多重量子井戸構造赤外線センサ

正 員 山 西 正 道 (広島大学工学部)

正 員 板 倉 安 正 (滋賀大学教育学部)

解説

1. はじめに

最近、アメリカの AT & T ベル研究所の Levine らによって $10\mu\text{m}$ 波長域用の多重量子井戸構造の赤外線センサが提案され、その特性が報告されている⁽¹⁾。従来より、 $10\mu\text{m}$ 波長域の量子形赤外線センサとして HgCdTe 素子が開発され、実用化されてきた⁽²⁾。多重量子井戸構造赤外線センサは、現段階では、性能的に HgCdTe 赤外線センサに及ばないが、人工的に制御された量子効果を利用している点の特徴であり、次世代センサの端緒を開くものとして注目される。

本稿では、量子井戸構造とその基本的な電子物性・光物性を解説し、デバイス応用への可能性、特に、多重量子井戸構造赤外線センサの性能と改良上の問題点を一問一答形式にまとめている。ここで対象とするセンサの感度波長は $10\mu\text{m}$ 付近であるが、量子井戸の光物性およびデバイス応用は、 $1\mu\text{m}$ 以下、特に、 $0.8\mu\text{m}$ の波長域で進んでいるので、長波長域での素子を考察する場合の参考のために、 $0.8\mu\text{m}$ 付近での光物性についても述べている⁽³⁾⁽⁴⁾。光学遷移については、帯間遷移とともに、 $10\mu\text{m}$ 付近を主たる対象とする帯内遷移について、詳しくそれらの特徴を議論する。

量子井戸の電子物性の基本としては、まず、電子の状態密度、振動子強度の偏波面依存性をとりあげる。量子井戸の中では電子やホールは二次元的に閉じ込められていて、励起子も二次元的になり、室温でも安定に存在する。この励起子に関連した光吸収と屈折率の分散を明らかにする。2 番目は、よりデバイス応用に関連のある現象として、量子井戸に電界をかけた場合の吸収係数、屈折率の変化について触れる。3 番目は、電子系のコヒーレントな励起、すなわち、仮想励

起を利用した超高速の光プロセスを取り上げる。ここでは、時間スケールが 100 fs (フェムト秒) 程度の現象を考えている。

2. 量子井戸構造の電子物性・光物性

量子井戸というのは図 1 (a) に示したように 2 種類の物質のサンドイッチ構造からなっている。ここで結晶 A はバンドギャップ E_{gA} が小さく、結晶 B はバンドギャップ E_{gB} が大きくくなっており、A には電子やホールが閉じ込められる。それが何層にもなっているものを特に多重量子井戸という。最近の結晶成長技術の進歩によって、精度の高い多層構造ができるようになった。図 1 (b) 中には GaAs と AlAs の多重量子井戸構造の透過電子顕微鏡写真が示されていて、接合面が原子構造として非常にシャープにできあがっている様子がわかる。このように境界が精度よく作れるようになってはじめて、この井戸内に波として電子を閉じ込めることが可能な構造ができる。

量子井戸構造の半導体のバンド図を図 2 に示す。バンドギャップの小さいところは GaAs で、両側は GaAs-AlAs 混晶になっている。電子はポテンシャルの低い GaAs に閉じ込められる。その寸法は $100\text{ \AA}$ 程度であり、電子の波長と同じオーダーである。井戸の幅が狭いと、厚みの方向には電子波が反射していくつかの次数の定在波ができる。このように量子井戸の面に垂直な方向に電子が閉じ込められた結果、離散的な準位ができる。ホールについては、バルク結晶では縮退していた状態が分離し、ヘビーホール準位 $1\hbar$ とライトホール準位 $1\hbar$ になる。電子の場合より少し複雑であるが、閉じ込めによる量子効果は本質的に同じである。一方、井戸の面に平行な方向には電子は自由に運動でき、バルクの結晶と同じように連続的な状態が形成されるので、状態密度とエネルギーの関係は図 3 に示すような形になる。井戸の面に垂直な方向の一つの定在波に着目すると、電子は、共通の定在波状態を保ちながら、井戸の面に平行な方向は運動によるエネル

Multiquantum well Infrared Sensor. By Masamichi Yamanishi, Member (Faculty of Engineering, Hiroshima University) & Yasumasa Itakura, Member (Faculty of Education, Shiga University)

