

フォトリフラクティブ効果の物理

志村 努

近年わが国でもフォトリフラクティブ効果に関する研究が盛んになりつつある。正しくは「再び」という形容詞をつけるべきであろうが、一時すたれた経緯にはここでは触れない。復活の理由は80年代後半ごろからそこそこ良質のフォトリフラクティブ結晶が商業的に比較的安定して供給されるようになったことにあるだろう。また、チタン酸バリウム単結晶の登場により、レーザービームを1本入射させただけで何もせずに位相共役波が発生する、自己ポンプ位相共役鏡が注目されたこともある。とはいえ、フォトリフラクティブ効果とはどういう現象であるかということの詳細は、まだ一般に広く知られていないといえる。

本稿ではまず、「フォトリフラクティブ効果」という言葉の定義から始めて、干渉縞による屈折率回折格子の書込みの過程を述べることによって、フォトリフラクティブ効果とはいかなる現象であるかについて説明する。次いで、応用の基本となるフォトリフラクティブ効果を介した光ビームの結合について述べ、最後に最も特徴的なデバイスである自己励起型位相共役鏡について説明して、この効果についての簡単な紹介としたい¹⁾。

1. フォトリフラクティブ効果とは

「フォトリフラクティブ効果」(photorefractive effect) というと、字句からすれば「光強度に依存して屈折率の変化する」効果のことだと読める。現象としては確かにそのとおりではあるのだが、通常はある特別な

機構によって起こる特殊な効果のことを限定してこう呼んでおり、「光強度に依存して屈折率の変化する」現象一般のことを指してはいない。光強度に依存して屈折率の変化する現象は、三次の非線形光学効果による光カー効果をはじめ、さまざまな種類のものが存在するが、これらは普通はフォトリフラクティブ効果とは呼ばない。

通常フォトリフラクティブ効果という場合、干渉縞のような空間的に一様でない光の照射により材料の内部の電荷分布が変化し、これにより生じた空間電場によってポッケルス効果などの電気光学効果により屈折率が変化する現象という意味で使われる。

2. バンド輸送モデル

フォトリフラクティブ効果の物理的説明としては、Kukhtarev らによるバンド輸送モデル^{2,3)} が広く受け入れられており、このモデルに基づいて光照射から屈折率変化に至る過程を説明する。

バンド輸送モデルによれば、光強度の分布から屈折率変化に至るまでには、

1. キャリヤーの光励起
2. 励起されたキャリヤーの移動と再結合
3. これにより生じる電荷の空間分布
4. ポアソン方程式を介する結晶内電場の生成
5. 電気光学効果による屈折率変化

という段階を経ていると考えている(図1)。これらを逐一考えていくことにより、フォトリフラクティブ効果の基本方程式を導くことができる²⁻⁴⁾。

2.1 フォトリフラクティブ結晶の準位構造

フォトリフラクティブ効果が起こるには、誘電体または半導体のエネルギーバンドに図2に示すようなトラッ

Fundamentals of photorefractive effect (1996年3月25日受理)
Tutomu SHIMURA 東京大学生産技術研究所第1部 (〒100 東京都港区六本木 7-22-1)

