

**UNIVERSIDAD NACIONAL DE INGENIERÍA**

**FACULTAD DE CIENCIAS**

**ESCUELA PROFESIONAL DE FÍSICA**



**ELABORACIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE UNIONES  
FOTOVOLTAICAS EN BASE A PELÍCULAS DELGADAS DE  
SULFURO DE CADMIO (CdS) Y DIVERSAS METALIZACIONES.**

**TESIS**

**PARA OPTAR EL TÍTULO PROFESIONAL DE**

**LICENCIADO EN FÍSICA**

**PRESENTADO POR**

**PEDRO MANUEL AZUERO SIMON**

**LIMA - PERÚ**

**2005**

# INDICE

INTRODUCCIÓN	1
<b>CAPITULO 1: LA UNION METAL – SEMICONDUCTOR</b>	
1.1 UNIÓN PN EN EQUILIBRIO	4
Nivel de Fermi, densidad de carga, campo eléctrico, y potencial Eléctrico de la unión NP. Cálculo del potencial de contacto interno.	
1.2. VARIACION DEL POTENCIAL INTERNO $V_0$ CON POTENCIAL EXTERNO APLICADO EN LA UNIÓN PN	7
Corriente de difusión y de generación. Polarización directa ( $V>0$ ). Polarización inversa ( $V<0$ ). Estudio de la corrientes en la unión PN, Gráfico I Vs. V	
1.3 LA UNION METAL - METAL	10
Elementos de la unión metal –metal Potencial de contacto metal – metal. Gráficos	
1.4 LA UNIÓN METAL –SEMICONDUCTOR.	11
Unión metal-semiconductor. Clases de unión rectificante y óhmica.	
1.4.1 BARRERA DE POTENCIAL TIPO UNIÓN RECTIFICANTE	12
Potencial metal – semiconductor tipo N	Caso: $q\phi_m > q\phi_s$
Potencial metal – semiconductor tipo P	Caso: $q\phi_m < q\phi_s$
1.4.2. BARRERA DE POTENCIAL TIPO UNIÓN ÓHMICA	14
Potencial metal – semiconductor tipo N	Caso: $q\phi_m < q\phi_s$
Potencial metal – semiconductor tipo P	Caso: $q\phi_m > q\phi_s$
Gráficos	
1.4.3 LA BARRERA TÚNEL	16
1.5 VARIACIÓN DE LA BARRERA DE POTENCIAL Y CORRIENTE DE LA UNIÓN METAL SEMICONDUCTOR N CON VOLTAJE EXTERNO	17
Corriente en la unión metal semiconductor N. Caso $q\phi_m > q\phi_s$ Polarización directa ( $V_F > 0$ ). Polarización inversa ( $V_R < 0$ ), gráficos.	

1.6	VARIACIÓN DE LA BARRERA DE POTENCIAL Y CORRIENTE DE LA UNIÓN METAL SEMICONDUCTOR P CON VOLTAJE EXTERNO.	19
-----	---	----

Corriente en la unión metal semiconductor P. Caso  $q\phi_m < q\phi_s$   
Polarización directa ( $V_F > 0$ ), Polarización inversa ( $V_R < 0$ ). Gráficos

1.7	CORRIENTE EN LAS DIVERSAS UNIONES	21
-----	-----------------------------------	----

Comparación de la corriente de unión Schottky y PN. Grafico I Vs. V  
Comparación de la corriente de unión óhmica y rectificante. Grafico I Vs. V

## CAPITULO 2: CONTACTO METAL-SEMICONDUCTOR N CON ESTADOS DE SUPERFICIE

2.1	ESTADOS DE SUPERFICIE.	22
-----	------------------------	----

Estados de superficie. Grafica de un estado de superficie  
Antes y después del contacto metálico, gráficos  
Efecto Schottky real, efecto Schottky aplicado a la unión metal –semiconductor.

2.2	BANDAS DE ENERGIA DEL CONTACTO METAL-SEMICONDUCTOR N	26
-----	--	----

Barrera de potencial contacto ideal metal-semiconductor N  
a) Para un contacto ideal entre metal y semiconductor N  
b) Para un contacto ideal entre metal y semiconductor P

2.3.	CONTACTO METAL-SEMICONDUCTOR N CON ESTADOS DE SUPERFICIE.	27
------	---	----

Diagramas de bandas, cálculo del campo eléctrico, potencial eléctrico  
Ancho de la zona de vacío y carga espacial y sus ecuaciones pertinentes.  
Variación de la barrera Schottky con polarización externa:  
a) Metal - semiconductor N con polarización externa  
b) Metal - semiconductor P con polarización externa

2.4	EXPRESIÓN GENERAL PARA LA ALTURA DE LA BARRERA SCHOOTKY CON ESTADOS DE SUPERFICIE	31
-----	---	----

Gráficos, elementos participantes y deducción de su ecuación.

2.4.1	Cálculo De La Barrera Schootky Real	34
-------	-------------------------------------	----

2.4.2	Resultados Experimentales De La Barrera Schottky, Gráficos y tabla de función trabajo de metales.	34
-------	---	----

2.5	CORRIENTE EN LA UNIÓN SCHOOTKY CON ESTADOS DE SUPERFICIE,	37
-----	---	----

Teoría de la emisión termoiónica de corriente y su expresión general.

## **CAPITULO 3: PROPIEDADES ÓPTICAS Y PROCESOS DE ABSORCIÓN**

- 3.1 **TRANSICIONES DIRECTAS Y SU COEFICIENTE DE ABSORCIÓN.** 39  
Diagramas de niveles de energia de transición directa, y espectro de absorción.
- 3.2 **TRANSICIONES INDIRECTAS Y SU COEFICIENTE DE ABSORCIÓN.** 41  
Diagramas de niveles de energia de transición indirecta, y espectro de absorción.
- 3.3 **TRANSICIONES INTRABANDA** 42  
Transiciones intrabanda y diagrama de niveles.
- 3.4 **ABSORCIÓN DE EXCITONES** 43  
Absorción de excitones. Diagrama de niveles de energia y gráfico. Procesos de absorción involucrando impurezas. Grafico
- 3.5 **RECOMBINACIÓN POR ATRAPAMIENTO.** 45  
Operación de un centro de recombinación o trampa. Procesos básicos de la recombinación electrón-hueco.
- 3.6 **EFFECTO FOTOELÉCTRICO.** 46  
Efecto fotoeléctrico. Efecto fotoeléctrico externo, efecto fotoeléctrico interno. Emisión secundaria.

## **CAPITULO 4: LUMINISCENCIA – FOTOCONDUCTIVIDAD.**

- 4.1 **LUMINISCENCIA Y CLASES** 49  
Concepto de luminiscencia y sus clases
- 4.2 **FOTOCONDUCTIVIDAD.** 51  
Concepto de fotoconductividad.  
Fotocorriente y ganancia de un fotoconductor
- 4.3 **RESPUESTAS DE UN FOTOCONDUCTOR.** 53  
Respuesta temporal de fotoconductividad  
Respuesta espectral de un fotoconductor y sus ecuaciones

## **CAPITULO 5: EFECTO FOTOVOLTAICO. EFICIENCIA CUANTICA Y EMISIÓN FOTOELÉCTRICA**

5.1	EFECTO FOTOVOLTAICO.	56
	Celda solar. Principio de funcionamiento de una celda solar Proceso interno de una celda solar con iluminación. Características I - V de la celda solar. Corriente de corto circuito $I_{CC}$ . Voltaje de circuito abierto $V_{CA}$	
5.2	EFICIENCIA CUÁNTICA ( $\eta$ ).	59
	Rendimiento máximo y valor óptimo del gap. Espectro solar. Eficiencia Vs. gap de energía.	
5.3	LIMITACIONES DEL RENDIMIENTO RESPECTO AL VALOR MÁXIMO.	61
	a) Respuesta espectral b) Rendimiento cuántico general. c) Perdidas por reflectancia. d) Pérdidas por resistencia interna en la celda solar	
5.4	EMISIÓN FOTOELÉCTRICA.	64
	Umbral de emisión. Umbral de energia para semiconductores no degenerados y degenerados.	
5.5	RENDIMIENTO FOTOELECTRICO (Y).	65
	Rendimiento fotoeléctrico Tabla de energia umbral y rendimiento fotoeléctrico	
5.6	INTERACCIÓN LUZ UNIÓN SCHOOTKY	66
	Introducción, iluminación frontal y posterior.	
5.7	PROCESOS POSIBLES EN LA INTERACCIÓN DE LA LUZ CON EL SEMICONDUCTOR CDS.	67

## **CAPITULO 6: ELABORACIÓN DE MUESTRAS Y EQUIPO EXPERIMENTAL**

6.1	ELABORACIÓN DE MUESTRAS.	68
	Técnica de evaporación de vacío. Proceso de elaboración Equipo de evaporación de vacío	
6.2	EQUIPOS DE MEDICION.	69
	Configuración de muestras. Medición de fotorespuesta por efecto fotovoltaico. Espectrómetro de fotocorriente	

6.3	ESPECTROSCOPIA DE FOTOCORRIENTE	70
	Espectroscopia de fotocorriente	
	Señal de fotocorriente entregada por el espectrómetro	
6.4	AJUSTE DE LOS ESPECTROS	71
	a) Espectro o curva experimental	
	b) Ajuste teórico del espectro obtenido	

## **CAPITULO 7: RESULTADOS EXPERIMENTALES**

7.1	ANÁLISIS Y DISCUSIÓN DE LOS ESPECTROS OBTENIDOS	73
	Lectura de un espectro	73
	Espectros de la unión Cu/CdS/TO	74
	Espectros de la unión Al/CdS/TO	78
	Espectros de la unión Ag/CdS/TO	84
	Espectros de la unión Fe/CdS/TO	90
	Espectros de la unión In/CdS/TO	96
	Espectros de la unión Au/CdS/TO	102
7.2	TABLA Y DIAGRAMAS DE NIVELES DE ESTADOS DE SUPERFICIE O TRAPS DEL CdS.	108
	Tabla de valores de traps encontrados en los 12 espectros	
	Diagrama radial de los traps encontrados.	
	Valores de traps del CdS. determinados por: Corriente termo estimulado, generadores por luminiscencia y generadores de emisión infrarroja determinados por fotoluminiscencia.	
7.3	ANÁLISIS Y CONCLUSIONES	111
	Resultados y análisis de los estados localizados o trampas encontrado	
	Determinación de la función trabajo CdS	
	Conclusiones finales	
	<b>BIBLIOGRAFIA</b>	115
	<b>APENDICE 1</b>	120

## RESUMEN

*En el presente trabajo se estudia la existencia de niveles localizados de energía o estados de superficie localizados (trampas) dentro de la banda prohibida del sulfuro de cadmio (CdS), determinados por fotocorriente espectral y por efecto fotovoltaico. Los espectros se tomaron de las uniones fotovoltaicas de películas delgadas de sulfuro de cadmio con metales como Cu, Al, Ag, Fe, In, Au.*

*Los resultados obtenidos por este método, con un error que oscila entre el 0.5 y 1.4 % concuerdan bien con los valores cuantitativos reportados por otras técnicas.*

## INTRODUCCIÓN

Sin lugar a dudas, el estudio de las propiedades físicas de los materiales semiconductores y sus sorprendentes aplicaciones en el desarrollo técnico de dispositivos eléctricos, representa una de las revoluciones científicas–tecnológicas de mayor impacto sobre nuestra sociedad. Una de las aplicaciones de mayor interés de los semiconductores son las celdas solares que convierten la energía luminosa en energía eléctrica. La celda solar es el caso más adecuado para entender cómo las propiedades intrínsecas básicas del semiconductor, en combinación con las propiedades extrínsecas (consecuencia del dopado y técnicas de preparación), determinan las características y rendimiento del dispositivo. En el rendimiento de una celda solar intervienen las propiedades ópticas del semiconductor, así como las propiedades de transporte y las propiedades de los portadores fuera de equilibrio.

Uno de los aspectos básicos de mayor interés actualmente, en la optimización de celdas solares, constituye el estudio de las características propias de los niveles de energía que intervienen en la respuesta del efecto fotovoltaico de los materiales semiconductores y de la magnitud del campo eléctrico generado a partir de sus diversas uniones, resultados estos que intervienen en la eficiencia fotovoltaica.

Existe una interrogante en cuanto al efecto fotovoltaico sobre diversos materiales respecto a la naturaleza de los niveles de energía involucrados y las transiciones correspondientes. Como son los procesos de transiciones ópticas, los estados localizados o de superficie, efectos de barrera (Schottky) y el efecto túnel. En este sentido, creemos, que el método de espectroscopia de fotocorriente nos proporciona suficiente información para discernir, en cada caso, que procesos es el dominante y su intensidad.

En este trabajo se reporta los diversos niveles de energía localizados o estados de superficie encontrados en el semiconductor policristalino CdS por fotocorriente espectral y por efecto fotovoltaico. Se ha considerado el gap de CdS igual a 2.38 eV en esta investigación. [15]

## FUNDAMENTO

Los semiconductores elaborados en forma de películas delgadas (espesores  $< 4 \mu\text{m}$ ) constituyen una buena alternativa para la elaboración de nuevos materiales, con potenciales aplicaciones fotónicas y en particular en el diseño de nuevas celdas solares. El uso de películas delgadas del semiconductor policristalino sulfuro de cadmio (CdS), es uno de los más conocidos y estudiados actualmente. Constituyendo la base de una de las primeras celdas solares desarrolladas en la década del 50. En lo que sigue justificamos la presencia de los estados superficiales o localizados en el CdS.

Cuando un semiconductor de película delgada es muy dopado (semiconductor degenerado) aparecen niveles de superficie localizados con una distribución continua o discreta debido a la átomos de impurezas, capas de óxido e imperfecciones estructurales en la superficie.

La sola existencia de las imperfecciones estructurales en la superficie introduce estados localizados o estados superficiales intrínsecos. Algunos de estos estados localizados tienen energías dentro de la banda prohibida, lo cual refleja el debilitamiento de las uniones con respecto al núcleo del sólido. Además, la superficie puede presentar defectos, impurezas o especies adheridas que también introducen estados localizados o estados superficiales extrínsecos.

Sólo los estados superficiales con energías dentro del gap influyen sobre las propiedades eléctricas y catalíticas del material: pueden ser centros de recombinación, reduciendo el camino libre medio de electrones y huecos; pueden actuar como trampas de portadores, modificando la distribución de potencial en la superficie.

La presencia de estados localizados incrementa la probabilidad de que el portador caiga en una trampa de impurezas antes de hacer una transición banda – banda.

La presencia de una densidad considerable de estados de superficie dará como resultado una capa superficial de deficiencia o de acumulación dentro del semiconductor, incluso en ausencia de un contacto metálico externo. [1] [26].

## CONTENIDO DEL TRABAJO

El presente trabajo se ha organizado de la siguiente manera:

El Cáp. 1 describe las diferentes clases de uniones: semiconductor PN, metal-metal, metal-semiconductor, sus características principales: barrera de potencial de contacto, su variación con polarización externa y su corriente.

El Cáp. 2 describe el concepto de estados de superficie, el contacto metal-semiconductor N con estados de superficie, la barrera Schottky y su expresión general en la unión metal-semiconductor, ecuación de la corriente general.

El Cáp. 3 describe las propiedades ópticas: (tipos de transiciones presentes, coeficiente de absorción) y los procesos de absorción (efecto fotoeléctrico, clases).

El Cáp. 4 describe el concepto de la luminiscencia y clases, asimismo la fotoconductividad (fotocorriente, su respuesta temporal y espectral).

El Cáp. 5 se refiere a los conceptos del efecto fotovoltaico, eficiencia cuantica, emisión y rendimiento fotoeléctrico, interacción con la luz y unión Schottky.

El Cáp. 6 describe la elaboración de muestras y la técnica de evaporación en vacío en la obtención de la película delgada del CdS. Los equipos de medición y la espectroscopia de fotocorriente espectral. Gráfica de los datos experimentales y la forma de obtener el ajuste teórico de los espectros.

En el Cáp. 7 presentamos los 12 espectros obtenidos por respuesta fotocorriente espectral por efecto fotovoltaico y la configuración de radiación incidente. Luego discutimos los resultados obtenidos tratando de obtener elementos de juicio que permitan comprender el fenómeno de los estados de energía localizados o trampas, plasmando un grafico respectivo del análisis. Posteriormente damos las conclusiones finales y sugerencias para trabajos futuros.

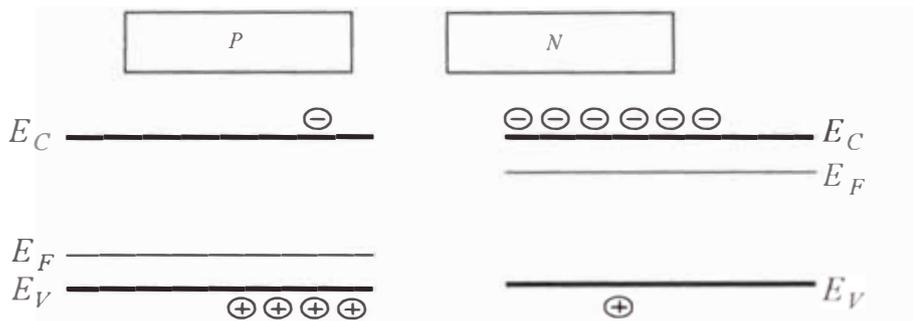
# CAPITULO 1. LA UNION METAL - SEMICONDUCTOR

## 1.1 LA UNION P-N EN EQUILIBRIO

En una unión PN en equilibrio térmico es lógico que la mayor parte de electrones de conducción suministrados por los donadores se encuentren en la región N en donde los electrones neutralizan la carga espacial de los iones donadores, mientras que análogamente los huecos proporcionados por los iones aceptores se encontrarán especialmente en la región P.

### La unión PN en equilibrio [7], [22]

#### a) Antes del contacto



#### Región N $n_{no} \gg n_{po}$

Concentración de electrones libres móviles  $n_{no}$ ,  $E_C$  = Energía banda de conducción

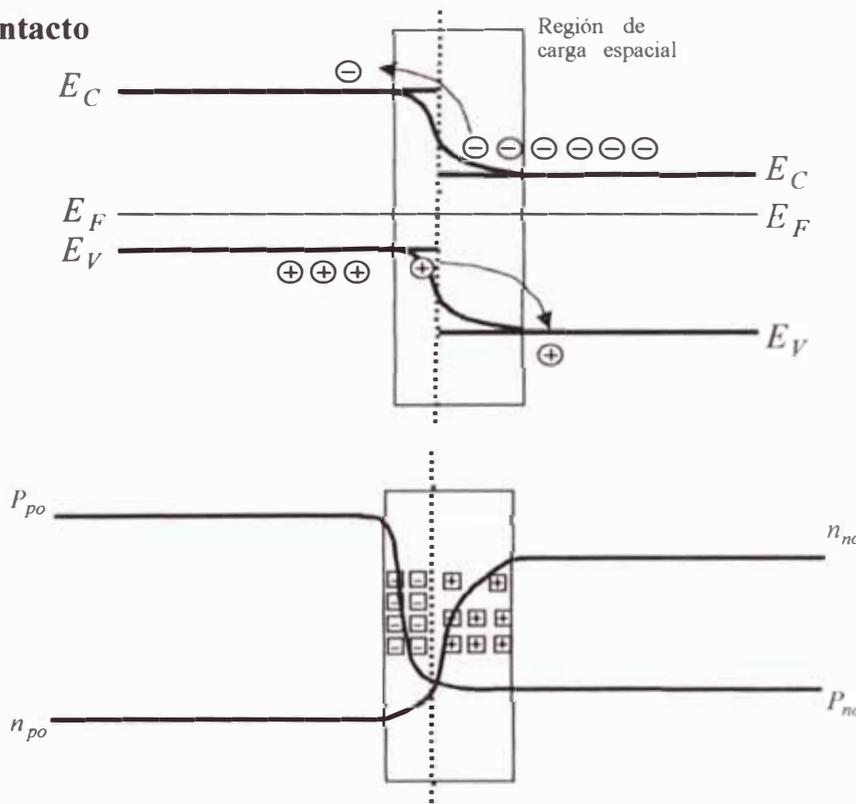
Concentración de huecos libres móviles  $p_{no}$ ,  $E_V$  = Energía banda de valencia

$E_F$  = Energía del nivel de Fermi

#### Región P $p_{po} \gg p_{no}$

Concentración de huecos libres móviles  $p_{po}$ , Concentración de electrones libres móviles  $n_{po}$

#### b) En el contacto



## Explicación

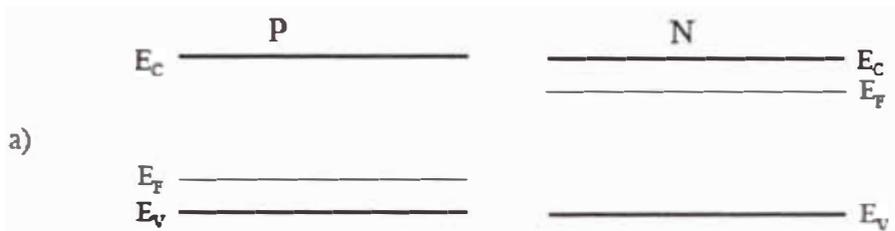
Cuando se efectúa esta unión, debido a la diferencia de concentraciones de electrones y huecos a ambos lados de la unión PN aparece un movimiento de los mismos por difusión; los huecos se difunden desde el lado P al lado N, mientras que los electrones lo hacen desde el lado N hacia el lado P. Idealmente, el proceso de difusión continuaría hasta que las concentraciones de portadores se hiciesen iguales a ambos lados de la unión. Sin embargo, cuando los huecos se difunden alejándose del lado P, dejan detrás los átomos aceptores ionizados negativamente, y por tanto una densidad de carga negativa. Del lado N, los electrones que se alejan por difusión dejan detrás los átomos donadores ionizados positivamente, y por tanto una densidad de carga positiva. Dichas densidades de carga implican la existencia de un campo eléctrico interno dirigido desde la zona N hacia la zona P, así como la aparición de una diferencia de potencial.

La **zona cargada** a ambos lados de la unión también se le denomina, zona o región de carga espacial, de agotamiento, de deflexión, de vacío, etc.

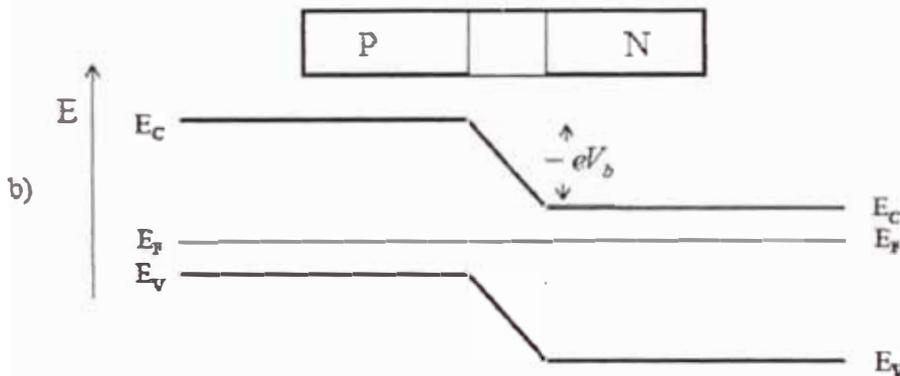
Se produce el equilibrio cuando las corrientes de generación igualan a las de difusión.

## Nivel de Fermi, densidad de carga, campo y potencial en la unión PN en equilibrio.

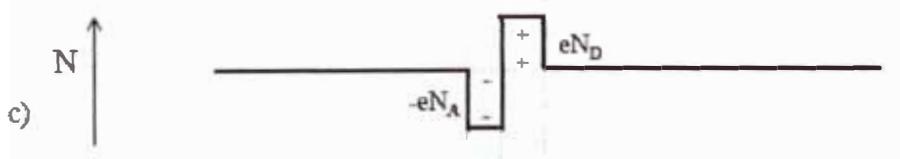
### Energía de Fermi antes de la unión



### Energía de Fermi después de la unión

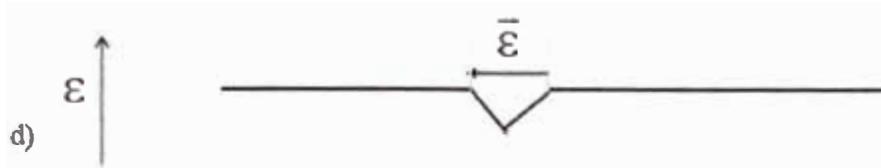


### Densidad de carga eléctrica (N)



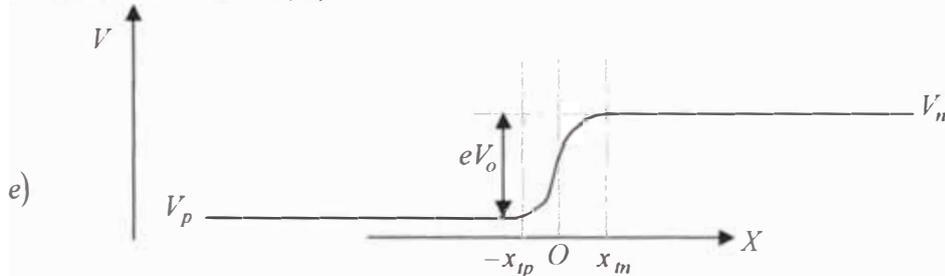
$N_A$  = concentración de aceptores,  $N_D$  = concentración de donadores,  
 $e$  = carga del electrón

## Campo eléctrico ( $\epsilon$ )



Se observa que el campo es lineal (unión abrupta)

## Potencial eléctrico (V)



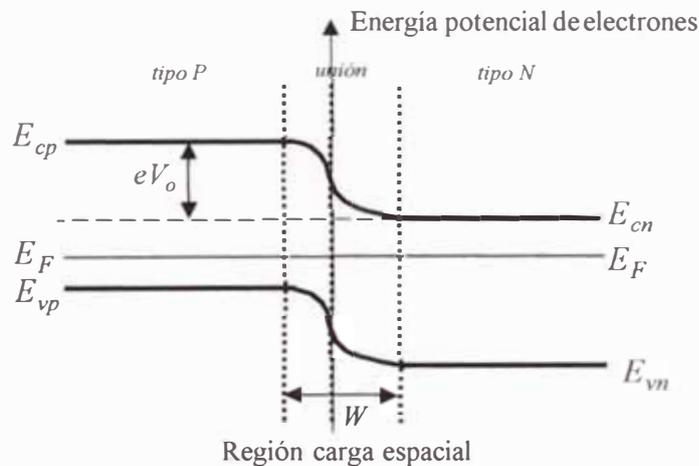
Considerando la dimensión  $x$  como la extensión física del sándwich PN ( $x = 0$ , Unión;  $-x_{tp}$  = lado P;  $x_{tn}$  = lado N)

$V$  = Eje de energía potencial de huecos

$V_n$  = potencial eléctrico del lado n,  $V_p$  = potencial eléctrico del lado p

$V_o = V_n - V_p$  = Potencial de contacto interno en equilibrio.

## Cálculo del potencial de contacto interno ( $V_o$ )



El valor del potencial de contacto interno  $V_b$  lo podemos determinar a partir de la densidad de electrones y huecos en equilibrio a ambos lados de la unión lejos de la

región de carga espacial. Según la ecuación  $n_0 = U_c e^{\frac{-(E_c - E_F)}{kT}}$  y del gráfico superior podemos escribir:

$$n_{no} = U_c e^{\frac{-(E_{cn} - E_F)}{kT}} \quad \text{Para el lado N y, para el lado P, } p_{po} = U_c e^{\frac{-(E_{cp} - E_F)}{kT}}$$

De [1] Cáp. 12 encontramos  $eV_o = E_{cp} - E_{cn} = kT \ln \left( \frac{n_{no}}{p_{po}} \right)$ , usando la ley de las masas

$V_o = \frac{kT}{e} \ln \left( \frac{n_{no} p_{po}}{n^2} \right)$ , si todos los donadores y receptores de la región N y P están

ionizados, a todas las temperaturas, excepto las muy bajas, y si las dos regiones N y P son fuertemente extrínsecas, podemos usar lo siguiente  $n_{no} \cong N_D$  y  $p_{po} \cong N_A$ , luego la ecuación se convierte en:

$$V_o = \frac{kT}{e} \ln \left[ \frac{N_A N_D}{n^2} \right] \text{ voltios, Potencial de contacto interno}$$

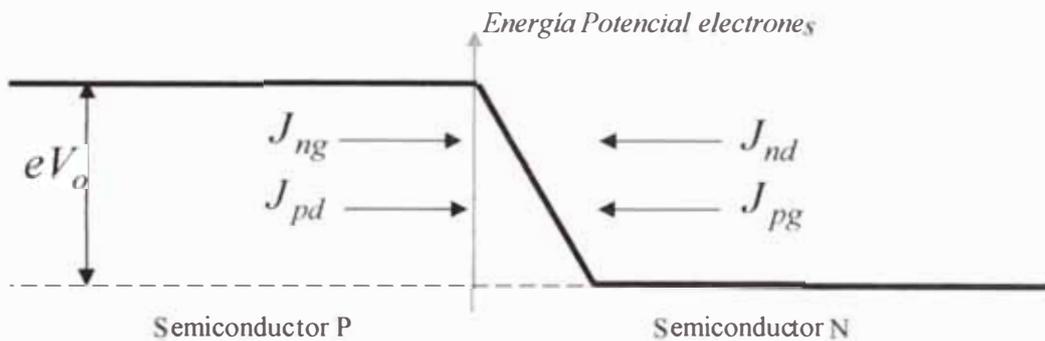
$$V_T = \frac{kT}{e} \quad \text{Potencial térmico, Para } T = 300 \text{ K, } V_T \approx 0,026 \text{ voltios}$$

El potencial interno del Germanio es 0,3 – 0,4 v y en la unión de Silicio es 0,7 – 0,8 v.

$$w^2 = \frac{2\epsilon_s}{e} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) V_o \quad \text{Donde } w \text{ es el ancho de la zona de carga espacial.}$$

## 1.2 VARIACIÓN DE $V_o$ CON EL POTENCIAL EXTERNO (V) APLICADO EN LA UNIÓN PN. [2], [4] [7], [24]

### a) En equilibrio ( $V = 0$ )

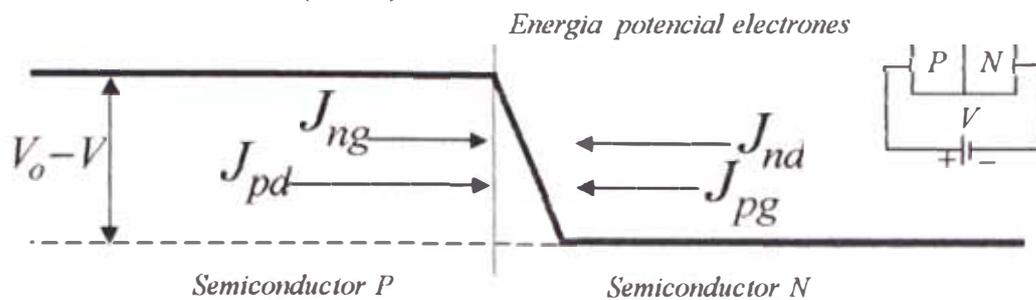


**Corriente de difusión ( $j_{nd}$ ,  $j_{pd}$ ):** Bajo la acción del gradiente de concentración, las cargas se difundirán de la región de alta concentración a la región de baja concentración, (electrones de N a P y de huecos de P a N), después de cierto tiempo desaparecen por recombinación donde son minoritarios (con huecos de P y electrones de N) y esta corriente será mayor, cuanto mayor es la diferencia de concentraciones. Además la corriente de difusión depende del potencial aplicado externo.