キーワード：量子井戸、二次元励起子、GaAs/AlAs 超格子、サブバンド遷移、MQW 赤外線センサ

図 1⁽³⁾

図 2 量子井戸構造(図 1)のエネルギーバンド図, A 層の厚み L_A , B 層の厚み L_B 量子準位 E_{nz} ⁽³⁾

図 3 量子井戸構造の状態密度(実線)と電子エネルギーの関係⁽³⁾

ギーの違いが生じる。サブバンドの端ではエネルギーが変化しても一定の状態密度が保持され、ある程度以上エネルギーが変化すると次の高次の井戸の面に垂直な定在波が存在するようになり、新たな状態ができる。従って、図 3 に示したように、状態密度はエネルギーに対して階段状に変化する。破線で示したバルクの場合と比較すると非常にシャープな状態密度の変化が起る。

図 4 種々の温度での GaAs/AlAs 量子井戸構造の光吸収スペクトルの実験データ⁽⁵⁾

次に量子井戸構造における二次元の励起子について述べる。GaAs-AlAs の超格子で測定された光吸収の測定結果を図 4⁽⁵⁾ に示す。横軸は光子エネルギーで $0.8\mu\text{m}$ 程度の波長である。幾本かのカーブは異なる温度での測定結果を示す。一番低い温度でのデータでは非常に鋭い吸収線が見られる。二つのピークは 2 種類の励起子が励起されていることを示している。低い光子エネルギーの励起子は電子とヘビーホールで形成される。図 3 の一番上の $1h$ と書いた準位は、ヘビーホールバンドの量子化された準位を示したものである。この $1h$ から $1e$ へ遷移してホールと電子の間でクーロン力で引っ張りあって励起子ができる。これを、ヘビーホール励起子と呼んでいる。一つ下にあるライトホールバンド $1l$ から電子が励起され、ライトホール励起子をつくる。このような励起子は、バルク結晶でも 10K 以下の低温にすれば観測されるが、それに比べると量子井戸では明らかに高い温度まで励起子が残っている。しかも、励起子吸収の立ち上がりは非常にシャープであり、変調器などの応用の上からも非常に興味深い現象である。

ただし、この図は説明の便宜上、電子とホールとの相対運動にのみ注目して描かれたものであることに注意されたい。

図5 (a) バルク結晶および(b)量子井戸構造中の励起子を構成する電子雲の概念図⁽³⁾

量子井戸に閉じ込められた励起子が高い温度でも存在できる理由を簡単に説明する。図5のボールのようなものを書いてあるのは、バルク構造の中で励起子をイメージするために書いた絵である。量子力学的には電子は粒ではなく、ある種の広がりをもっていて、電子の運動は野球のボールのように広がって運動しているように考えられる。バルクの結晶では、特別な閉じ込めがないので完全に球対称になって電子雲ができていく。その真ん中の心のところにプラスの電荷があって、放射状に電気力線がでており、電子雲は球形となる。こういうものを量子井戸に入れたとすると、ボールは圧縮され、ドーナツ形の偏平状の雲ができる。雲の中心には依然としてプラスの電荷があり、電気力線がでている。三次元的に広がっていたものを押し込むので、電荷密度は大きくなり面内の電気力線の密度は当然大きくなる。狭いところへ電荷を閉じ込めているので、それだけクーロン引力が強くなり、励起子が存在する。

量子井戸の層の代りに線のようなものを考える。鉛筆の心のようなものがGaAsで、その回りにAlAsが完全に取り囲むようなもので、両方向に対して100Å程度にすれば、ひとつの量子細線になる。このときの励起子の安定性については、理論的に量子井戸より安定なものができると思われている。

量子井戸の光学的特性でもう一つの興味深い点は、偏波面依存性である。図6は、光吸収の光子エネルギー依存性を示している。上の曲線はGaAsの量子井戸の面に光の電界ベクトルが平行になるようにした状態で測定された吸収の波長特性である。下側の曲線は電界ベクトルが垂直になるようにして測定した吸収の波長特性である。上側の曲線では、価電子帯のヘビーホール準位1hからの励起による励起子のピーク