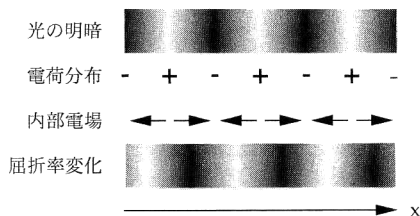


図1 フォトリフラクティブ結晶のトラップ準位。

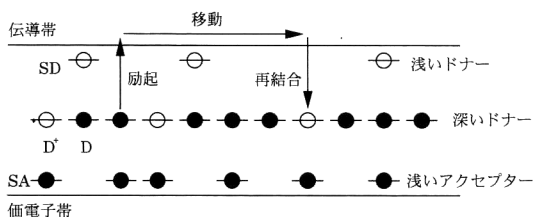


図2 光の明暗と電荷分布および屈折率の関係。

準位が存在する必要がある³⁾。すなわち深いトラップ準位と浅いドナー準位SDと浅いアクセプター準位SAである。浅い準位は少なくともどちらかがあればよい。浅い準位は伝導帯あるいは価電子帯に十分近く、室温では熱的に励起されほとんど空、すなわちイオン化されているとする。浅い準位から熱的に放出されたキャリアは深いトラップ準位と再結合し、光を照射しない状態では自由なキャリアはほとんど存在しない。深い準位は部分的にイオン化されている。ここでは深い準位はドナーであるとし、中性な原子Dが電子を放出して正イオンD⁺になるとして議論を進める。もちろんキャリアが正孔である場合も全く同様に議論が進められる。図の黒丸はこれから電子を放出できる状態、白丸は電子を放出した後の状態を表している。これらの3種の準位の実体は各種欠陥や不純物であり、通常フォトリフラクティブ結晶では浅い準位は結晶育成の際に自然に生じ、深い準位は不純物の添加により人為的に作られることが多い。

2.2 干渉縞の照射から屈折率格子の形成まで

さて図2のような準位構造をもった材料に光が当たると、深いドナー準位Dから電子がキャリアとして伝導帯に放出される。干渉縞の明るい場所ほどキャリアが多く励起され、干渉縞の明暗に応じたキャリア密度の分布ができる。キャリアは光励起以外に熱励起によっても発生するが、これは光強度が小さい等の特殊な場合以外は無視できる。

励起されたキャリアは自由に動き回れるから、電流が生じる。電流には、(a)拡散電流、(b)ドリフト電流、

(c)光起電力電流の3つがある。ドリフト電流は結晶内部に電場が存在するときにキャリアが強制的に動かされることにより生じる。光起電力効果は、照射した光強度に比例して電流が流れる現象で、二次の電気光学効果と同様、反転対称性のない物質のみで現れる。ほとんどの材料ではこの効果は無視できるが、LiNbO₃では無視できない。

キャリアが存在すれば深いトラップ準位Dとキャリアとの再結合が起こる。電流の存在により、キャリアは放出された場所とは違う場所で再結合するので、全体としては明るい部分では励起が再結合を上回り、しだいにイオン化されたドナー準位D⁺の密度が増加する。暗い部分ではその逆となるため、干渉縞の明暗に応じて電荷の空間分布が生じる。

電荷分布が生じるとポアソンの式により導かれる電場、すなわち空間電場が生じる。強誘電体材料では空間電場は数百～数千V/mにも達し、外部から印加できる電場と同程度あるいはそれ以上にもなる。ここで注意すべきは、この空間電場によってもドリフト電流が生じることである。現象としては、干渉縞の明暗により電荷分布が生じると拡散およびドリフトにより明部から暗部に向かってキャリアが移動するが、これにより生じた電荷分布による空間電場によって逆方向のドリフト電流も生じ、これらが釣り合ったところで定常状態となる。

またポアソンの式では空間電場の微分が電荷分布になるから、空間電場と電荷分布の空間周期の位相が1/4波長横ずれすることになる。一樣な光照射では屈折率は変化しないことも同じ式からわかる。

以上のキャリアの励起、移動、再結合の過程から導かれる式に、いわゆる電荷の連続の式と、空間平均すると電荷が中性であるという条件を表す式を合わせると、フォトリフラクティブ効果の基本方程式が得られる⁴⁾。これらを連立させて解くことにより、与えられた干渉縞に対する空間電場が求められる。

さて空間電場が求められると、最後の段階としてポッケルス効果、フランツ=ケルディッシュ効果⁵⁾、量子閉じ込めシュタルク効果⁷⁾等の電気光学効果により、空間電場に応じて屈折率が変化する。屈折率変化のうち、空間電場に比例する成分のみがフォトリフラクティブ効果としては有効である。