### **Corriente de generación, arrastre o deriva ( $j_{ng}$ , $j_{pg}$ ):**

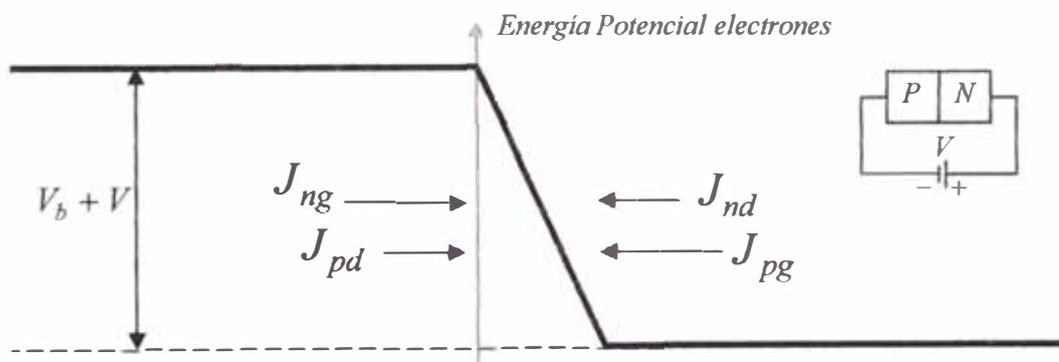
Además de la corriente de difusión, se va generar, tanto en la región N como en la región P, debido a la temperatura, pares electrón-hueco que cerca de la unión, generan corriente de portadores minoritarios debido a la presencia del campo eléctrico interno. El movimiento de los portadores se debe a la agitación térmica más el desplazamiento inducido por un campo eléctrico. El campo eléctrico de la carga espacial impide la difusión de los portadores mayoritarios mientras que los portadores de carga minoritarios (es decir, huecos de la región n y electrones de la región p) pueden transitar sin obstáculo por la unión, creando la corriente de generación.

### b) Polarización directa ( $V > 0$ )



- La polarización directa aplicada favorece el movimiento de los portadores minoritarios en ambos lados de la unión, el nivel de Fermi ahora es desplazado en sentido opuesto y el efecto es la disminución de la barrera de potencial ( $V_b - V$ )
- Crea un campo eléctrico opuesto al de la unión, disminuye el campo eléctrico total.
- Aumenta la corriente de portadores mayoritarios de difusión a través de la unión. Corriente de P a N. Presenta una baja impedancia.
- La unión PN con esta polarización trabaja como un rectificador.
- La concentración de portadores minoritarios se incrementan desde los valores iniciales a medida que nos acercamos a la unión.
- La componente de difusión de la corriente por la unión depende de la altura de la barrera de potencial. Ver [2] y [24]

### c) Polarización inversa ( $V < 0$ ).



- La polarización inversa aplicada se opone el movimiento de los portadores minoritarios en ambos lados de la unión, el nivel de Fermi es desplazado de su sitio por la cantidad de polarización aplicada.
- Se crea un campo eléctrico en el mismo sentido que el de la unión, aumenta el campo eléctrico total, aumenta la diferencia de potencial ( $V_b + V$ ) haciendo muy improbable cualquier movimiento de portadores minoritarios por la unión.
- La única corriente que fluye es de generación térmica (N a P) y es muy pequeña, y tiene una alta resistencia.
- Por efecto de la polarización inversa, Las concentración de portadores minoritarios, disminuyen a medida que nos aproximamos a la unión desde valores iniciales del diodo no polarizado hasta anularse
- La magnitud de la corriente de difusión a través de la unión disminuye con el aumento de la tensión inversa.

## Estudio de las corrientes en la unión PN. [1] [2] [7] [24]

En estado de equilibrio los flujos totales de electrones ( $J_{nd} = -J_{ng}$ ) y huecos ( $J_{pd} = -J_{pg}$ ) a través de la unión son igual a cero.

Los flujos de generación de electrones y huecos en equilibrio térmico son proporcionales a:

$$J_{ng} = A e^{-\frac{eV_o}{kT}} \quad \text{y} \quad J_{pg} = B e^{-\frac{eV_o}{kT}} \quad \text{donde A y B son constantes.}$$

$$\text{Donde } V_o = \frac{kT}{e} \ln \left[ \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right] \text{ voltios} \quad \text{Barrera de potencial o contacto interno.}$$

Puesto que el número de electrones que poseen la energía suficiente para sobrepasar la barrera de potencial de la unión es proporcional a  $e^{-\frac{e(V_o - V)}{kT}} = C e^{\frac{eV}{kT}}$ , (suponiendo que la estadística de Maxwell-Boltzmann es válida), es de esperarse que  $J_{nd}$  y  $J_{pd}$  (de difusión) sean proporcionales a las corrientes de generación  $J_{ng}$  y  $J_{pg}$  multiplicados por el factor  $e^{\frac{eV}{kT}}$ .

$$J_{pd} = J_{pg} e^{\frac{eV}{kT}} \quad (\text{Huecos}) \quad \quad \quad J_{nd} = J_{ng} e^{\frac{eV}{kT}} \quad (\text{Electrones})$$

Los flujos de generación de electrones y huecos después del contacto  $J_{ng}$  y  $J_{pg}$  no son afectados por el voltaje externo aplicado y se mantienen constantes.

Los flujos de corrientes totales de huecos y electrones están dados por:

$$J_p = J_{pd} - J_{pg} = J_{pg} \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) \quad (\text{Huecos}) \quad \quad J_n = J_{ng} - J_{nd} = -J_{ng} \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) \quad (\text{Electrones})$$

La relación entre el voltaje externo aplicado (V) y la corriente eléctrica ( $I = e J$ ) es:

$$I = e (J_p - J_n) = e (J_{pg} + J_{ng}) \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) = I_o \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right)$$

Donde la corriente de saturación  $I_o$  es la suma de las corrientes de generación que depende de la temperatura.  $I_o = e(J_{pg} + J_{ng})$

La grafica muestra la variación de I con respecto al potencial externo.

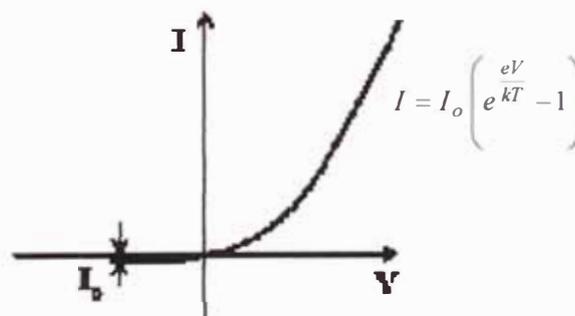


Gráfico I Vs. V

Para un potencial V negativo la corriente de saturación  $I_o$  es negativa.

### 1.3 LA UNION METAL – METAL [1], [2]

#### Introducción

En la figura 1.1 se muestra el diagrama de niveles de energía de un metal. Como referencias se toman el fondo de la banda de conducción y el nivel de vacío.

El fondo de la banda de conducción representa la energía de un electrón en reposo dentro del metal y el nivel de vacío representa la energía de un electrón en reposo fuera del metal. La diferencia de energía entre estos niveles es denotado por  $W$ .

Se ha introducido antes el nivel de Fermi  $E_f$ . Este representa en metales a  $T = 0$  K, el más alto nivel energético ocupado.

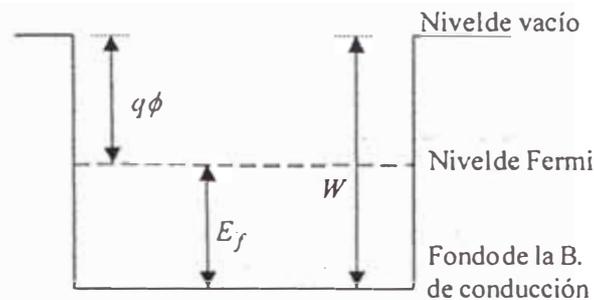


Figura 1.1

La diferencia de energía es  $q\phi = W - E_f$  es llamada la *función trabajo*. Ella representa la mínima energía necesaria para extraer, a  $T = 0$  K un electrón del metal y, por tanto, determina la mínima energía cuántica  $hf_{\min}$  necesaria para producir fotoemisión.

La energía  $q\phi$  determina la condición de escape de un electrón del metal.

#### Potencial de contacto metal – metal y sus elementos

Cuando dos metales que tienen diferentes funciones de trabajo ( $q\phi_1$ ,  $q\phi_2$ ) entran en contacto, se produce un breve flujo de corriente transitoria que transmite electrones del metal con la mayor energía de Fermi, al que tiene una energía de Fermi menor, generando una diferencia de potencial de contacto en equilibrio entre ambos. Este proceso se ilustra a continuación. Ver [2] cap. 5

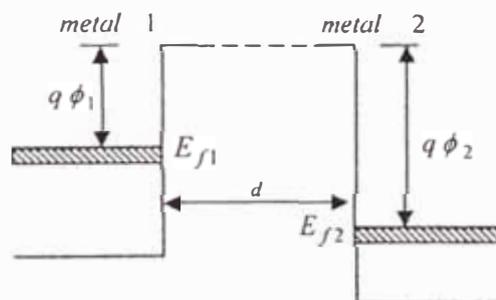


Figura 1.1

En la figura 1.1 se tiene dos metales con diferentes funciones de trabajo  $q\phi_2 > q\phi_1$ , están separados por una distancia inicial  $d$ , (la cual es grande  $\approx 1$  cm.), con niveles de Fermi que no coinciden y el sistema no está en equilibrio.

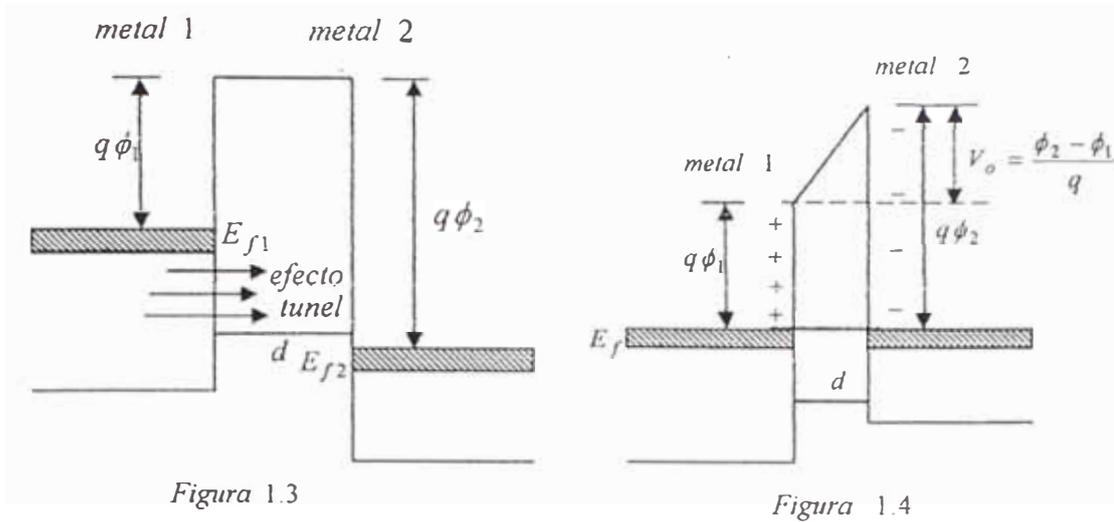


Figura 1.3

Figura 1.4

En la figura 1.3, al disminuir considerablemente la distancia  $d$  ( $\approx 3 \times 10^{-8}$  m.), para lograr el equilibrio, la posibilidad de formación de un efecto túnel es muy grande para permitir que los electrones penetren por la barrera de potencial y fluyan de izquierda a derecha (de menor función trabajo del metal a mayor). La corriente de electrones crea una carga negativa en el metal 2 y el exceso de iones positivos que quedan detrás, a la izquierda, da origen a una carga positiva en el metal 1. (Se forma una carga espacial)

Se establece un campo que eleva la energía potencial de los electrones de la derecha con respecto a los de la izquierda, hasta coincidir los niveles de Fermi de los dos metales.

En la figura 1.4, en estas condiciones, el sistema está en equilibrio y la corriente neta del efecto túnel desciende a cero, ya que, ahora, es igualmente probable el efecto túnel en cualquiera de las dos direcciones, empero, la transferencia de electrones que fluían de izquierda a derecha ha establecido una diferencia de potencial de magnitud  $V_0 = \frac{\phi_2 - \phi_1}{q}$

entre los dos metales.  $V_0$  se denomina **diferencia de potencial de contacto** entre los dos metales. Ver [3], Cáp. 14 y [1] Cáp. 16

#### 1.4 LA UNIÓN METAL - SEMICONDUCTOR [2], [3] [7] [21] [24]

Cuando se ponen en contacto dos sustancias, se produce una redistribución de carga y, finalmente, se alcanza una nueva condición de equilibrio en la cual los niveles de Fermi de las dos sustancias están a igual altura. Esta regla es válida no solo para contacto entre dos metales, sino también para el contacto entre un metal y un semiconductor de tipo N o semiconductor de tipo P. Debido a la redistribución de carga, se formará en el contacto o unión una capa dipolo o bipolar.

En un contacto **metal – metal**, esa capa siempre es causada por cargas superficiales en ambos lados del contacto, tal **contacto es óhmico**. Puesto que los electrones pueden moverse libremente de un metal al otro.

Las uniones **metal-semiconductor** pueden ser de dos tipos:

- Rectificantes: denominadas barreras Schottky, permiten el paso de la corriente en un solo sentido.

- Ohmicas: que presentan una resistencia muy baja y permiten el paso de la corriente en ambos sentidos.

### 1.4.1 BARRERA DE POTENCIAL TIPO UNIÓN RECTIFICANTE

#### Potencial metal – semiconductor tipo N

En un contacto metal-semiconductor, el semiconductor difiere de una sustancia metálica en que puede existir un campo eléctrico en el interior del semiconductor. Por esta razón, la caída de potencial de contacto entre el metal y el semiconductor puede producirse dentro del semiconductor, en lugar de hacerlo en el interfaz de contacto.

Para comprender el mecanismo de funcionamiento de este tipo de juntura, en la figura 1.5 se muestra el diagrama de bandas de energía para un metal y semiconductor tipo n.

Sea  $q\Phi_m$  la función de trabajo del metal,  $q\Phi_s$  la función de trabajo del semiconductor, depende de la concentración del dopaje, ya que el nivel de Fermi depende del tipo de dopado y su concentración y  $q\chi_s$  la afinidad electrónica del semiconductor (diferencia de energía entre el nivel de vacío y el fondo de la banda de conducción) y que es una constante del material.

Supóngase que la concentración de donadores en el semiconductor es relativamente grande y que casi todos los donantes están ionizados a la temperatura ambiente.

#### a) Análisis del caso $q\Phi_m > q\Phi_s$

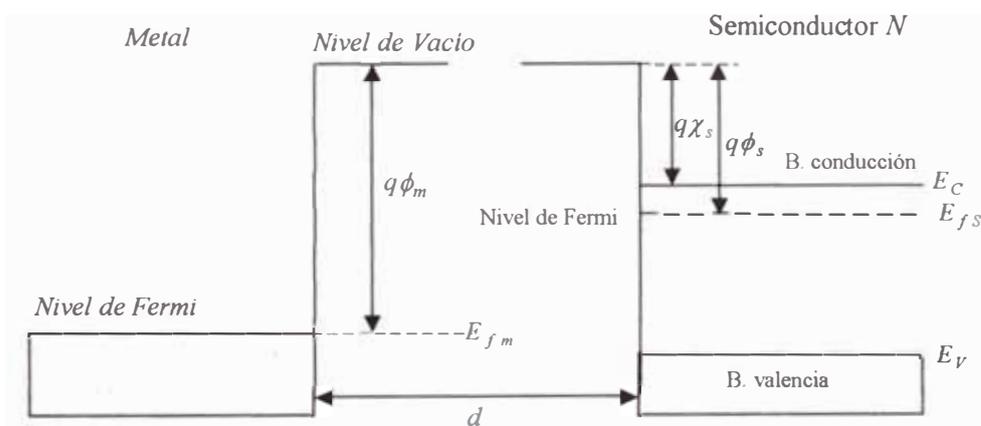


Figura 1.5

La situación previa al contacto se muestra en la figura 1.5

Conforme la distancia ( $d$ ) entre las dos sustancias se reduce hasta que es lo bastante pequeña (con un espesor de decenas de Angstroms,  $A^\circ = 10^{-10} \text{ m}$ ) para permitir que los electrones formen un efecto tunel libremente, a través de la barrera.

Cuando se establece el contacto entre los materiales (figura 1.6), las diferencias de energía provoca una transferencia de electrones desde el semiconductor hacia el metal de modo de igualar los niveles de Fermi, en condiciones de equilibrio térmico. En el semiconductor se forma así una región de carga espacial positiva debida a los átomos donadores ionizados. Se crea un campo eléctrico que se opone al flujo de electrones y en equilibrio se producirá una curvatura de las bandas del lado del semiconductor con respecto al nivel de Fermi.

Esto significa que los niveles de energía en el cuerpo del semiconductor han bajado en la cantidad  $q(\Phi_m - \Phi_s)$ . en consecuencia, se forma una barrera de potencial en la superficie de contacto y una región de deficiencia (menor concentración de portadores).

En la interfase entre el semiconductor y el metal hay una brusca discontinuidad de los estados permitidos de energía y se produce una barrera de potencial de altura  $V_B$  (en voltios). Esta es la barrera de potencial vista por los electrones en el metal que tratan de moverse hacia el semiconductor y se conoce como barrera Schottky.

En el lado del metal, dado que los niveles de Fermi están a la misma altura, la barrera se eleva en  $qV_B = q(\Phi_m - \Phi_s) + q(\Phi_s - \chi_s) = q(\Phi_m - \chi_s)$ . expresada en voltios. (figura 1.6)

Sobre el lado del semiconductor,  $V_D$  es el potencial de contacto o de difusión, que es la altura de barrera de potencial visto por los electrones en la banda de conducción que quieren moverse hacia el metal, se obtiene de  $qV_D = q(\Phi_m - \Phi_s)$ , Ver [2] cap. 5  
 $W$  es el ancho de zona de agotamiento o de carga espacial.

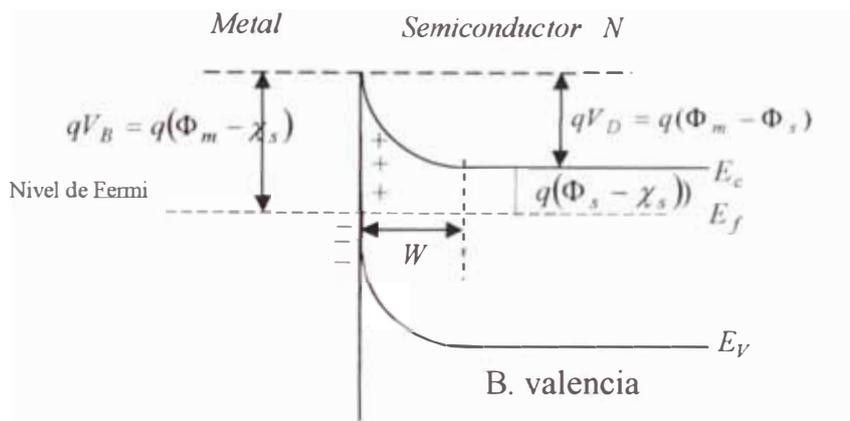


Figura 1.6

## Potencial metal – semiconductor tipo P

### b) Análisis del caso $q\Phi_m < q\Phi_s$

Consideremos,  $E_s$  la profundidad de la cima de la banda de valencia, por debajo del nivel de vacío, y supóngase que todos los aceptores están ionizados. Antes de establecer el contacto (figura 1.7), el nivel de Fermi del semiconductor es inferior al del metal en la cantidad  $q(\phi_s - \phi_m)$ . Asimismo  $E_s = E_g + q\chi_s$ .  $E_g$  = energía del gap

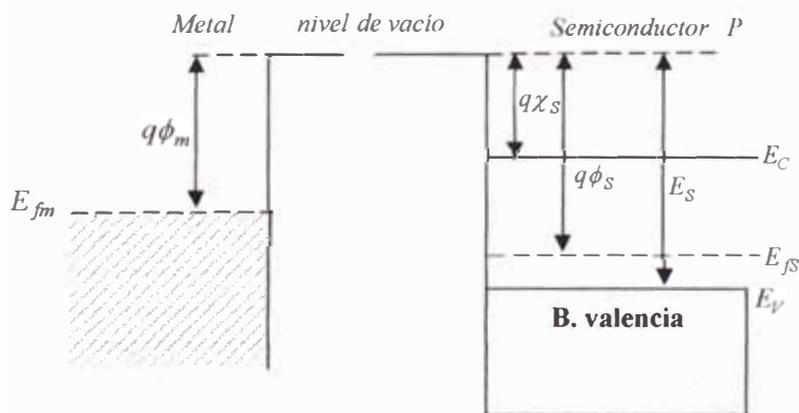


Figura 1.7

Después de realizado el contacto (unión), hay un flujo de electrones desde el metal hacia el semiconductor hasta que se igualan ambos niveles de Fermi. La capa de superficie del semiconductor queda, así, cargada negativamente y, dado que esta carga

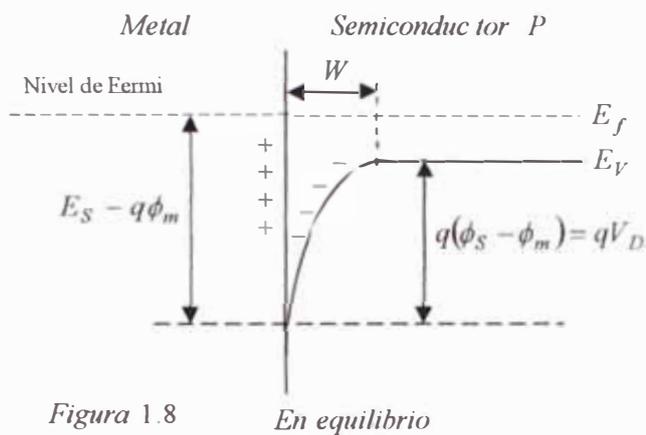
negativa e causada por aceptores ionizados, la carga está distribuida a través de una región de carga espacial de espesor  $W$ . Como los niveles energéticos en el cuerpo del semiconductor han ido elevados en una cantidad  $q(\phi_s - \phi_m)$ . Ver Figura 1.8.

La barrera de potencial para los huecos en el lado del semiconductor es:  $q(\phi_s - \phi_m) = qV_D$ , donde  $V_D$  el potencial de contacto (unión) o difusión

La barrera de potencial para los huecos del lado del metal es:

$$q(\phi_s - \phi_m) + (E_s - q\phi_s) = (E_s - q\phi_m) = qV_B,$$

$W$  es el ancho de la zona de acumulación



## 1.4.2 BARRERA DE POTENCIAL TIPO UNIÓN ÓHMICA

### Potencial metal-semiconductor N

#### a) Análisis del caso $q\Phi_m < q\Phi_s$

La situación previa al contacto se observa en la figura 1.9 el nivel de Fermi del semiconductor es inferior al nivel de Fermi del metal en la cantidad  $q(\phi_s - \phi_m)$ .

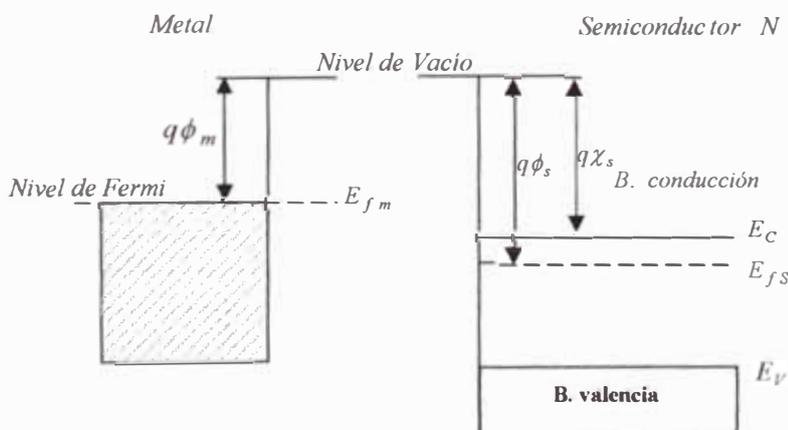


Figura 1.9: Diagrama de bandas de energía para un metal y semiconductor n

Al establecerse el contacto, figura 1.10 ocurre un intercambio de carga; fluyen electrones desde el metal hacia los estados mas bajos de energía de la capa de superficie

del semiconductor. Estos electrones dejan atrás una densidad de carga superficial positiva en el lado metálico del contacto, y originan una densidad de carga superficial distribuida negativa (región W) en el lado del semiconductor. Por tanto, el nivel de Fermi en el cuerpo del semiconductor es elevado en la cantidad  $q(\phi_s - \phi_m)$ .

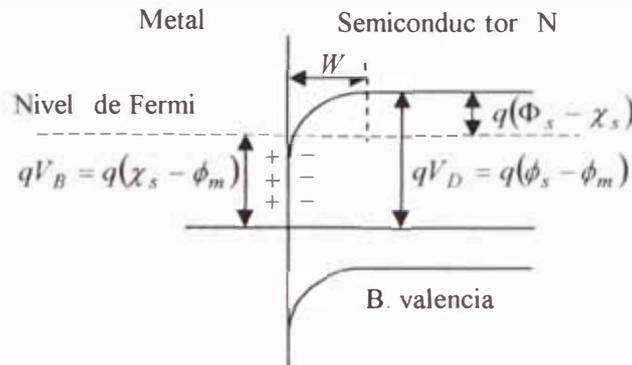


Figura 1.10

Se observa que las bandas se curvan hacia abajo en la superficie de contacto. Como resultado en lugar de tener una barrera de potencial se obtiene una región de acumulación (W) en la que la concentración de electrones es mayor que las de los átomos donadores ionizados. Se ve que los electrones pueden atravesar la barrera sin mucha dificultad, especialmente si  $q(\phi_s - \chi_s)$  es relativamente pequeña.

Este tipo de juntura se le llama también contacto ideal no rectificante u *ohmico*.

### Potencial metal – semiconductor tipo P

Supóngase que la concentración de aceptores en el semiconductor es relativamente grande y que casi todos los aceptores están ionizados a la temperatura ambiente.

Sea  $q\Phi_m$  la función de trabajo del metal,  $q\Phi_s$  la función de trabajo del semiconductor y  $E_s = E_g + q\chi_s$  la profundidad de la cima de la banda de valencia del semiconductor, por debajo del nivel de vacío.

#### b) Análisis del caso $q\Phi_m > q\Phi_s$

La situación previa al contacto se muestra en la figura 4.11; el nivel de Fermi en el semiconductor está sobre el nivel Fermi del metal en una cantidad  $q(\phi_m - \phi_s)$ .

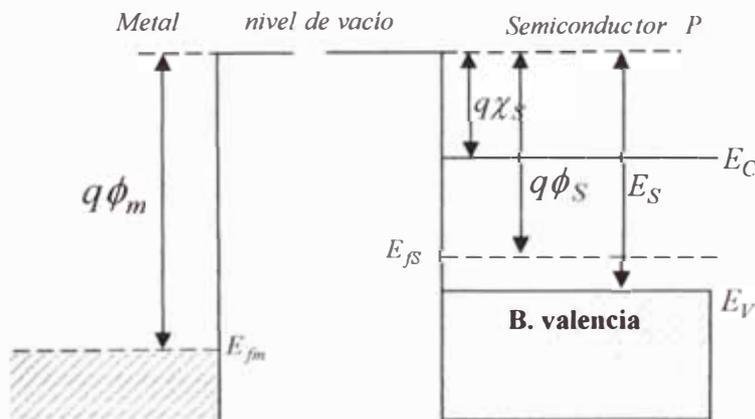
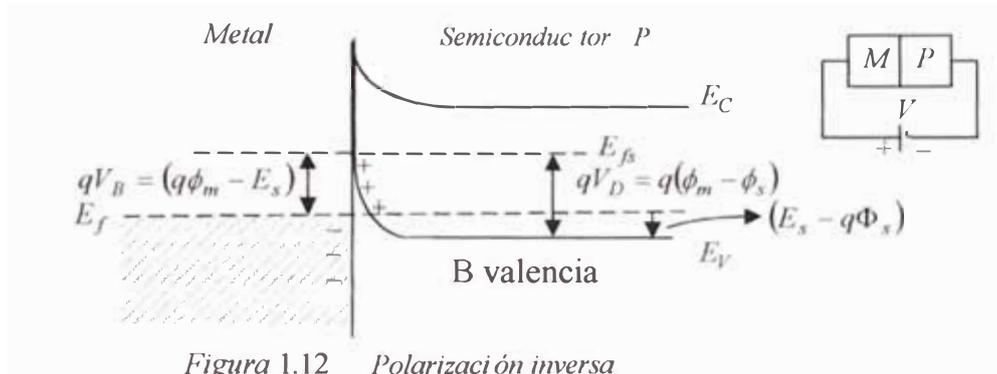


Figura 1.11

Después que se establece el contacto (la unión), se produce un intercambio de carga, fluyen electrones desde el semiconductor P al metal, los que dejan atrás una carga

superficial positiva (debida a los huecos) en el semiconductor y originan una *carga superficial negativa* en el lado del metal. Por tanto el nivel de Fermi en el semiconductor *baja* en la cantidad  $q(\phi_m - \phi_s)$ . Figura 1.12.



