# *p-Se/n-CdSe* ヘテロ接合の BARRIER PIEZO-EFFECT

肥 後　悟・沼 田　正

（受理　昭和52年5月30日）

## BARRIER PIEZO-EFFECT OF p-Se/n-CdSe HETEROJUNCTION

Satoru HIGO and Tadashi NUMATA

It has been known that applying a mechanical vibrating stress perpendicularly to p-Se/n-CdSe heterojunction, then the piezoelectromotive force with the same frequency of the mechanical vibrating stress was generated.

We infered that this piezo-electromotive force was created by variations of the width of heterojunction barrier caused by the vibrating piezo-electric polarization of both CdSe and Se due to stress-strain.

Using Gauss' theorem and solving Poisson's equation for the p-Se/n-CdSe heterojuntcion, the piezo-electromotive force can be deduced theoretically.

The theoretical results of the piezo-electromotive force agree well with experimental values.

## §1 ま え が き

*p-Se* と *n-CdSe* を接合させるとヘテロ接合が形成され，このヘテロ接合に機械的振動ひずみを加えるとその両端にひずみに比例した起電力が発生する．

この起電力はひずみによる圧電分極のためにヘテロ接合の barrier の幅が変化することに起因すると推論し，この効果を *p-Se/n-CdSe* のヘテロ接合の barrier piezo-effect と呼ぶことにする．

この報告では *p-Se/n-CdSe* のヘテロ接合の barrier piezo-effect がどのような量で表わされ，どのような物理的意味を持つかを理論式を導いて考察する．

ここで考えるすべての変化は瞬時的なものであり，簡単のため，一次元モデルを用いて考察する．

理論の展開は次のようになる．

まず *p-Se/n-CdSe* のヘテロ接合に機械的振動ひずみを印加するときに発生する圧電分極により，自由電荷がドリフトすることを考慮して，Gauss の定理をこのヘテロ接合に適用し，barrier の幅の変化および電束密度の関係を求める．つぎにこれらの関係を用いて Poisson の方程式を解き barrier に発生する起電力を圧電分極で表わす．

この理論式から得られた起電力に数値を代入し，これを実験値と比較検討する．

## §2 理　　論

### 2.1 誘電体内における Gauss の定理

誘電体内に任意の閉曲面をとり，その閉曲面の囲む体積を $V$ とする．閉曲面上に微小面積 $d\vec{A}$ を考え，その $d\vec{A}$ 面での電界を $\vec{E}$ とすると Gauss の定理は次式で表わされる．

$$\int_A \varepsilon_0\vec{E}\cdot d\vec{A}=\text{閉曲面内の全電荷} \tag{2. 1. 1}$$

$\varepsilon_0$：真空の誘電率

閉曲面内の空間電荷密度を $\rho$ とし，電界 $\vec{E}$ により閉曲面から出ていく誘電分極を $-\vec{P}_E$，圧力，熱およびその他電界に無関係な物理量により閉曲面から出ていく分極を $-\vec{P}_i$ とすると (2. 1. 1) 式は

$$\int_A \varepsilon_0\vec{E}\cdot d\vec{A}=\int_V \rho\cdot dV-\int_A \vec{P}_E\cdot d\vec{A}-\int_A \vec{P}_i\cdot d\vec{A} \tag{2. 1. 2}$$

したがって

$$\int_A (\varepsilon_0\vec{E}+\vec{P}_E+\vec{P}_i)\cdot d\vec{A}=\int_V \rho\cdot dV \tag{2. 1. 3}$$

となる．

誘電体の電界による分極を $\chi$ とすると $\vec{P}_E=\chi\vec{E}$ であるから (2. 1. 3) 式は

$$\int_A(\varepsilon_0+\chi)\vec{E}\cdot d\vec{A}+\int_A\vec{P}_i\cdot d\vec{A}=\int_V\rho\cdot dV \tag{2. 1. 4}$$

となる．ここで誘電体の誘電率を $\varepsilon=\varepsilon_0+\chi$ とおくと (2. 1. 4) 式は

$$\int_A\vec{D}\cdot d\vec{A}=\int_A(\varepsilon\vec{E}+\vec{P}_i)\cdot d\vec{A}=\int_V\rho\cdot dV \tag{2. 1. 5}$$

となる．(図1)