以上で光照射から屈折率変化に至る過程が完結する。

2.3 フォトリフラクティブ格子の性質

ここでフォトリフラクティブ効果の特徴について考えてみよう。

フォトリフラクティブ効果の基本方程式を解いて、正弦波的な干渉縞によって生じる空間電場の同じ空間周波数成分の定常値を考えると、以下のことがいえる。

1. 光強度がある程度大きく、光励起が熱励起より十分大きければ、空間電場は光強度には依存せず、干渉縞の変調度のみ依存する

これは通常非線形光学効果とは全く異なり、非常に弱い光でも十分に大きな屈折率変化が得られるということを示している。また、

2. 干渉縞と空間電場の縞の間に位相差が存在する。

特に、外部電場がゼロでキャリアの移動が拡散のみでおこるときは、位相差は $\pi/2$ （干渉縞の波長の $1/4$ ）になる

ということもわかる。これは後述する2光波混合におけるエネルギーの移動を引き起こす原因となり、フォトリフラクティブ効果で本質的に重要な事柄である。

同じ式から空間電場が初期状態から定常状態に至る時定数を求めることもできる。空間電場は指数関数的に定常値に近づくと仮定して時定数を求める。その結果、

3. 時定数は光強度の平均値にほぼ反比例する

という結果が得られる。これは、ある量の空間電場の形成には一定量の電荷の移動が必要で、これによってキャリアの励起に要する光子数も決まるので、光が弱ければそれだけ時間が長くなる、と考えれば概略の説明がつく。

2.4 より精密なモデル

以上述べたのは、非常に簡略化されたモデルと近似を行った結果だが、少し厳密な議論をしようとする場合にはより精密なモデルで考える必要がある。一般にはキャリアとして電子と正孔の両方を考えねばならない⁷⁻⁹。深いトラップ準位は単一とは限らず¹⁰、結晶によってはひとつのトラップが複数の電子または正孔を放出する場合もある¹¹。また浅いトラップ準位からの熱励起および光励起も無視できない場合もある^{12,13}。結晶に応じて無視できるキャリアや励起、再結合の過程を選んで、さまざまなモデルによる計算が行われている。

3. 光波の結合

次にフォトリフラクティブ効果によって引き起こされる現象を考える上で基本となる、フォトリフラクティブ回折格子を介した光波の結合について述べる。

3.1 2光波混合

フォトリフラクティブ材料中に2本のコヒーレントな光ビームを入射させると、2光波の干渉縞が作られこれ

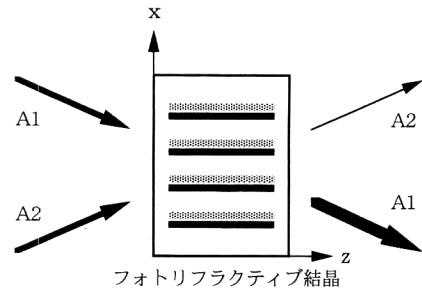


図3 フォトリフラクティブ2光波混合。

に応じた屈折率格子が書き込まれる。これだけならば通常の屈折率型ホログラムと何ら変りはないように思える。しかし書込みと同時に屈折率に変化するフォトリフラクティブ効果では、回折格子の状況が通常のホログラムの場合とは若干異なる。

図3のように2つの平面波でフォトリフラクティブ結晶中に干渉縞を作った状況を考える。露光と現象が別過程の通常のホログラムでは、書込み中はまだ媒質の屈折率は一様であるから、干渉縞は z 軸上のどの断面でも一様である。一方フォトリフラクティブ効果では、光照射と同時に進行して屈折率格子が形成されるために、書込み光自身の回折が起こり、光の z 方向の進行にともなって、2つの入射波の振幅が変化する。したがって干渉縞は z 方向で一様ではなくなり、書き込まれる回折格子も z 方向で一様ではなくなる。

2つの入射波は自分自身で書いた回折格子によってそれぞれ回折され、その結果互いに結合する。その様子は波動方程式に2つの平面波と回折格子の屈折率変化を代入して求めた「結合モード方程式」によって記述できる¹⁴。前節で述べたとおり、干渉縞と回折格子の間には位相差が存在するが、キャリアの移動が拡散のみによって起こる場合には干渉縞と回折格子の位相差が $\pi/2$ になり、一方の入射波（例えばA2）そのものともう一方の入射波（A1）の回折波の位相差がゼロ、すなわち同位相で強め合い、もう一方の組合せでは位相差が π 、すなわち逆位相で弱め合う。この結果、入射波A1のパワーがA2に移行するという現象が起こる。

パワーの移行の方向は、2つの入射波のうち、どちらの進行方向が結晶の $+c$ 軸により近いかによって決まる。結晶の $+c$ 軸は結晶に固有な方向で、結晶の対称性、電気光学定数の符号、優勢なキャリアの種類によって決まる。

