は v を用いて $\sin \theta = v\lambda / \lambda$ と書ける。 λ / λ は一次回折角 θ_1 と等しいので、 $\sin \theta \approx \theta$ から結局、 $\theta = v\theta_1$ が得られる。たとえば、 $v=2$ であれば2次回折角まで振れることになる。

4. 中間領域の現象

4.1 位相格子理論の限界

これまで述べてきたように、音波による光の変調は三つの現象に分類でき、それらは見かけ上かなり異なっている。しかし、本質的には別の現象ではなく、相互作用領域の境界条件が異なっているからにすぎない。すなわち、ブラッグ反射は、光と音のビーム幅が両方とも十分広いとき、ラマン・ナス回折は音のみは狭いとき、屈折による偏光は両方とも狭いときに顕著に現われる。この考えから、三つの現象の領域をきわめて荒っぽく示すと図9のようになる。縦軸は光のビーム幅 W 、横軸は音のビーム幅で、それぞれ境界はオーダー的に $W \approx \lambda$ 、 $L \approx 100\lambda$ 程度である。 W 軸上の $W \gg \lambda$ の部分が厳密な位相格子理論のあてはまる領域、右上の遠方が理想的なブラッグ領域である。原点近くが幾何光学領域となるはずであるが、実際には W があまり小さくなると光の回折の広がりが出るためあてはまらなくなる。この図は、 λ を考慮していないため、理想的な幾何光学領域は表わしにくい。いま、 L 、 W を一定にして音波の周波数のみを変えると、図中に矢印で示すように原点を通る直線上を移動することになる。周波数を下げていくと、ブラッグ反射からラマン・ナス回折を経て屈折偏向に至る。図中に示す周波数は $W \approx \text{mm}$ 、 $L \approx \text{cm}$ という通常の実験条件の場合の各領域の目安を与える。この領域の分け方はきわめて単純化された現実的なもので、正確にはこのほかに光波長、音振幅も考慮しなくてはならない。

図に示す中間領域Aにブラッグ領域から近づくと、まず、(i)ブラッグ角があいまいになり入射の向きに鈍感

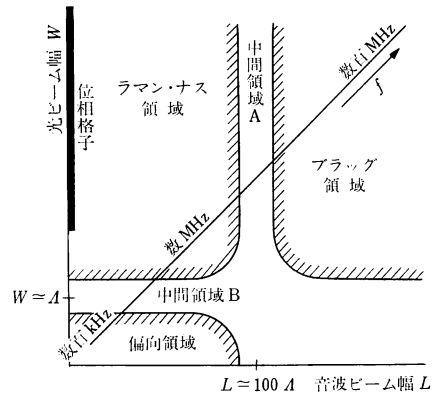


図9 三つの音響光学効果の領域と中間領域

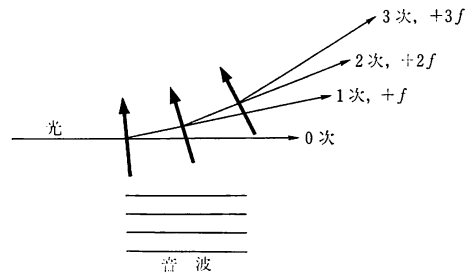


図10 多重のブラッグ反射とラマン・ナス回折
図4では、回折次数は +1, -1, +1, -1, ... と必ず交互に起こるのに対し、この場合は +1, +1, +1, +1, ... のように起こりうる点が異なる。太い矢印は向きの異なる音波の成分

になり、(ii)2次以上の高次の回折光が現われ始める。これらのことは、有限幅の音波ビームはあらゆる向きの平面波の重ね合わせであるとする指向性の考え方をすれば、ブラッグ反射だけでかなりの部分を説明することができる。正確なブラッグ角から少しはずれた向きから光が入射しても、それに対してブラッグの条件を満たす向きの音波成分が必ずあるので反射が起こる。これが1次の回折光である。一度反射された光はまた少し向きの異なる音波成分で再びブラッグ反射されて2次の回折光となる。一度反射されるたびに光の周波数は f ずつ増えるので $\nu_2 = \nu_1 + 2f$ となる。このようにして、向きが $2\theta_0$ ずつ異なるブラッグ反射が次々と起こる様子を図10に示す。これが高次のラマン・ナス回折と考えられる。しかし、向きが中心から大きくずれると、そのような音波成分は小さくなるので次数が高くなるほど回折光は弱くなる。このように考えれば、中間領域Aでの m 次の回折光強度は、音波の指向性関数のその向きの値に(9)式の m 次のベッセル関数をかけたものとなるはずである。