温度は室温であり、各曲線は、それぞれ井戸面に垂直な直流印加電界(i) 1.6×10^4 V/cm, (ii) 10^5 V/cm, (iii) 1.3×10^6 V/cm, (iv) 1.8×10^6 V/cm, (v) 2.2×10^6 V/cm に対するものである⁽⁶⁾。

図6 GaAs/AlGaAs 量子井戸構造の井戸面に(a)平行および(b)垂直な光電界をもつ入射光に対する光吸収スペクトルの実験データ

が見られる。高エネルギー側にライトホール準位1lからの励起がショルダーとして認められる。一方、下側の曲線には、上の曲線のピークがある場所にピークはなく、ショルダーに対応した場所にピークが見られる。この結果は、吸収特性が入射光の電界ベクトルの向きに依存することを示している。現象論的には、ヘビーホールによる励起子というのは、井戸面に平行方向の電界ベクトルの光によく応答するが、垂直方向の光にはほとんど応答しない。ライトホールによる励起子は、井戸面に垂直な光に対してのみ応答すると考えられる。

光学遷移について更に詳しく述べる。量子井戸として100Å程度の大きさを考えたが、波動関数 $(\phi(r) = \phi(r) \cdot u(r))$ は、100Åという大きなスケールで変化するような関数 $\phi(r)$ と結晶を構成している原子の原子軌道関数 $u(r)$ の積になっている。原子軌道関数は結晶の周期で周期的に変化する。従って、この $u(r)$ という関数はGa, AsあるいはAl, Asというようなものの原子の軌道関数の性質を残している。 $u(r)$ は原子の周期で次々に存在し、それがエンベロープ関数の $\phi(r)$ の影響のもとで位相を変えながらつながっていると考えられる。振動子強度は運動量演算子を挟んで、価電子帯と伝導帯の波動関数の積をとることで求められる。

帯間遷移(例として価電子帯のヘビーホール準位1hから伝導帯の準位1eへの遷移を考える)における振動子強度は次式で表わされる。

$$\begin{aligned}
 & \left| \int \phi_{c,1e}^*(r) u_{c,1e}^*(r) \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right) \right. \\
 & \quad \cdot \phi_{v,1h}(r) u_{v,1h}(r) dv \Big|^2 \\
 & \equiv \left| \phi_{c,1e}^*(r) \phi_{v,1h}(r) \right. \\
 & \quad \cdot \int u_{c,1e}^*(r) \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right) u_{v,1h}(r) dv \Big|^2 \\
 & \quad + \left| \phi_{c,1e}^*(r) \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right) \phi_{v,1h}(r) \right. \\
 & \quad \cdot \int u_{c,1e}^*(r) u_{v,1h}(r) dv \Big|^2 \dots\dots\dots (1)
 \end{aligned}$$

伝導帯，価電子帯の原子軌道関数はそれぞれ s 軌道， p 軌道であり，完全に直交しており，上式の右辺の第2項はゼロになる。従って，振動子強度は運動量演算子を原子波動関数で挟んだ形で決まる。量子井戸の面内に平行に光電界があるときは，この微分演算子を面内に平行のベクトルにとり，面に垂直に光電界が入ったときには微分演算を垂直のベクトルにとる。伝導帯の軌道関数は， s 軌道関数で球状のものであり，これがAsサイト，Gaサイトにあり，位相関係が $\phi(r)$ という関数で順番に変っている。価電子帯の軌道関数は p 軌道関数で，サイトごとに位相を変えながらつながっている。バルク結晶の中では，あらゆる方向が対等であり選択則はないが，量子井戸の中では，原子軌道関数自身が閉じ込めの間接的な影響を受けており，波数ベクトルの取り方に制限が生じ，図6に現われているような選択則が生じる⁽⁶⁾。

バンドギャップの値は物質によって異なるが，III-V族化合物半導体の多重量子井戸構造では，帯間遷移は可視～近赤外域において生じる。InAsのような非常にバンドギャップの狭い半導体で量子井戸が構成で