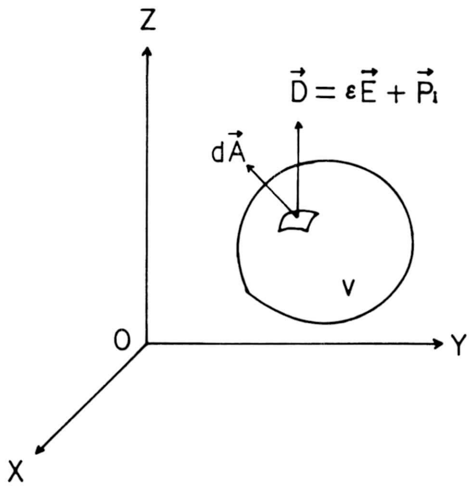



図1　誘電体内における Gauss の定理

## 2.2 熱平衡状態における *p-Se/n-CdSe* ヘテロ接合

*p-Se* と *n-CdSe* とを接合させると *pn*-ヘテロ接合が形成されることは先に述べた．

ヘテロ接合が形成されるためには，2つの材料の結晶構造が似ており，格子定数が近い値をとり，格子のミスマッチも少なくなければならない．

ヘテロ接合のエネルギー準位図を正確に描くためには3種の物理量，すなわち仕事関数 $\phi$，電子親和度 $\chi$ およびエネルギーギャップ $E_G$ が必要であるが，

*p-Se/n-CdSe* ヘテロ接合のエネルギー準位は図2のようになることが Moore によって報告されている[1]．

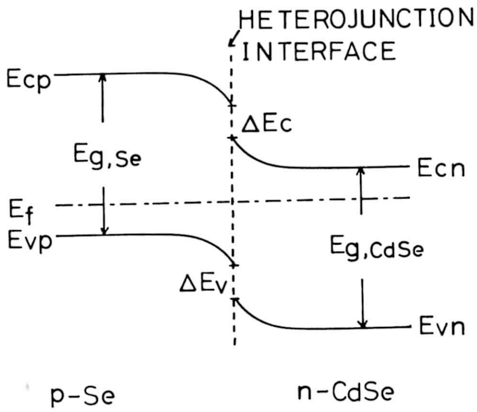



図2　熱平衡状態における *p-Se/n-CdSe* ヘテロ接合のエネルギー準位

ヘテロ接合では伝導帯および価電子帯において，接合界面でエネルギーの不連続 $\Delta E_c$, $\Delta E_v$ が存在する．

*p-Se* および *n-CdSe* のエネルギーギャップはそれぞれ 1.7eV, 1.67eV であり，どちらも大きく，室温においては価電子帯から伝導帯へのキャリアの励起は考えられず，*p-Se* 領域，*n-CdSe* 領域に存在するそれぞれの少数キャリアは禁止帯中の不純物レベルに存在する不純物のイオン化により発生していると考えられる．

## 2.3 熱平衡状態における *p-Se/n-CdSe* ヘテロ接合の電界分布および電位分布

ここで *p-Se*, *n-CdSe* の各領域においては不純物密度は空間的に均一であり，接合界面では不純物密度は急変している（すなわち階段型接合である）[3] として以下の考察を進める．

一次元モデルでの Poisson の方程式は次式で表わされる．

$$\frac{d^2V}{dx^2}=-\frac{\rho}{\varepsilon} \tag{2. 3. 1}$$

barrier の空間電荷密度 $\rho$ は *p-Se* 領域のアクセプタ密度を $N_A$, *n-CdSe* 領域のドナ密度を $N_D$ すれば *n-CdSe* 領域 $(0\leqq x\leqq d_{n0})$ では $\rho=qN_D$, *p-Se* 領域 $(-d_{p0}\leqq x\leqq 0)$ では $\rho=-qN_A$ と表わされる．これら以外の領域では空間電荷密度は電気的に中性で $\rho=0$ である．

各領域について Poisson の方程式を解く．(図3)