L/A が大きくなるほど音の指向性は鋭くなり、1次あるいは-1次回折しか起こらなくなる。純粋な位相格子は非常に細い音波ビームのときにあてはまるが、これは実は完全に無指向性の音波ということになり矛盾したように見える。このあたりは、波動光学と幾何光学がうまく繋がらないところと共通である。

逆にラマン・ナス領域から中間領域 A に近づくと、(i) 垂直入射より少し斜め、つまりブラッグ入射のほうが回折が強くなり、(ii) 高次光がしだいに弱くなってベッセル関数では表わせなくなる。位相格子理論の成立する限界は、 W, L, A のほかに λ と δn にも依存し非常に複雑である。 v パラメータのほかに、次のような Q パラメータも必要となる。

$$Q = 2\pi\lambda L / n_0 A^2 \quad (11)$$

v が音波による光の位相変調の深さを表わす量であるのに対し、 Q は音波による光線の曲がりの度合を表わす。 $Q = \pi$ というのは、音場を通過した直後の一次回折光のスポットが音の半波長ずれることを示す。位相格子のあてはまるのは、 $Q \leq 0.5$ かつ $Qv \leq 2$ であるとされている。

4.2 波動光学から幾何光学へ

ブラッグ反射領域からラマン・ナス領域への移行は、きわめて自然に連続的に起こる。これに対し、ラマン・ナス領域から屈折偏向領域への遷移はいささか唐突でなかなか想像しにくい。格子による回折という波動光学的現象と光線の屈折という幾何光学現象の接点になっているからであろう。

中間領域 B にラマン・ナス領域から近づく場合は、以下のように考えればよい。光の幅が狭くなると本来無限に続くべき音の回折格子が空間的にトランケートされることになるため、線スペクトルであった各次数の回折光がそれぞれ角度の広がりをもち、隣りと重なり合って一つの連続スペクトルとなる。格子は音速で流れているので、光の幅が音波長に近くなるとこのスペクトルは瞬時瞬時異なって、時間変化を示すようになる。いま、ラマン・ナスパラメータが v であるような音波について m 次の回折光を考えると、その光の振幅は $J_m(v)$ 、位相は $\exp(2\pi i m f t)$ (ただし入射光の位相分は省略) であり、その向きは m 次回折角 $\theta_m \approx m\lambda/A$ を中心として、ある分布関数 $S_m(\theta)$ で表わされる角度の広がりをもつ。 $S_m(\theta)$ は光ビームの回折による広がりに対応し、ガウスビームであればガウス関数、一様な矩形ビームであれば sinc 関数となる。 m 次回折光の角度分布はこれらの三つの関数の積で表わされ、さらに全ての次数についてこれの和

をとったもの

$$E(\theta, t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} S_m(\theta) J_m(v) \exp(2\pi i m f t) \quad (12)$$

が時刻 t における瞬時の回折スペクトルを与える⁷⁾。もちろんこの式は光の幅が無限に広いとき $S_m(\theta) = \delta(\theta - \theta_m)$ となり、ベッセル関数の線スペクトルという位相格子理論と一致する。

根岸はこのような理論から中間領域 B における回折光の強度スペクトルを計算し、波動光学領域から幾何光学領域への移行を見事に図示している。図 11 にその結果の一部を示す。音波は $v=2$ 、光は全半値幅 W のガウスビームとし、 W/A のいろいろな値について瞬時スペクトルの時間変化を音波の 1 周期分計算し、立体的に示してある。縦軸は音波の位相 $2\pi t/T$ で表わした時刻、横軸 H は角度を表わす変数で

$$\sin \theta = H\lambda/A \quad (13)$$

で定義される。つまり $H=m$ のときは θ は m 次の回折角と等しくなる。 $W/A \geq 2$ 、すなわち光が音波の 2 波長以上の幅をもつときは、かなり位相格子的であり、 H が整数となるところに少しぼけた各次のスペクトルが現われる。それらはほぼ分離しており、時間的な変化は見られない。 $W \leq 0.7$ では、各スペクトルが重なり始め、それらは周波数が f ずつ異なるためビートが起こり、スペ