きるようになれば，長い波長の光に対して帯間遷移を利用することが可能になる。

多重量子井戸の伝導帯のサブバンドの分離は $10\mu\text{m}$ 付近で赤外光吸収を生じ，サブバンド内遷移を利用した赤外線センサが可能になる。帯内遷移の場合の振動子強度は，(1)式の $\phi_{v,1h}(r)$ を $\phi_{c,2e}(r)$ に $u_{v,1h}(r)$ を $u_{c,2e}(r)$ に置き換えることにより，同じ形式で与えられる。伝導帯のサブバンドの基底単位 $1e$ から次の励起準位 $2e$ に上がるような場合を考えると，伝導帯サブバンドのエンベロープ関数は直交しているの(1)式の右辺の第1項にあたる項がゼロになる。この場合には，(1)式の第2項にあたる電子のエンベロープ関数の積の間に，微分演算を入れたものが，帯内遷移の振動子強度を決めることになる。従って，帯内遷移における偏波面依存性は光の電界ベクトルが量子井戸の面に垂直になるような光にのみ生じることになる。(1)式で x というのは光電界のベクトルの向きであり(帯内遷移の振動子強度を求めるときも同じ形式で x が入ってくる)，それが井戸の面に垂直のときにゼロでない成分が残るからである。

なお，先に述べた量子細線は，閉じ込めが二次元であるため，光物性の応用上偏波面依存性の制限はないものと考えられる。

3. 量子井戸構造における吸収係数，屈折率の電界効果

量子井戸に電界を印加するとどうなるかを考える。図7の(a)は，電界のない場合を示していて，同図(b)は井戸の面に垂直に電界がかかったときの状態を示している。井戸面に垂直方向に電界が印加されると電子に対するポテンシャルが下がり，電子はポテンシャルの低いところへ移動するので波動関数の形が中心

図7 (a)無電界および(b)直流電界(井戸面に垂直)印加状態にある量子井戸構造のエネルギーバンド図，量子準位および波動関数⁽⁴⁾

対称の状態からずれていく。このような変化が起ると基本的に次の二つのことが期待できる。

一つは、伝導帯が下がり、価電子帯は上がろうとするために $1h$ と $1e$ の単位で定義されるバンドギャップは電界強度に対して小さくなっていくことである。バルク結晶の場合は Frantz-Kirdisch 効果と呼ばれている現象であるが、量子井戸構造の場合には閉じ込め効果が効いているため、電界による効果が顕著になる。図 7 (b) の $1e-1h$ の単位間で光学遷移が生じる場合には、中心対称からずれた波動関数の裾野間の遷移であるために重なりが小さくなり遷移強度は小さくなる。

もう一つは、電界に対して吸収係数や屈折率が非常に早く変化することである。理論上は数百 fs と予想されるが、直接測定は難しい。

励起子の吸収スペクトルの電界による変化は図 6 に示すようである。印加電界が異なる数本の吸収のカーブが示されている。室温においても非常にシャープな吸収線が得られている。電界を強くすると吸収の高さが下がってくる。これは、電子とホールとの波動関数が分離し、振動子強度が減少するためと考えられる。しかし、ピークはほとんど崩れずにシフトしているのが見られる。量子井戸構造では電界がかかってもバリアがあるために電子・ホールは無制限には移動できず、閉じ込められた状態で分極した励起子が形成されている。吸収のピークが崩れずシフトする特性は、モデュレータをつくるのに好都合であり、波長をバンドギャップに合せばオンとオフの比の大きい変調をかけることが可能となる。

帯内遷移の場合も電界に対して上記の帯間遷移とよく似たことが生じる。図 7 (b) の伝導帯の $1e$, $2e$ 単位の波動関数やそれらの間のエネルギー差も電界によって変化すると考えられ、サブバンド間の遷移も電界によって変調を受ける。ただし、この場合にも光の電界ベクトルは、井戸面に垂直でなければならない。

サブバンド間の遷移は、伝導帯内の遷移であるので、伝導帯の一番下の準位に電子が存在するように不純物をドーピングしておく必要がある。帯間遷移の場合には価電子帯に初めから電子が存在するのでドーピングの必要はない。伝導帯のサブバンド間の遷移の場合にはもともと電子が存在しないのが普通の状態であるので、電子が抜けてもチャージのようなものは発生せず励起子のようなものは生成されないと思われる。しかし、実際には特定のフォトンエネルギーのところでシャープな吸収を示す結果が得られている。それは、井戸の面内での運動というものに着目したときには、そ