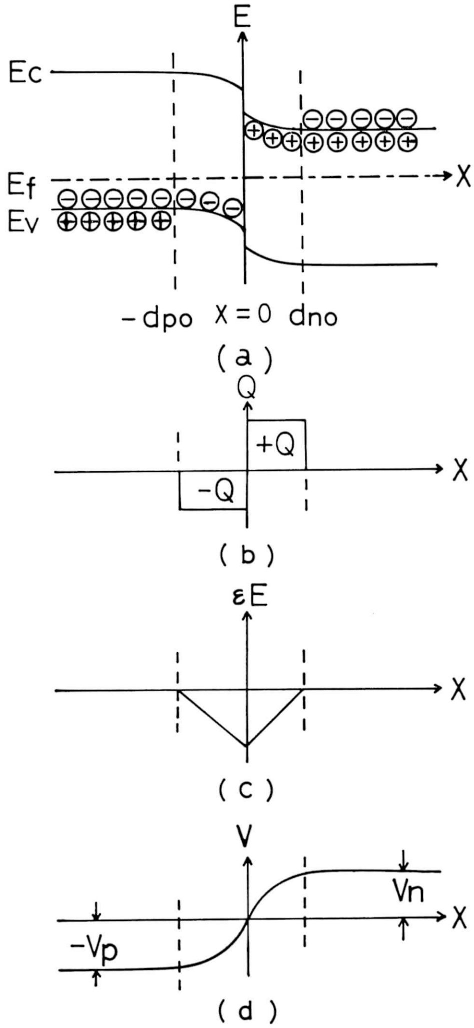



図3 (a) 熱平衡状態における $p$-$Se/n$-$CdSe$ ヘテロ接合のエネルギー準位
(b) 熱平衡状態における $p$-$Se/n$-$CdSe$ ヘテロ接合の電荷分布
(c) 熱平衡状態における $p$-$Se/n$-$CdSe$ ヘテロ接合の電界分布
(d) 熱平衡状態における $p$-$Se/n$-$CdSe$ ヘテロ接合の電位分布

i) $0 \leqq x \leqq d_{n0}$($n$-$CdSe$領域)

この領域での Poisson の方程式は次式で表わされる．

$$\frac{d^2V_n}{dx^2}=-\frac{qN_D}{\varepsilon_n} \qquad (2.\ 3.\ 2)$$

$\varepsilon_n$：$n$-$CdSe$ の誘電率

$n$-$CdSe$ 領域での電界条件 $E(d_{n0})=0$ および電位条件 $V_n(d_{n0})=V_n$ を使用して (2. 3. 2) 式を積分すると電界 $E_n(x)$ は

$$E_n(x)=-\frac{dV_n}{dx}=\frac{qN_D}{\varepsilon_n}(x-d_{n0}) \qquad (2.\ 3.\ 3)$$

となり，電位 $V_n(x)$ は

$$V_n(x)=-\frac{qN_D}{2\varepsilon_n}(x-d_{n0})^2+V_n \qquad (2.\ 3.\ 4)$$

となる．

ii) $-d_{0p} \leqq x \leqq 0$($p-Se$ 領域)

この領域での Poisson の方程式は次式で表わされる．

$$\frac{d^2V_p}{dx^2}=\frac{qN_A}{\varepsilon_p} \qquad (2.\ 3.\ 5)$$

$\varepsilon_p$：$p$-$Se$ の誘電率

$p$-$Se$ 領域での電界条件 $E(-d_{p0})=0$ および電位条件 $V_p(-d_{p0})=-V_p$ を使用して (2. 3. 5) 式を積分すると電界 $E_p(x)$ は

$$E_p(x)=-\frac{dV_p}{dx}=-\frac{qN_A}{\varepsilon_p}(x+d_{p0}) \qquad (2.\ 3.\ 6)$$

となり，電位 $V_p(x)$

$$V_p(x)=\frac{qN_A}{2\varepsilon_p}(x+d_{p0})^2-V_p \qquad (2.\ 3.\ 7)$$

となる．

したがって電束密度はそれぞれの領域で次のように表わされる．

$p$-$Se$ 領域では電束密度 $D_p$ は

$$D_p=\varepsilon_p E_p(x)=-qN_A(x+d_{p0}) \qquad (2.\ 3.\ 8)$$

n-$CdSe$ 領域では電束密度 $D_n$ は

$$D_n=\varepsilon_n E_n(x)=qN_D(x-d_{n0}) \qquad (2.\ 3.\ 9)$$

接合界面 ($x=0$) では電束密度は連続であるから (2. 3. 8)，(2. 3. 9) 式より

$$\frac{d_{n0}}{d_{p0}}=\frac{N_A}{N_D} \qquad (2.\ 3.\ 10)$$

となる．

(2. 3. 10) 式は熱平衡状態における不純物密度と barrier の幅との関係を与える．これは barrier 内の接合界面の負側の空間電荷の総量は接合界面の正側の空間電荷の総量に等しいことを示している．

接合界面 ($x=0$) では電位も連続であるから (2.3. 4)，(2. 3. 7) 式から接合の拡散電位 $V_D(=V_p+V_n)$ は

$$V_D=\frac{q}{2}\left(\frac{N_A}{\varepsilon_p}d_{p0}^2+\frac{N_D}{\varepsilon_n}d_{n0}^2\right) \qquad (2.\ 3.\ 11)$$

と求まる．

*p-Se* 領域, *n-CdSe* 領域それぞれの barrier の幅 $d_{p0}$, $d_{n0}$ は (2. 3. 10), (2. 3. 11) 式から

$$d_{p0}=\left[\frac{2N_D\varepsilon_n\varepsilon_p V_D}{qN_A(\varepsilon_pN_A+\varepsilon_nN_D)}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (2.\ 3.\ 12)$$

$$d_{n0}=\left[\frac{2N_A\varepsilon_n\varepsilon_p\cdot V_D}{qN_D\,(\varepsilon_pN_A+\varepsilon_nN_D)}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (2.\ 3.\ 13)$$

と求まる.