El movimiento de los huecos desde el semiconductor hasta el metal es fácil y su neutralización es casi instantánea (debido a la alta concentración de electrones en el metal). Si aplicamos una tensión de polaridad opuesta, los huecos generados térmicamente en la banda de conducción del metal pueden moverse fácilmente hasta el semiconductor tipo p, en la figura 1.12. **Si  $q\phi_m > q\phi_s$ , el contacto es óhmico.** [22]

### 1.4.3 LA BARRERA TUNEL

Un contacto metal-semiconductor es óhmico cuando el efecto de la barrera sobre el flujo de portadores es despreciable. Esto puede lograrse dopando fuertemente el semiconductor de modo que el ancho de la barrera,  $W$ , se reduce a un valor muy pequeño del orden de decenas de Ångstrom. En estas condiciones los portadores pasan por efecto túnel a través de la barrera. En los circuitos integrados suele realizarse este tipo de contacto óhmico entre aluminio y silicio tipo N fuertemente dopado, si el Silicio tiene un dopaje del orden de  $10^{19}$ - $10^{20}$   $1/\text{cm}^3$  el nivel de Fermi se encuentra muy cerca de la banda de conducción, la región de carga espacial es muy estrecha y por lo tanto, también lo será la barrera.

De este modo, puede haber efecto túnel si hay una cantidad de electrones disponibles de un lado de la unión y en el otro hay una cantidad suficiente de estados vacíos. Si la barrera es muy estrecha y se polariza (+) el semiconductor respecto al metal y viceversa se observa el efecto túnel de los electrones en ambos materiales y pueden pasar la barrera de potencial en ambos sentidos, tal como se muestra en la figura 1.13.

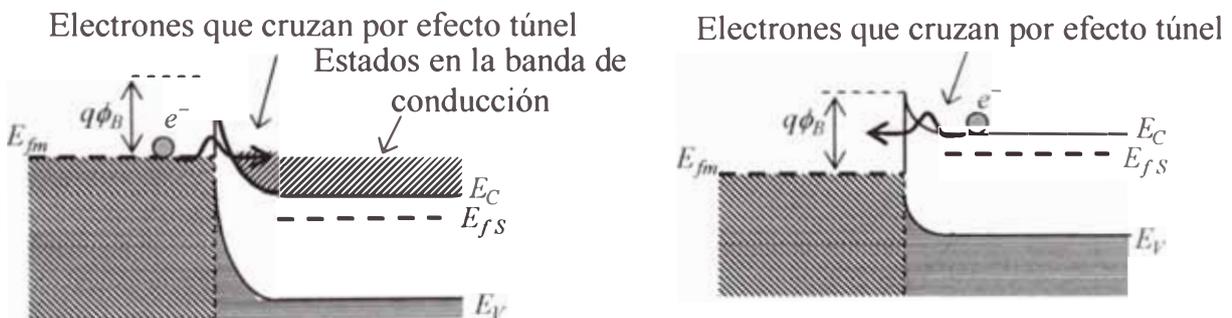


Figura 1.13: Contacto o barrera túnel metal y semiconductor n, dopaje muy alto.

## 1.5 VARIACIÓN DE LA BARRERA DE POTENCIAL Y CORRIENTE DE LA UNIÓN METAL-SEMICONDUCTOR N CON VOLTAJE EXTERNO. [1] [2] [21] [22] [24].

La altura de la barrera de potencial puede modificarse mediante la aplicación de una polarización externa tal como sucede en una juntura PN. En principio se tiene una barrera  $qV_B$  (en eV) entre los electrones en el metal y los estados en la banda de conducción del semiconductor. Esta barrera, puede considerarse independiente de la polarización porque ninguna tensión se mantiene sobre el metal.

La caída de tensión total ocurre dentro del semiconductor dentro de la región de carga espacial, de este modo se altera la curvatura de las bandas al modificar la caída de potencial, entonces, los electrones que se encuentran en el semiconductor en el borde de la banda de conducción, encuentran, al querer moverse hacia el metal, una barrera cuya altura puede cambiarse respecto de su valor en equilibrio  $qV_D$  (en eV) mediante la aplicación de una polarización adecuada.

### Corriente en la unión metal semiconductor N

#### Caso: Unión Metal-Semiconductor N con $q\phi_m > q\phi_s$

Debido a la agitación térmica, algunos electrones del metal adquirirán suficiente energía para cruzar la barrera de potencial y llegar al semiconductor, y algunos electrones del semiconductor tendrán suficiente energía para atravesar la barrera hacia el metal, en estado equilibrio térmico, esto da origen a un flujo de corriente de igual magnitud y de sentido opuesto, como se puede observar en la figura 1.14.

Podemos estimar que el flujo de corriente es proporcional a la cantidad de electrones que tienen energías mayores a la barrera de potencial ( $qV_D$ ) del semiconductor,

multiplicado por el factor  $e^{-\frac{qV_D}{kT}}$ . En el equilibrio se tendrá:

$$|J_{m-s}| = |J_{s-m}| = J_{no} e^{-\frac{qV_D}{kT}} \quad 1.1$$

Donde  $J_{no}$  es una constante de proporcionalidad que expresa el flujo de electrones de cualquier energía que sea, que estaban inicialmente en condición de equilibrio térmico.

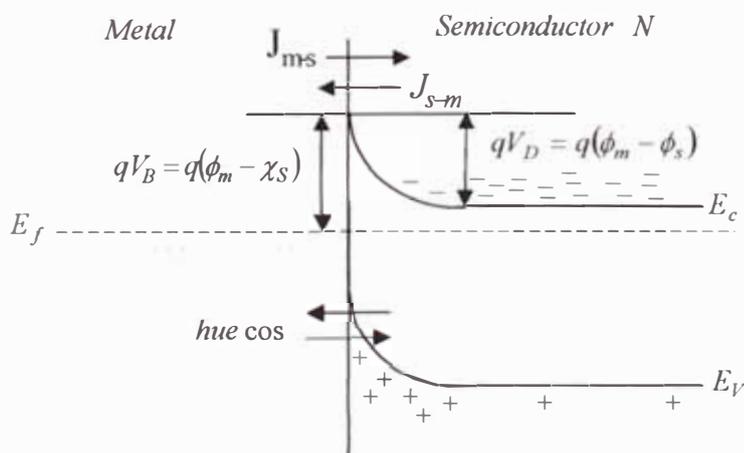


Figura 1.14: Equilibrio térmico

En este tipo de juntura metal-semiconductor, solamente los portadores mayoritarios del semiconductor, en este caso los electrones contribuyen a la corriente. Para los huecos, portadores minoritarios, no hay una barrera de potencial y pueden trasladarse fácilmente al metal donde se recombinan.

Cuando se aplica un voltaje externo (V) al contacto, se modifica la caída de potencial en el semiconductor y en consecuencia cambia el flujo de electrones desde el semiconductor al metal.

La cantidad de portadores que poseen la energía necesaria para sobrepasar la nueva barrera de potencial en la superficie del semiconductor es proporcional al número de portadores presentes en el semiconductor en equilibrio térmico ( $J_{no}$ ) multiplicados por el

factor  $e^{\frac{-q(V_D-V)}{kT}}$  (suponiendo que los portadores obedecen la estadística de Maxwell-Boltzmann).  $V_D$  es la barrera de potencial de contacto interno de la unión. )

Este flujo de corriente se puede representar así:

$$J_{s-m}^- = J_{no} e^{\frac{-q(V_D-V)}{kT}} \quad 1.2$$

En tanto que  $|J_{m-s}|$  se mantiene constante. Porque el flujo de electrones no cambia porque la barrera de potencial de  $qV_B$ , idealmente permanece constante. Restando los dos componentes se obtiene el valor de la corriente de electrones. ( $I_n = q J_n$ )

$$I_n = q \left( |J_{s-m}^-| - |J_{m-s}| \right) = q J_{no} e^{\frac{-q(V_D-V)}{kT}} - q J_{no} e^{\frac{-qV_D}{kT}} = q J_{no} e^{\frac{-qV_D}{kT}} \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right),$$

$$I_n = q J_{no} e^{\frac{-qV_D}{kT}} \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) = I_{oms} \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad 1.3$$

$$\text{Donde } I_{oms} = q J_{no} e^{\frac{-qV_D}{kT}} \quad 1.4$$

Se observa que el contacto rectificador metal semiconductor tiene la misma dependencia corriente voltaje que la unión PN, excepto que la corriente de saturación del metal semiconductor ( $I_{oms}$ ) es distinta a la unión PN ( $I_o$ ). Ver [1] Cap. 16

### Polarización directa ( $V_F > 0$ ),

La altura de la barrera metal-semiconductor se reduce ( $V_D - V_F$ ) y el ancho de la zona carga espacial disminuye (W), el número de electrones de la banda de conducción del semiconductor que pueden sobrepasar la barrera es mucho mayor que en el equilibrio o en polarización inversa. Por que la altura de la barrera se ha reducido.

En un contacto ideal, la altura de la barrera del metal  $qV_B$  permanece aproximadamente constante como se muestra en la figura 1.15.

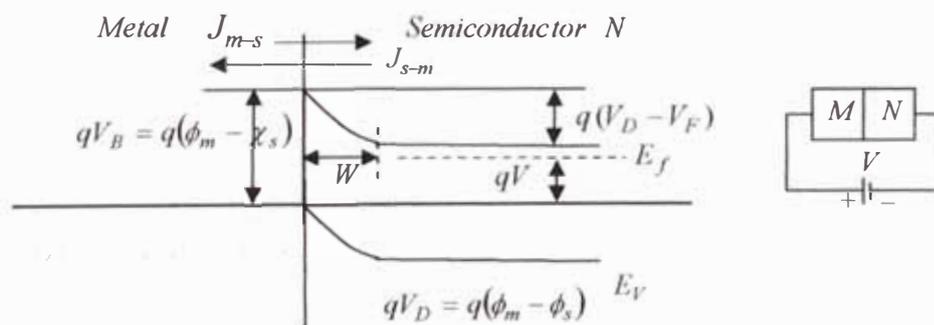


Figura 1.15: Polarización directa  $V_F > 0$

### Polarización inversa ( $V_R < 0$ )

La barrera de potencial aumenta ( $V_D + V_R$ ) a través de la región de carga espacial, al incrementarse la polarización inversa, y la región de deficiencia o agotamiento ( $W$ ) aumenta de espesor al igual que la carga espacial. En el caso ideal,  $V_B$  permanece constante. Ver Figura 1.16.

Como sucede también con la región de carga espacial de la unión PN, a los portadores minoritarios del semiconductor n, se le hace muy difícil cruzar la barrera de potencial y el potencial aplicado se opone al movimiento de los portadores minoritarios y el flujo de corriente es pequeño (huecos recolectados del interior del semiconductor).

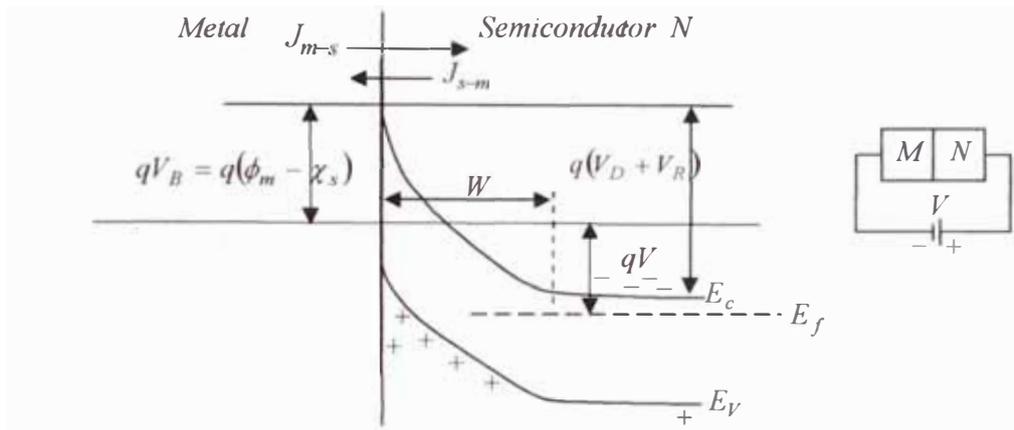


Figura 1.16: Polarización inversa  $V_R < 0$

## 1.6 VARIACIÓN DE LA BARRERA DE POTENCIAL Y CORRIENTE DE LA UNIÓN-METAL SEMICONDUCTOR P CON VOLTAJE EXTERNO.

### Corriente en la unión metal-semiconductor P

#### Caso: Unión Metal-Semiconductor P con $q\phi_m < q\phi_s$

El procedimiento es análogo al caso del metal-semiconductor n, con la diferencia que ahora los portadores mayoritarios son los huecos.

En condiciones de equilibrio los flujos a ambos lados de la juntura son iguales de igual magnitud y se puede representar por:

$$|J_{m-s}| = |J_{s-m}| = J_{po} e^{\frac{-qV_D}{kT}} \quad 1.5$$

Si se aplica una tensión  $V$  al semiconductor Figura 1.17, la corriente de huecos que fluye de izquierda a derecha ( $J_{m-s}$ ) no ha cambiado porque el potencial del lado del metal ( $qV_B$ ) es constante en un contacto ideal. Sin embargo, la corriente de huecos que

fluye del semiconductor al metal ( $J_{s-m}^+$ ) ha cambiado por un factor  $e^{\frac{-q(V_D - V)}{kT}}$

$$J_{s-m}^+ = J_{po} e^{\frac{-q(V_D - V)}{kT}} \quad 1.6$$

Restando las dos componentes ( $J_{s-m}^+ - J_{m-s}$ ) se obtiene el valor de la densidad de corriente de huecos.

$$I_p = q \left( J_{s-m}^+ - J_{m-s} \right) = qJ_{po} e^{\frac{-q(V_D - V)}{kT}} - qJ_{po} e^{\frac{-qV_D}{kT}} = qJ_{po} e^{\frac{-qV_D}{kT}} \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right)$$

$$I_p = q J_{po} e^{\frac{-qV_D}{kT}} \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) = I_{oms} \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad 1.7$$

$$\text{Donde } I_{oms} = q J_{po} e^{\frac{-qV_D}{kT}} \quad 1.8$$

$I_{oms}$  es la corriente de saturación de la unión Schottky ideal. La corriente de saturación tiene la misma forma, como se determinó para una unión rectificadora metal-semiconductor N. [2], Cap. 16,

### Polarización directa

Al igual que el caso metal semiconductor n rectificador, el voltaje externo reducirá la barrera de potencial  $q(V_D - V_F)$  permitiendo un mayor flujo de huecos al semiconductor y la región de carga espacial ( $W$ ) se reduce con respecto al inicial. Figura 1.17

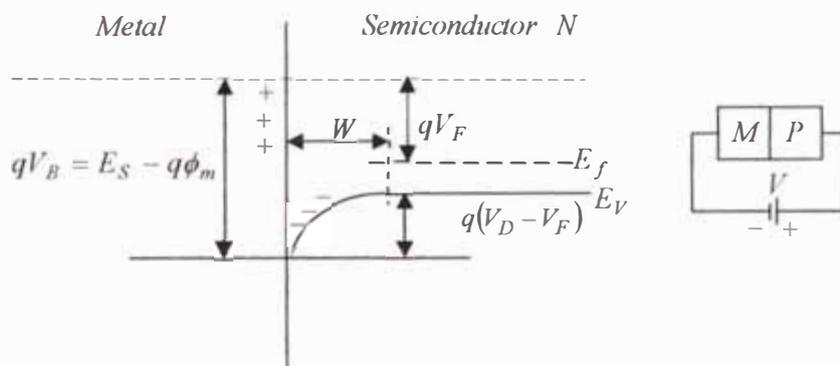


Figura 1.17: Polarización directa

### Polarización inversa

Esta polarización permite un menor flujo de huecos al metal, ya que el voltaje aplicado se opone al movimiento de portadores minoritarios, permitiendo que la barrera de potencial de la unión sea mayor que la de equilibrio. Figura 1.18

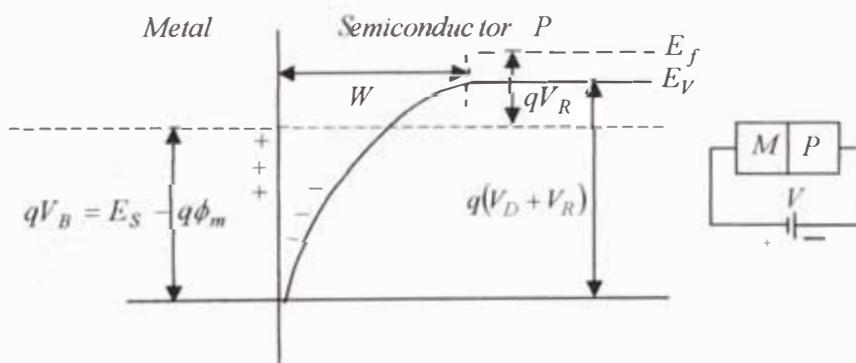


Figura 1.18: Polarización inversa

[21] Cap. 4 y [22] Cap. 7.

## 1.7 CORRIENTE EN LAS DIVERSAS UNIONES [2], [21],[22]

### a) Comparación de la corriente de unión Schottky y unión PN.

Los diodos Schottky tienen muchas aplicaciones porque presentan algunas ventajas respecto a los diodos de unión PN. Otra característica es su mayor velocidad de respuesta temporal, prácticamente no hay efectos de recombinación de portadores en la región de agotamiento. Para una polarización directa aplicada el diodo Schottky presenta una mayor corriente lo que se evidencia como una menor tensión de umbral, alrededor de 0,2 – 0,3 V, como se muestra en la figura 1.19 en la cual se comparan los diodos.

De la característica I-V del diodo Schottky, y de la ecuación  $I = I_{osm} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$ , comprobamos que en polarización directa es un contacto rectificador; para  $V \gg kT/q$ , la corriente es grande y positiva; en polarización inversa, para  $V \ll -kT/q$ , la corriente es pequeña y casi igual a  $-I_{osm}$ .

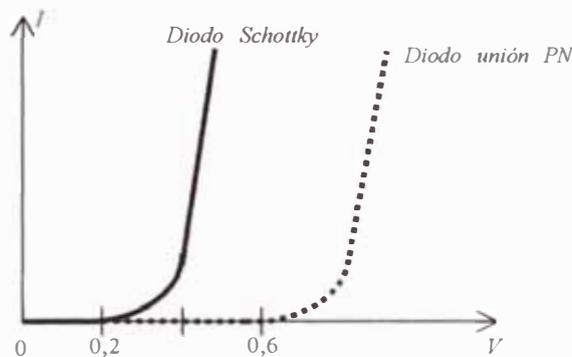


Figura 1.19

### b) Comparación de la corriente de unión óhmica y rectificante.

Los contactos óhmicos son los que proporcionan la interconexión de cualquier dispositivo electrónico con el exterior. Son contactos metal-semiconductor en los cuales no hay efectos rectificantes. Básicamente, un contacto óhmico es una juntura de baja resistencia que provee conducción en ambas direcciones entre el metal y el semiconductor. Idealmente, la corriente a través del contacto óhmico es una función lineal del potencial aplicado que podrá ser muy pequeño. La figura 1.20 compara la característica corriente-tensión entre un contacto óhmico y un contacto rectificante.

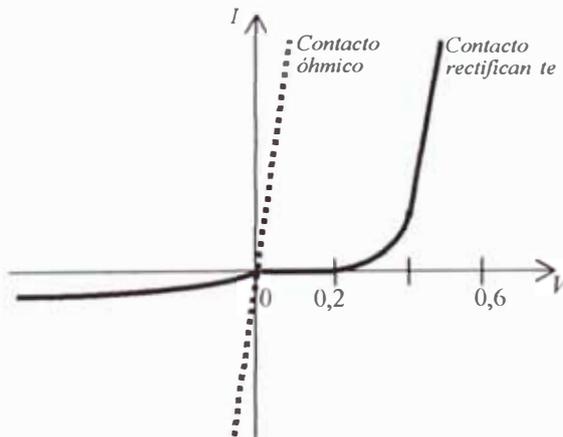


Figura: 1.20

## CAPITULO 2: CONTACTO METAL SEMICONDUCTOR N CON ESTADOS DE SUPERFICIE. [1], [2], [19], [21], [26],

### 2.1 ESTADOS DE SUPERFICIE. [1], [26]

En los contactos rectificador ideal metal-semiconductor dependen básicamente de la diferencia de funciones de trabajo del semiconductor y el metal. En particular si la diferencia de funciones de trabajo metal semiconductor inducen contacto óhmico, no se podrá esperar un contacto rectificador.

Los resultados experimentales de *Meyerhof* demostraron que el caso de silicio-metal, las propiedades de rectificación del contacto son prácticamente independiente de la diferencias de las funciones de trabajo.

Bardeen resolvió esta situación al suponer la existencia de estados de superficie.

*Los estados de superficie, son estados electrónicos localizados asociados con la superficie que queda dentro de la región de energía prohibida entre las bandas de conducción y valencia del semiconductor.*

Tamm [26] en su trabajo demostró que, si un potencial periódico de pozo cuadrado, relacionado con el modelo de cristal de Kronig-Penney, quedará cortado en un lado mediante una barrera de potencial superficial, como se ilustra en la figura 2.1, se tendrían, además de las bandas de energía permisibles, niveles discretos permisibles, dentro de las regiones de energía prohibida, correspondientes a las funciones de onda que se localizan cerca de la superficie.

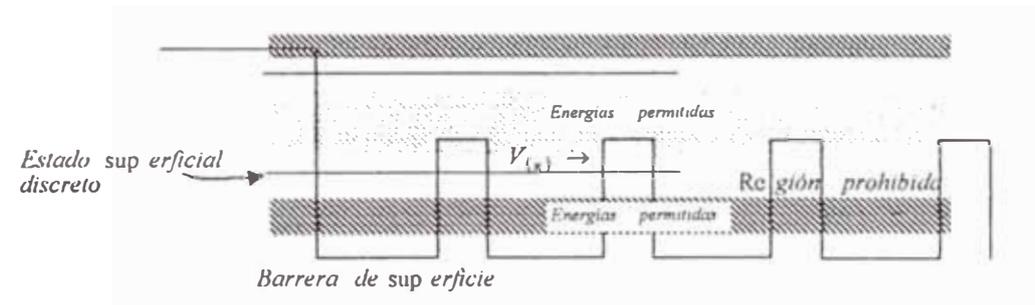


Figura 2.1: La formación de estados de superficie localizados dentro de la región de energía prohibida en la superficie de un semiconductor o cristal unidimensional

Según los cálculos, *debe haber un estado de superficie por cada átomo superficial*. Además de esto, se puede esperar que se produzcan niveles de superficie localizados, con una distribución discreta o continua, debido a los átomos de impurezas, capas de óxido e imperfecciones estructurales en la superficie.

Las propiedades superficiales de un cristal individual dependerán de la densidad de estos niveles superficiales y su distribución de energía. La presencia de una densidad considerable de estados superficiales dará como resultado una capa superficial de deficiencia o una capa de acumulación dentro del semiconductor, incluso en ausencia de un contacto metálico externo.

Su máxima densidad es del orden de  $10^{15}$  /cm<sup>2</sup> sin embargo, en superficies reales tienen únicamente cerca de  $10^{11}$  estados detectables /cm<sup>2</sup>.

Suponemos un semiconductor de tipo N que tiene un número sustancial de estados de superficie de tipo receptor (cargados cuando están ocupados y son neutros cuando están vacíos) cuya densidad y distribución de energía dentro de la región prohibida se ilustra en la figura 2.2a.

### Antes del contacto metálico

En ausencia de cualquier contacto metálico en la superficie, los estados superficiales se llenaran hasta el nivel de Fermi creando una capa de carga negativa en la superficie, que repelen los electrones dentro de la banda de conducción, desde la superficie y que, por tanto, deja una capa de carga espacial superficial positiva, debida a los iones donadores no compensados.

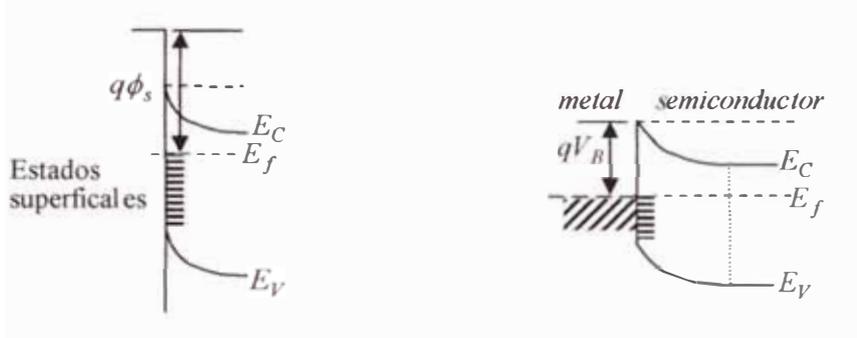


Figura 2.2a.

Figura 2.2b.

Si el cristal tomado como un todo, es eléctricamente neutro, debido que la carga total contenida dentro de la región de carga espacial del semiconductor debe tener la misma magnitud de la carga total asociada con los electrones en los estados de superficie.

Es evidente que si los estados de superficie son principalmente de tipo donador (cargados cuando están vacíos y neutros cuando están ocupados por electrones) se formara una capa de acumulación y no una región de deficiencia en un cristal tipo N.

### Después del contacto metálico

Cuando se ponen en contacto el semiconductor N con estado de superficie y el metal, donde  $q\phi_m > q\phi_s$  en donde una capa de deficiencia de rectificación se formaría en ausencia de estados de superficie.

a) Cuando la distancia  $d$  es muy pequeña entre el metal y semiconductor, se establece un efecto túnel de los electrones, ahora los electrones forman un efecto túnel del semiconductor a los estado superficiales, y si la densidad de los niveles superficiales es muy grande, tales estado alojaran a los electrones que sean necesarios para establecer un campo eléctrico para igualar las energías potenciales de los electrones en los niveles de Fermi respectivos.

b) La situación dentro del semiconductor es la misma que el caso (a), excepto que el nivel de Fermi está un poco mas bajo con respecto a la distribución de estados de superficie inicial. (Figura 2.2b). La capa de deficiencia y la barrera de potencial superficial permanecen todavía y las propiedades de rectificación del contacto que están gobernados sobre todo por estas mismas características son prácticamente inalterables.

Por lo tanto, las características de rectificación son independientes de los valores relativos de las dos funciones de trabajo, lo cual concuerda con la práctica.

## Efecto Schottky real

En el capítulo 1 se ha supuesto que la altura de la barrera Schottky  $qV_B$  permanece constante en condiciones de polarización aplicada. Sin embargo, la altura de la barrera varía con la tensión aplicada, mayormente con polarización inversa, porque cuando un electrón está a una distancia  $x$  del metal, una carga positiva es inducida en la superficie del metal (figura 2.3). La fuerza de atracción entre el electrón y la carga inducida es equivalente a la fuerza que existe entre el electrón y una carga positiva igual localizada en  $-x$ . esta carga positiva esta referida a una carga imagen.

Entonces, los electrones de conducción ( $-q$ ) experimentan la fuerza imagen en el metal que los atrae hacia la superficie del metal disminuyendo la altura de la barrera y apartando la relación corriente-tensión de su valor ideal.



Figura 2.3

Donde  $\epsilon_0$  es la permitividad del vacío. El trabajo realizado para trasladar un electrón desde el infinito hasta el punto  $x$ , está dado por:

$$W(x) = \int_{\infty}^x F dx = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x}$$

La energía anterior  $W_{(x)}$  corresponde a la energía potencial de un electrón a una distancia  $x$  de la superficie del metal. En la figura 2.4 se muestra la variación de la energía en ausencia de un campo eléctrico y esta medido hacia abajo del eje  $x$ .

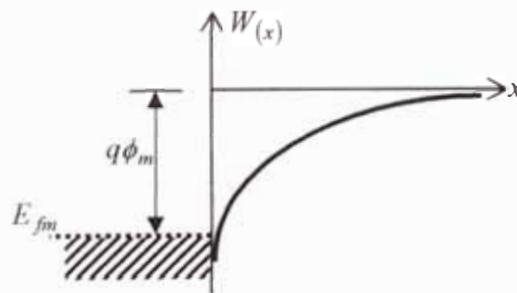


Figura 2.4

En presencia de un campo eléctrico ( $\xi$ ) externo constante, este tiende a alejar a los electrones de la superficie metálica, la energía potencial total  $W_{(x)}$  de los electrones variará en función de la distancia (medido por debajo del eje  $x$ ) y esta dado por la suma:

$$W_{(x)} = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} + q\xi x \quad eV \quad 2.1$$

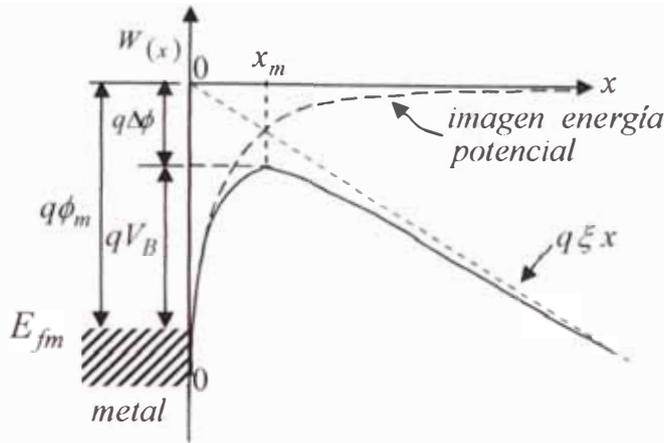


Figura 2.5

Diagrama de bandas de energía entre la superficie de un metal y el vacío.  
Disminución de la barrera Schottky en presencia de un campo eléctrico.

El descenso de la barrera de Schottky ( $q\Delta\phi$ ), y la ubicación del pico de disminución ( $x_m$ ) de la barrera de Schottky ( $qV_B$ ), (Figura 2.5), se calcula por la condición

$$\frac{d[W(x)]}{dx} = 0,$$

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_0\xi}} \text{ cm} \quad 2.2 \quad \text{y} \quad \Delta\phi = \sqrt{\frac{q\xi}{4\pi\epsilon_0}} = 2\xi X_m \text{ Voltios} \quad 2.3$$

La disminución de la función trabajo del metal por una cantidad  $q\Delta\phi$ , como consecuencia de la acción de la fuerza imagen y el campo eléctrico, se llama *el efecto Schottky*.