図 8 サブバンド間遷移による赤外吸収

の方向には電子は自由に運動することができるので、面内での電子の波数ベクトルを横軸にとると、図 8 のように表わすことができる。伝導帯のサブバンドであるのでどちらも下に凸のカーブとなっている。各サブバンドの曲率は有効質量で決まり、ほとんど平行になっている。一つ一つの遷移そのものは励起子をつくらないが、バンドが平行であるので一齐に遷移が起ると励起子があるかのように吸収が起り、ピークがシャープに見えているものと考えられている。幅の狭い吸収が生じるサブバンド間の遷移は、これらがエンベロープ関数によって決められることから QWEST (quantum well envelope state) と呼ばれている⁽⁷⁾。

以上に述べたような電界による吸収変化が生じる場合には、それを反映して屈折率にも変化が起っている。実際、エレクトロレフレクタンスによる屈折率の変化の測定結果から、吸収波長付近で、変化率 4% 程度が得られている⁽⁸⁾。

4. 仮想励起による超高速光過程

量子井戸構造における超高速現象を考えてみる。図 9 は、GaAs-AlAs の量子井戸における透過率の測定結果である⁽⁹⁾。ヘビーホールバンドとライトホールバンドによる吸収が見られる。パルス幅が数百 fs で強度の比較的弱いパルスを使って透過の測定をしたものである。この光をプローブ光と呼び、それに対してある時間関係をもった非常に強い光パルスをポンプ光と呼んでいる。ポンプ光の波長は励起子のピークから明らかに長波長側にあるので電子・ホール対は生成されないと思われる。実線はプローブ光がポンプ光よりも 2 ps だけ先行しているときの測定結果である。因果律からいえばプローブ光はポンプ光の影響を受けるはずはない。点線はポンプ光とプローブ光が同期して、ほとんど同時に入射してきたときの透過率である。破線は、ポンプ光が行き過ぎてしまってから、1.2 ps 後に測定したものであり、もとの状態に戻っている。電子・ホール対を本当につくってしまうと、もとへ戻るのに ns 程度かかる。これは、電子とホールが再結合してもとへ戻るのに時間を要するからである。図 9 の

実線、点線および破線は、ポンプパルス光の入射時から、それぞれ2 ps、0秒および1.2 ps 時間経過した時点での透過スペクトルである⁽⁹⁾。

図 9 GaAs/AlGaAs 多重量子井戸構造の透過スペクトル

図 10 (a) 2 準位系での電子励起の説明図および (b) 2 準位系の屈折率 (実線) と光吸収のスペクトル (破線) ⁽³⁾

データは明らかに、それよりもはるかに速い時間で回復していることを示しており、実際に電子・ホール対が生成されていないことを示している。この現象には非常に強いパルス光が必要であるが、高速の変化をデバイスに応用することができるであろう。

次に図 10 に示すように基底状態 E_1 、励起状態 E_2 の 2 準位系を考える。入射する光子のエネルギーを変えると、吸収のカーブは点線のようにになる。このようなカーブを Kramers-Kronig 変換すると、吸収スペクトルがどんなにシャープであっても、屈折率のスペクトルはなだらかなものになる。長波長の光でポンプして吸収は起らなくても、屈折率への何らかの寄

与があるということは電子の運動は起っていることを意味している。これを仮想励起 (virtual excitation) と呼ぶ。

量子井戸に電界をかけるには、普通は電極をつけて外部から電圧を加える。その場合に常に問題になるのはサンプルの容量と外についている抵抗で決まる CR 時定数であり、電界の変化の応答時間を決定している。バンドギャップよりはるかに小さい光子エネルギーの光を入れても、光パルスが入っている間はコヒーレントな電子の励起がある。仮想励起に電界をかけた状態で行くと、光が入っている間だけ、伝導帯には負の電荷ができ、価電子帯には正の電荷ができ、これらがダイポールを構成する。プラスからマイナスに向かう形で電気力線ができ、常に外からかかった電界を打ち消す。これは、物質内部に電荷を光で直接つくる手段である。変換速度は CR タイムに依存せず、しかも、仮想励起であるために非常に早いスピードで内部電界の変化が起せるであろうと思われる⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。このような仮想励起による内部電界の発生を利用して、光自身は吸収を受けず、赤外線を検出する可能性のあるデバイスが提案されている⁽¹²⁾。現在のところ実用化されていないが、超高速、無吸収という特性は魅力があり、将来の光デバイスを考える上で手がかりになるものと思われる。