したがって全 barrier の幅 $d_0$ は

$$d_0=d_{n0}+d_{p0}=\left[\frac{2\varepsilon_n\varepsilon_p(N_D+N_A)^2\cdot V_D}{q(\varepsilon_nN_D+\varepsilon_pN_A)N_DN_A}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (2.\ 3.\ 14)$$

と表わされる.

### 2.4 応力ひずみを印加した場合の *p-Se/n-CdSe* ヘテロ接合の barrier の変化と圧起電力

圧電分極 $P_i$ は応力ひずみを $S$, 圧電定数を $e$ とすれば $P_i=eS$ で表わされる. ここでは圧電分極の接合界面に垂直な $x$ 軸方向成分だけが barrier の状態を変えるとして以下の考察を進める.

いま応力ひずみ $S$ を印加することにより *p-Se* 領域, *n-CdSe* 領域にそれぞれ圧電分極 $P_p$, $P_n$ が発生したとする (図4 (a)) と, $P_p$, $P_n$ は次式で表わされる.

$$P_p=e_pS \qquad (2.\ 4.\ 1)$$

$$P_n=e_nS \qquad (2.\ 4.\ 2)$$

$e_p$ : *p-Se* の圧電定数

$e_n$:*n-CdSe* の圧電定数

それぞれの bulk 領域においては多数のキャリアが存在しており, 圧電分極のつくる電界によりそれらのキャリアは瞬時にドリフトして, いわゆる誘電緩和現象が生じる. (図4 (b))

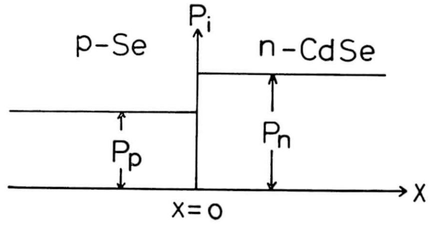
この二次的に生じた bulk 領域の誘電緩和の結果, キャリアはその領域で仕事をし, したがって, barrier 内の空間電荷を変化させ, barrier の幅を変える.

その結果, それぞれの barrier の電界分布は図5 (a) のようになる. これらを総合すると全体の電界分布は図5 (b) のようになる.

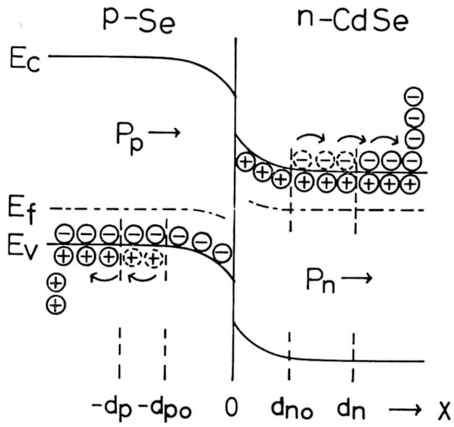
応力ひずみを印加したために圧電分極により広がった barrier 内における電界の傾きは *p-Se*, *n-CdSe* それぞれのアクセプタ密度, ドナ密度によって決まり, 接合界面においては両方の圧電分極の差 $P\,(=P_n-P_p)$ だけの電界のギャップが生じる. (図5 (b))

各領域に Gauss の定理 (2. 1. 5) 式を適用する.

i) $0^+\leqq x\leqq d_n$(*n-CdSe* 領域) では Gauss の定理




(a)




(b)

図4 (a) 応力ひずみ $S$ 印加により発生した圧電分極 (*p-Se* 領域に $P_p$, *n-CdSe* 領域に $P_n$ の圧電分極がそれぞれ $x$ の正の向きに発生したとする)

(b) 圧電分極 ($P_p$, $P_n$) のつくる電界による自由キャリアのドリフトと接合バリアの幅の変化

は次式で表わされる.

$$\int_{\varepsilon_nE_n(0^+)+P_n(0^+)}^{\varepsilon_nE_n(d_n)+P_n(d_n)} dD=\int_{0^+}^{d_n} qN_D\cdot dx \qquad (2.\ 4.\ 3)$$

しかるに $E_n(d_n)=0$, $P_n(d_n)=P_n(0^+)=P_n$ であるから

$$\varepsilon_nE_n(0^+)=-qN_Dd_n \qquad (2.\ 4.\ 4)$$

となる.

ii) $-d_p\leqq x\leqq 0^-$($p-Se$ 領域) では同様に

$$\int_{\varepsilon_pE_p(-d_p)+P_p(-d_p)}^{\varepsilon_pE_p(0^-)+P_p(0^-)} dD=\int_{-d_p}^{0^-}(-qN_A)\cdot dx \qquad (2.\ 4.\ 5)$$