De las ecuaciones 2.2 y 2.3 obtenemos para:

$$\Delta\phi = 0,12 \text{ V y } x_m \approx 60 \text{ \AA} \quad \text{para } \xi = 10^5 \text{ V/cm};$$

$$\Delta\phi = 1,2 \text{ V y } x_m \approx 10 \text{ \AA} \quad \text{para } \xi = 10^7 \text{ V/cm};$$

Podemos concluir, para altos campos eléctricos hay una considerable disminución de la barrera Schottky, y la función de trabajo efectiva del metal ( $\phi_m$ ) para la emisión termiónica es reducida.

### Efecto Schottky Aplicado a la unión metal-semiconductor

Los resultados obtenidos, también pueden aplicarse a sistemas metal semiconductor. Sin embargo, el campo eléctrico debe reemplazarse por el campo máximo en la interfase, y la permitividad en el vacío  $\epsilon_0$  debe reemplazarse por una apropiada permitividad  $\epsilon_s$  que caracteriza el medio del semiconductor. Este valor debe ser diferente de la permitividad estática del semiconductor.

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_s\xi}} \text{ cm} \quad 2.4 \quad \text{y} \quad \Delta\phi = \sqrt{\frac{q\xi}{4\pi\epsilon_s}} = 2\xi X_m \text{ Voltios} \quad 2.5$$

Se mostrará, sin embargo, que para Ge y Si las permitividades apropiadas ( $\epsilon_s$ ) son casi las mismas que sus valores estáticos correspondientes.

Debido a los valores más grandes de  $\epsilon_s$  en el sistema metal-semiconductor, la disminución de la barrera y la localización del potencial máximo son más pequeños que aquéllos para un correspondiente sistema metal-vacio.

Por ejemplo para  $\epsilon_s = 16 \epsilon_0$ ,  $\Delta\phi$  es obtenido de la ecuación 2.5 y es únicamente 0,03 V para  $\xi = 10^5$  V/cm. y aún mas pequeños para los campos mas pequeños.

Aunque la disminución de la barrera es pequeña, esto tiene un efecto profundo en procesos de transporte de corriente en el sistema metal-semiconductor. Estos serán considerados más adelante (teoría de transporte de corriente en la barrera Schottky).

## 2.2. BANDAS DE ENERGÍA DEL CONTACTO METAL SEMICONDUCTOR N

Hay dos casos: el contacto ideal y el contacto con estados de superficie.

En el capítulo anterior se estudio en extenso el contacto ideal metal semiconductor, ahora estableceremos una diferencia de procesos con el contacto de estados de superficie; en ambos casos mediante el diagrama de bandas de energía.

### Barrera de potencial ideal metal – semiconductor N

La figura 2.6 muestra la relación de energía electrónica y el proceso de un contacto ideal entre un metal y el semiconductor N con  $q\phi_m > q\phi_s$  en ausencia de estados de superficie.

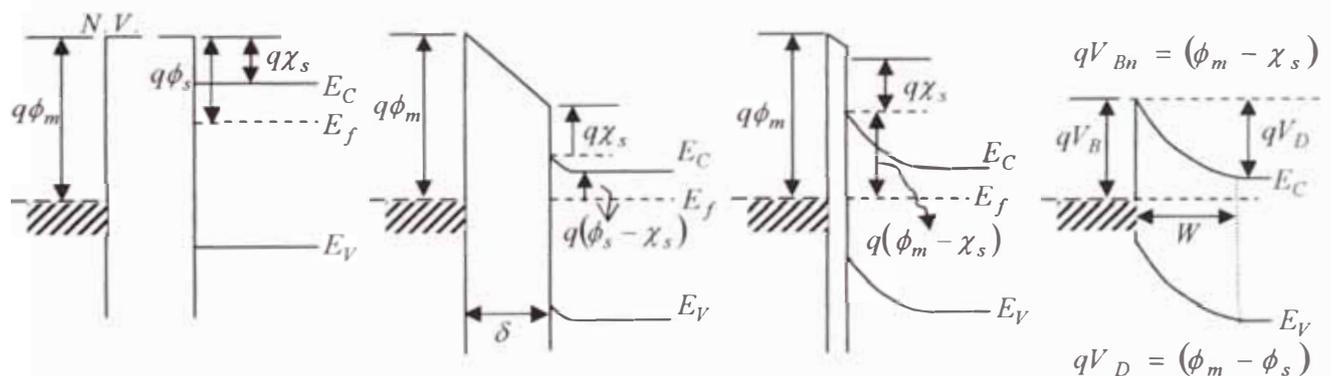


Figura 2.6

#### a) Para un contacto ideal entre un metal y semiconductor N

El nivel de Fermi en el semiconductor ha bajado una cantidad igual a la diferencia entre las dos funciones de trabajo. Esta energía es  $q(\phi_m - \phi_s) = qV_D$ , donde  $V_D$  se llama *el potencial de contacto*.

La altura de la barrera de potencial de Schottky permanece casi constante en el metal., donde  $V_{Bn}$  se llama *la barrera de Schottky*.  $qV_{Bn} = q(\phi_m - \chi_s)$

Cuando el intervalo  $\delta$  disminuye, un incremento de carga negativa se forma en la superficie del metal. Una carga igual y opuesta (positiva) debe existir en el semiconductor.

Debido a la concentración de portadores relativamente bajos está carga positiva es distribuida sobre una región de la barrera cerca de la superficie del semiconductor.

Cuando el intervalo ( $\delta$ ) es bastante pequeña para ser comparable con la distancia interatómica, el gap llega a ser transparente a los electrones, y nosotros obtenemos el caso límite como se muestra en el último gráfico de la figura 2.6.

**b) Para un contacto ideal entre un metal y semiconductor P**

Para un contacto ideal entre un metal y un semiconductor tipo P, la altura de la barrera Schottky en el metal,  $qV_{Bp}$  esta dado por:

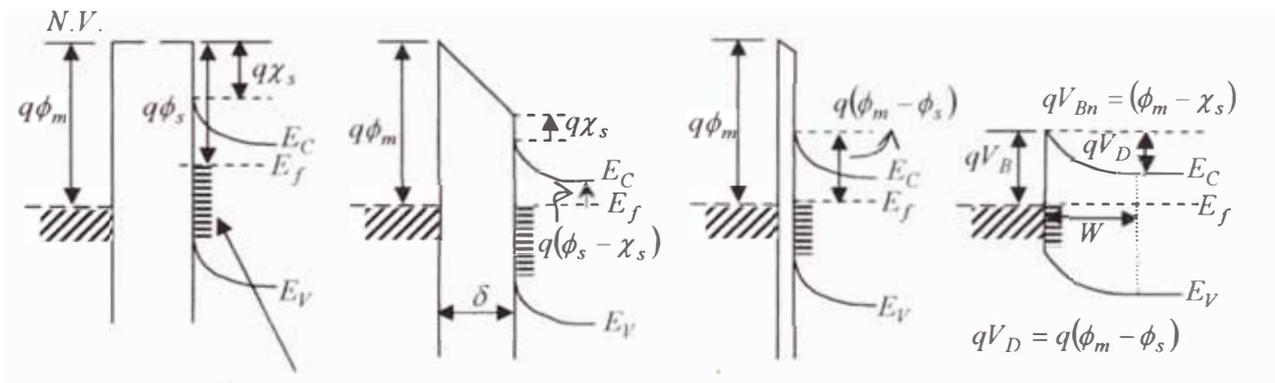
$$qV_{Bp} = E_g - q(\phi_m - \chi_s) \text{ en eV.}$$

Para un semiconductor arbitrario dado y para cualquier metal, la suma de las alturas de la barrera de Schottky en los semiconductores de tipo N y tipo P, va a ser igual a la energía de la banda prohibida.  $q(V_{Bn} + V_{Bp}) = E_g$

**2.3 CONTACTO METAL-SEMICONDUCTOR N CON ESTADOS DE SUPERFICIE [1] [2] [19] [21] [24].**

**Diagrama de bandas**

El segundo caso se muestra en figura 2.7 donde una densidad grande de estados de superficie está presente en la superficie del semiconductor, el primer diagrama de la figura 2.7 muestra el equilibrio entre los estados de superficie y el semiconductor volumétrico, pero no existe equilibrio entre el metal y el semiconductor ( $q\phi_m > q\phi_s$ ), en este caso los estados de superficie ocupan el nivel de Fermi ( $E_f$ ) en el semiconductor.



Estados de superficie

Figura 2.7: Semiconductor con estados de superficie

Cuando el sistema metal-semiconductor está en equilibrio, el nivel de Fermi del semiconductor relativo al metal debe bajar una cantidad igual al potencial de contacto y, como resultado, un campo eléctrico se produce en el intervalo  $\delta$ .

Si la densidad de estados de superficie es suficientemente grande para acomodar cualquier superficie de carga adicional resultante, desde la disminución del intervalo  $\delta$  sin alterar apreciablemente la ocupación de energía de Fermi ( $E_f$ ), la carga espacial en el semiconductor permanecerá sin afectarse.

Como resultado la altura de la barrera, está determinada por la propiedad de la superficie del semiconductor y es independiente de función de trabajo de metal.

## Cálculo de campo eléctrico, potencial, ancho y carga espacial de la zona de vacío.

De la sección anterior, cuando un metal es puesto en contacto íntimo con un semiconductor, las bandas de valencia y conducción llegan a establecer una relación de energía definida con el nivel de Fermi del metal, y se forma una zona de vacío o ausencia de carga, en la que existe un campo eléctrico, diferencia de potencial y capacidad eléctrica en la unión.

Una vez conocida la barrera de potencial Schottky, se puede calcular el ancho de la zona de carga espacial, el campo eléctrico, el potencial y la capacidad eléctrica.

### Cálculo del campo eléctrico ( $\xi$ )

Una vez conocida la barrera de potencial Schottky, esta relación, sirve como una condición de contorno en la solución de la ecuación de Poisson en el semiconductor.

Ver [1] Cáp. 12:4,

Bajo la aproximación abrupta que  $\rho \approx qN_D$  para  $x < W$ , y  $\rho \approx 0$ ,  $dV/dx \approx 0$  para  $x > W$ , donde  $W$  es el ancho de la zona de agotamiento, los resultados para la barrera metal semiconductor son semejantes a aquellos para una unión abrupta de la unión PN.

A partir de la ecuación de Gauss:  $\frac{d\xi}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon_s}$  donde  $\xi(x) = -\frac{dV}{dx}$

$$\xi = \int \frac{\rho}{\epsilon_s} dx = \frac{\rho}{\epsilon_s} x + A,$$

A es una constante de integración

$\rho$  = densidad de carga espacial

Usando  $x = W$ ,  $\xi = 0$  en la ecuación anterior.

$A = -\frac{qN_D}{\epsilon_s} W$ , el valor del campo eléctrico dependiente de  $x$  es:

$$\xi(x) = \frac{-qN_D}{\epsilon_s} (W - x) \quad 2.6$$

$\xi(x)$  = Campo eléctrico                       $\epsilon_s$  = Permitividad eléctrica del semiconductor

Se observa que el campo eléctrico ( $\xi$ ) es una función decreciente de la posición.

El campo máximo se localiza en la interfase entre los materiales.

$$\xi_m = \xi(x=0); \quad x=0 \quad \xi_m = \frac{-qN_D W}{\epsilon_s}$$

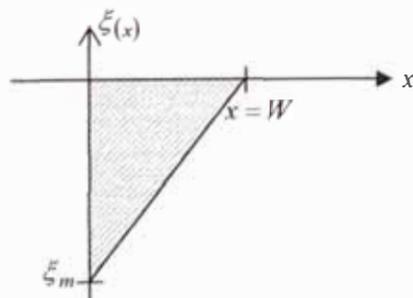


Figura 2.7: Campo eléctrico en función de  $x$

## Cálculo del potencial $V(x)$

Usando la relación  $\xi(x) = -\frac{dV}{dx}$   $V(x) = \int -\xi dx = \frac{qN_D}{\epsilon_s} (Wx - \frac{1}{2}x^2) + B$

La diferencia de potencial es continua en  $x = 0$ , puesto que el punto cero del potencial es una constante que se escoge en forma arbitraria. [4] Cáp. 7, [21] Cáp. 8.

La diferencia potencial entre los límites de la zona de agotamiento,  $x = W_+$  y  $x = W_-$  es igual a  $V_s$ ; hay que considerar que esta solución está restringida solamente para el caso de equilibrio. Cuando  $x = 0$ , luego  $V(x) = -V_{Bn}$ ,

$$V(x) = \frac{qN_D}{\epsilon_s} \left( Wx - \frac{1}{2}x^2 \right) - V_{Bn} \quad 2.7$$

$W$  = Ancho de la zona de agotamiento.  $V_{Bn}$  = Barrera de potencial, lado del metal.

## Potencial de la unión en estado de no equilibrio

El caso de no equilibrio, en el cual se aplica cierto voltaje externo ( $V$ ) a través de la unión, para usar la ecuación 2.7; consideraremos la siguiente observación.

El requisito es que cuando un voltaje externo  $V$  es aplicado a través de la unión, casi todo este voltaje aparece realmente a través de la región de carga espacial.

El voltaje que discurre a través del resto de la unión es esencialmente despreciable, luego el voltaje a través de la región carga espacial es:

$$V_s = (V_D - V - V_T) \approx (V_D - V)$$

$V$  = Potencial externo

$V_D$  = Potencial de contacto en la unión metal-semiconductor.

$V_T = kT/q =$  Potencial térmico, a temperatura ambiente su valor es muy pequeño comparado con los otros potenciales ( $\approx 0.025$  V.), por ello lo omitimos.

## Cálculo del ancho de la zona de carga espacial $W$

Sabemos que  $\xi_m = \frac{2V_s}{W}$ ,  $\xi_m = \xi(x=0) = \frac{2(V_D - V)}{W}$

Entonces  $W = \frac{2V_s}{\xi_m}$ , [1] Cáp. 12:4 y [5] Cáp. 8 y [24] Cáp. 6

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D} (V_D - V)}, \quad 2.8$$

## Carga espacial y capacitancia

La carga espacial por unidad de área del semiconductor  $Q_{sc}$ , en la zona de agotamiento

$$Q_{sc} = qN_D W = \sqrt{2q\epsilon_s N_D (V_D - V - V_T)} \text{ C/cm}^2 \quad 2.9$$

Y la capacitancia por unidad de área es:

$$C \equiv \frac{\partial Q_{sc}}{\partial V} = \frac{\epsilon_s}{W} = \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_D}{2(V_D - V - V_T)}} \text{ F/cm}^2 \quad 2.10$$

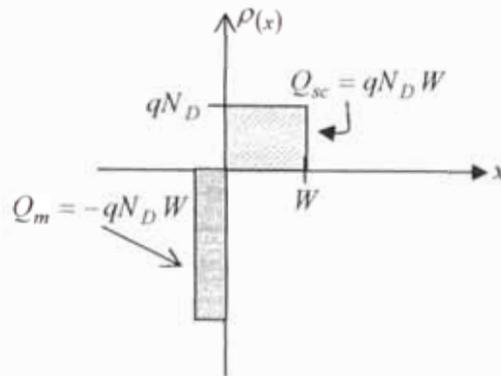


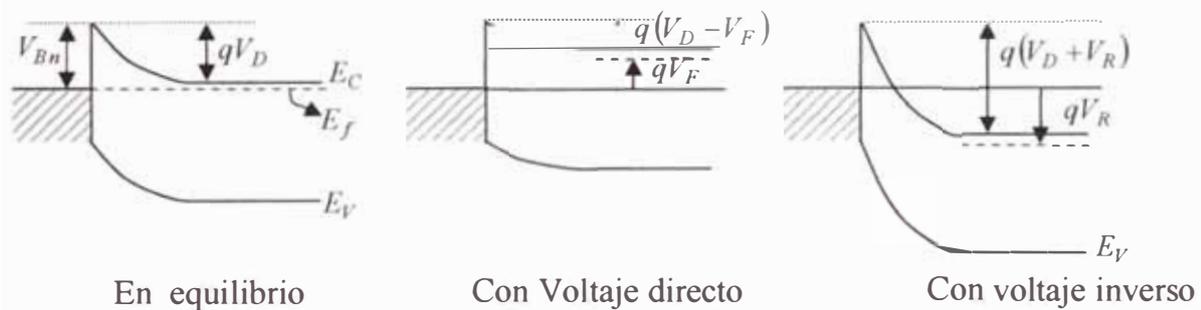
Figura 2.8: Carga espacial en la zona de vacío.

### Variación de la barrera Schottky con polarización externa.

El diagrama de bandas de energía de la unión metal con ambos semiconductores de tipo N y P. son mostrados, bajo diferentes condiciones de polarización, en la figura 2.9

$V_F$  = voltaje directo,  $V_D$  = Barrera de potencial en equilibrio térmico.  
 $V_R$  = voltaje Inverso  $V_{Bn}, V_{Bp}$  Barreras Schottky del semiconductor N y P.

#### a) Metal-semiconductor N con polarización externa



#### b) Metal-semiconductor P con polarización externa.

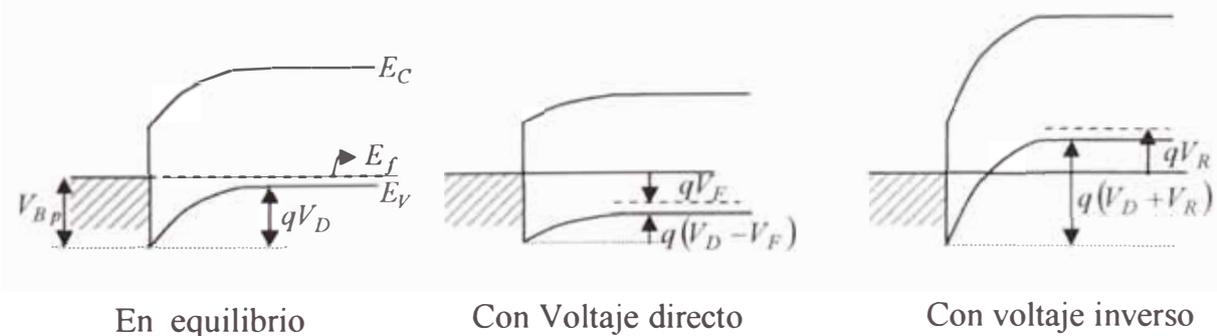


Figura 2.9. Variación de bandas de energía y ancho de la carga espacial

## 2.4. EXPRESION GENERAL PARA LA ALTURA DE LA BARRERA SCHOTTKY CON ESTADOS DE SUPERFICIE [19] [21]

Las altura de la barrera del sistema metal-semiconductor N, en general, son determinadas por la función de trabajo del metal y los estados de superficie. Una expresión general de la altura de la barrera puede obtenerse en base a las siguientes dos asuncione

1. El contacto íntimo entre el metal y el semiconductor y con una capa interfacial de dimensiones atómicas, esta capa deberá ser transparente a los electrones y puede resistir el potencial que atraviesa por el.
2. Los estados de superficie por unidad de área por electrón voltio en la interfase son una propiedad de la superficie del semiconductor y son independiente del metal.

Un diagrama de bandas de energía más detallado de un contacto metal -semiconductor N se muestra en la figura 2.10. Las diversas cantidades usadas en la derivación que sigue son las definidas en esta figura.

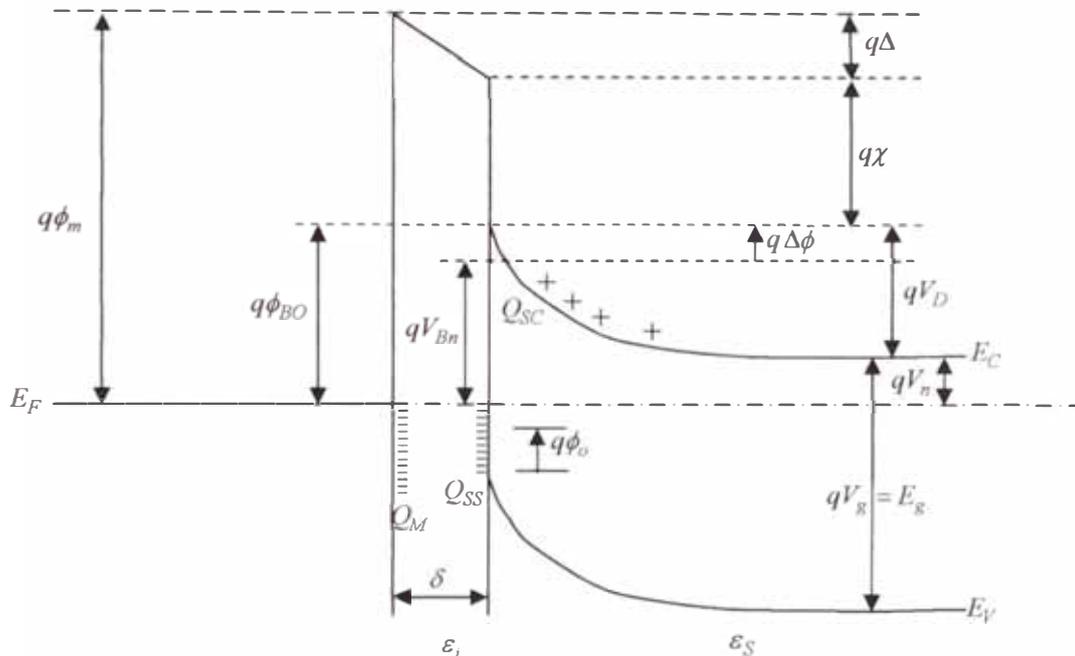


Figura 2.10: Diagramas de bandas de energía, contacto metal-semiconductor N

$q\phi_m$  = Función trabajo del metal.

$qV_{Bn}$  = Altura de la barrera del metal - semiconductor n

$\phi_{Bo}$  = Valor asintótico de  $V_{Bn}$  en ausencia de campo eléctrico

$q\phi_o$  = Nivel de energía en la superficie

$\Delta\phi$  = Disminución de la barrera fuerza imagen

$\Delta$  = Potencial a través de la capa interfacial

$q\chi_s$  = Afinidad electrónica del semiconductor.

$V_D$  = Potencial de contacto en el semiconductor

$\epsilon_s$  = Permitividad del semiconductor

$\epsilon_i$  = Permitividad de la capa interfacial

$\delta$  = Espesor de la capa de interfacial

$Q_{SC}$  = Densidad de carga espacial en el semiconductor

$Q_{SS}$  = Densidad de carga de estados de superficie del semiconductor

$Q_M$  = Densidad de carga superficial en el metal

- La primera cantidad que es de interés, es el nivel de energía  $q\phi_0$ , es la diferencia de energía entre el nivel de Fermi y el borde de la banda de valencia en la superficie antes del contacto metal-semiconductor fuese formado.  
*E. to indica, que debajo del nivel, todos los estados de superficie deben de haber e tado lleno para neutralizar la carga en la superficie.*
- La segunda cantidad es el  $qV_{Bn}$ . *La altura de la barrera de Schottky*; es esta la barrera que deben superar los electrones que fluyen del metal al semiconductor. Se asumirá que la capa interfacial tiene un espesor de unos pocos ángstrom y será por consiguiente esencialmente transparente a los electrones. Consideremos un semiconductor con estados de superficieceptoras cuya densidad es  $D_s$  estados/cm<sup>2</sup>/eV, y  $D_s$  es una constante sobre el rango de energía desde  $q\phi_0$  al nivel de Fermi.

La densidad de carga de estados de superficie del semiconductor es  $Q_{ss}$  y esta dado por:

$$Q_{ss} = -qD_s(E_g - q\phi_0 - qV_{Bn} - q\Delta\phi) \text{ Coulomb /cm}^2 \quad 2.11$$

Donde  $q\Delta\phi$  es la barrera de disminución de Schottky. La cantidad en los paréntesis es simplemente la diferencia entre el nivel de Fermi en la superficie y  $q\phi_0$ .

$D_s$ , es la cantidad de veces que se produce el número de estados de superficie sobre  $q\phi_0$  los cuales están llenos.

La carga espacial que se forma en la capa de agotamiento del semiconductor en equilibrio térmico esta dada por la ecuación 2.9.  $V = 0$

$$Q_{sc} = qN_D W = \sqrt{2q\epsilon_s N_D (V_D - V - V_T)} \text{ C /cm}^2,$$

Sin despreciar el término  $V_T$  y para este caso podemos reescribirlo como:

$$Q_{sc} = \sqrt{2q\epsilon_s N_D (V_{Bn} - V_n + \Delta\phi - V_T)} \text{ C /cm}^2 \quad 2.12$$

*La densidad de carga de superficie total equivalente en la superficie del semiconductor* esta dada por la suma de las ecuaciones 2.11 y 2.12. En ausencia de cualquier efecto de carga espacial en la capa interfacial, una carga opuesta y exactamente igual,  $Q_M$  (coul/cm<sup>2</sup>), se desarrolla en la superficie del metal. Para capas interfaciales delgadas tales efectos son despreciables, y  $Q_M$  puede escribirse como

$$Q_M = -(Q_{ss} + Q_{sc}) \quad 2.13$$

El potencial ( $\Delta$ ) a través de la capa interfacial puede obtenerse por la aplicación de la ley de Gauss a la carga superficial en el metal y el semiconductor:

$$\Delta = -\delta \frac{Q_M}{\epsilon_i} \quad 2.14$$

Donde  $\epsilon_i$  es la permitividad de la capa interfacial y  $\delta$  es el espesor de la capa.

Otra relación para  $\Delta$  puede obtenerse por inspección del diagrama de energía de la figura 2.10.

$$\Delta = \phi_M - (\chi + V_{Bn} + \Delta\phi) \quad 2.15$$

Este resultado determina, que el nivel de Fermi es constante a lo largo de este sistema en equilibrio térmico.

Si el potencial  $\Delta$  es eliminado de las ecuaciones 2.14 y 2.15, y la ecuación 2.13 es usado para sustituir  $Q_M$ , obtenemos:

$$(\phi_m - \chi) - (V_{Bn} + \Delta\phi) = \delta \frac{(Q_{ss} + Q_{sc})}{\epsilon_i}$$

$$(\phi_m - \chi) - (V_{Bn} + \Delta\phi) = \sqrt{\frac{2q\epsilon_s N_D}{\epsilon_i^2} \delta^2 (V_{Bn} + \Delta\phi - V_n - V_T) - \frac{qD_s \delta}{\epsilon_i} (E_g - q\phi_o - qV_{Bn} - q\Delta\phi)} \quad 2.16$$

La ecuación anterior puede ser resuelta para  $V_{Bn}$ , dándole esta forma:

Donde

$$c_1 \equiv \frac{2q\epsilon_s N_D \delta^2}{\epsilon_i^2}, \quad 2.16 \text{ a} \quad c_2 \equiv \frac{\epsilon_i}{(\epsilon_i + q^2 \delta D_s)} \quad 2.16 \text{ b}$$

$$A = \left\{ \frac{c_2^2 c_1}{2} - c_2^{3/2} \left[ c_1 (\phi_m - \chi) + (1 - c_2) \left( \frac{E_g}{q} - \phi_o \right) \frac{c_1}{c_2} - \frac{c_1}{c_2} (V_n + V_T) + \frac{c_2 c_1^2}{4} \right]^{1/2} \right\} \quad 2.17$$

$$V_{Bn} = \left[ c_2 (\phi_m - \chi) + (1 - c_2) \left( \frac{E_g}{q} - \phi_o \right) - \Delta\phi \right] + A \quad 2.18$$

La ecuación 2.16 a, se puede usar para calcula  $c_1$ , si los valores de  $\delta$  y  $\epsilon_i$  son estimados. Si los sustratos de los semiconductores son muy limpios, la capa interfacial tendría un espesor de dimensiones atómicas, esto es  $\delta \approx 4$  a  $5 \text{ \AA}$ .

La permitividad de la capa interfacial delgada puede aproximarse muy bien al valor del vacío. Esta aproximación representa un valor muy bajo para  $\epsilon_i$ , y esto conduce a una sobre estimación de  $c_2$ .

Para  $\epsilon_s \approx 10 \epsilon_o$ ,  $\epsilon_i \approx \epsilon_o$ , y  $N_D < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $c_1$  es pequeño del orden de  $0.01 \text{ V}$ , y el término A de la ecuación 2.18 se estima en un valor menor de  $0.04 \text{ V}$ ; despreciando el valor de A en la ecuación 2.18 se reduce a lo siguiente:

$$V_{Bn} = \left[ c_2 (\phi_m - \chi) + (1 - c_2) \left( \frac{E_g}{q} - \phi_o \right) - \Delta\phi \right] \equiv c_2 \phi_m + c_3 \quad 2.19$$

Si  $c_2$  y  $c_3$  pueden determinarse en forma experimental y la afinidad electrónica ( $\chi$ ) es conocida, entonces:

$$\phi_o = \frac{E_g}{q} - \frac{(c_2 \chi + c_3 + \Delta\phi)}{(1 - c_2)} \quad 2.20$$

y la ecuación 5.12b se convierte en:  $D_s = \frac{(1 - c_2) \epsilon_i}{c_2 \delta q^2}$

Usando los valores previos de  $\delta$  y  $\epsilon_i$ , obtenemos

$$D_s \approx 1.1 \times 10^{13} \frac{(1 - c_2)}{c_2} \text{ Estados /cm}^2 / \text{eV}. \quad 2.21$$

Recordar que  $D_s$  es la densidad de estados de superficie aceptores del semiconductor.

### 2.4.1 Cálculo De La Barrera Schottky Real

De la ecuación 2.19 obtendremos los dos casos límites estudiados anteriormente: el sistema unión metal – semiconductor N de contacto ideal y con estados de superficie.

Modificando la ecuación 2.21 tenemos:  $c_2 = 1 - \frac{1}{1 + \frac{1.1 \times 10^{13}}{D_s}}$

$$V_{Bn} = \left[ c_2(\phi_m - \chi) + (1 - c_2) \left( \frac{E_g}{q} - \phi_o \right) - \Delta\phi \right] \quad 2.22$$

a) Cuando  $D_s \rightarrow \infty$ ,  $c_2 \rightarrow 0$ , **Barrera Schottky con estados de superficie**

$$qV_{Bn} = (E_g - q\phi_o) - q\Delta\phi \quad 2.23$$

En este caso el nivel de Fermi en la interfase es fijado por los estados de superficie en el valor  $q\phi_o$  arriba de la banda de valencia, como se observa en la figura 2.10.

La altura de la barrera Schottky es independiente de la función de trabajo del metal y esta determinada totalmente por el dopado y las propiedades de superficie del semiconductor.

b) Cuando  $D_s \rightarrow 0$ ,  $c_2 \rightarrow 1$ , **Barrera Schottky sin estados de superficie**

$$qV_{Bn} = q(\phi_m - \chi) - q\Delta\phi \quad 2.24$$

Este resultado es muy parecido a la ecuación  $qV_{Bn} = q(\phi_m - \chi_s)$  que es la barrera Schottky del contacto ideal, excepto que aparece el término de disminución de Schottky, donde los efectos de estado de superficie no son considerados.