5. 赤外線センサ

量子井戸内の帯内遷移を利用して赤外線センサが可能なのは Levine によって提案された。これは多重量子井戸構造 (MQW: multi quantum well) 赤外線センサと呼ばれ、最初、65 Å GaAs/95 Å $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ 50 層のもので感度 (responsivity) $R=0.52 \text{ A/W}$ であったが⁽¹⁾、すぐ後で、40 Å GaAs/300 Å $\text{Al}_{0.31}\text{Ga}_{0.69}\text{As}$ 50 層のもので $D^*=1 \times 10^{10} \text{ cm}^2/\text{Hz/W}$ $\lambda=8.3 \mu\text{m}$ が得られたと報告⁽¹³⁾された。この D^* の値は $10 \mu\text{m}$ 帯のセンサである HgCdTe センサの BlipD^* に匹敵するものであると強調されている。 $10 \mu\text{m}$ 帯の赤外線センサとしては、現段階では、HgCdTe センサが優れているので、心然的に、この MQW 赤外線センサは HgCdTe センサと比較して論じられることになる。この点を意識して、一問一答形式で最近の問題点をまとめてみる。

Q: MQW 赤外線センサの動作原理は?

A: Levine の提案⁽¹⁾によれば、GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ の積層からなる多重量子井戸構造に電界を印加すると図 11 に示すようなバンド構造になり、これに赤外線が照射されると、ポテンシャル井戸のバンド内で準位

図 11

E_{1e} から準位 E_{2e} へ電子が励起され、励起された電子がトンネル効果によってバンド外へ出て光導電電流として外部回路に取り出される。すなわち、光導電型の赤外線センサとなる。印加電圧が小さいと、励起された後の電子がバンドの外へ出る確率が減り、感度は低くなる。逆に、印加電圧が高いと準位 E_{1e} にある電子もトンネル電流として外部回路に流れ出て、暗電流が増えるために感度が低下する。

3章で述べたように、準位 E_{1e} に電子を供給するためには、GaAs にドーピングしておく必要がある。また、暗電流を抑えるために、50 K 以下の低温に冷却を要する。

Q: MQW 赤外線センサの波長特性はどのように調整されるのか？

A: 吸収波長は GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ の厚みに依存する。Levine の報告によれば、

65 Å GaAs/95 Å $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ で、 $\lambda_c = 10.8 \mu\text{m}^{(11)}$

70 Å GaAs/140 Å $\text{Al}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}$ で、 $\lambda_c = 10.3 \mu\text{m}^{(14)}$

40 Å GaAs/300 Å $\text{Al}_{0.31}\text{Ga}_{0.69}\text{As}$ で、 $\lambda_c = 8.3 \mu\text{m}^{(13)}$

45 Å GaAs/140 Å $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ で、 $\lambda_c = 10.6 \mu\text{m}^{(15)}$

65 Å GaAs/40 Å $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ と 14 Å GaAs/150 Å $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ で、 $\lambda_c = 8.3 \mu\text{m}$ と $7.7 \mu\text{m}^{(16)}$

72 Å GaAs/39 Å $\text{Al}_{0.31}\text{Ga}_{0.69}\text{As}$ と 20 Å GaAs/154 Å $\text{Al}_{0.31}\text{Ga}_{0.69}\text{As}$ で、 $\lambda_c = 10.3 \mu\text{m}$ と $8.3 \mu\text{m}^{(16)}$ である。

一方、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ の x はポテンシャル井戸の深さを決める。

Q: 感度をあげるには、どうすればよいのか？

A: まず、トンネル電流による暗電流を抑えること。 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 層の厚みを大きくすれば抑えることができる⁽¹³⁾。次に、MQW 素子への印加電圧が高いと、外部へ出た電子のアバランシェが生じる⁽¹⁷⁾。こ

れは、信号電流が増えたことに相当するから、感度が向上する。同じく、Levine の報告によれば、最初の $R = 0.52 \text{ A/W}$ から $R = 1.9 \text{ A/W}$ そして 7 A/W と感度は向上してきている。