しかるに $E_p(-d_p)=0, P_p(-d_p)=P_p(0^-)=P_p$ であるから

$$\varepsilon_p E_p(0^-)=-qN_A d_p \qquad (2.\ 4.\ 6)$$

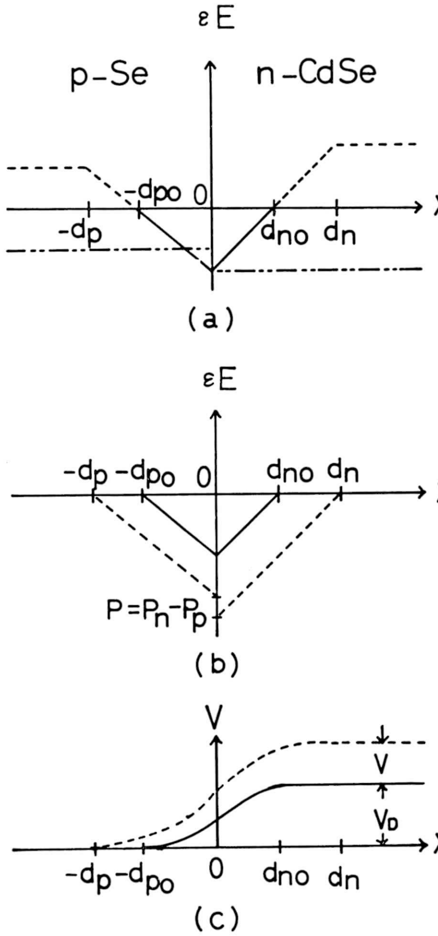



図5（a）応力ひずみ $S$ による圧電分極（$P_p$, $P_n$）の存在するときのバリアの電界分布
（────熱平衡状態におけるバリアの電界，─・─・─圧電分極のつくる電界，- - - - - - -圧電分極のつくる電界によりドリフトした自由キャリアのつくる電界）
（b）図5（a）の各電界を総合したときの電界分布とバリアの幅の変化
（────熱平衡状態におけるバリアの電界分布，- - - - - - -圧電分極が存在するときの電界分布）
（c）応力ひずみ $S$ による圧電分極の存在するときのバリアの電位分布
（────熱平衡状態におけるバリアの電位，- - - - - -圧電分極が存在するときのバリアの電位）

となる．

さらに

iii) $0^-\leqq x\leqq 0^+$（接合界面）では

$$\int_{\varepsilon_p E_p(0^-)+P_p(0^-)}^{\varepsilon_n E_n(0^+)+P_n(0^+)} dD=\int_{0^-}^{0^+}\rho\cdot dx \qquad (2.\ 4.\ 7)$$