### 2.4.2 Resultados Experimentales De La Barrera Schottky

Los resultados experimentales del sistema metal –silicio tipo n se muestra en la figura 2.10, La recta de mínimos cuadrados se ajusta a los datos producidos:

$$V_{Bn} = 0.235\phi_m - 0.352$$

Comparando estas expresiones con la ecuación 2.19 y usando 2.20 y 2.21 obtenemos para  $c_2 = 0,235$ ,  $q\phi_o = 0,33$  eV, y  $D_s = 4 \times 10^{13}$  estados /cm<sup>2</sup> /eV.

Resultados similares se han obtenido para GaAs, GaP, y CdS como se muestra en la figura 2.11 con los datos de la tabla 8.1.

**Tabla 8.1 [21]**

El resumen de datos de altura de barrera y cálculos para Si, GaP, GaAs, y CdS

Semi-conductor	C <sub>2</sub>	C <sub>3</sub> (V)	χ(V)	D <sub>s</sub> 10 <sup>-13</sup> (eV <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup> )	qφ <sub>o</sub> (eV)	qφ <sub>o</sub> /E <sub>g</sub>
Si	0.27 ± 0.05	- 0.55 ± 0.22	4.05	2.7 ± 0.7	0.30 ± 0.36	0.27
GaP	0.27 ± 0.03	- 0.01 ± 0.13	4.00	2.7 ± 0.4	0.66 ± 0.2	0.294
GaAs	0.07 ± 0.05	+ 0.49 ± 0.24	4.07	12.5 ± 10.0	0.53 ± 0.33	0.38
CdS	0.38 ± 0.16	- 1.20 ± 0.77	4.80	1.6 ± 1.1	1.5 ± 1.5	0.60

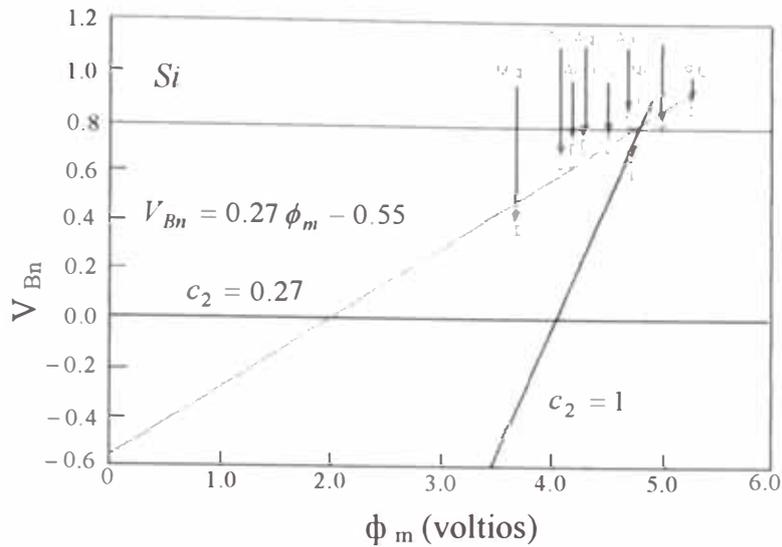


Figura 2.10: Resultados experimentales de la altura de la barrera de Schottky para un sistema metal – silicio tipo n.

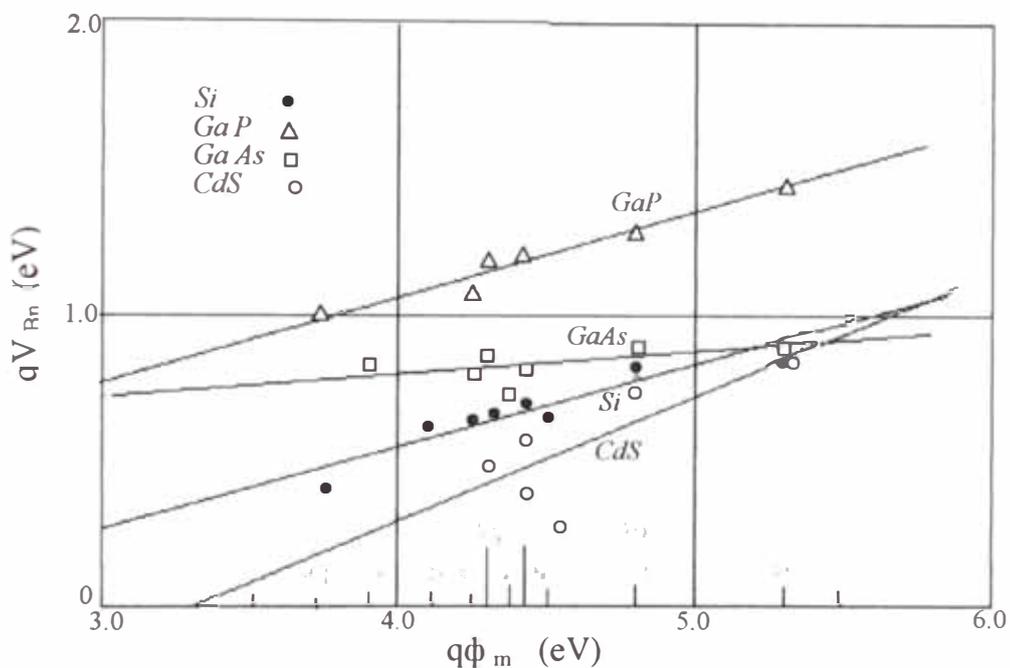


Figura 2.11: Resultados similares para otros sistemas metal semiconductor

Observando la figura 2.11, los valores de  $q\phi_0$  (nivel de energía en la superficie) para Si, y GaP son muy cercanos de la banda prohibida, note que sus  $c_2$  son muy cercanos.

La figura 2.12 muestra el grafico de  $(E_c - q\phi_0)$  versus la banda prohibida para contactos de oro con varios semiconductores. La línea sólida es para  $(E_c - q\phi_0) = 2E_g / 3$  la cual pasa a través de la mayoría de lo puntos experimentales.

Este hecho indica que más superficies del semiconductor tienen una densidad máxima alta de estados de superficie para Si, y GaP cerca del gap del borde de la banda de valencia. El cálculo teórico por Pugh, para la dirección  $\langle 111 \rangle$  del Diamante de hecho da una banda ancha de estados de superficie ligeramente debajo del centro del gap prohibido. Es de esperarse que una situación similar deba existir para otros semiconductores.

Para Cd, sin embargo el valor de  $q\phi_0$  es muy grande ( $\sim 0,8 E_g$ ) y el sistema metal CdS se comporta como si hubiese una baja densidad de estados de superficie. Esto puede explicarse por el hecho, que los estados de superficie son muy cercanos al borde de la banda prohibida. Y el nivel de Fermi en la interfase puede subir o bajar sobre una energía en un rango relativamente grande sin requerir a cualquier carga superficial para llenar o vaciar estos estados.

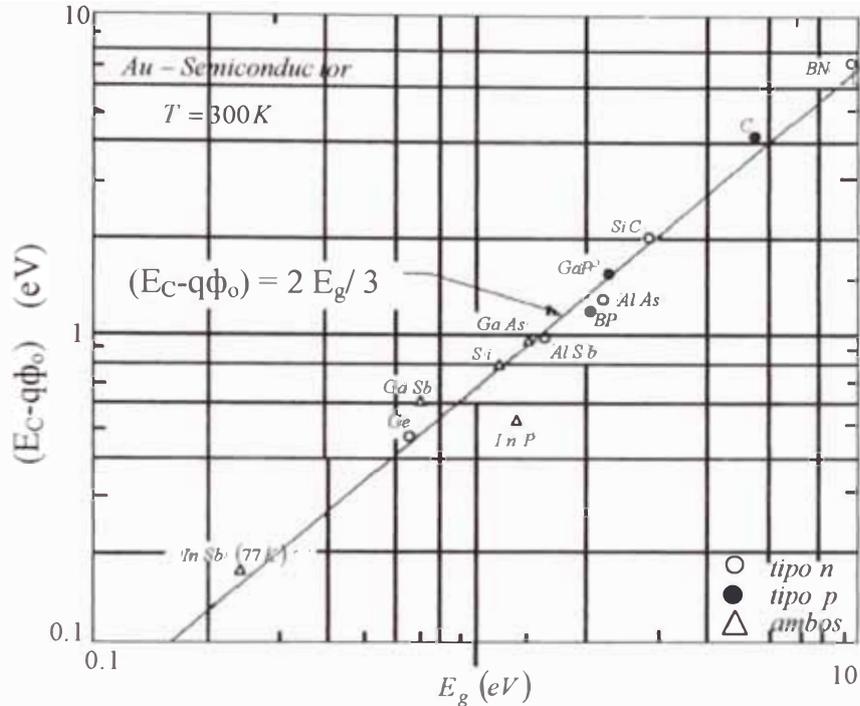
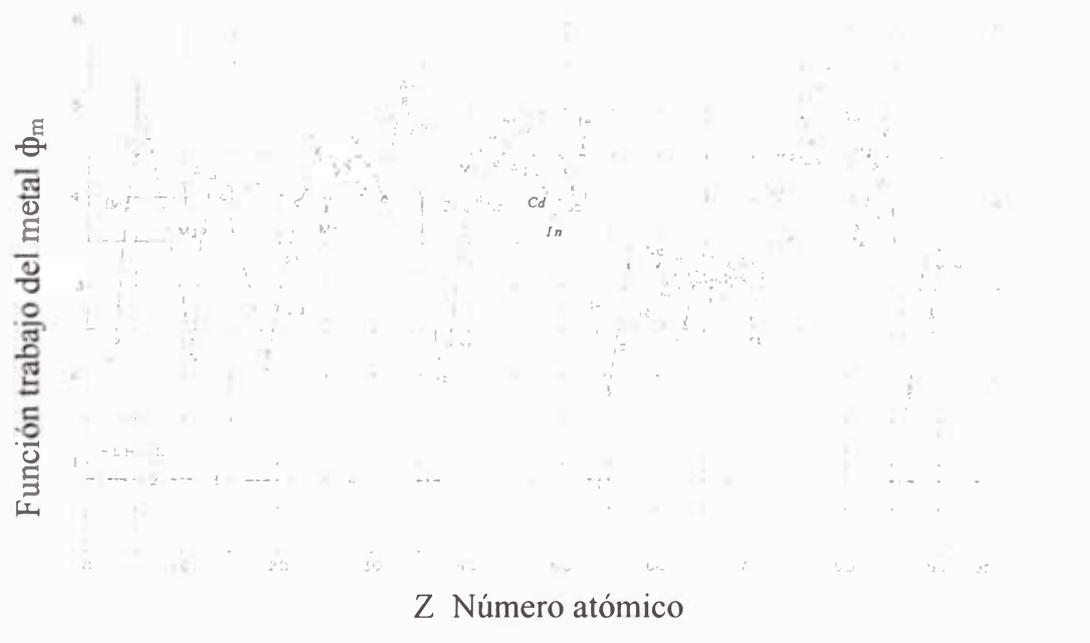


Figura 2.12: Medida de  $(E_c - q\phi_0)$  Versus  $E_g$ , para contactos de Oro con varios semiconductores tipo n

**Tabla de valores función trabajo de metales**



Función trabajo del metal para una superficie de metal limpia en vacío Versus el número atómico. Observe la naturaleza periódica de aumentar y disminuir de las funciones de trabajo dentro de cada grupo. Figura 2.13 [21] Pág. 366

## 2.5 CORRIENTE EN LA UNION SCHOTTKY CON ESTADOS DE SUPERFICIE. [2], [21], [22], [24]

El transporte de la corriente en una barrera metal-semiconductor N es principalmente debido a los portadores mayoritarios en contraste con la unión PN donde los portadores minoritarios son responsables de la corriente.

### Teoría de la emisión termoiónica

Esta teoría es deducida con los siguientes supuestos:

1. la altura de la barrera de potencial de contacto  $qV_{Bn}$  es muy grande respecto a  $kT$ .
2. las colisiones de los electrones dentro de la zona de agotamiento no son consideradas.
3. El efecto de la fuerza imagen no es considerada.

Debido a los supuestos anteriores la forma del perfil de la barrera es inmaterial y el flujo de corriente depende solamente de la altura de la barrera.

La densidad de corriente  $J_{s-m}$  del semiconductor hacia el metal esta dado por la ecuación normal de emisión termoiónica. (Ver [21] Cáp. 8:4 los sendos procesos de solución de estos resultados).

$$J_{s-m} = A^* T^2 \exp\left[\frac{-qV_{Bn}}{kT}\right] \exp\left[\frac{qV}{kT}\right] \quad 2.25$$

Donde

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \quad \text{La Constante de Richardson para emisión termoiónica en el vacío.}$$

$$k = (\text{Constante de Boltzmann}) = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$$

$V$  = El potencial externo aplicado.

$V_{Bn}$  = Potencial de barrera Schottky en el metal

$$\text{Para electrones libres, } A^* = \frac{120 \text{ amp}}{\text{cm}^2 \text{ K}^2} \equiv A$$

Por otro lado, ya que, la altura de la barrera para electrones que pasan del metal al semiconductor permanece igual; la corriente que fluye en el semiconductor permanece de este modo inalterable por el voltaje aplicado. Por lo tanto, esto debe ser igual al flujo de corriente desde el semiconductor al metal cuando prevalece el equilibrio térmico, es decir, cuando  $V = 0$ .

La densidad de corriente correspondiente, se obtiene de la ecuación 2.25, reemplazando en ella  $V = 0$ .

$$J_{m-s} = -A^* T^2 \exp\left[\frac{-qV_{Bn}}{kT}\right] \quad 2.26$$

La densidad de corriente total esta dado por la suma de las ecuaciones 2.25 y 2.26

$$J_n = J_{s-m} + J_{m-s} = \left\{ A^* T^2 \exp\left[\frac{-qV_{Bn}}{kT}\right] \right\} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad 2.27$$

Donde  $J_{ST} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-qV_{Bn}}{kT}\right)$  corriente de saturación termoiónica

### Expresión general

$$J_n = J_{ST} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad 2.28$$

$J_n$  = Corriente termoiónica de electrones en la unión Schottky.

Las expresiones de densidad de corriente de la teoría termoiónica (válido para unión Schottky con estados de superficie) y la unión Schottky de contacto ideal, son básicamente muy similares. Sin embargo, la diferencia estriba en que las corrientes de saturación son distintas:

$I_{oms} = q J_{po} e^{\frac{-qV_D}{kT}}$ ,  $V_D$  es el potencial de barrera del semiconductor y en  $J_{ST} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-qV_{Bn}}{kT}\right)$ ,  $V_{Bn}$  es la barrera de Schottky del lado del metal; es decir que no depende del potencial de contacto del lado del semiconductor.

La corriente para la unión metal-semiconductor p esta dado por la siguiente ecuación:

$$J_p = A^* T^2 \exp\left[\frac{-qV_{Bp}}{kT}\right] \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad 2.29$$

[21] Cáp. 7, [22] Cáp. 8:4 y [24] Cáp. 2:2

**CAPITULO 3 PROPIEDADES OPTICAS Y PROCESOS DE ABSORCIÓN**  
**[3], [4], [5], [24]**

**3.1 TRANSICIONES DIRECTAS Y SU COEFICIENTE DE ABSORCIÓN.**

En transiciones directas, un electrón en un estado debajo del nivel de Fermi (banda de valencia) absorbe un fotón del haz incidente, y hace una transición vertical a un nivel superior vacío (banda de conducción). A bajas temperaturas, éste es el único proceso importante de absorción interbanda en el metal en el rango de frecuencia que nosotros estamos considerando. La energía del fotón debe ser igual a la energía del gap, o mayor  $E_{\text{fot}} \geq h\nu$ ., Si  $E_{\text{fot}} = h\nu_0$  energía referida a la absorción de borde

*En los procesos de transición (absorción de fotones), la energía total y el momento del sistema electrón-fotón debe conservarse*

$$\hbar\mathbf{k}_f = \hbar\mathbf{k}_i + \hbar\mathbf{k}_{\text{fotón}} \quad \text{Conservación del momento} \quad 3.1$$

$$E_f(\mathbf{k}_f) = E_i(\mathbf{k}_i) + h\nu \quad \text{Conservación de la energía} \quad 3.2$$

Donde

$E_i$  = energía inicial del electrón en la banda de valencia

$E_f$  = energía final del electrón en la banda de conducción

$E_{\text{fot}} = \hbar\omega = h\nu =$  energía del fotón

$\mathbf{k}$  = vector de onda reducido de la zona de Brillouin.

El vector de onda del fotón es muy pequeña comparada con las dimensiones de la zona de Brillouin, luego  $\hbar\mathbf{k}_{\text{fot}} \approx 0$ , la ecuación 3.1 se reduce a:

$$\hbar\mathbf{k}_f = \hbar\mathbf{k}_i \rightarrow \mathbf{k}_f = \mathbf{k}_i \quad 3.3$$

*En transiciones directas, el vector de onda reducido no cambia (por que ocurre en un mismo punto de la zona de Brillouin); como el momento del fotón es despreciable en las transiciones directas, el momento de los electrones se conserva.*

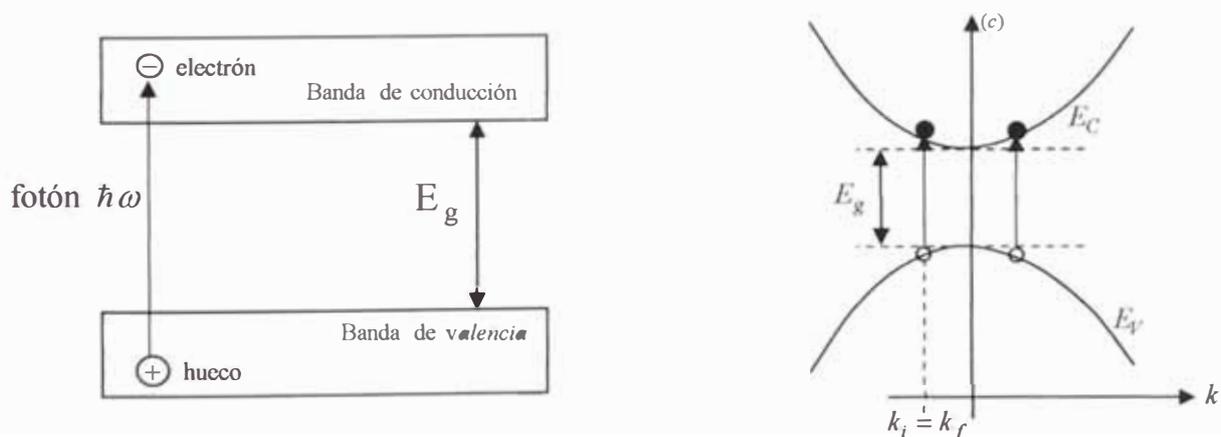


Figura 3.1 Diagrama de niveles energéticos en transición directa.

### Coefficiente de absorción transición directa

Para calcular el coeficiente de absorción para la absorción fundamental requiere manipulaciones cuanticas, esencialmente, éstos consisten en tratar la radiación incidente como una perturbación que acopla el estado del electrón en la banda de valencia a la contraparte en la banda de conducción, y usando la técnica de teoría de perturbación cuanticas. Uno encuentra que el coeficiente de absorción tiene la forma (Blatt 1968).

$$\alpha_{TD} = A(h\nu - E_g)^{\frac{1}{2}} \quad 3.4$$

Donde A es una constante que involucra las propiedades de las bandas, y  $E_g$  es la energía prohibida

$\alpha_{TD}$  = coeficiente de absorción de transición directa

Se observa que el coeficiente de absorción de transiciones directas es de forma parabólica, el cual se incrementa arriba del borde fundamental. Como se observa en la figura 3.2. (note que  $\alpha_{TD} = 0$ , para  $\nu = \nu_o$ )

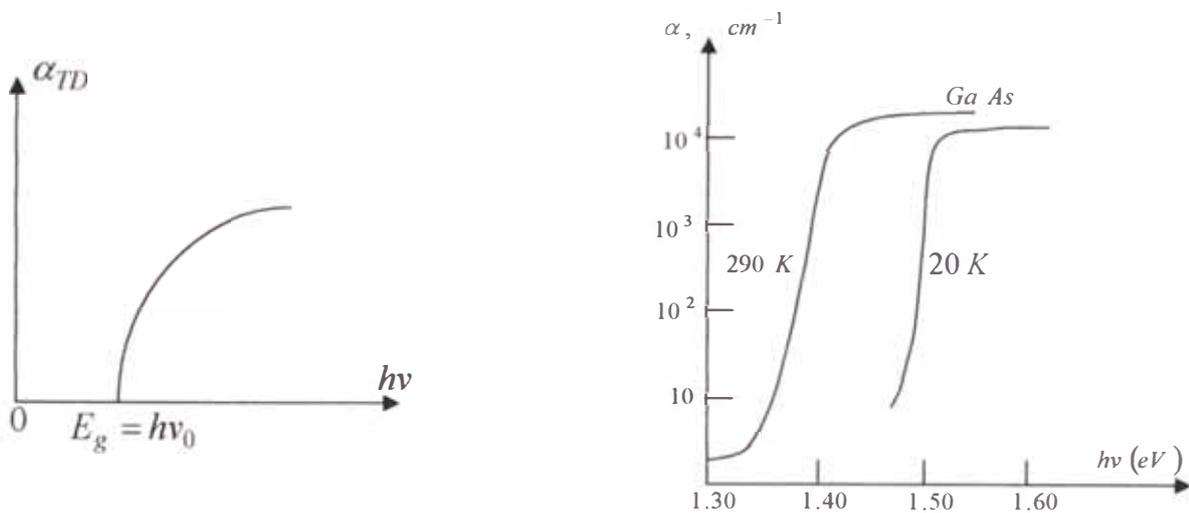


Figura 3.2  
 $\alpha_{TD}$  Vs.  $h\nu$  en un semiconductor

$\alpha_{TD}$  Vs.  $h\nu$  semiconductor (GaAs)

Una aplicación útil de estos resultados es determinar la medición de los gaps de energía en los semiconductores. Así  $E_g$  esta directamente relacionado con la frecuencia de borde  $E_g = h\nu_o$ .

El método óptico revela muchos más detalles sobre la estructura de la banda que el método de conductibilidad. Note que el coeficiente de absorción asociado con la absorción fundamental (transición directa) es grande, alrededor de  $10^4 cm^{-1}$ , así la absorción incluso es rápidamente notable en las muestras delgadas.

Puesto que el gap de energía en los semiconductores es muy pequeño, frecuentemente 1 eV o menos, la transición directa generalmente ocurre en la región del infrarrojo.

El proceso de absorción ocurre en los llamados *semiconductores de gap directo*, aquí el fondo de la banda de conducción yace en  $k = 0$ , y de aquí a directamente sobre la cima de la banda de valencia. Los electrones cerca de la cima de la banda de valencia pueden hacer las transiciones a los estados cerca del fondo de la banda de conducción, consistente con la regla de selección de las transiciones. Los ejemplos de tales sustancias son GaAs, InSb y muchos otros III-V e II-VI compuestos.

### 3.2 TRANSICIONES INDIRECTAS Y SU COEFICIENTE DE ABSORCIÓN

Este proceso ocurre, porque el cristal en realidad nunca, es absolutamente periódico, la periodicidad se destruye debido a la presencia de impurezas, los defectos, y, vibraciones de la red. A temperaturas bastantes altas, los fonones (vibraciones cuantizadas de la red cristalina) estarán presentes y pueden participar en el proceso de absorción. Cosa que así, la transición óptica con ayuda del fonón, no puede ser vertical.

Las transiciones indirectas, ocurren entre la banda de conducción y valencia que no están en el mismo punto en la zona de Brillouin. Estas transiciones ocurren a través de la absorción de un fotón óptico con un vector de onda esencialmente cero. (Figura 3.3)

Tal transición tiene lugar, pero como un proceso de dos-pasos. El electrón absorbe un fotón y un fonón simultáneamente. El fotón proporciona la energía necesaria, mientras el fonón proporciona el momento requerido. (La energía del fonón es aproximadamente 0,05 eV, es muy pequeño comparado al del fotón que es aproximadamente 1 eV. y puede omitirse. y el momento del fonón es apreciable sin embargo).

Considere:  $E(\text{fotón}) \gg E(\text{fonón}), \quad \hbar k(\text{fotón}) \ll \hbar k(\text{fonón})$

Las leyes de conservación y momento del sistema se cumplen con la participación de una tercera partícula llamada fonón. Las ecuaciones de conservación serán en este caso:

$$\hbar \mathbf{k}_f = \hbar \mathbf{k}_i + \hbar \mathbf{k}_{\text{fonón}} + \hbar \mathbf{k}_{\text{fotón}} \quad \text{Conservación del momento} \quad 3.5$$

$$E_f(\mathbf{k}_f) = E_i(\mathbf{k}_i) + E_{\text{fonón}} + h\nu \quad \text{Conservación de la energía} \quad 3.6$$

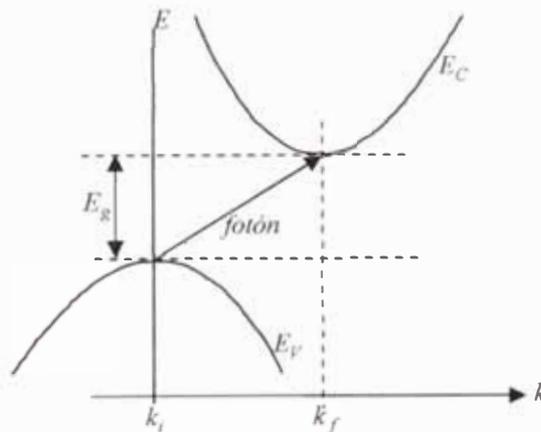


Figura 3.3: Proceso de una transición indirecta

Las transiciones indirectas son importante en los semiconductores y proporciona recursos para determinar la energía de la banda prohibida que separa la cima de la banda del valencia y el fondo de la banda de conducción cuando estos procesos ocurren en los extremos de estas bandas (como en el Si y Ge) para valores diferentes del vector  $k$ .

#### **Coefficiente de absorción transición indirecta**

El coeficiente de absorción para las transiciones indirectas (Blatt 1968) esta dado por:

$$\alpha_{\pi} = B_{(r)} (h\nu - E_g)^2 \quad 3.7$$

Donde  $B_{(T)}$  es una constante que contiene parámetros pertenecientes a las bandas y la temperatura).  $\alpha_{TI}$  = coeficiente de absorción de transiciones indirectas.

Observe que  $\alpha_{TI}$  aumenta con la potencia 2 de  $(h\nu - E_g)$ , mucho más rápido que la raíz cuadrada de esta diferencia de energía, como en la transición directa. Así que nosotros podemos usar el método óptico para diferenciar el gap entre semiconductor directo y el semiconductor indirecto, como una mejora sobre el método de conductibilidad.

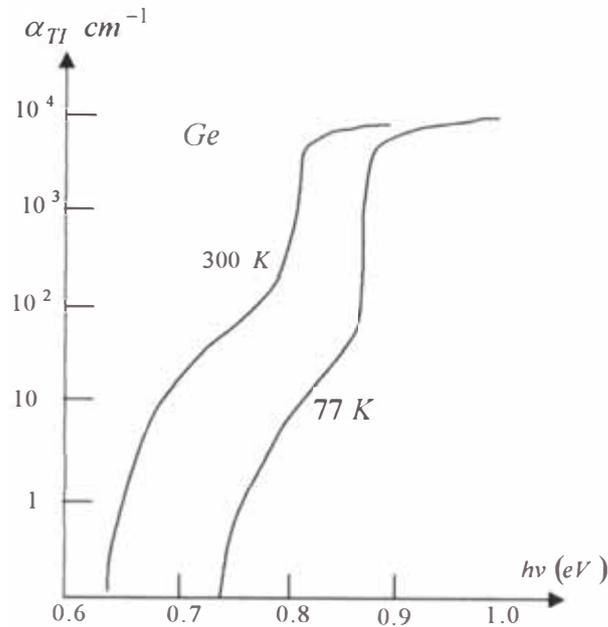


Figura 3.4: Coeficiente de absorción Vs.  $h\nu$  en el Germanio.

En condiciones normales, las transiciones indirectas son predominantes en todos los semiconductores elementales covalentes y los semiconductores compuestos de los grupos III y V con la excepción de InSb, en el que el mínimo y el máximo de las bandas de conducción y valencia, están en  $k = 0$ .

### 3.3 TRANSICIONES INTRABANDA [4], [5]

Los portadores libres, electrones y huecos absorben la radiación sin llegar a excitarse en la otra banda. Absorbiendo un fotón, el electrón o hueco, en este caso hacen una transición a otro estado en la misma banda, como se muestra en la figura 3.5

Las transiciones intrabanda son absorciones que pueden ocurrir por debajo del gap de energía electrónica, es decir la excitación de portadores libres sin una banda, a través de una transición sub banda entre las bandas de valencia o de conducción respectivamente.

La absorción de portadores libres (transición intrabanda) tiene lugar cuando  $h\nu < E_g$  y frecuentemente esta absorción domina el espectro debajo del borde fundamental. Para  $h\nu > E_g$ , es claro que, ambos tipos de absorción fundamental (transición directa) y el de portadores libres (transición intrabanda) ocurre simultáneamente.

El mejor ejemplo conocido de transiciones sub banda son los que ocurren entre las diferentes bandas de valencia en el diamante y el semiconductor zinc blenda.

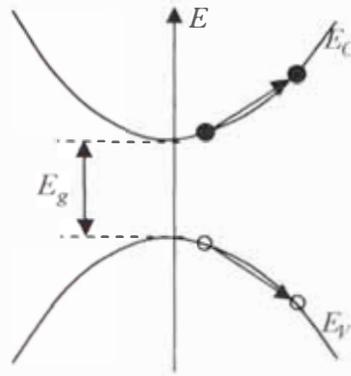


Figura 3.5: Transiciones intrabanda

### 3.4 ABSORCION DE EXCITONES [4]

En la absorción fundamental o transición directa, nosotros asumimos que los electrones excitados se vuelven partículas libres en la banda de conducción, y similarmente el hueco que salió de la banda de valencia también es libre.

Sin embargo, como un electrón y un hueco presentan una atracción coulombiana, pueden producirse estados estables ligados de ambas partículas y la energía requerida para ello será inferior a la energía de activación. El par electrón-hueco ligado recibe el nombre de *excitón*; puede desplazarse a través del cristal transportando energía de excitación, pero no transportando carga eléctrica.