Q: HgTeCd 赤外線センサとの比較

A: 現段階での主な点を要約すると、MQW 赤外線センサとしての長所は高速応答が可能なこと、また短所は次の四つの点などである。

①光吸収に偏光性を有する。赤外線の入射方向に制限を受けるためアレイ化を進める場合に光の利用効率が悪くなる。

② 77 K 以下の低温動作である。HgTeCd センサでは約 200 K での動作が可能になっている⁽¹⁸⁾。

③準位 E_{1e} へキャリアを注入するためドーピングを要し、吸収係数が小さい。

④光導電動作であるため、動作電流が大きく、モノリシック CCD 化が難しい。

Q: アレイ化は可能か？

A: アレイ化についても Levine の提案⁽¹⁹⁾がある。光吸収時に、偏光特性による入射の方向の制限を避けるため、裏面に鋸波状の格子をエッチングによって作り偏光制限の軽減を試みている。ごく最近、 128×128 画素 $50 \mu\text{m}$ ピッチ、感度波長 $8.3 \mu\text{m}$ から $9.0 \mu\text{m}$ にあり、動作温度 50 K のアレイが報告された⁽²⁰⁾。

結晶技術の点では、GaAs 系は充実していて、超多素子化への可能性を残しているといえる。

Q: GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 系以外に有望な材料は存在するか？

A: AlGaAs 系以外では、InAsSb 系が目立っていて、ひずみ超格子として帯間遷移を利用することが可能である。In $\text{As}_{0.15}\text{Sb}_{0.85}$ /InSb 超格子の光起電力型のセンサで $D^* > 1 \times 10^{10} \text{ cm}^2 \text{ Hz}^{1/2} / \text{W}$ が報告されている⁽²¹⁾。

Q: 他の量子効果を利用することはできるか？

A: 4章で述べた仮想励起による高速応答無吸収光過程は赤外線検出に利用される可能性がある。ただし、強力な光パルスを要する。

量子細線構造は、偏光特性のない素子の可能性があり、大いに期待される。量子細線構造は二次元の量子閉じ込めであって、量子井戸構造にない応用が開かれることも期待される。

以上述べたように、現段階では GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 系超格子素子が HgTeCd バルク結晶素子にとって代わるほど性能が優れているわけではない。また、アレイ化も提案段階の域を出ていないといえる。既に実用の

域にある HgTeCd 素子に比べて, MQW 素子は, 低温動作という点もあってまだ実用に遠い。しかしながら, 量子効果は, 本質的に高速応答であることから, この点を強調した応用には有利である。それ以上に, MQW 素子は量子効果を工学的に制御して応用することを可能にした量子化機能素子としての道を開いたものとして評価される。次世代へのセンサの夢を開いているものとして期待したい。

本稿は, 平成 2 年 12 月 12 日に光応用・視覚技術委員会(委員長 宮尾 亘)の技術懇談会として同技術委員会の赤外線高度利用技術調査専門委員会(委員長 板倉安正)が企画・開催した「多重量子井戸素子に関するシンポジウム」をまとめたものである。前半は, そのときの基調講演「多重量子井戸素子の基礎と応用」(山西正道(広島大))を, 後半は, パネルディスカッション的に行った「その素子の赤外線センサへの応用」を要約した。パネラーは, 味沢 昭(日本電気), 小峰義治(三菱電機), 篠原宏爾(富士通), 平原奎治郎(東芝)の 4 氏であった。原稿をまとめるにあたっては, 調査専門委員会幹事 堀中博道氏(大阪府立大)の労を多とした。この稿を終えるにあたり各パネラーおよび幹事の方に謝意を表わす。

(平成 3 年 9 月 25 日受付)