パワーの移動は一方の光波でもう一方を増幅しているともみることができ、増幅ゲインを定義することができ

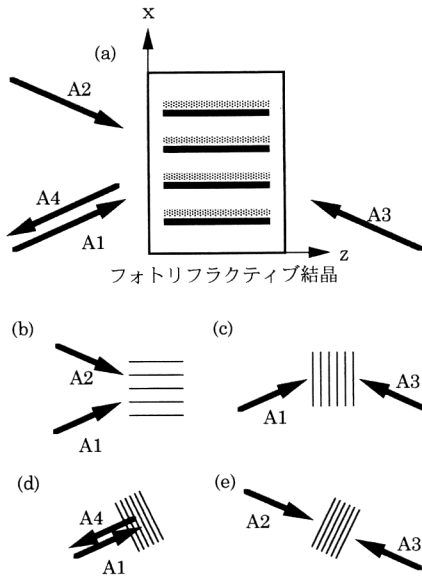


図4 フォトリフラクティブ4光波混合。(a) A1:シグナル波, A2:前進ポンプ波, A3:後退ポンプ波, A4:位相共役波, (b)透過型格子, (c)反射型格子, (d), (e)後方散乱型格子。

る。ゲインと相互作用長の積が十分に大きければ、片方の光波のパワーをほぼ100%移行させることもできる。一度片方の光波に移ったパワーは相互作用長にかかわらず元の光波に戻ることはない。なぜなら z 方向のどの位置をとっても同位相、逆位相の関係は不変だからである。伝播方向の関係が決まれば光強度の大小とパワーの移行の方向には関係がない。

一般には入射光が平面波同士でなくても、記録されるのはホログラフィックな回折格子であるから、入射波A2(あるいはA1)の回折波は、入射波A1(あるいはA2)と同じ波面をもち、全面で同じ位相差で重ね合わされる。したがって任意の波面をもつ光波の増幅が可能である。

3.2 4光波混合

フォトリフラクティブ効果の重要な応用のひとつである位相共役波の発生の基本となるのが4光波混合¹⁵⁾である(図4a)。4光波といっても入力プロンプ波A1, 前進ポンプ波A2, 後退ポンプ波A3の3本で、これによりプロンプ波に対する位相共役波A4が発生する。位相共役波とは、入射波と空間的には全く同じ波面をもって逆方向に進行する波で、波を複素表示したときに空間部分が複素共役になることからこの名前がついている。入射波の進行を時間反転させたものとみることのできるため、時間反転波とも呼ばれる。

4光波混合による位相共役波の発生条件は、2つのポンプ波がこちらも互いに相手の位相共役波になっていることで、通常は完全に対向する平面波またはガウシアンビームを用いることにより実現する。

フォトリフラクティブ結晶における4光波混合では、4つの波の6通りの組合せで干渉縞が作られるが、上記の条件を満たしているときは、2組の同一の干渉縞が存在するので、つごう4通りの干渉縞により回折格子が書き込まれることになる。プローブ波A1と前進ポンプ波A2で書かれるフォトリフラクティブ格子は、入射波の入った面に対して結晶の反対の面から回折波が出るため透過型回折格子(図4b)と呼ばれ、これにより後退ポンプ波A3が回折されて位相共役波A4となる。一方プローブ波A1と後退ポンプ波A3で書かれた格子は反射型回折格子(図4c)と呼ばれ、これにより前進ポンプ波A2が回折されてやはり位相共役波A4となる。さらにひとたび位相共役波A4が発生すると、これと対向するプローブ波A1でできた干渉縞によって後方散乱型回折格子(図4d)が書かれ、プローブ波が回折されて直接位相共役波となる。あとはポンプ波同士でもうひとつ別の後方散乱型回折格子(図4e)を書き込むが、これは位相共役波の発生には直接は寄与しない。

以上の4光波の相互の結合は、2光波混合の組合せと考えることができ、同様の結合モード方程式を拡張した形で記述することができる。結合モード方程式を解いて位相共役波の発生効率を最大にする条件を一般的な形で求めることは難しいが、透過型回折格子のみ存在とした近似の下では解析的な解を求めることができる¹⁶⁾。実験的には後退ポンプ波をプローブ波と前進ポンプ波に対してインコヒーレントとすることで、この条件は実現できる。

4. 自己励起型位相共役鏡

さて最後に、自己励起型の位相共役鏡について述べる。これはプローブ波を入れるだけでポンプ波がプローブ波の一部から自動的に作り出され、4光波混合が行われるというものであり、簡便な位相共役波の発生法として実用的な価値が高い。ここではまずポンプ波が自動的に作られる過程に不可欠なビームファニングという現象をまず説明したうえで、CAT型位相共役鏡および2重位相共役鏡を例にとって自己励起型位相共役鏡について解説する。