しかるに（2. 4. 4），（2. 4. 6）式 $P_p(0^-)=P_p, P_n(0^+)=P_n$，接合界面での真電荷 $\rho=0$ より

$$P=P_n-P_p=q(N_D d_n-N_A d_p) \qquad (2.\ 4.\ 8)$$

となる．

一方，（$-d_p\leqq x\leqq -d_{p0}$）領域では圧電分極 $P_p$ により barrier の電荷量は増加しているので次式が成り立つ．

$$\int_{-d_p}^{-d_{p0}}(-qN_A)\cdot dx=-P_p \qquad (2.\ 4.\ 9)$$

したがって

$$d_p=d_{p0}+\frac{P_p}{qN_A} \qquad (2.\ 4.\ 10)$$

となる．

さらに（$d_{n0}\leqq x\leqq d_n$）領域でも同様に圧電分極 $P_n$ により barrier の電荷量は増加しているから

$$\int_{d_{n0}}^{d_n} qN_D\cdot dx=P_n \qquad (2.\ 4.\ 11)$$

したがって

$$d_n=d_{n0}+\frac{P_n}{qN_D} \qquad (2.\ 4.\ 12)$$

となる．

（2. 4. 10），（2. 4. 12）式はそれぞれの領域の圧電分極と barrier の幅との関係を与える．

つぎに応力ひずみにより圧電分極が発生した場合の Poisson の方程式を各領域について解く．

i) *n-CdSe* 領域での Poisson の方程式は次式で表わされる．

$$\frac{d^2V_n}{dx^2}=-\frac{qN_D}{\varepsilon_n} \qquad (2.\ 4.\ 13)$$

（2. 4. 4）式の電界条件を用いて積分すると

$$\frac{dV_n}{dx}=-\frac{qN_D}{\varepsilon_n}(x-d_n) \qquad (2.\ 4.\ 14)$$

となり，さらに積分し，電位条件 $V(-d_p)=0, V(d_n)=V_D+V$（$V_D$: 拡散電位，$V$: 起電力）を用いて

$$V_n=-\frac{qN_D}{2\varepsilon_n}(x-d_n)^2+V_D+V \qquad (2.\ 4.\ 15)$$

となる．

ii) *p-Se* 領域で Poisson の方程式は次式で表わされる．

$$\frac{d^2V_p}{dx^2}=\frac{qN_A}{\varepsilon_p} \qquad (2.\ 4.\ 16)$$

(2. 4. 6) 式の電界条件を用いて積分すると

$$\frac{dV_p}{dx}=\frac{qN_A}{\varepsilon_p}(x+d_p) \qquad (2.\ 4.\ 17)$$

となり，さらに積分し電位条件 $V(-d_p)=0$ を用いて

$$V_p=\frac{qN_A}{2\varepsilon_p}(x+d_p)^2 \qquad (2.\ 4.\ 18)$$

となる．

接合界面 $(x=0)$ で電位は連続であるから起電力 $V$ は (2. 4. 15), (2. 4. 18) 式より

$$V=\frac{q}{2}\left(\frac{N_D}{\varepsilon_n}d_n^2+\frac{N_A}{\varepsilon_p}d_p^2\right)-V_D \qquad (2.\ 4.\ 19)$$

となる．さらに (2. 4.1 9) 式に (2. 3. 11), (2. 4. 10), (2. 4. 12) 式を代入すると起電力 $V$ は次式のようになる．

$$V=\left[\left(\frac{P_n}{\varepsilon_n}d_{n0}+\frac{P_n^2}{2\varepsilon_n qN_D}\right)+\left(\frac{P_p}{\varepsilon_p}d_{p0}+\frac{P_p^2}{2\varepsilon_p qN_A}\right)\right] \qquad (2.\ 4.\ 20)$$

これが応力ひずみ $S$ を印加したとき，圧電分極 $P_p$, $P_n$ によりヘテロ接合の barrier に発生する起電力である．(2. 4. 20) 式に $P_p=e_pS, P_n=\varepsilon_nS$ を代入すると次式のようになる．

$$V=\left[\left(\frac{e_n}{\varepsilon_n}d_{n0}+\frac{e_p}{\varepsilon_p}d_{p0}\right)S+\frac{1}{2q}\left(\frac{e_n^2}{\varepsilon_nN_D}+\frac{e_p^2}{\varepsilon_pN_A}\right)S^2\right]$$

## §3　正弦波状応力ひずみ印加による起電力の計算

### 3.1　諸特性との関連

$p$-$n$ ヘテロ接合に関する Andersonの論文[2] より，階段型接合の barrier の静電容量 $C$ は次式で与えられる．

$$C=\left[\frac{q\varepsilon_n\varepsilon_pN_DN_A}{2(\varepsilon_nN_D+\varepsilon_pN_A)(V_D-V_A)}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (3.1.1)$$

ただし，$C$:単位面積当りの barrier の静電容量

$\varepsilon_n$: $n$ 形物質の誘電率

$\varepsilon_p$: $p$ 形物質の誘電率

$N_D$: $n$ 形物質のドナ密度

$N_A$: $p$ 形物質のアクセプタ密度

$V_D$: ヘテロ接合の barrier の拡散電位

$V_A$: ヘテロ接合にかかる外部印加電圧

$q$: 電子の電荷

また全 barrier の幅 $d_0$ は次式で与えられる．

$$d_0=\left(\frac{2\varepsilon_n\varepsilon_p(N_D+N_A)^2(V_D-V_A)}{qN_DN_A(\varepsilon_nN_D+\varepsilon_pN_A)}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (3.1.2)$$

しかるに $n$-$CdSe$ の誘電率 $\varepsilon_n$ と $p$-$Se$ の誘電率 $\varepsilon_p$ は，ほとんど等しく $\varepsilon_n\fallingdotseq\varepsilon_p=\varepsilon$ とみなされる．

$N=N_DN_A/(N_D+N_A)$ と置換するとヘテロ接合の barrier の静電容量Cと全 barrier の幅 $d_0$ は簡単になり，それぞれ次式で表わされる．

$$C=\left(\frac{q\varepsilon N}{2(V_D-V_A)}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (3.1.3)$$

$$d_0=\left(\frac{2\varepsilon(V_D-V_A)}{q\varepsilon N}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (3.1.4)$$

したがって barrier の静電容量Cの逆2乗は次式で表わされる．

$$C^{-2}=\frac{2(V_D-V_A)}{q\varepsilon N} \qquad (3.1.5)$$

これより $C^{-2}-V_A$ 特性のグラフの傾きから不純物密度 $N$ が求まり，また $C^{-2}-V_A$ 直線の延長と $V_A$ 軸との交点から拡散電位 $V_D$ が求まる．