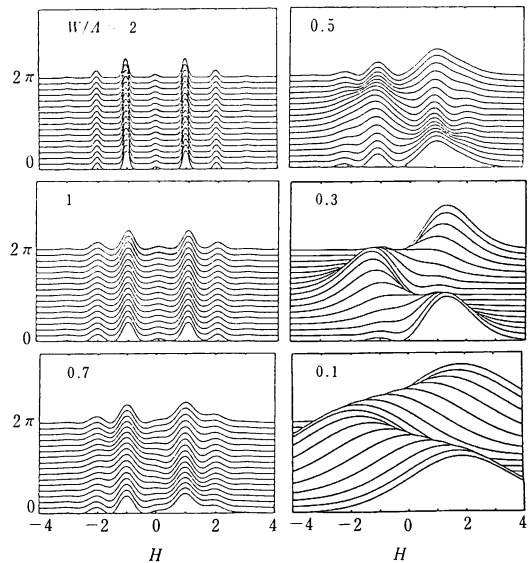


図 11 細いガウスビームに対する瞬時回折スペクトルの時間変化
ビーム幅 W/A を 2 から小さくしていくと、波動光学的なラマン・ナス回折から幾何光学的な偏向へと移行していく様子が見える。 $v=2$ 。

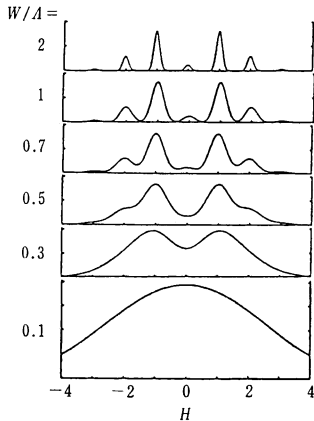


図 12 細いガウスビームに対する時間平均スペクトル

クトルに時間変化が現われる。 $W/A \leq 0.3$ では、主に正負の次数間の干渉により光ビームが左右に振られ始め、 $W \leq 0.1$ ではほとんど幾何光学的な偏向となっている。ただし、ビームが細いため回折効果で光線がぼけている。幾何光学領域では、偏向の最大振れ角 θ は 3.2 項で述べたように $v\lambda/A$ 、つまり $v=2$ のときは $H=2$ まで振れることになる。一方、図 11 では $W/A=0.3$ で $H_{\max}=1.3$ 、 $W/A=0.1$ で $H_{\max}=1.87$ と 2 に近づいており、光のビーム幅が $A/10$ 程度になれば、ほぼ幾何光学領域に入っていることが示される。

肉眼では、これらの瞬時スペクトルの時間平均を見ることになる。その様子を図 12 に示す。光や音波の条件は図 11 と等しくしてある。 $W/A \geq 1$ では瞬時スペクトルとのちがいはほとんどないが、 $W=0.1$ ではブロードな一つのピークとなりビームが扇状に広がったように見える。これらの平均スペクトルは、高さがベッセル関数で表わされる各次の線スペクトルが光の回折効果でぼけたものであると単純に解釈できる。

ラマン・ナス領域から偏向領域への移行は以上のように記述されるが、これは物理的な考察というより単に図 11 を眺めながらスポーツの実況放送のように解説したというにすぎず、むしろ蛇足かもしれない。

5. おわりに

本講義では、光が音波から受ける作用、すなわちブラッグ反射、ラマン・ナス回折、屈折偏向などについてその原理および基礎となる理論を、できるだけ実験からかけ離れないように注意しながら解説したつもりである。歴史的に見るとこのような現象はすでに 60 年以上も前、ブリュアンによって理論的に予想され、その後 10 年く