文 献

- (1) B. F. Levine, et al.: "New 10 μ m infrared detector using intersubband absorption in resonant tunneling GaAlAs superlattices" *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 1092(1987)
- (2) 赤外線技術研究会: 「赤外線工学第 6 章」(平 3) オーム社
- (3) 帯間遷移に関する光物性の解説, 例えば,
山西: 「半導体量子井戸の物理と光デバイスへの応用」パリティ **4**, 30(平元)(丸善)
- (4) 電界効果の解説, 例えば,
山西: 「電界による量子井戸構造の光学特性変化と光デバイスへの応用」, 応用物理 **55**, 210(昭 61)
- (5) H. Iwamura, et al.: "Excitonic absorption spectra of GaAs/AlAs Superlattice at high temperature", *Japan. J. Appl. Phys.*, **23**, L795(1984)
- (6) J. Weiner, et al.: "Strong polarization-sensitive electroabsorption in GaAs/AlGaAs quantum well waveguides", *Appl. Phys. Lett.*, **47**, 1148(1985)
- (7) L. C. West, et al.: "First observation of an extremely large-dipole infrared transition within the conduction band of a GaAs quantum well", *ibid.*, **46**, 1156(1985)
- (8) H. Nagai, et al.: "Electroreflectance spectra and field-induced variation in refractive index of a GaAs/AlAs quantum structure at room temperature", *Japan. J. Appl. Phys.*, **25**, 640(1986)
- (9) A. Mysyrowicz, et al.: "Dressed Excitons" in a multi-quantum-well structure; Evidence for an optical Stark effect with femtosecond response time" *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2748(1986)
- (10) M. Yamanishi: "Field-induced optical nonlinearity due to virtual transitions in semiconductor quantum-well structures", *Phys. ibid., Lett.*, **59**, 1014(1987)

- (11) D. S. Chemla, et al.: "Generation of ultrashort electrical pulses through screening by virtual populations in biased quantum wells", *ibid.*, **59**, 1018(1987)
- (12) M. Yamanishi, et al.: "Ultrafast control of quantum interference currents by virtual charge polarizations in biased quantum well structures", *Proc. 6th Int. Conf. Ultrafast Phenomena (ICUP'88)*, p. 334(1988)
- (13) B. F. Levine, et al.: "High-detectivity $D^*=1.0 \times 10^{10}$ cm $\sqrt{\text{Hz/W}}$ GaAs/AlGaAs multiquantum well $\lambda=8.3\mu\text{m}$ infrared detector" *Appl. Phys. Lett.*, **53**, 296(1988)
- (14) K. K. Choi, et al.: "Multiple quantum well 10 μm GaAs/Al $_x$ Ga $_{1-x}$ As infrared detector with improved responsivity" *ibid.*, **50**, 1814(1987)
- (15) B. F. Levine, et al.: "Bound-to-extended state absorption GaAs superlattice transport infrared detectors" *J. Appl. Phys.*, **64**, 1591(1988)
- (16) K. K. Choi, et al.: "Infrared photoelectron tunneling spectroscopy of strongly coupled quantum wells" *Phys. Rev. B*, **39**, 8029(1989)
- (17) B. F. Levine, et al.: "Quantum well avalanche multiplication and photoexcited tunneling" *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 934(1987)
- (18) C. T. Elliott: "Future infrared detector technologies", *IEE Conf. No. 321*, p. 61(1990)
- (19) G. Hasnain, et al.: "GaAs/AlGaAs multiquantum well infrared detector arrays using etched gratings", *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 2515(1989)
- (20) G. Hasnain, et al.: to be published from SPIE (1991)
- (21) S. R. Kurtz, et al.: "High-detectivity ($>1 \times 10^{10}$ cm $\sqrt{\text{Hz/W}}$) InAsSb strained-layer superlattice, photovoltaic infrared detector", *IEEE Trans. Electron. Devices*, **ED-11**, 54(1990)

山西正道(正員)

昭和 16 年 1 月 13 日生。39 年 3 月大阪府立大学工学部電気工学科卒業。41 年 3 月大阪府立大学大学院工学研究科修士課程修了。同年 4 月大阪府立大学工学部電気工学助手。54 年 4 月広島大学工学部第 2 類助教授。58 年 4 月同教授, 現在に至る。その間, 弾性表面波工学半導体レーザ, 量子閉込構造の光物性と光デバイスへの応用に関する研究に従事。工学博士。

板倉安正(正員)

昭和 15 年 8 月 26 日生。39 年 3 月大阪府立大学工学部電気工学科卒業。41 年 3 月大阪府立大学大学院工学研究科修士課程修了。同年 4 月京都工芸繊維大学工業短期大学部勤務。56 年 4 月滋賀大学教育学部助教授。58 年 4 月同教授, 現在に至る。その間, 赤外線背景雑音の統計解析, 赤外線リモートセンシングに関する研究に従事。工学博士。平成 3 年度日本産業技術教育学会会長。