La energía ligazón del excitón es pequeña, aproximadamente 0.01 eV, y de aquí el nivel de excitación está muy ligeramente debajo del borde de la banda de conducción, como esta indicado en la Fig. 3.6 el nivel del excitón está en las vecindades del mismo nivel donador.)

La energía del fotón involucrado en la absorción de un excitón esta dada por:

$$h\nu = E_g - E_{\text{excitón}} \quad E_{\text{excitón}} = \frac{m_r q^4}{(4\pi\epsilon)^2 2\hbar^2 l^2} \quad l = 1, 2, 3, \dots \quad m_r = \frac{m_e m_h}{m_e + m_h} \quad 6.8$$

$E_{\text{excitón}}$  = la energía de ligazón del excitón.

$m_r$  = masa reducida.

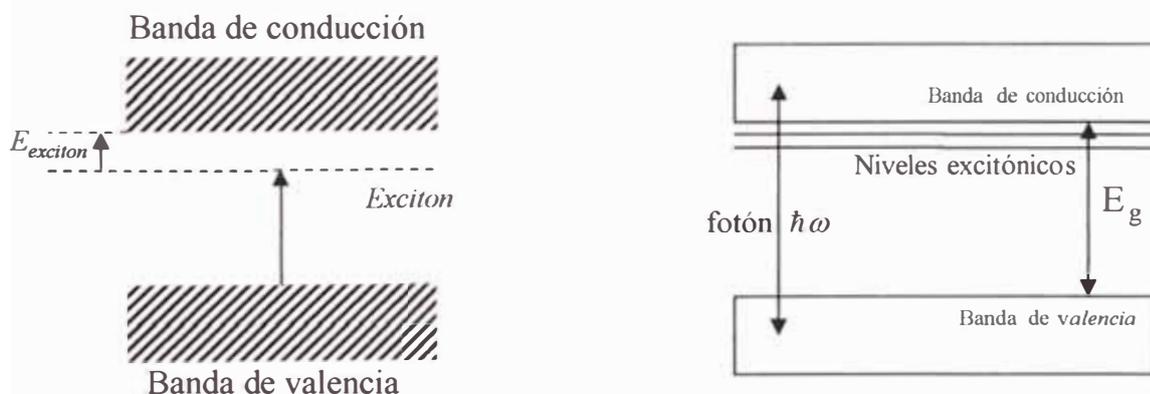


Figura 3.6: Niveles energéticos de un excitón y la absorción asociada

El espectro excitón por lo tanto consiste de una línea notable, descendiendo ligeramente debajo del borde fundamental (banda de conducción). Esta línea es frecuentemente

ensanchada por la interacción del exciton con impurezas u otros efectos similares, y puede fusionarse bien con la banda de absorción fundamental, aunque a menudo la cima de la línea del exciton permanece claramente discernible. Figura 3.7

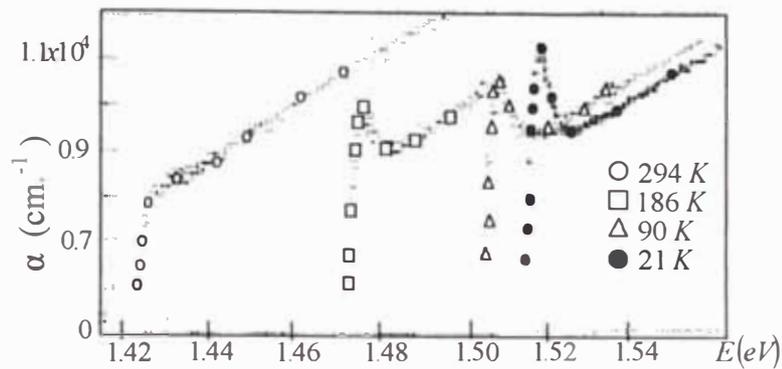


Figura 3.7: La absorción excitón en GaAs. Ver [5] Pág. 291

Los picos se deben a transiciones a niveles excitónicos. Obsérvese que los excitones afectan justo a la transición absorbente –transmisión.

Esto ilustra un hecho que se observa a menudo: la absorción de un exciton introduce las complicaciones en el espectro de absorción fundamental, particularmente cerca del borde, y da la determinación del gap de energía en el semiconductor más difícil. Sin embargo, la absorción excitón es importante en la discusión de las propiedades ópticas de un aislador en la región ultravioleta del espectro.

### Procesos de absorción involucrando a las impurezas

El proceso de absorción que involucran impurezas frecuentemente tiene lugar en semiconductores. El tipo y grado de absorción dependen del tipo de impureza (o impurezas) presentes, y su concentración.

La figura 3.8 describe las clases principales de tal proceso. La transición de impurezas a niveles superiores aparece como una línea aguda en el espectro de absorción.

#### Procesos de absorción

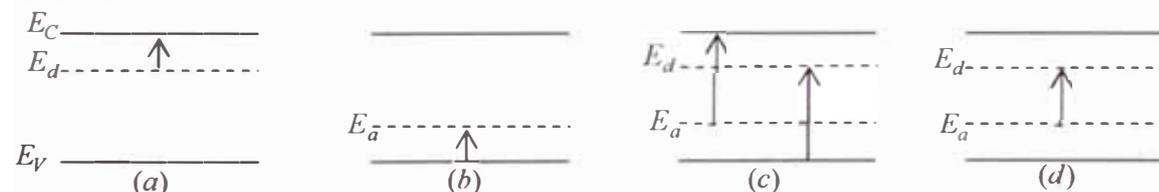


Figura 3.8: Varios procesos de absorción involucrando impurezas

a) La figura 3.8a muestra el caso en que un donador neutro absorben un fotón y el electrón hace una transición a un nivel superior en la impureza misma o en la banda de conducción.

b) La figura 3.8b muestra la transición de la banda de valencia a un aceptor neutral, el cual es análogo a la transición anterior del donador a la banda de conducción.

c) La figura 3.8c representa un proceso en la cual un electrón es excitado desde la banda de valencia a un nivel donador ionizado, o de un nivel aceptor ionizado a la banda de

conducción. Tales procesos conducen a la absorción el cual es cercano a la absorción fundamental (transición directa), y raras veces están presentes.

d) La figura 3.8d ilustra un proceso de absorción involucrando transiciones de un aceptor ionizado a un donador ionizado. La energía del fotón en este caso es:

$$h\nu = E_g - E_d - E_a$$

$E_a$  = nivel de energía de iones aceptores.      $E_d$  = nivel de energía de iones donadores.

Esto induce a una estructura discreta en la curva de absorción. Pero, esto es, frecuentemente difícil de resolver, debido a la proximidad en el borde fundamental (banda de conducción).

### 3.5 RECOMBINACION POR ATRAPAMIENTO [1], [3], [4]

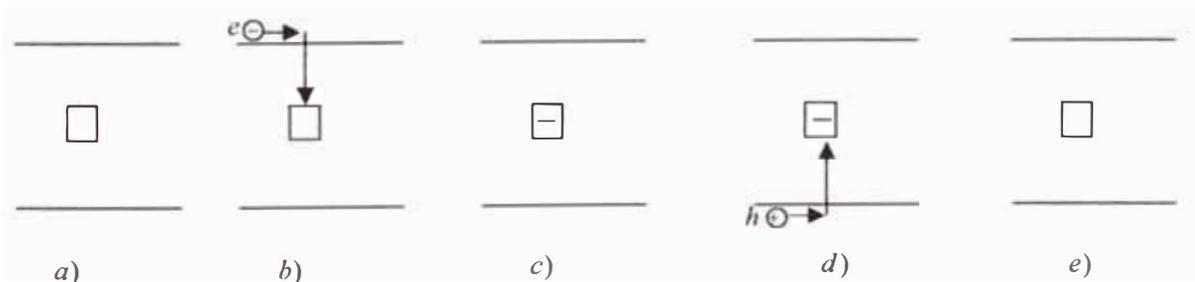
La recombinación por atrapamiento de electrones y huecos a través de niveles de energía localizados (centro de recombinación o trampas) que se ubican en la parte profunda dentro de la energía prohibida y que se pensó estaban asociados con ciertas impurezas y defectos estructurales de “atrapamiento” y que pueden afectar el espectro de absorción. Shockley y Read fueron los primeros en investigar este mecanismo.

La teoría de Schokley y Read de la recombinación incluye un estudio de las estadísticas de ocupación de dichos niveles de atrapamiento. Sea  $E_t$  un nivel de energía de atrapamiento dentro de la región prohibida, que es neutra cuando esta vacía y que puede ocuparla cualquier electrón, adquiriendo con ello una carga negativa.

Estas trampas pueden promover la recombinación electrón-hueco, capturando electrones de la banda de conducción y transfiriéndolos subsecuentemente a la banda de valencia, siempre que aparezca un hueco cerca de la banda de la trampa para recombinarse con el electrón atrapado. El efecto neto es desaparecer el par hueco-electrón con lo que el nivel de atrapamiento vuelve finalmente a su estado original.

Un centro de recombinación es un centro que puede actuar como trampa de electrones cuando esta vacío y como trampa de huecos cuando esta lleno.

#### Operación de un centro de recombinación o trampa



(a) Nivel vacío neutro. (b) electrón capturado por el centro. (c) centro cargado ahora negativamente. (d) hueco capturado por el centro. (e) centro restablecido al estado original (neutro).

En principio, todas las trampas de electrones y huecos pueden actuar como centros de recombinación; la única diferencia radica en las probabilidades de recombinación

## Efecto fotoeléctrico externo

En el efecto fotoeléctrico externo se liberan electrones en la superficie de un conductor metálico al absorber energía de la luz que incide sobre dicha superficie. Este efecto se emplea en la célula fotoeléctrica, donde los electrones liberados por un polo de la célula, el fotocátodo, se mueven hacia el otro polo, el ánodo, bajo la influencia de un campo eléctrico.

El término efecto fotoeléctrico también puede referirse a otros tres procesos:

**La fotoionización:** es la ionización de un gas por la luz u otra radiación electromagnética. Para ello, los fotones tienen que poseer la suficiente energía para separar uno o más electrones externos de los átomos de gas.

**En la fotoconducción:** los electrones de materiales cristalinos absorben energía de los fotones y llegan así a la gama de niveles de energía en la que pueden desplazarse libremente y conducir electricidad.

**En el efecto fotovoltaico:** los fotones crean pares electrón-hueco en materiales semiconductores. En un transistor, este efecto provoca la creación de un potencial eléctrico en la unión entre dos semiconductores diferentes.

## Efecto fotoeléctrico interno

En el fotoefecto interno los electrones excitados permanecen dentro de la sustancia, contrario al fotoefecto externo. Cuando el material es irradiado, electrones de la banda de valencia son llevados a la banda de conducción y aumenta la conductividad eléctrica del material irradiado. Este aumento de conductividad se llama *fotoconducción*. En el caso de los metales, debido a su alta conductividad eléctrica base, el aumento de conductividad por radiación es insignificante, por eso el fotoefecto interno se emplea tanto en los semiconductores dopados como en los intrínsecos.

La conductividad intrínseca es ocasionada por electrones y huecos térmicamente generados, que están presentes en iguales concentraciones. Cuando la sustancia es irradiada, portadores de carga libres adicionales son producidos por la energía del fotón con lo que se mejora la conductividad. Mediante el dopado deliberado de un semiconductor con donantes o aceptores, se obtiene un semiconductor tipo P o N.

## Emisión secundaria [2], [24]

Cuando electrones con suficiente energía cinética golpean la superficie de un sólido, éste emite electrones. Estos electrones son llamados secundarios, mientras que los incidentes son llamados primarios. Un electrón primario que choca con la superficie de metal puede causar la emisión de por lo menos 10 electrones secundarios.

El número de electrones secundarios emitidos depende de:

- a) La función de trabajo del material
- b) La condición de la superficie (presencia o ausencia de irregularidades)
- c) La velocidad de los electrones primarios.

La emisión secundaria normalmente es un efecto indeseable en los tubos del vacío, y para reducir esto, los electrodos son frecuentemente cubiertos con materiales especiales, tal como grafito. Sin embargo, la emisión secundaria tiene aplicaciones útiles en los amplificadores de emisión secundaria, en que se han obtenido ampliaciones de corrientes grandes del orden de  $10^5$  (fotomultiplicador).

El problema tiene muchas características en común con *el fotoefecto de volumen*; por ejemplo hay que distinguir entre el proceso de producción y el proceso de escape.

El proceso de producción es, por supuesto, algo diferente, ya que la interacción de los electrones primarios rápidos con los electrones reticulares proporciona a estos la energía necesaria para escapar del cristal, sin embargo, el proceso de escape es el mismo en ambos casos; la única diferencia consiste en que, en el caso de emisión secundaria, la energía de los electrones que escapan es mayor, en general.

En el *caso fotoeléctrico*, se distinguen entre el efecto volumen y el efecto de superficie. Se podría pensar, por tanto, que la interacción de los electrones primarios rápidos con los electrones de la superficie podría producir una especie de efecto de emisión secundaria de superficie. Sin embargo, los cálculos más precisos indican que esto solo aporta una contribución despreciable a la emisión secundaria total; predomina, por consiguiente, el efecto volumen.

## CAPITULO 4: LUMINISCENCIA Y FOTOCONDUCTIVIDAD

### 4.1 LUMINISCENCIA Y SUS CLASES [2], [3], [4] [19]

En el capítulo 3, se vio los diversos tipos de absorción, y se presentó varios procesos por la cual los electrones pueden ser excitados por la absorción de la radiación, una vez que los electrones han sido excitados, decaen a estados muy bajos, emitiendo radiación en el proceso. Esta emisión es llamada *luminiscencia* y es por lo tanto la inversa de la absorción.

*La luminiscencia es un término general que denota la absorción de la energía por un cristal y su reemisión en forma de radiación visible o casi visible (luz). Definida también, como la desexcitación de un átomo, molécula o cristal excitado, por reemisión de la energía absorbida en forma de fotones.*

La excitación inicial (absorción) puede provocarse mediante iluminación o con bombardeo electrónico o de iones positivos (luz ultravioleta, rayos x, partículas cargadas rápidas, etc.).

De acuerdo al tipo de excitación del electrón, se distinguen los casos de luminiscencia

1. **Fotoluminiscencia:** cuando el material es irradiado con fotones (luz visible, UV).
2. **Electroluminiscencia:** cuando el material es excitado por un campo eléctrico alterno fuerte. Conversión de energía eléctrica en luminosa.
3. **Cátodoluminiscencia:** producida por excitación con electrones de alta energía o rayos catódicos.
4. **Incandescencia:** cuando el material es excitado termalmente.
5. **Roetngoluminiscencia:** al ser excitado el material por fotones de alta energía (rayos X, gamma)
6. **Radioluminiscencia o Cintilación:** al excitarse el material por partículas de alta energía (alfa, beta)
7. **Quimioluminiscencia:** cuando la energía es derivada de una reacción química
8. **Bioluminiscencia:** si la reacción química se produce en un organismo vivo
9. **Sonoluminiscencia:** cuando el material es excitado por ultrasonido
10. **Triboluminiscencia:** cuando la fricción mecánica excita el material
11. **Termoluminiscencia:** remoción de estados excitados por estimulación termal. Ocurre a bajas temperaturas cuando los portadores son primeros excitados por algún mecanismo, y los electrones son inmovilizados en sus estados de entrapamiento entonces como el sólido es calentado, la agitación termina ayuda a los electrones a desexcitarse y liberar radiación.

12. **Fluorescencia:** si la emisión se produce durante la excitación, a lo sumo  $< 10^{-8}$  s después. Este valor  $10^{-8}$  es el orden de magnitud de la duración de vida de un estado atómico para una transición bipolar eléctrica en la región visible del espectro.
13. **Fosforescencia:** si la emisión tiene lugar después de cesar la excitación ( $> 10^{-8}$  s). El periodo de la fosforescencia puede oscilar entre unos microsegundos y varias horas. Se llama a los cristales con el apelativo común de fósforos
14. **Magneto luminiscencia,** cuando la excitación es inducida por campos magnéticos

Los estudios teóricos de la luminiscencia tienen su origen en la física cuántica en 1900, cuando Max Planck demostró la ley de emisión de cuerpo negro, al introducir la acción de un cuanto elemental, conocida en esos días como la “constante de Planck”. Estos estudios fueron progresando con el desarrollo de la física del estado sólido, particularmente siguiendo los trabajos de Bloch y la definición de las bandas de energía en cristales. Sin embargo, la luminiscencia no sólo se observa en sólidos, sino también en líquidos y gases (Xe, Kr, Ar, Ne), así como en materiales semi cristalinos, mesofases nanoestructuradas o nanopartículas y en sólidos orgánicos amorfos (cristales moleculares y polímeros conjugados). La luminiscencia en la mayoría de los sólidos inorgánicos está asociada a impurezas y defectos estructurales que actúan como activadores, como es el caso de metales de transición, lantánidos y actínidos, cristales iónicos puros, semiconductores y tierras raras.

Todos los fósforos tienen en común el hecho de que son necesarias ciertas trazas de impurezas para producir luminiscencia: estas impurezas se llaman *activadores*. La red cristalina misma es conocida como *la red huésped* (vocablo usado en el sentido de receptora). Se distingue entre luminiscencia característica y no característica.

De acuerdo con el tercer postulado de Bohr. Durante una transición desde un estado de energía  $E_1$  hasta un estado de energía  $E_2$  se emiten cuantos de luz  $h\nu$ :

$$h\nu = E_1 - E_2$$

$E_1$  = nivel superior,  $E_2$  = nivel inferior o base,  $E_1 > E_2$

*En la luminiscencia característica* todos los fenómenos se llevan a cabo en los átomos activadores; por tanto, los niveles de energía involucrados son los correspondientes a los átomos activadores, modificado tal vez, por el reticulado huésped.

La diferencia de energía  $E_1 - E_2$  debe estar entre 1.5 y 3.0 eV para emisión de luz. Los iones positivos usados como activadores son:  $\text{Cu}^+$ ,  $\text{Ag}^+$ ,  $\text{Sn}^{2+}$ ,  $\text{Bi}^{3+}$ ,  $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{Mn}^{4+}$ ,  $\text{Mn}^{2+}$ ,  $\text{Ce}^{3+}$ .

*En la luminiscencia no característica*, una transferencia de carga a través de la red constituye una parte esencial del proceso de luminiscencia; así, pues, estos materiales luminiscentes son, al mismo tiempo, *fotoductores*. Además, están involucrados los niveles energéticos del reticulado huésped, modificados por la presencia de átomos activadores.

Los fósforos sulfurosos típicos son los de Zn y Cd y entre ellos particularmente las formas de ZnS: Ag, ZnS:Cu y CdS: Ag. Esta notación indica que la plata y el cobre son

los activadores considerados. Las concentraciones óptimas de estos agentes de activación son del orden de 0.01% en números de átomos.

El sulfuro de zinc (ZnS) cristaliza en el sistema cúbico (blenda de zinc) y hexagonal (wurtzita), con energías de activación aproximadamente iguales a 3.64 eV (3 410 A°) y 3.70 eV (3 350 A°), respectivamente. Probablemente, a causa de las imperfecciones cristalinas resulta posible provocar transiciones con radiación de 3 650 A°; lógicamente, los rayos catódicos son también efectivos.

El sulfuro de cadmio (CdS) es hexagonal y su energía de activación es de 2.43 eV (5 100 A°) según [3]. Los procesos de luminiscencia en los sulfuros de zinc o de cadmio activado no son comprendidos perfectamente en la actualidad.

## 4.2 FOTOCONDUCTIVIDAD [2], [3], [4], [19]

### Introducción

Se llama fotodetector (o semiconductor) a cualquier dispositivo que responde con una señal eléctrica frente al estímulo de una señal luminosa. Los fotodetectores se clasifican en dos grandes grupos: fotodetectores térmicos y fotónicos. Solamente nos ocuparemos en los de tipo fotónico.

**Fotodetectores fotónicos:** la absorción de cada fotón da lugar a algún tipo de suceso cuántico que origina una señal eléctrica proporcional al número de fotones incidentes por unidad de tiempo, independientemente de su energía. Dado que la mayor parte de estos sucesos cuánticos tienen un umbral de energía  $E_0$ , este tipo de detectores no responden para longitudes de onda mayores que  $\lambda_0 = hv / E_0$ . La expresión práctica sería:  $\lambda_0 (\mu\text{m}) = 1.2398/E_0 (\text{eV})$ .

### Concepto de fotoconductividad

El fenómeno de conductividad ocurre cuando un haz de luz incidente golpea sobre un semiconductor y causa un incremento en la conductividad eléctrica. Esto es debido a la excitación de electrones a través del gap de energía, como se discutió anteriormente, el cual lleva a un cambio de incremento en el número de portadores libres, (electrones y huecos) y por lo tanto un incremento en la conductividad. Nosotros sabemos que, la excitación puede ocurrir únicamente si  $h\nu > E_g$ .

El concepto de fotoconductividad está ilustrado en la figura 4.1, se observa que un haz de luz es aplicado al semiconductor en dirección de la dimensión (d).  $L =$  es la longitud de difusión de los portadores.

Antes que el haz de luz es aplicado la conductividad está dada por:

$$\sigma_o = e(n_o\mu_e + p_o\mu_h) \quad 4.1$$

Donde  $n_o$  y  $p_o$  son las concentraciones en equilibrio, y  $\sigma_o$  es la conductividad en la oscuridad, las concentraciones de portadores libres se incrementan por las cantidades  $\Delta n$  y  $\Delta p$ , y la corriente se incrementa abruptamente. Supongamos que se trata de un semiconductor n, luego  $\sigma_o = e n_o \mu_e$ , puesto que los electrones y huecos siempre se crean

en pares por absorción de un fotón; donde hemos supuesto  $\Delta n = \Delta p$ . La conductividad es ahora:

$$\sigma = \sigma_0 + e\Delta n(\mu_e + \mu_h) = \sigma_0 + \Delta\sigma \quad \Delta\sigma = e\Delta n(\mu_e + \mu_h) \quad 4.2$$

Si suponemos que la iluminación es uniforme (coeficiente de absorción muy bajo) y que el nivel de excitación no es muy alta, de manera que la recombinación de portadores se mantiene en el régimen lineal, la ecuación de continuidad permite calcular la concentración de equilibrio en función de la tasa de generación  $G$  y el tiempo de vida de los portadores fotoexcitados  $\tau$ . Hay dos factores que llevan a la variación de  $n$  con tiempo:

- a) Los portadores libres son continuamente creados por el haz de luz incidente,
- b) El exceso de portadores son además continuamente aniquilados por recombinación entre si. Esta recombinación estará presente, siempre que, la concentración de portadores difiera del equilibrio

Si llamamos  $\Phi_0$  al flujo luminoso en el semiconductor (en fotones por unidad de tiempo y unidad de superficie) y  $\alpha$  al coeficiente de absorción (por cm.), la tasa de generación por unidad de volumen debido a la absorción de la luz será  $G = \Phi_0 \alpha$ , por lo que podemos evaluar  $\Delta n$  y escribir la ecuación de continuidad como:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \Phi_0 \alpha - \frac{\Delta n}{\tau} \quad 4.3$$

$\frac{\Delta n}{\tau}$  = Es la tasa de recombinación de electrones ( $\Delta n = n - n_0$ ) por unidad de tiempo.

$\tau$  = El tiempo de recombinación, el cual esencialmente es el tiempo de vida para un portador libre.

Cuya solución, suponiendo que el flujo luminoso empieza en el instante  $t = 0$  es

$$\Delta n(t) = \Phi_0 \alpha \tau (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad 4.4$$

En estado o régimen estacionario  $\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = 0$ . Es decir, las dos tasas son iguales entre si (ecuación 4.3), por lo tanto  $\Delta n = \Phi_0 \alpha \tau$  y reemplazando esto en la ecuación 4.2, por lo que podemos expresar la fotoconductividad como sigue:

$$\Delta\sigma = e(\mu_e + \mu_h)\Delta n = e(\mu_e + \mu_h)G\tau = e(\mu_e + \mu_h)\Phi_0\alpha\tau \quad 4.5$$

*Lo que indica que la fotoconductividad para coeficientes de absorción bajos es proporcional al coeficiente de absorción y al flujo luminoso incidente.*

## Fotocorriente y ganancia de un fotoconductor. [19], [21]

Supongamos que la muestra tiene las dimensiones indicadas en la figura y está sometida a una diferencia de potencial  $V$ , que fluye en la dirección de la dimensión  $L$ . El flujo luminoso incide en la dirección de la dimensión  $d$ .

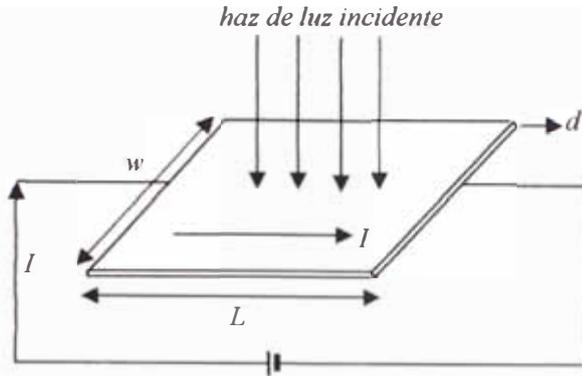


Figura 4.1

Llamamos **fotocorriente** al cambio (incremento) de la corriente debido a la fotoconductividad. Si llamamos  $\Delta\Sigma = \Delta\sigma \frac{\text{área}}{\text{longitud}}$  al incremento de conductancia de la muestra (recordar que la conductancia es área / longitud), la fotocorriente será:

$$I_F = V\Delta\Sigma = V\left(\Delta\sigma \frac{dW}{L}\right) = V \frac{dW}{L} e(\mu_e + \mu_h)\Phi_0\alpha\tau \quad 4.6$$

Definamos la corriente primaria  $I_P$  como la corriente generada por un flujo de electrones igual al flujo de fotones absorbido por la muestra,  $I_P = e\Phi_0\alpha dWL$ . Teniendo en cuenta que el campo eléctrico es  $\xi = V/L$ ,  $V =$  diferencia de potencial, obtenemos,

$$I_F = I_P \frac{\xi(\mu_e + \mu_h)\tau}{L} = I_P \frac{\tau}{L} \frac{L}{\xi(\mu_e + \mu_h)} = I_P \frac{\tau}{\tau_t} \quad 4.7$$

Donde  $\tau_t$  es el tiempo de tránsito (tiempo que tardan los portadores en recorrer la distancia  $L$ ). A la relación entre el tiempo de vida media y el tiempo de tránsito ( $\tau/\tau_t$ ) se le llama **ganancia del fotoconductor**.

### 4.3 RESPUESTAS DE UN FOTOCONDUCTOR

#### Respuesta temporal de fotoconductividad

Si suponemos una excitación luminosa con variación armónica  $\Phi(t) = \Phi_0 + \Phi_1 e^{i\omega t}$ , y buscamos soluciones del mismo tipo  $\Delta n = \Delta n_0 + \Delta n_1 e^{i\omega t}$ :

$$Di\omega\Delta n_1 - \frac{\Delta n_0 + \Delta n_1 e^{i\omega t}}{\tau} = (\Phi_0 + \Phi_1 e^{i\omega t})\alpha$$

$$\Delta n_0 = \Phi_0\alpha\tau \quad \Delta n_1 = \frac{\Phi_1\alpha\tau}{i\omega\tau + 1}$$

La respuesta de fotoconductividad será

$$\Delta\sigma = e(\mu_e + \mu_h) \left( \Phi_0 \alpha \tau + \frac{\Phi_1 \alpha \tau}{i\omega\tau + 1} e^{i\omega t} \right) \quad 4.8$$

La fotocorriente solo reproducirá fielmente la señal de excitación para frecuencias más pequeñas que la inversa del tiempo de vida.

### Respuesta espectral de un fotoconductor y sus ecuaciones

Si la muestra es gruesa, el coeficiente de absorción grande o, siendo la absorción baja, existe una fuerte recombinación superficial, el cambio de conductancia de la muestra debe obtenerse a partir de la ecuación de difusión.

Consideremos una muestra con la geometría de la figura 4.2.