らいの間にデバイとシェアズ、ルーカスとピカルルらによって実験的にも示されている。さらに 1960 年代にはレーザーが登場し、実験が飛躍的に進歩したことはいうまでもない。1. 節で列挙したように、これらの音響光学効果には多くの応用が考えられている。ガラスを用いた AO 素子は実用化され、いろいろな光学系に組み込まれている。また、超音波の伝播を知るための音場可視化の分野では、あらゆる音響光学技術を駆使した方法が行なわれている。シュリーレン法、イソクロマト法、ストロボ光弾性法など個々の手法については文献に詳しい⁴⁾。

音速と吸収を広い周波数帯で測りそれから媒質の物性を研究する超音波スペクトロスコピーにおいても、光学的な音波検出はよく用いられとくに数百 MHz 以上の高周波測定では重要な技術となっている。そのうちの一つにブリュアン散乱がある⁸⁾。これは原理的にはブラッグ反射であるが、音波は人工的に励振されたコヒーレントなものではなく、熱雑音によるインコヒーレントなフォノンである。熱フォノンはあらゆる波長成分を持ち、すべての方向に存在するので入射光に対してどれかのフォノンがブラッグ条件を満すことになり、結局すべての方向に散乱が起こる。その散乱角からブラッグの条件を用いて音波長を、また散乱光のスペクトルから周波数を求めてフォノンの位相速度を得る。

光による音波測定には多くの長所があるが、そのうち最も重要な利点は、ほとんど音場を乱すことなく検出できる点であろう。通常の圧電素子を用いると必ずそこで反射や回折などが起こり、知ろうとする音場そのものを変えてしまう。ところが光が音場を通過してブラッグ反射が起こっても、音波のほうは実験で見える範囲では何も起こらない。それでいて十分に高い検出感度が得られるというのは、一見矛盾したように見える。これに対して著者はまだ明確な理解をもっていない。たとえば、ブラッグ反射では運動量がほぼ等しい同士の光子とフォノンが結合する。ところが、それらのエネルギーを比べるとフォノンのほうが 10^8 程度高い。つまり音から見るとずいぶん得をし、光から見るとまるで割の合わない取引きをしていることになる。これもその原因の一つかもしれない。

本講義は全般的に根岸勝雄教授からの示唆に負うところが大きい。とくに 4.2 項に関してはまったく依存しているといっても過言ではない。

文 献

- 1) A. Yariv: *Quantum Electronics*, 2nd ed. (John & Wiley, New York, 1975).

- 2) H. J. Eichler, P. Günter and D. W. Pohl: *Laser-induced Dynamic Grating* (Springer-Verlag, Berlin, 1986).
- 3) 沢田嗣郎 (編): 光音響分光法とその応用—PAS (学会出版センター, 東京, 1982).
- 4) 根岸勝雄, 高木堅志郎: 超音波技術 (東大出版会, 東京, 1984) 第3章.
- 5) K. Takagi and K. Negishi: "Measurement of UHF ultrasonic attenuation in liquids by optical heterodyne method," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **14** (1975) 29.
- 6) 実吉純一, 菊池喜充, 能本乙彦: 超音波技術便覧, 改訂新版 (日刊工業新聞社, 東京, 1966) 174-193.
- 7) K. Negishi: "Ultrasonic light diffraction using a narrow light beam—Transition from diffraction to deflection," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **24**, Suppl. 24-1 (1985) 15-17.
- 8) 重成 武: "ブリュアン散乱—発達の歴史と今後の問題", 月刊フィジクス, **8** (1987) 373-377.

講義 『光と物質の相互作用』

I 「光と原子・分子」(尾中龍猛)	17 卷 1 号	pp. 26-34
II 「光と固体」(尾中龍猛)	17 卷 2 号	pp. 87-95
III 「光吸収」(尾中龍猛)	17 卷 3 号	pp. 133-141
IV 「反射・透過」(石黒浩三)	17 卷 4 号	pp. 191-198
V 「干渉・回折」(石黒浩三)	17 卷 5 号	pp. 245-253
VI 「散乱」(石黒浩三)	17 卷 6 号	pp. 309-316
VII 「放射」(花村榮一)	17 卷 7 号	pp. 367-375
VIII 「レーザーと非線形光学」(花村榮一)	17 卷 8 号	pp. 418-425