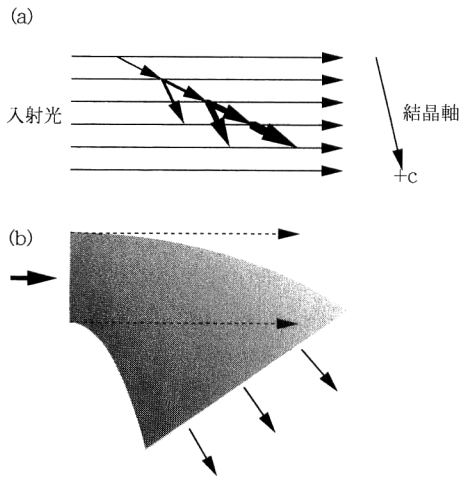


図5 ビームファニング. (a)2光波混合による散乱光の増幅, (b)ファニング光.

4.1 ビームファニング

ある程度の幅をもったレーザービームを BaTiO_3 や $\text{Sr}_{1-x}\text{Ba}_x\text{Nb}_2\text{O}_6$ 等の, 2光波混合のゲインの大きなフォトリフラクティブ結晶中に入射させると, 結晶の不完全性等が原因で微弱な散乱光が発生する. この散乱光は元のビームと干渉し2光波混合を起こす. ここでいろいろな方向の散乱光のうち進行方向が元の入射ビームよりも+c軸に近い角度のものは, 2光波混合により元のビームにより増幅を受け, 進行するにつれて振幅を増していく (図5a). 進行方向の異なる散乱光同士でもやはり2光波混合が起きて, より+c軸に近い角度のものが増幅される. また増幅された散乱光からの2次散乱光の増幅, 3次散乱光の増幅...という連鎖も起こり, +c軸方向に散乱光がどんどん強くなる. しだいに全体としては強い散乱光が扇形に広がるようになる (図5b). これをその形から「ビームファニング」と呼んでいる. 条件によっては, ほぼすべてのパワーが散乱光側に移ってしまい, 元のビームは結晶をほとんど透過してこないという状況もしばしば起こる.

4.2 CAT型位相共役鏡

上記のビームファニングを利用して, ポンプ波なしで4光波混合を起こし, 位相共役波を発生させるのが自己励起位相共役鏡である¹⁷⁾. なかでもCAT型位相共役鏡¹⁸⁾は, 結晶内での全反射を利用し, 1個の結晶に1本のビームを入射させるだけで位相共役波が発生するという不思議なデバイスである.

現在信じられている発生の機構は, 以下のとおりである.

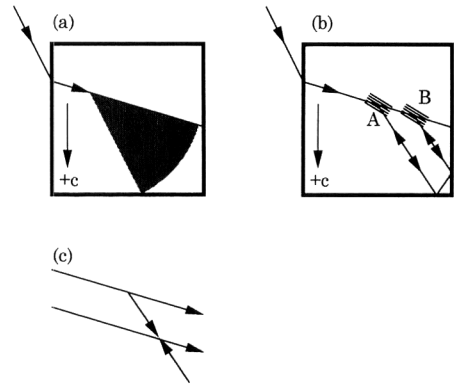


図6 CAT型自己励起位相共役鏡. (a)初期段階のビームファニング. (b)最終的に形成されるループ. 実際はこのようなループはひとつとは限らない. (c)領域Aと領域Bの拡大図. 入射光に幅があるために4光波混合が起こる.

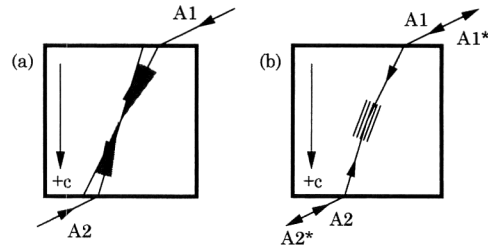


図7 2重位相共役鏡. (a)初期段階のビームファニング, (b)最終的にひとつの回折格子を共有した状態.