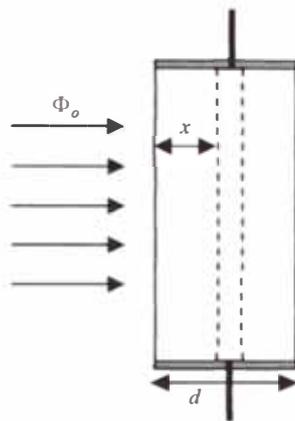


Figura 4.2

Si llamamos R a la reflectividad de la muestra, el flujo luminoso a una profundidad x vendrá dado por:

$$\Phi(x) = \Phi_0 (1 - R) e^{-\alpha x} \quad 4.9$$

Dado que la concentración de portadores no será constante, para calcular el cambio de conductancia de la muestra, debemos calcular el cambio de conductancia del elemento de grosor dx, e integrar para todo el grosor de la muestra:

$$\Delta\sigma = \int_0^d e(\mu_e + e\mu_e) \frac{a}{l} \Delta n(x) dx \quad 4.10$$

Donde l es la longitud de la muestra y a su anchura. Para calcular  $\Delta n$  resolveremos la ecuación de difusión, suponiendo que en las superficies de la muestra la velocidad de recombinación superficial es nula (lo que fija las condiciones de contorno para la ecuación de difusión). La ecuación de difusión unipolar será:

$$D \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{\tau} = -\Phi_0 \alpha (1 - R) e^{-\alpha x} \quad 4.11$$

La solución general de dicha ecuación será la suma de la solución general de la ecuación homogénea más una solución particular:

$$\Delta n = A e^{\frac{x}{L}} + B e^{-\frac{x}{L}} + C_0 e^{-\alpha x} \quad 4.12$$

El coeficiente  $C_0$  se calcula fácilmente sustituyendo la solución particular en la ecuación de difusión:  $D =$  coeficiente de difusión,  $L_D = L =$  longitud de difusión  $= (D\tau)^{1/2}$

$$D\alpha^2 \int_0^L e^{-\alpha x} dx - \frac{C_0 e^{-\alpha x}}{\tau} = -\Phi_0 \alpha (1-R) e^{-\alpha x} \quad C_0 = -\frac{\Phi_0 \alpha (1-R) \tau}{\alpha^2 L^2 - 1} \quad 4.12a$$

La solución general para  $\Delta n$  y su derivada respecto a  $x$  quedan:

$$\Delta n = A e^{\frac{x}{L}} + B e^{-\frac{x}{L}} - \frac{\Phi_0 \alpha (1-R) \tau}{\alpha^2 L^2 - 1} e^{-\alpha x} \quad \frac{d\Delta n}{dx} = \frac{A}{L} e^{\frac{x}{L}} - \frac{B}{L} e^{-\frac{x}{L}} + \frac{\Phi_0 \alpha^2 (1-R) \tau}{\alpha^2 L^2 - 1} e^{-\alpha x}$$

Si la velocidad de recombinación superficial es nula en ambas superficies, las condiciones se reducen a anular la derivada para  $x = 0$  y  $x = d$ .

$$\frac{A}{L} - \frac{B}{L} = -\frac{\Phi_0 \alpha^2 (1-R) \tau}{\alpha^2 L^2 - 1} \quad \frac{A}{L} e^{\frac{d}{L}} - \frac{B}{L} e^{-\frac{d}{L}} = -\frac{\Phi_0 \alpha^2 (1-R) \tau}{\alpha^2 L^2 - 1} e^{-\alpha d}$$

Se trata de un sistema lineal en A y B, cuya solución es:

$$A = \frac{\Phi_0 (1-R) \alpha^2 L \tau}{\alpha^2 L^2 - 1} \frac{e^{\frac{d}{L}} - e^{-\alpha d}}{2Sh \frac{d}{L}} \quad B = \frac{\Phi_0 (1-R) \alpha^2 L \tau}{\alpha^2 L^2 - 1} \frac{e^{\frac{d}{L}} - e^{-\alpha d}}{2Sh \frac{d}{L}}$$

Una vez conocidos los coeficientes A y B, se sustituye la expresión de  $\Delta n(x)$  en la solución y se integra:

$$\Delta \sigma = e(\mu_e + \mu_h) \frac{a}{l} \int_0^d \left( A e^{\frac{x}{L}} + B e^{-\frac{x}{L}} - \frac{\Phi_0 \alpha (1-R) \tau}{\alpha^2 L^2 - 1} e^{-\alpha x} \right) dx$$

$$\Delta \sigma = e(\mu_e + \mu_h) \frac{a}{l} \left[ AL \left( e^{\frac{d}{L}} - 1 \right) - BL \left( e^{-\frac{d}{L}} - 1 \right) + \frac{\Phi_0 (1-R) \tau}{\alpha^2 L^2 - 1} e^{-\alpha d} - 1 \right]$$

$$\Delta \sigma = e(\mu_e + \mu_h) \frac{a}{l} \frac{\Phi_0 (1-R) \tau}{\alpha^2 L^2 - 1} \frac{e^{\frac{d}{L}} - e^{-\alpha d}}{2Sh \frac{d}{L}} \left( e^{\frac{d}{L}} - 1 - \frac{e^L - e^{-\alpha d}}{2Sh \frac{d}{L}} \alpha^2 L^2 \left( e^{\frac{d}{L}} - 1 \right) + (e^{-\alpha d} - 1) \right) \quad 4.13$$

Con diferentes condiciones de contorno (en particular, con velocidad de recombinación superficial no nula) se obtienen expresiones más complejas. Si se cumple la condición  $\alpha L \ll 1$ , es decir, si la longitud de difusión es mucho menor que la longitud de penetración, se obtiene:

$$\Delta \sigma = e(\mu_e + \mu_h) \frac{a}{l} \Phi_0 (1-R) \tau (1 - e^{-\alpha d}) \quad 4.14$$

Es decir, el espectro de fotoconductividad es proporcional al número de fotones absorbido por la muestra para cada longitud de onda (es decir, para el valor del coeficiente de absorción correspondiente a esa longitud de onda).

**5.1 EFECTO FOTOVOLTAICO (celda solar)**

Celda solar es, básicamente una juntura PN que no está polarizada y que convierte la energía radiante en potencia eléctrica que entrega una carga (efecto fotovoltaico).

No existe ninguna diferencia esencial entre la estructura básica de una celda solar y la de un fotodiodo, desde el punto de vista de la aplicación, la única diferencia está en que en el fotodiodo se busca el máximo de linealidad y el mínimo tiempo de respuesta y ruido mientras que en la celda solar se busca obtener el máximo de energía y rendimiento. El efecto fotovoltaico se produce en ambos casos al iluminar la barrera de potencial existente entre las zonas P y N.

**Principio de funcionamiento de una celda solar**

Una célula solar es una unión PN (o una heterounión). La figura 5.1b muestra el esquema de banda de una unión PN bajo iluminación. En ausencia de iluminación (figura 5.1a), el equilibrio térmico se alcanza mediante intercambio de portadores mayoritarios, lo que conlleva la aparición de una zona de carga espacial y de un campo eléctrico interno que se opone al movimiento de los portadores mayoritarios. El equilibrio térmico se alcanza cuando la corriente de arrastre originada por el campo de la unión compensa la corriente de difusión.

Cuando se ilumina una unión PN con una radiación de energía superior a la banda prohibida del semiconductor, se rompe el equilibrio térmico. La existencia de una barrera que favorece el movimiento de los portadores minoritarios hace que aquellos portadores minoritarios que lleguen a la barrera sean arrastrados por el campo y generen una corriente  $I_L$  en el circuito exterior (o una tensión si el dispositivo está en circuito abierto).

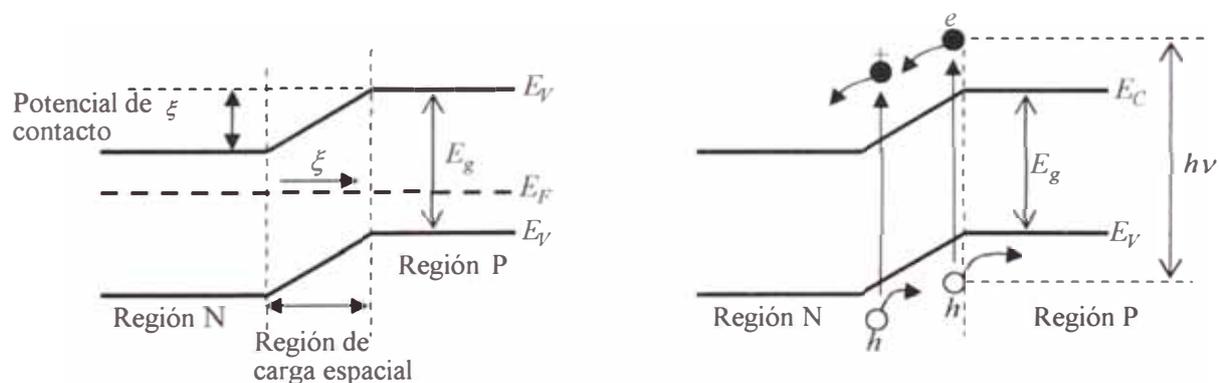


Figura 5.1 a) Sin iluminación

b) Con iluminación

**Proceso interno de una celda solar con iluminación**

Cuando se irradia la fotocelda se estimularán los electrones internos si el nivel de la radiación es mayor o igual que el salto de energía  $E_g$ . Se generarán así pares electrón-hueco a lo largo de los materiales N y P, y en la región de carga espacial. Los portadores minoritarios en su zona de generación pueden atravesar la región de agotamiento impulsados por el campo (figura 5.1b). Si la región N es muy estrecha la

mayoría de los fotones serán absorbidos dentro de la región de agotamiento y la región P, generando pares electrón-hueco en dichas regiones.

Los pares generados en la región de agotamiento son separados por el campo interno y se difunden. Los electrones llegan a la región N haciendo esta región negativa. Del mismo modo, los huecos se difunden y llegan a la región P haciendo esta región positiva. Se desarrolla así una tensión en circuito abierto ( $V_{CA}$ ) entre los terminales del dispositivo con el lado P positivo respecto al lado N. Si se intercala una carga circulará una corriente. Si los terminales de la celda se cortocircuitan circulará una corriente conocida como corriente de cortocircuito ( $I_{cc}$ ).

Los pares electrón-hueco fotogenerados para longitudes de onda largas, que son absorbidos en la región P, sólo pueden difundirse en esta región donde no hay campo eléctrico. Aquellos electrones que se encuentran a la distancia de una longitud de difusión,  $L_e$ , de la región de agotamiento se difundirán y llegarán a esa región donde serán barridos por el campo eléctrico hacia la región N. Entonces, sólo aquellos pares electrón-hueco que se encuentren a una longitud de difusión de la región de agotamiento contribuirán al efecto fotovoltaico.

El mismo principio se puede aplicar para los pares electrón-hueco fotogenerados por longitudes de onda cortas en la región N, los huecos fotogenerados dentro de una longitud de difusión  $L_h$  pueden llegar a la región de agotamiento y serán barridos por el campo hacia la región de tipo P. En consecuencia, la fotogeneración de pares electrón-hueco que contribuye al efecto fotovoltaico ocurre en la región:  $L_h + w + L_e$  como se muestra en la figura 5.2

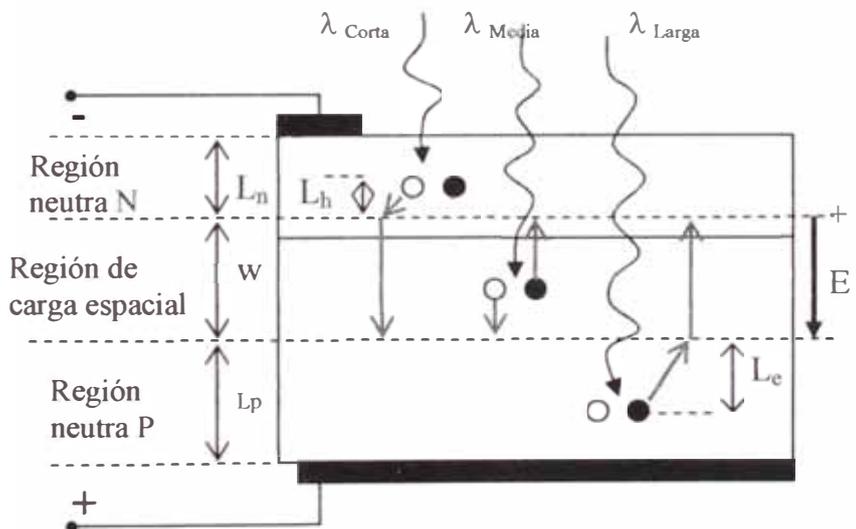


Figura 5.2. Relación de longitud de onda y el efecto fotovoltaico

### Características I-V de la celda solar [22] [26]

La celda solar bajo iluminación (figura 5.3a) será pues equivalente a un diodo en paralelo con una fuente de corriente de valor  $I_l$  (que dependerá del flujo luminoso incidente y de los parámetros del dispositivo). Si en la oscuridad la característica  $I_F(V)$  del diodo es:

$$I_{F(V)} = I_s \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad 5.1$$

Bajo la iluminación y en polarización directa, la corriente neta será:  $I_{(V)} = I_{F(V)} - I_L$

$$I_{(V)} = I_s \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) - I_L \quad 5.2$$

$I_L$  es la corriente debido a los portadores creados específicamente por la radiación y arrastrados por el campo eléctrico ( $\xi$ ).

Esta corriente puede ser escrita como  $I_L = e \eta \Phi_{\text{fotón}}$ , 5.3

Donde  $\eta$  = eficiencia cuántica,  $\Phi_{\text{fotón}}$  = flujo de fotones. [4] Pág. 359

La figura 5.3b muestra las características  $I_{(V)}$  de un fotodiodo en la oscuridad y bajo iluminación.

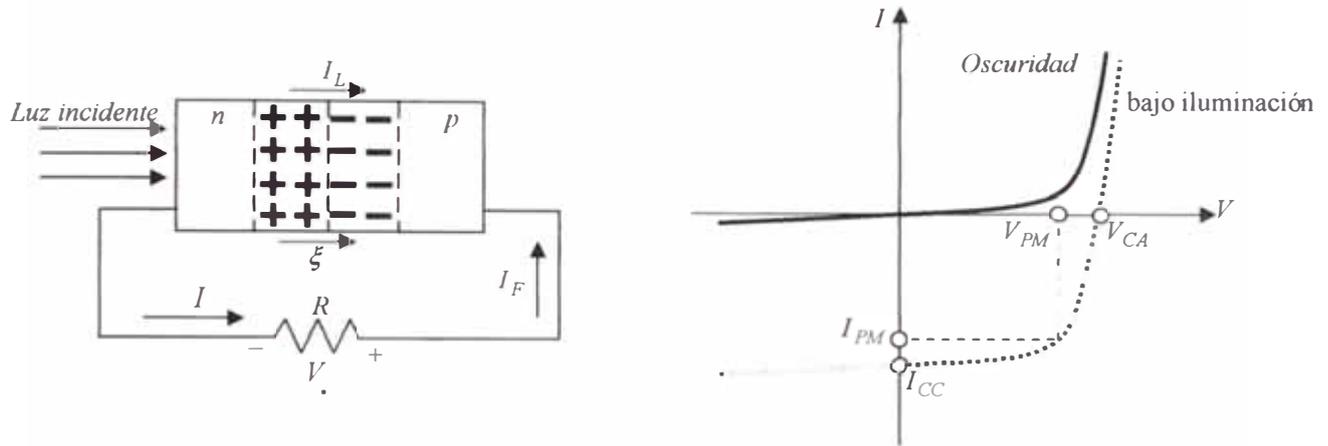


Figura 5.3 a) celda solar con iluminación

b) Gráfico I Vs. V

### Corriente de corto circuito $I_{CC}$

Considerando la figura 5.3a, cuando  $R = 0$ , resulta  $V = 0$  en la ecuación 5.2, la corriente que circula se denomina corriente de corto circuito  $I_{CC}$ .

$$I_{CC} = I(0) = -I_L \quad 5.4$$

### Voltaje de circuito abierto $V_{CA}$

En la figura 5.3a, cuando  $R \rightarrow \infty$ , resulta la condición de circuito abierto, la corriente neta es cero, resulta  $I_{(V)} = 0$  en la ecuación 5.22 el potencial que resulta se llama voltaje de circuito abierto  $V_{CA}$ .

$$V_{CA} = V(0) = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{I_L}{I_s} + 1 \right) \quad 5.5$$

Cuando trazamos la característica  $I_{(V)}$  definimos la tensión y la corriente como **positivas** cuando estamos en **polarización directa** es decir, cuando aplicamos tensión positiva a la parte P. En esas condiciones la corriente circula de la parte P a la parte N dentro del diodo. Cuando el fotodiodo está bajo iluminación sin polarización la corriente circula de N a P dentro del diodo, y de P a N en la resistencia exterior. Por tanto, con el criterio de signos definidos, en ausencia de polarización, cuando el fotodiodo suministra energía, estamos en el cuarto cuadrante ( $I < 0, V > 0$ ).

## 5.2 EFICIENCIA CUÁNTICA ( $\eta$ ) [19] [22], [27]

La potencia suministrada por el fotodiodo (o celda solar) dependerá del punto de trabajo. Para cada celda solar habrá un punto óptimo en el que la potencia suministrada es máxima. Si llamamos  $W_0$  a la potencia luminosa incidente, el rendimiento será:

$$\eta = \frac{V_{PM} I_{PM}}{W_0} \quad 5.6$$

Para el Silicio  $V_{PM} = 0,75$  V,  $I_{PM} = 34$  mA/cm<sup>2</sup>,  $W_{s0} = 844$  W/m<sup>2</sup>, (AM 1,5)  
La eficiencia máxima para el silicio es:  $\eta = 30,2$  % [22]

Se define el factor de forma o llenado FF como

$$FF = \frac{V_{PM} I_{PM}}{V_{CA} J_{CC}}$$

Con esa definición y llamando  $A$  a la superficie de la celda y  $W_{s0}$  al flujo energético luminoso (en vatios por unidad de superficie), tendremos  $W_0 = W_{s0}A$  y el rendimiento se expresará:

$$\eta = FF \frac{V_{CA} J_{CC}}{W_{s0}A} = FF \frac{V_{CA} J_{CC}}{W_{s0}} \quad 5.7$$

Donde  $J_{CC}$  es la densidad de corriente de cortocircuito.

### Rendimiento máximo y valor óptimo del gap

El rendimiento máximo que se puede obtener de una celda fabricada con un semiconductor dado depende únicamente del valor de la banda prohibida o gap  $E_g$  del semiconductor y de la forma del espectro de iluminación.

Por una parte, la tensión de circuito abierto máxima que se puede obtener con un diodo PN corresponde al valor del gap  $V_{CA \text{ Máx.}} = E_g / e$ . Por otra parte, la densidad de corriente máxima será la que corresponda al flujo total de fotones absorbidos por el semiconductor. Si llamamos  $\Phi_0(E)$  a la densidad espectral de flujo luminoso (en fotones por unidad de superficie y unidad de energía de fotón), la potencia por unidad de superficie incidente sobre la muestra será:

$$W_{s0} = \int_0^{\infty} E \Phi_0(E) dE \quad 5.8$$

La densidad de corriente máxima que se puede obtener con un semiconductor de gap  $E_g$  será:

$$J_{CC} = e \int_{E_g}^{\infty} \Phi_0(E) dE \quad 5.9$$

Dado que el valor máximo del factor de llenado es 1, el rendimiento máximo será:

$$\eta_{\max} = FF_{\max} \frac{V_{CA \max} J_{CC \max}}{W_{s0}} = \frac{\frac{E_g}{e} e \int_{E_g}^{\infty} \Phi_0(E) dE}{\int_0^{\infty} E \Phi_0(E) dE} = \frac{E_g \int_{E_g}^{\infty} \Phi_0(E) dE}{\int_0^{\infty} E \Phi_0(E) dE} \quad 5.10$$

## Espectro solar

Por cada tipo de espectro de iluminación habrá un valor del gap óptimo. La figura 5.4 muestra, por una parte, el espectro solar fuera de la atmósfera, que corresponde, básicamente, al espectro del cuerpo negro a 5800 K. Es el llamado espectro AM0 (las siglas AM indican la masa de aire atravesada) que transporta un flujo energético de  $1353 \text{ W/m}^2$ . Al nivel del mar, y en incidencia normal a la superficie el espectro solar se designa como AM1 (unos  $1000 \text{ W/m}^2$ ).

Para incidencia oblicua, la masa de aire atravesada será mayor, por lo que se reducirá el flujo energético. El número que acompaña a las letras AM es la proporción de aire atravesada respecto al valor mínimo (AM1 incidencia normal), es decir, la secante del ángulo de incidencia (medido respecto a la normal).

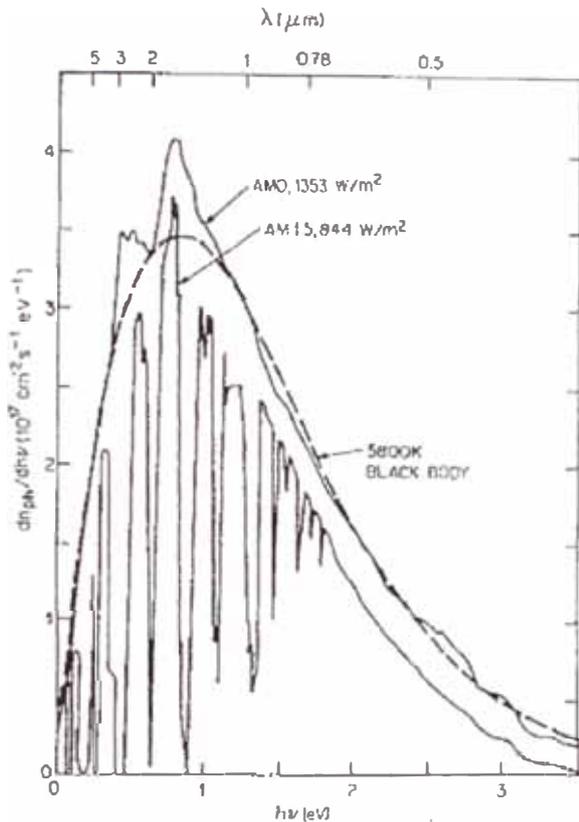


Figura 5.4: Espectro solar AM 1,5 ( $844 \text{ W/m}^2$ )

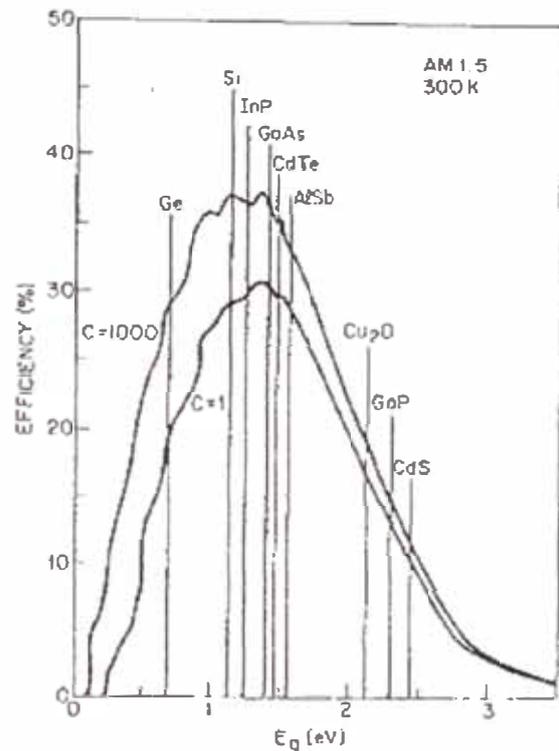


Figura 5.5: Eficiencia Máxima Vs.  $E_g$

## Eficiencia Vs. gap de energía.

La figura 5.5 muestra el valor de la eficiencia o rendimiento en función del gap para el espectro solar AM1.5. Tanto para un valor grande del gap como para un valor pequeño el rendimiento tiende a cero. Para un valor grande, mayor que 3 eV, porque el semiconductor apenas absorbe fotones del espectro solar.

Para un valor pequeño del gap, menor que 0.3 eV, porque solo se aprovecha una ínfima parte de la energía de los fotones absorbidos, ya que todo el exceso de energía del fotón sobre la energía del gap se transforma en calor, al termalizarse rápidamente el electrón (y el hueco) generados al mínimo (máximo) de la banda de conducción (valencia).

Para el espectro solar AM1.5 el valor óptimo del gap está entre 1.1 y 1.4 eV, por lo que semiconductores como el Si, InP, GaAs o CdTe resultan adecuados para fabricar celdas solares.

Desde un punto de vista conceptual, es importante señalar que la limitación del rendimiento a valores en torno al 30 % no es una limitación termodinámica básica, sino una limitación debida a las particularidades del dispositivo. Dado que el "foco caliente" sería la temperatura correspondiente al espectro solar ( $T_C = 5800 \text{ K}$ ) y el "foco frío" sería la temperatura de la celda solar ( $T_F = 300\text{K}$ ), la limitación termodinámica sería.

$$\eta = 1 - \frac{T_F}{T_C} = 1 - \frac{300}{5800} = 0,948 \text{ En porcentaje equivale a } 94,8\%.$$

### 5.3 LIMITACIONES DEL RENDIMIENTO RESPECTO AL VALOR MÁXIMO [27]

#### a) Respuesta espectral

Dado que no todos los fotones de energía superior al gap son absorbidos, ni todos los pares electrón-hueco llegan a la zona de la barrera antes de recombinarse, la fotocorriente se ve reducida respecto a su valor máximo. La densidad de corriente  $J_{cc}$  realmente obtenida será proporcional al flujo luminoso y dependerá de la respuesta espectral del fotodiodo. Se suelen fabricar dispositivos con una zona n muy delgada (y muy dopada) que apenas contribuye a la fotocorriente. Para simplificar el tratamiento, prescindiremos de la contribución de la zona N. Consideraremos dos contribuciones, la de la zona de agotamiento, de anchura  $w$ , y la de la zona P.

En la zona de agotamiento ( $w$ ), todos los portadores son generados en la zona del campo eléctrico y todos contribuyen a la corriente. Si  $\Phi_0$  es el flujo incidente, el flujo de portadores excitados será igual al flujo de fotones absorbidos por la zona de grosor  $w$ , y la densidad de corriente asociada será:

$$J_w = e \Phi_0 (1 - R) (1 - e^{-\alpha w}) \quad 5.11$$

Donde R es la reflectividad del material.

Para la zona P, planteamos la ecuación de difusión de los portadores minoritarios (electrones):

$$D_n \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n} = -\Phi_0 \alpha (1 - R) e^{-\alpha x} \quad \text{Donde } L_n = \sqrt{D_n \tau_n},$$

La solución general será:

$$\Delta n = A e^{\frac{x}{L_n}} + B e^{-\frac{x}{L_n}} - \frac{\Phi_0 \alpha (1 - R) \tau_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} e^{-\alpha x} \quad 5.12$$

Los valores de A y B se obtienen imponiendo condiciones de contorno adecuadas.

Para la zona P, en el borde con la zona de agotamiento impondríamos la condición  $\Delta n = 0$  (todo el exceso de portadores es arrastrado por el campo de la barrera). En el contacto del fondo, la condición de contorno dependería de la recombinación superficial en la interfase semiconductor/contacto:

$$D_n \left( \frac{dn}{dx} \right)_{x=H} = S_n (\Delta n)_{x=H}$$

Donde H es el grosor de la celda. La expresión que se obtiene es una función complicada del coeficiente de absorción, la longitud de difusión y la velocidad de recombinación superficial.

Si el grosor es mucho mayor que la longitud de difusión, la concentración debe tender a cero para  $x = W$ , por lo que se debe prescindir del primer término de la solución general ( $A = 0$ ) y la condición de contorno en  $x = W$  nos daría:

$$B = \frac{\Phi_0 \alpha (1-R) \tau_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} e^{\frac{W}{L_n}} e^{-\alpha W}$$

Y, por tanto:

$$\Delta n = \frac{\Phi_0 \alpha (1-R) \tau_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \left( e^{\frac{W}{L_n}} e^{-\alpha W} e^{-\frac{x}{L_n}} - e^{-\alpha x} \right) \quad \frac{d\Delta n}{dx} = -\frac{\Phi_0 \alpha (1-R) \tau_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \left( \frac{1}{L_n} e^{\frac{W}{L_n}} e^{-\alpha W} e^{-\frac{x}{L_n}} - \alpha e^{-\alpha x} \right)$$

La contribución de la zona P sería:

$$J_p = e D_n \left( \frac{dn}{dx} \right)_{x=W} = -e D_n \frac{\Phi_0 \alpha (1-R) \tau_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \left( \frac{1}{L_n} e^{\frac{W}{L_n}} e^{-\alpha W} e^{-\frac{W}{L_n}} - \alpha e^{-\alpha W} \right)$$

$$J_p = -e \frac{\Phi_0 \alpha (1-R) L_n^2}{\alpha^2 L_n^2 - 1} e^{-\alpha W} \left( \frac{1 - \alpha L_n}{L_n} \right) = e \Phi_0 (1-R) \frac{\alpha L_n}{\alpha L_n + 1} e^{-\alpha W} \quad 5.13$$

La fotocorriente total sería: sumando las ecuaciones 8.11 y 8.13

$$J_{CC} = J_W + J_p = e \Phi_0 (1-R) \left( 1 - e^{-\alpha W} + \frac{\alpha L_n}{\alpha L_n + 1} e^{-\alpha W} \right) \quad 5.14$$

### b) Rendimiento cuántico general

Definimos el **rendimiento cuántico** para una energía de fotón dada como la relación entre la fotocorriente y corriente máxima que produciría un flujo dado de fotones de esa energía ( $e\Phi_0$ ):

$$\eta(E) = \frac{J_{CC}}{e\Phi_0} = (1-R) \left( 1 - e^{-\alpha W} + \frac{\alpha L_n}{\alpha L_n + 1} e^{-\alpha W} \right) \quad 5.15$$

Para un determinado tipo de espectro, la fotocorriente vendrá dada por:

$$J_{CC} = e \int_{E_g}^{\infty} \eta(E) \Phi_0(E) dE \quad \text{Que es la fotocorriente generada por la radiación.}$$

### c) Pérdidas por reflectancia:

El **término**  $(1-R)$  que aparece en el rendimiento cuántico representa una importante limitación del rendimiento de la celda solar. En el caso del silicio, para el que el índice de refracción es superior a 4, las pérdidas por reflectancia suponen más del 35%.

La manera más eficaz de evitar esta limitación consiste en el uso de capas antirreflectantes, que son capas de material (normalmente, un óxido) con un índice de refracción **intermedio** entre el del aire y el del semiconductor y con un espesor de unas decenas de nanómetros. El espesor de esas capas se puede elegir de manera que los efectos interferenciales entre la luz reflejada en la interfase aire/óxido y la luz reflejada en la interfase óxido semiconductor reducen la reflectancia a valores del orden del 1%, valores que pueden reducirse aún más utilizando varias capas superpuestas.

#### d) Pérdidas por resistencia interna de la celda solar

El circuito equivalente de una celda solar ideal es una fuente de corriente en paralelo con un diodo. En una celda solar real hay que tener en cuenta, por una parte, la resistencia de la zona neutra del semiconductor, por lo que hay que añadir una resistencia en serie  $R_s$  al circuito equivalente y, por otra parte, las posibles pérdidas en la barrera del diodo, que se dan lugar a un efecto similar al que tendría una resistencia  $R_p$  en paralelo con el diodo.

El circuito real equivalente sería el que muestra la figura y su característica  $I(V)$  sería:

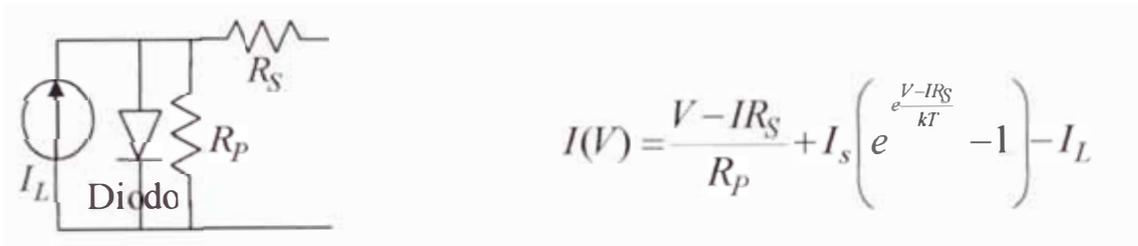


Figura 5.6

Como consecuencia de esas resistencias, se producen pérdidas de rendimiento, en las que la tensión en circuito abierto se ve afectada fundamentalmente por la resistencia en paralelo (con pérdidas mayores, cuanto menor es  $R_p$ ) y la corriente de cortocircuito se ve afectada fundamentalmente por la resistencia en serie (con pérdidas mayores, cuanto mayor es la resistencia en serie).

## 5.4 EMISIÓN FOTOELÉCTRICA [26]

### Umbral de emisión ( $E_T$ )

Es la interacción entre un fotón y un semiconductor en la emisión de un electrón fuera del semiconductor. Este proceso ocurre en la frontera del semiconductor y el vacío, luego esta relacionado con el comportamiento de los niveles de energía en la superficie.