さらにこれらの $N, V_D$ の値を (3.1.4) 式に代入して外部印加電圧 $V_A=0$のときの barrier の幅 $d_0$ が求められる[3]．(表1)

表 1　$C^{-2}-V_A$ 特性から求めた N, $V_D$, $d_0$ の値 [3]

| 試料番号 | | | 2－0－1 | 2－1－1 | 3－0－2 | 3－2－2 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| キャリア密度 | N×10^21 | ($m^{-3}$) | 8.7 | 6.1 | 9.5 | 8.8 |
| 拡散電位 | $V_D$ | ($V$) | 0.33 | 0.39 | 0.33 | 0.32 |
| バリアの幅 | $d_0$ | ($\mu m$) | 0.18 | 0.24 | 0.18 | 0.18 |

誘電率　$\epsilon=70.8\times10^{-12}$(F/m)，圧電定数 e=0.347 (C/m$^2$)[4]，電子の電荷 $q=1.6\times10^{-19}$(C)

### 3.2 起電力の計算

$p$-$Se$/$n$-$CdSe$ ヘテロ接合に時刻 $t=t_0$ で瞬間的に応力ひずみが印加されると同時刻に最大の起電力が発生する．一方，正弦波状応力ひずみ印加の場合はその応力ひずみの瞬時値に比例した起電力が発生する．

いま時刻 $t=t_1$ で最大値 $S_M$ をとる正弦波状応力ひずみがこの $pn$-ヘテロ接合に印加されたとすると発生す起電力の最大値 $V_M(t_1)$ は (2.4.21) 式より次式で与えられる．

$$V_M(t_1)=\left[\left(\frac{e_n}{\varepsilon_n}d_{n0}+\frac{e_p}{\varepsilon_p}d_{p0}\right)S_M+\frac{1}{2q}\left(\frac{e_n^2}{\varepsilon_n N_D}+\frac{e_p^2}{\varepsilon_p N_A}\right)S_M^2\right] \quad (3.2.1)$$

ここでそれぞれ $p$-$Se$, $n$-$CdSe$ の誘電率 $\varepsilon_p, \varepsilon_n$ はほとんど等しく $\varepsilon_p \fallingdotseq \varepsilon_n=\varepsilon$ とみなされ，また $N=N_DN_A/(N_D+N_A)$, $d_0=d_{n0}+d_{p0}$ であるから，圧電定数が

i) $e_n=e_p$ のときは起電力の最大値 $V_M(t_1)$ は次式のようになる．

$$V_M(t_1)=\frac{e}{\varepsilon}d_0\cdot S_M+\frac{e^2}{2\varepsilon qN}S_M^2 \quad (3.2.2)$$

ii) $e_n \gg e_p$ のときは

$$V_M(t_1)=\frac{e_nS_M}{\varepsilon}d_{n0}+\frac{(e_nS_M)^2}{2\varepsilon qN_D} \quad (3.2.3)$$

となり，

iii) $e_n \ll e_p$ のときは

$$V_M(t_1)=\frac{e_pS_M}{\varepsilon}d_{p0}+\frac{(e_pS_M)^2}{2\varepsilon_p qN_A} \quad (3.2.4)$$

となる．

$Se$, $CdSe$ ともに圧電物質であるが $CdSe$ の圧電性のほうが $Se$ のそれに比較して大きいので $p$-$Se$/$n$-$CdSe$ ヘテロ接合の barrier に応力ひずみを印加した場合，$p$-$Se$ 領域の barrier よりも $n$-$CdSe$ 領域の barrier に主として起電力は発生すると考えられる．

したがって起電力は (2.3.13), (3.2.3) 式より

$$V_M(t_1)=\frac{e_nS_M}{\varepsilon qN_D}\left[(2q\varepsilon N\cdot V_D)^{\frac{1}{2}}+\frac{e_nS_M}{2}\right] \quad (3.2.5)$$

となる．

しかるに階段接合では接合部に生じる空間電荷も図3（b）のように段階状に分布し，$-d_{p0}\leqq x\leqq 0$ 領域では負の空間電荷がアクセプタ密度 $N_A$ と等しい濃度で $0\leqq x\leqq d_{n0}$ 領域では正の空間電荷がドナ密度と等しい濃度 $N_D$ で一様に分布するものとして取り扱うことができる．したがって $d_{n0}=d_{p0}$ と仮定すれば $N_D=N_A$ となり，$N=N_DN_A/(N_D+N_A)=N_D/2(=N_A/2)$ となる．したがって (3.2.5) 式は

$$V_M(t_1)=\frac{e_nS_M}{2\varepsilon qN}\left[(2\varepsilon qNV_D)^{\frac{1}{2}}+\frac{e_nS_M}{2}\right] \quad (3.2.6)$$