まず結晶内に入射させたビームによりビームファニングが起こる (図6a). 一部分の光が領域Aから散乱され結晶の角付近に進み, 2度全反射して領域Bに戻ってきたとする. このとき領域Bから全く逆コースで領域Aに向かう光が存在すると, ループが完結し, 領域AおよびBでループを逆方向に進む光により対向ポンプが作られ, 入射光がプローブ波となって4光波混合が起こって位相共役波が発生する (図6b).

なおCAT型という名前は, Feinbergの第1報¹⁸⁾で位相共役波の存在を示すための画像に猫の絵が使われたことからきており, 深い意味はない. 自己励起型位相共役鏡はCAT型以外にもいくつか提案され, 実現している¹⁹⁻²²⁾.

4.3 2重位相共役鏡

自己励起型位相共役鏡の変形に2重位相共役鏡あるいは相互励起位相共役鏡がある. これは2本のビームを結晶に入射させ, 互いに相手の位相共役波として回折させるものである.

最も基本的な配置の2重位相共役鏡²³⁾を図7に示す。2つの入力A1, A2ともにビームファニングを起こす(図7a)。ファニングによりできた回折格子の波数ベクトルは大きさも方向も千差万別だが, なかでもたまたまA1が回折してA2の位相共役波になるような回折格子が存在していると, これは同時にA2が回折してA1の位相共役波を作る格子にもなっていることが容易にわかる。このような格子は2つの入射光に共有され, 2光波混合による増幅を受けて, しいに他の共有されていない格子に競合で勝ち残る。最終的には当初ビームファニングを起こしていた多くの回折格子は消え, 互いに相手の入力光の位相共役波を回折するような格子のみが生き残る(図7b)。これが2重位相共役鏡の立ち上がりである。

2重位相共役鏡の著しい特徴は, 2つの入射光が互いにインコヒーレントでも構わないという点である。干渉を使っているのに入力光同士が干渉しなくてもよいというのは矛盾しているようだが, 実は2重位相共役鏡の中にできている回折格子は, それぞれの入射光が自分自身の散乱光との間でできた干渉縞によって書かれているのであり, 結果として, それぞれの入射波とその散乱光による独立な2つの干渉縞が空間的に一致しているだけなのである。

2重位相共役鏡は図7に示した配置以外に, 鳥の翼(bird wing)型²⁴⁾, 橋(bridge)型²⁵⁾ほかさまざまな構成^{26,27)}が提案されているが, 本質的にはどれも同じ原理である。

フォトリフラクティブ効果という現象と, それを用いた基本的な現象について簡単に解説した。本稿は簡略化したモデルに基づいて紹介したが, 結晶の種類や応用システムに応じて, いろいろと精密化されたモデルが考えられている。しかしいずれも基本的にはここで述べた考え方を単に拡張しているに過ぎない。興味をもたれた方は個別の文献をあたっていただきたいが, その際に本稿が理解の助けになれば幸いである。

文 献

- 1) フォトリフラクティブ効果の教科書として, P. Günter and J.P. Huignard: *Photorefractive Materials and Their Applications I, II* (Springer, Berlin, 1989); P. Yeh: *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics* (John Wiley & Sons Inc., New York, 1993); D. D. Nolte: *Photorefractive Effects and Materials* (Kluwer Academic Publishers, Boston, 1995).
- 2) N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin and V. L. Vinetskii: "Holographic storage in

- electrooptic crystals. I. Steady state," *Ferroelectrics*, **22** (1979) 949-960.
- 3) N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin and V. L. Vinetskii: "Holographic storage in electrooptic crystals. II. Beam coupling — light amplification," *Ferroelectrics*, **22** (1979) 961-964.
- 4) G. C. Valley: "Simultaneous electron/hole transport in photorefractive materials," *J. Appl. Phys.*, **59** (1986) 3363-3366.
- 5) P. Delaye, P. U. Halter and G. Roosen: "Continuous-wave two-beam coupling in InP: Fe and GaAs: evidence for thermal hole-electron competition in InP: Fe," *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.*, **7** (1990) 2268-2273.
- 6) F. P. Strohkendl, J. M. C. Jonathan and R. W. Hellwarth: "Hole-electron competition in photorefractive gratings," *Opt. Lett.*, **11** (1986) 312-314.
- 7) E. Millerd, E. M. Garmire and A. Partovi: "Nearresonant photorefractive effects in bulk semiconductors," *Photorefractive Effects and Materials*, ed. D. D. Nolte (Kluwer Academic Publishers, Boston, 1995) pp. 336-349.
- 8) A. M. Glass, D. D. Nolte, D. H. Olson, G. E. Doran, D. S. Chemla and W. H. Knox: "Resonant photodiffractive four-wave mixing in semi-insulating GaAs/AlGaAs quantum wells," *Opt. Lett.*, **15** (1990) 264-266.
- 9) S. Ducharme and J. Feinberg: "Altering the photorefractive properties of BaTiO₃ by reduction and oxidation at 650°C," *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.*, **3** (1986) 283-292.
- 10) L. Holtmann, K. Buse, G. Kuper, A. Groll, H. Hesse and E. Krätzig: "Photoconductivity and light-induced absorption in KNbO₃: Fe," *Appl. Phys. A*, **53** (1991) 81-86.
- 11) K. Buse and E. Krätzig: "Three-valence charge-transport model for explanation of the photorefractive effect," *Appl. Phys. B*, **61** (1995) 27-32.
- 12) Y. Okazaki and K. Kuroda: "Temperature dependence of the photorefractive effect in GaP," *Opt. Commun.*, **104** (1994) 357-362.
- 13) K. Horiuchi and K. Kuroda: "Photorefractive and photochromic effects in undoped GaP at high temperature," *Opt. Commun.*, **113** (1995) 487-492.
- 14) P. Yeh: "Two-wave mixing in nonlinear media," *IEEE J. Quantum Electron.*, **25** (1989) 484-519.
- 15) M. Cronin-Golomb, B. Fischer, J. O. White and A. Yariv: "Theory and applications of four-wave mixing in photorefractive media," *IEEE J. Quantum Electron.*, **20** (1984) 12-29.
- 16) M. Cronin-Golomb, J. O. White, B. Fischer and A. Yariv: "Exact solution of a nonlinear model of four-wave mixing and phase conjugation," *Opt. Lett.*, **7** (1982) 313-315.
- 17) J. O. White, M. Cronin-Golomb, B. Fischer and A. Yariv: "Coherent oscillation by self-induced gratings in the photorefractive crystal BaTiO₃," *Appl. Phys. Lett.*, **40** (1982) 450-452.
- 18) J. Feinberg: "Self-pumped, continuous-wave phase conjugator using internal reflection," *Opt. Lett.*, **7** (1982) 486-488.
- 19) M. Cronin-Golomb, B. Fischer, J. O. White and A. Yariv: "Passive (self-pumped) phase conjugate mirror: theoretical and experimental investigation," *Appl. Phys. Lett.*, **41** (1982) 689-691.
- 20) M. Cronin-Golomb, B. Fischer, J. O. White and A. Yariv: "Passive phase conjugate mirror based on self-induced

- oscillation in an optical ring cavity," *Appl. Phys. Lett.*, **42** (1983) 919-921.
- 21) T. Y. Chang and R. W. Hellwarth: "Optical phase conjugation by backscattering in barium titanate," *Opt. Lett.*, **10** (1985) 408-410.
 - 22) T. Honda and H. Matsumoto: "Reflection-grating self-pumped phase conjugation with optical feedback free of input conditions," *Appl. Opt.*, **33** (1994) 4475-4479.
 - 23) S. Weiss, S. Sternklar and B. Fischer: "Double phase-conjugate mirror: analysis, demonstration, and application," *Opt. Lett.*, **12** (1987) 114-116.
 - 24) M. D. Ewbank: "Mechanism for photorefractive phase conjugation using incoherent beams," *Opt. Lett.*, **13** (1988) 47-49.
 - 25) E. J. Sharp, W. W. Clark III, M. J. Miller, G. L. Wood, B. Monson, G. J. Salamo and R. Neurgaonkar: "Double phase conjugation in tungsten bronze crystal," *Appl. Opt.*, **29** (1990) 743-749.
 - 26) R. W. Eason and A. M. C. Smout: "Bistability and non-commutative behavior of multiple-beam self-pulsing and self-pumping in BaTiO₃," *Opt. Lett.*, **12** (1987) 51-53.
 - 27) M. D. Ewbank, R. A. Vazquez, R. R. Neurgaonkar and J. Feinberg: "Mutually pumped phase conjugation in photorefractive strontium barium niobate: theory and experiment," *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.*, **7** (1990) 2306-2316.