となる．

これに表1の数値を代入して計算した結果を実験値とともに図6に示す．

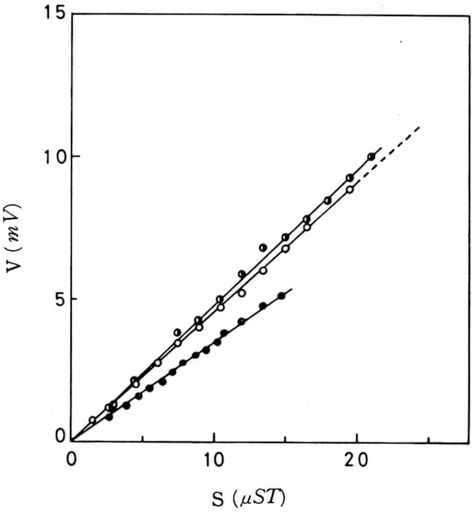



図6　正弦波状応力ひずみ印加による起電力
（応力ひずみ，起電力の各値は正弦波のピーク値である）
（—●—正弦波状応力ひずみの周波数 f＝640Hz，—○— f＝1 kHz，—◑— f＝1.2 kHz，----- 計算値）

## §4 考　　察

§2の (2.4.10), (2.4.12) 式は応力ひずみ印加によりそれぞれ $p$-$Se$ 領域，$n$-$CdSe$ 領域に発生する圧電分極 $P_p$, $P_n$ によって，それらの領域に存在する自由キャリアの誘電緩和により電界が生じ，その結果それぞれの barrier の幅が変化することを意味する．

§2の (2.4.20) 式の第1小括弧内は応力ひずみ印加により $n$-$CdSe$ 領域に発生した圧電分極 $P_n$ によって，この領域の自由キャリアの誘電緩和の結果，電界が生じたために誘起する起電力を意味し，第2小括弧内は $p$-$Se$ 領域での同様な誘電緩和により誘起する起電力を意味する．

またそれぞれの小括弧内の第1項の和

$$\left(\frac{P_n}{\varepsilon_n}d_{n0}+\frac{P_p}{\varepsilon_p}d_{p0}\right)$$

は応力ひずみ印加により発生する圧電分極 $P_n, P_p$ によって $-d_{p0} \leqq x \leqq d_{n0}$ 領域に誘起する起電力であり，第2項の和

$$\frac{1}{2q}\left(\frac{P_n{}^2}{\varepsilon_n N_D}+\frac{P_p{}^2}{\varepsilon_p N_A}\right)$$

は誘電緩和により変化した barrier 部分に誘起する起電力である.

また応力ひずみを印加することにより圧電分極 $P_i$ が $x$ 軸の負の向きをとるときは (2.4.10), (2.4.12) 式より barrier の幅が応力ひずみ印加前よりも小さくなり，同時に (2.4.20) 式の起電力も小さくなることを意味する.

§3の計算値と実験値を比較すると定性的によく一致しており，§2で論じた理論は正しいと考えられる.

印加応力ひずみの正弦波の周波数を増すにしたがい，実験値は計算値よりも大きくなる傾向にある.（図6）

このことは応力ひずみの正弦波の周波数が低くなると電荷の拡散により，起電力の減衰が大きくなり，一方，逆に周波数が高くなると電荷の拡散により起電力の減衰が小さくなるためと考えられる.

## §5　まとめ

ここで論じた barrier piezo-effect の物理的な意味は次のとおりである.

応力ひずみ印加により発生した圧電分極 $P_i$ に関する誘電緩和に要する時間が *p-Se/n-CdSe* の bulk 領域と barrier 領域とでは異なり，はじめに bulk 領域で誘電緩和が起るために barrier 領域に単位面積当り $P$ の空間電荷の変化を生じ，barrier 両端のフェルミ・レベルに差をもたらし，その結果，起電力が発生すると考えられる.

おわりに，本報告をまとめるに当り，御討論いただいた電子教室，大串哲弥助教授，測定に便宜をはかっていただいた坂元渉技官，測定に協力を得た吉嶺昇の諸氏に感謝の意を表する.

### 文　献

1) R. M. Moore: **IEEE** Trans. Electron. Devices, **ED-16**, 186, (1969).
2) R. L. Anderson: Solid-State Electroics, **5**, 341, (1962).
3) 肥後・野依・沼田: 鹿大工研報, No. **15**, (1973).
4) D. Berlincourt, H. Jaffe and L. Shiozawa: Phys. Rev, **129**, 1009, (1963).