*El umbral para emisión fotoeléctrica ( $E_T = hv > E_g$ ) es la mínima energía del fotón que excitará un electrón hacia fuera del semiconductor.*

Un semiconductor es no degenerado, si el nivel de Fermi ( $E_F$ ) se encuentra en el intervalo definido por:  $E_V + 3kT \leq E_F \leq E_C - 3kT$ , es decir dentro del gap.

Si el semiconductor está fuertemente dopado  $E_F$  puede ubicarse fuera de la banda prohibida  $E_G$ . Por ejemplo para un semiconductor de tipo N:  $E_F = E_C - kT \ln(N_C/N_D)$ .

Si  $N_D > N_C$ , resulta que:  $\ln(N_C/N_D)$  es un número negativo y entonces  $E_F > E_C$ . Por lo tanto, el nivel de Fermi se encuentra dentro de la banda de conducción. Del mismo modo, para un semiconductor de tipo P si  $N_A > N_V$  el nivel de Fermi  $E_F$  se encuentra dentro de la banda de valencia. [28]

### Umbral de energía ( $E_T$ ) para semiconductores no degenerados y degenerados.

a) En el caso de semiconductores intrínsecos o no degenerados

$$E_T = \chi + E_g \quad 5.16$$

b) Si el semiconductor tipo p, esta fuertemente dopado como se muestra la figura 5.7.a.

$$E_T = \chi + E_g + E_{fp} \quad 5.17$$

c) Si el semiconductor tipo n, esta fuertemente dopado como se muestra la figura 5.7b.

$$E_T = \chi - E_{fn} \quad 5.18$$

$\chi$  = Afinidad electrónica       $E_T$  = Energía umbral de emisión

Las ecuaciones 5.16 al 5.18 dan el valor mínimo concebible para  $E_T$ . Para determinar el valor real de  $E_T$ , se tiene presente el hecho que la excitación óptica es una transición entre estados reales (es un proceso de absorción) y, por consiguiente, debe conservarse el momentum y la energía. Así para la transición directa de Fig.5.7c, el estado inicial debe estar debajo del borde de la banda de valencia por una cantidad  $\Delta E$ ; para una transición indirecta donde el momentum adquirido se conserva por la emisión de un fonón. Luego  $E_T$  es.

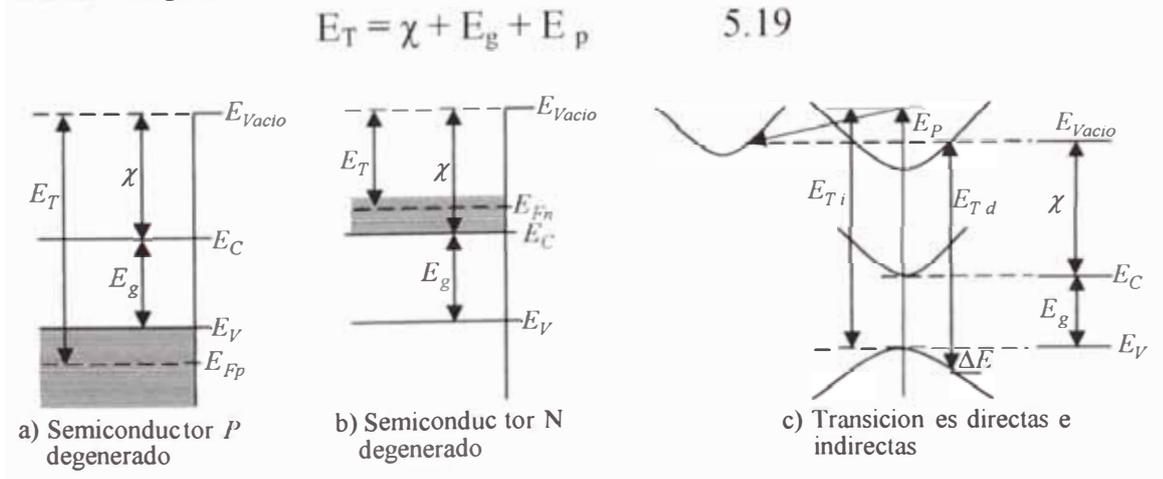


Figura 5.7

### 5.5 RENDIMIENTO FOTOELECTRICO (Y)

Cuando la energía del fotón es incrementada arriba del valor umbral, el número de electrones que pueden ser emitidos se incrementa. Una curva típica del rendimiento cuántico fotoeléctrico es una función de energía del fotón excitado.

La porción inicial del espectro de rendimiento cuántico fotoeléctrico  $Y_{(h\nu)}$  esta caracterizado por una dependencia de la forma:

$$Y = A(h\nu - E_T)^g \quad 5.20$$

$E = h\nu =$  energía del fotón,  $E_T =$  energía umbral

Donde  $g$  y  $A$  son constantes. El valor de "g" puede predecirse en base al modelo asumido para la generación de electrones energéticos y procesos de dispersión considerados.\* Los procesos y valores predichos para "g" se registran en la tabla 2

**TABLA 2**

**Tabla de energía umbral y rendimiento fotoeléctrico dependiente de la energía para diferentes procesos de excitación y dispersión. [26] [29]**

Excitación desde	Transición	Procesos de dispersión	Energía umbral	Exponente g
<b>Procesos Volumétricos</b>				
Banda de Valencia	Excitación óptica directa	Sin dispersión	$E_T \geq \chi + E_c - E_v$	1
		Dispersión elástica	$E_T \geq \chi + E_c - E_v$	2
	Excitación óptica indirecta	Sin dispersión	$E_T = \chi + E_c - E_v$	3/2
		Dispersión elástica	$E_T = \chi + E_c - E_v$	3/2
<b>Procesos de superficie</b>				
Banda de Valencia		Dispersión difusa de superficie	$E_T = \chi + E_c - E_v$	5/2
		Dispersión especular de superficie	$E_T = \chi + E_c - E_v$	3/2
		Estados de superficie discretos localizados debajo de $E_f$	$E_T = \chi + E_c - E_v$	1
		Distribución continua de estados de superficie en $E_f$	$E_T = \gamma + E_c - E_v$	2
Banda de estados de superficie debajo $E_f$		Indirecto	$E_T > \gamma + E_c - E_v$	2
		Directo	$E_T > \gamma + E_c - E_v$	1
Banda de estados de superficie en $E_f$		Indirecto	$E_T = \gamma + E_c - E_v$	5/2
		Directo	$E_T = \gamma + E_c - E_v$	3/2

\* Este trabajo fue realizado por Kane 1962, en el apendice 1 reproducimos el artículo.

Podemos generalizar la ecuación (5.20) para la posibilidad de transiciones diversas ocurridas sobre varios rangos del espectro analizado (principio de superposición). La curva de rendimiento fotoeléctrico general es:

$$Y = \sum_{i=1} A_i (h\nu - E_{Ti})^{g_i} = \sum_{i=1} A_i (E - E_{Ti})^{g_i} \quad 5.21$$

## 5.6 INTERACCIÓN LUZ –UNION SCHOTTKY [19] [22] [26]

### Introducción

Cuando una luz monocromática de suficiente energía incide sobre una unión Schottky, este puede ser absorbido por los electrones, elevando energéticamente o liberando portadores de carga (fotogeneración), los mismos que en la presencia de un campo eléctrico se van a desplazar en cierta dirección preferencial generando una fotocorriente.

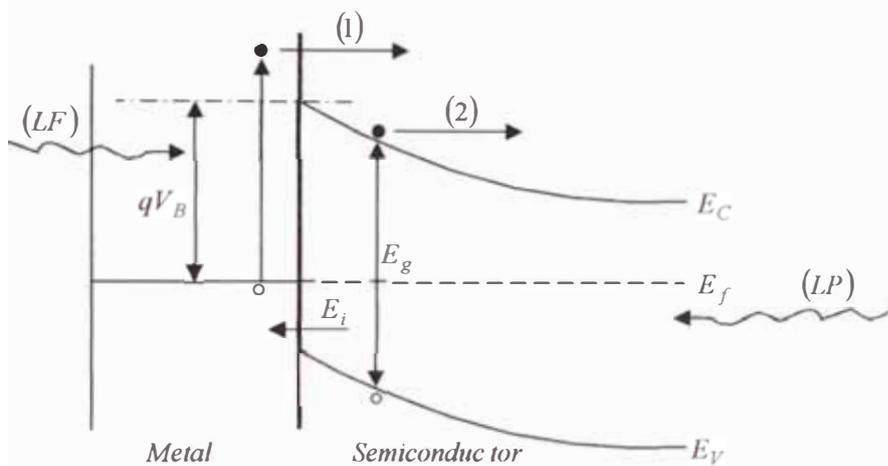


Figura 5.8: Diagrama esquemático de unión Schottky y sus procesos de de fotocorriente presentes

En la unión Schottky, existe un campo eléctrico interno ( $E_i$ ) en la interfase metal semiconductor, donde el efecto de arrastre de los portadores fotogenerados será máximo. Suponiendo que la unión es realizada en base a películas delgadas, la radiación incidente va a poder llegar a la unión, ya sea por la parte frontal (LF) o por la parte posterior o reversa (LP), produciendo en ambos casos distintos resultados.

### a) Iluminación frontal

#### Proceso 1

Cuando la iluminación se efectúa por la parte frontal (parte metálica), la luz puede liberar electrones del metal (efecto fotoeléctrico), los que por efecto del campo eléctrico interno reinante son acelerados hacia el semiconductor. Este proceso de la fotocorriente se puede producir siempre y cuando la energía del rayo incidente  $h\nu$  sea mayor que la altura de la barrera;  $qV_B$  y se le denomina fotoemisión interna.

#### Proceso 2

Un segundo efecto básico ocurre cuando la energía del rayo incidente llega a ser mayor que la energía del gap del semiconductor ( $E_g$ ), por la cual la energía radiante que logra

pasar al semiconductor genera pares electrón-hueco dentro de él, los que en presencia del campo eléctrico son separados y acelerados en direcciones opuestas, produciéndose otras contribuciones a la fotocorriente total de origen semiconductor.

## b) Iluminación posterior

### Proceso 1

Cuando se efectúa por la parte posterior, parte de la radiación incidente que llega a la zona metálica por el semiconductor puede producir también fotoelectrones, siempre y cuando la energía luminosa ( $h\nu$ ) sea mayor que la altura de la barrera Schottky ( $qV_B$ ) y menor que la energía del gap ( $E_g$ ).

### Proceso 2

Cuando la energía luminosa ( $h\nu$ ) es mayor que la energía del gap ( $E_g$ ), se produce también el proceso 2, pero el proceso 1 disminuye ya que la luz sería fuertemente absorbida por los primeros tramos de la parte posterior de la superficie del semiconductor, y los pares electrón-hueco fotoexcitados tienen una probabilidad muy pequeña de alcanzar la interfase metal semiconductor.

## 5.7 PROCESOS POSIBLES EN LA INTERACCIÓN DE LA LUZ CON EL SEMICONDUCTOR CdS.

En fotoconductores tales como el CdS, la situación es más compleja. Hay trampa de electrones que pueden actuar como centros de recombinación a niveles luminosos intermedios y trampas de huecos que pueden actuar como centro de recombinación a niveles lumínicos y más altos.

La siguiente relación nos indica los procesos participantes.

1. Recombinación de un electrón libre y un hueco atrapado.
2. Liberación térmica de un hueco atrapado.
3. Creación térmica u óptica de un electrón libre, dejando atrás un hueco atrapado.
4. Captura de un hueco libre.
5. Liberación térmica de un electrón atrapado.
6. Recombinación de un electrón cautivo y un hueco libre.
7. Captura de un electrón libre.
8. Creación térmica u óptica de un hueco libre, dejando atrás un electrón atrapado.
9. Recombinación directa de un hueco libre y un electrón libre.
10. Generación térmica u óptica de pares hueco electrón libre.

Algunos de estos procesos pueden ser de poca importancia en casos particulares.

El proceso 9 es, a menudo, poco importante debido a que la probabilidad de recombinación directa es pequeña, si las energías  $E_g$ ,  $(E_g - E_c)$ ,  $(E_g - E_{+v})$ , ( $E_g$  = energía del gap CdS,  $E_c$  = energía debajo de la banda de conducción,  $E_{+v}$  = energía encima de la banda de valencia), son grandes, los procesos 3, 8 y 10 tienen una probabilidad muy pequeña.

Los procesos ópticos 3, 8 y 10 son importantes en fotoconducción. Los procesos 2 y 5 pueden también ocurrir si se irradia el fotoconductor con luz infrarroja; esto es importante a veces en trabajo experimental (extinción infrarroja).

## **CAPITULO 6: ELABORACIÓN DE MUESTRAS Y EQUIPO EXPERIMENTAL**

A continuación vamos a describir los principales pasos experimentales realizados en este trabajo:

### **6.1 ELABORACIÓN DE MUESTRAS**

Los materiales empleados y técnicas de elaboración empleadas son:

- ◆ Película delgada de sulfuro de cadmio (CdS) (evaporación al vacío)
- ◆ Metalizaciones: como, Au, Ag, Al, Cu, In, Fe (evaporación al vacío)
- ◆ Películas semiconductoras de Oxido de Estaño (TO) (spray pirolisis)

### **TÉCNICA DE EVAPORACIÓN DE VACÍO**

#### **Procesos de elaboración**

##### **a) Substrato y limpieza**

El substrato a utilizar, puede ser vidrio, cerámico u otro tipo, debe estar lo más limpio posible, esto es, libre de polvo, pelusa, grasa, etc. Esta parte es muy importante, basta un punto de grasa de la mano para que la sustancia no se adhiera.

Para evitar esto el sustrato debe manipularse con mucho cuidado y efectuar un lavado con los siguientes pasos. (Los substratos deben ser nuevos).

1. Lavado con hidróxido de sodio concentrado o hidróxido de potasio.
2. Enjuague con abundante agua destilada
3. Secarlo con algodón o con pistola de aire caliente.

##### **b) Obtención del sulfuro de cadmio**

Se deposita una capa de CdS por evaporación del vacío en la siguiente forma:

##### **c) Desgasificación del CdS**

Debido a la gran cantidad de gas que contiene el CdS en polvo, el proceso de desgasificación (con la ventana del sustrato cerrada) consiste en aumentar la temperatura gradualmente en lapsos de 10 minutos, hasta alcanzar una temperatura de 800 °C (115 V del variac, con una corriente efectiva de 35 A) en un vacío a lo mínimo de  $2 \times 10^{-5}$  torr.

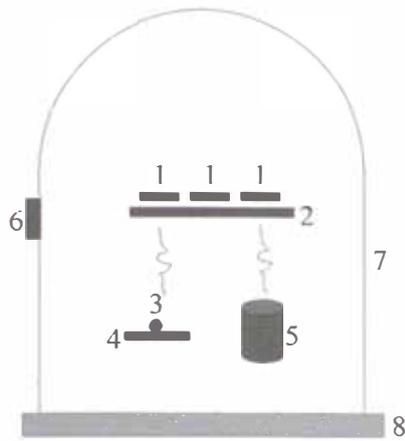
##### **d) Disociación del CdS**

Este proceso se realiza con la ventana del sustrato abierto en un vacío de  $10^{-4}$  a  $10^{-5}$  torr. A una temperatura de 800 °C por espacio de 1 a 2,5 horas. Obteniéndose espesores de 3 a 10  $\mu\text{m}$

Las otras muestras el proceso de obtención es similar, con la diferencia de temperaturas diferentes para cada metal que se desea depositar.

Una vez concluido los procesos de evaporación de vacío y spray pirolisis, se pone los contactos para su evaluación.

## DIAGRAMA E QUEMÁTICO DEL EQUIPO DE EVAPORACIÓN DE VACÍO



1. Substrato de vidrio
2. Ventana interior móvil
3. Plata
4. Resistencia de tántalo, depósito de Plata
5. Bote de cuarzo, depósito de CdS
6. Imán, permite levantar la campana de vidrio
7. Campana de vidrio templado
8. Base de acero pulido

Figura 6.1: Equipo de evaporación de vacío

### 6.2 EQUIPOS DE MEDICIÓN

#### Configuración de muestras y medición de fotorespuesta por efecto fotovoltaico

En la figura 6.2 se muestra la disposición experimental de medición de la respuesta de fotocorriente del semiconductor por medio del efecto fotovoltaico. En este caso se observa una geometría longitudinal de medición, en que los contactos superficiales colocados sobre la muestra, corresponden a las capas (películas de TO y capa metálica M.), tal que la luz incidente la atraviesa una tras otra, según sea el caso LF o LP.

Este arreglo presupone que existen campos eléctricos internos, ya sea en una de las uniones del semiconductor (CdS) o en ambas. No existiendo por lo tanto en este caso una fuente de polarización. Los fotoportadores liberados del material son canalizados por el campo eléctrico interno, produciéndose así la señal de fotocorriente, que es medida por el espectrómetro (Spek), según la longitud de onda de excitación.

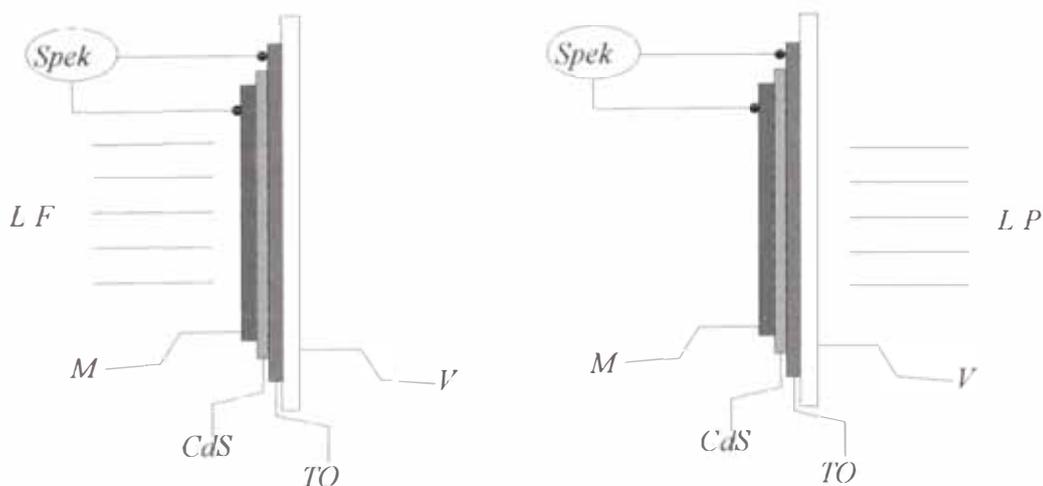


Figura 6.2: Vista esquemática del arreglo usado para medición de fotorespuesta por efecto fotovoltaico. Por LF o LP respectivamente.

## Espectrómetro de fotocorriente

El sistema empleado para realizar las medidas de fotocorriente espectral desarrollado en la UNI. / Laboratorio de óptica, se muestra esquemáticamente en la figura 6.3

La radiación proveniente de una lámpara halógena (**L**) de 650 W, pasa por una lente (**L<sub>1</sub>**) y es modulada por un Chopper (**Ch**) y luego descompuesta por el monocromador (**M**) en el rango de 0,7 a 3,0 eV. La radiación monocromática pasando por (**L<sub>2</sub>**) es enfocada finalmente sobre la muestra (**probe**), generándose la respuesta de fotocorriente, esta respuesta eléctrica de la muestra es detectada y amplificada por un amplificador (**Lock-in**), cuya señal es canalizada por medio de una interfase (**I.F**) y transmitida a una PC donde los datos de fotocorriente son procesados y archivados.

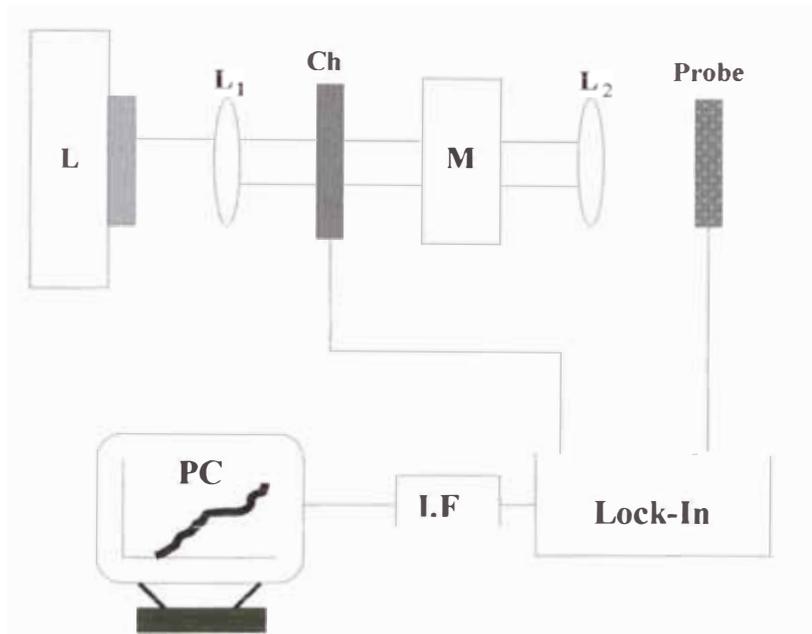


Figura 6.3: Arreglo experimental, sistema espectrométrico de fotocorriente

### 6.3 ESPECTROSCOPIA DE FOTOCORRIENTE [17] [22]

Una característica fundamental de toda celda solar es su eficiencia o rendimiento, la cual se define como la relación de potencia eléctrica máxima proporcionada por la celda a la potencia solar incidente.

Al analizar físicamente una celda solar es de mayor utilidad tener información de la eficiencia o rendimiento cuántico, que definimos para una energía de fotón dada como la relación entre la fotocorriente y corriente máxima que produciría un flujo dado de fotones incidentes de esa energía ( $e\Phi_0$ ): según ecuación 5.15.

$$\eta(E) = \frac{J_{CC}}{e\Phi_{\text{fotón}}}$$

Esta corriente puede ser escrita como  $I_{CC} = I_L = e\eta\Phi_{\text{fotón}}$ ,

Donde  $\eta$  = eficiencia cuántica,  $\Phi_{\text{fotón}}$  = flujo de fotones incidentes. [4]

## Señal de fotocorriente entregada por el espectrómetro.

La fotocorriente espectral resultante se expresa a través de un factor  $\eta$ , que es el número de portadores de carga por unidad de fotones incidentes que contribuyen de manera efectiva a la corriente total (eficiencia cuantica).

*Señal de fotocorriente normalizada:*

$$\text{Espectro} = \frac{\text{fotocorriente obtenida}}{\text{negro de humo}} = \frac{I_1}{NH}$$

$$\text{Eficiencia cuantica } \eta, \eta = \frac{\text{N}^\circ \text{ de portadores carga fotogenerado}}{\text{N}^\circ \text{ fotones incidentes}} = \frac{I_1}{\text{N}^\circ \text{ fotones incidentes}}$$

$$\text{N}^\circ \text{ de fotones incidentes} = \frac{NH}{h\nu}$$

Negro de humo (NH) = Espectro de incidencia de la lámpara (L)

$$\eta = \frac{I_1}{NH/h\nu} = \frac{I_1 h\nu}{NH}, \eta = h\nu \left( \frac{I_1}{NH} \right) \text{ recordar que } \lambda = \frac{c}{\nu} \rightarrow \nu = \frac{c}{\lambda}, \text{ luego } \eta = \frac{I_1 h c}{NH \lambda}$$

**La eficiencia cuantica es:**  $\eta = h\nu * \text{espectro}$

Esta es la técnica que aplicaremos para el análisis de nuestros espectros obtenidos.

La espectroscopia de fotocorriente nos permite determinar la eficiencia cuántica de dispositivos fotovoltaicos (celdas solares) o uniones Schottky como en el presente trabajo en función de la longitud de onda, permitiéndonos hallar los orígenes de distintas fuentes de fotocorriente posibles y a la vez establecer mecanismo de fotogeneración correspondiente

El espectro de fotocorriente resultante va a contener las diversas contribuciones superpuestas una a otra y es necesario establecer el efecto de cada una de ellas de manera sistemática para poder identificar de manera independiente.

## 6.4 AJUSTE DE LO ESPECTROS.

### a) Espectro o Curva Experimental Obtenida

1. De los datos de energía (E) y eficiencia cuantica ( $\eta$ ) se grafica la curva experimental  $\eta$  Vs. E
2. De los datos de eficiencia cuantica, eje ( $\eta$ ) reducir la escala lo más que se pueda para encontrar un valor negativo de  $\eta$  muy pequeño.
3. Del paso 2, podemos determinar a partir de que dato la eficiencia se puede tomar positivo, esto implica que un valor arbitrario de energía E se toma como punto de partida; y luego descartar los datos inferiores a el.

## b) Ajuste Teórico Del Espectro Obtenido

1. Sea la expresión de la eficiencia cuántica del espectro. Kane [29], Fowler [9] y Gobeli [30]. Ver apéndice 1.

$$n = A(h\nu - E_0)^g \quad 1$$

$E_0$  = Energía umbral o altura de la barrera de potencial [19], en un rango determinado.  
 $g$  = es el exponente,  $h\nu$  = energía del fotón incidente.

2. Tomando logaritmo neperiano a la ecuación 1:

$$\ln n = \ln A + g \ln(h\nu - E_0) \quad 2$$

Podemos considerar la ecuación 2 como la ecuación de una recta  $Y = A + Bx$   
Una vez encontrados los valores en el ajuste lineal logarítmico teórico  $Y = A + Bx$ , la pendiente debe ser entero o fraccionario (es el exponente), y registrar sus valores y su desviación Standard ( $R^2$ ) cercano o superior a 0,9 y menor que 1

3. Nuestro primer ajuste teórico para un nivel de energía localizado propio ( $E_1$ ), que se elige en forma arbitraria, en un determinado rango de valores de energía. Expresándola de acuerdo a la ecuación 1 es:

$$n_1 = \exp(A_1) * (h\nu - E_1)^{g_1}$$

4. Para el segundo ajuste teórico, se elige un valor  $E_2$  arbitrario. Luego la segunda eficiencia será:  $n_2 = n - n_1$  si sale la curva negativa o invertida, cambiar la operación, de esta manera:  $n_2 = -(n - n_1)$

Realizando el segundo ajuste lineal logarítmico obtendremos para  $n_2$ :

$$n_2 = \exp(A_2) * (h\nu - E_2)^{g_2} \quad \text{Donde } h\nu = \text{energía del fotón incidente}$$

5. El ajuste total del espectro es  $n = n_1 + n_2 + n_3 + \dots + n_i$  y en forma general según la ecuación 5.21 es:

$$n = \sum_{i=1} A_i (h\nu - E_i)^{g_i}, \text{ Donde } h\nu = \text{energía del foton incidente, } g = \text{exponente}$$

## CAPITULO 7 RESULTADOS EXPERIMENTALES

### 7.1 ANÁLISIS DE LOS ESPECTROS OBTENIDOS

#### LECTURA DE UN ESPECTRO

A continuación se presentan los resultados experimentales obtenidos en el presente trabajo, mostrando en cada caso lo siguiente:

- ◆ El espectro de eficiencia cuántica del efecto evaluado
- ◆ Discusión del resultado obtenido y presentación del modelo energético correspondiente.

Para facilitar la relación entre el arreglo experimental empleado y su resultado se utilizara la siguiente notación:

#### a) Por el tipo de medida:

Todos los espectros realizados fueron con medida de respuesta fotovoltaica

#### b) Según la dirección de incidencia de radiación (L) y transmisión de capas

##### Luz de incidencia posterior (LP)

LP/G/TO/CdS/Fe: Significa: La luz incide sobre el sustrato de vidrio, incidiendo primero sobre la capa de TO (óxido de estaño), luego sobre la película de CdS, y finalmente la capa metálica que es una película transparente de hierro.

##### Luz de incidencia frontal (LF)

LF/Fe/CdS/TO/G/: Significa: La luz incide primeramente sobre la capa metálica de Hierro, luego sobre la película de CdS, posteriormente sobre la capa de TO (óxido de estaño)

#### c) Lectura del espectro ajustado teóricamente

- La ecuación de color rojo,  $n = + \exp. (-5.8272) * (h\nu - 2.066150)^3$  nos indica en la gráfica correspondiente el primer ajuste teórico para el espectro o curva experimental que se presenta en cada caso.
- El espectro obtenido de los datos experimentales es de color azul en todos los casos, en las que se superponen las contribuciones obtenidas.

**T1 Espectro 14N2:**

**LF/Cu/Cds/TO/G**

La figura 7.1 muestra el espectro de eficiencia cuántica de la señal fotovoltaica obtenida de la unión: Cu/CdS/TO/ (14N2), con incidencia frontal de radiación (LF; figura 6.2). La capa metálica adherida al semiconductor CdS lo constituye en este caso, una película semitransparente de cobre (Cu)

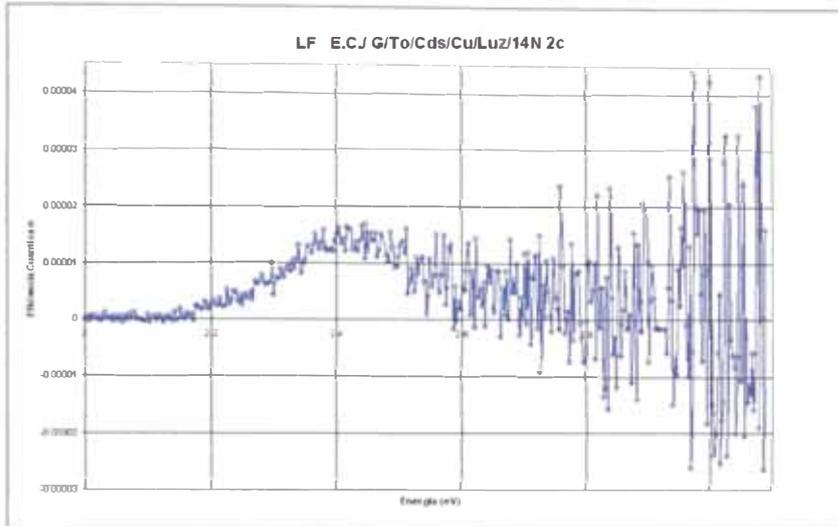


Figura 7.1: Espectro LF/Cu/CdS/TO/G con incidencia frontal de radiación.

De este espectro se observa en la figura 7.2 los siguientes ajustes teóricos:

- Fotogeneración (a partir de ~ 2.07 eV)  $n_1 = + \exp. (-8.8725)*(h\nu - 2.074170)^2$
- Amortiguamiento (~ 2.37 eV)  $n_2 = - \exp.(-8.3118)*(h\nu - 2.364890)^{1.5}$

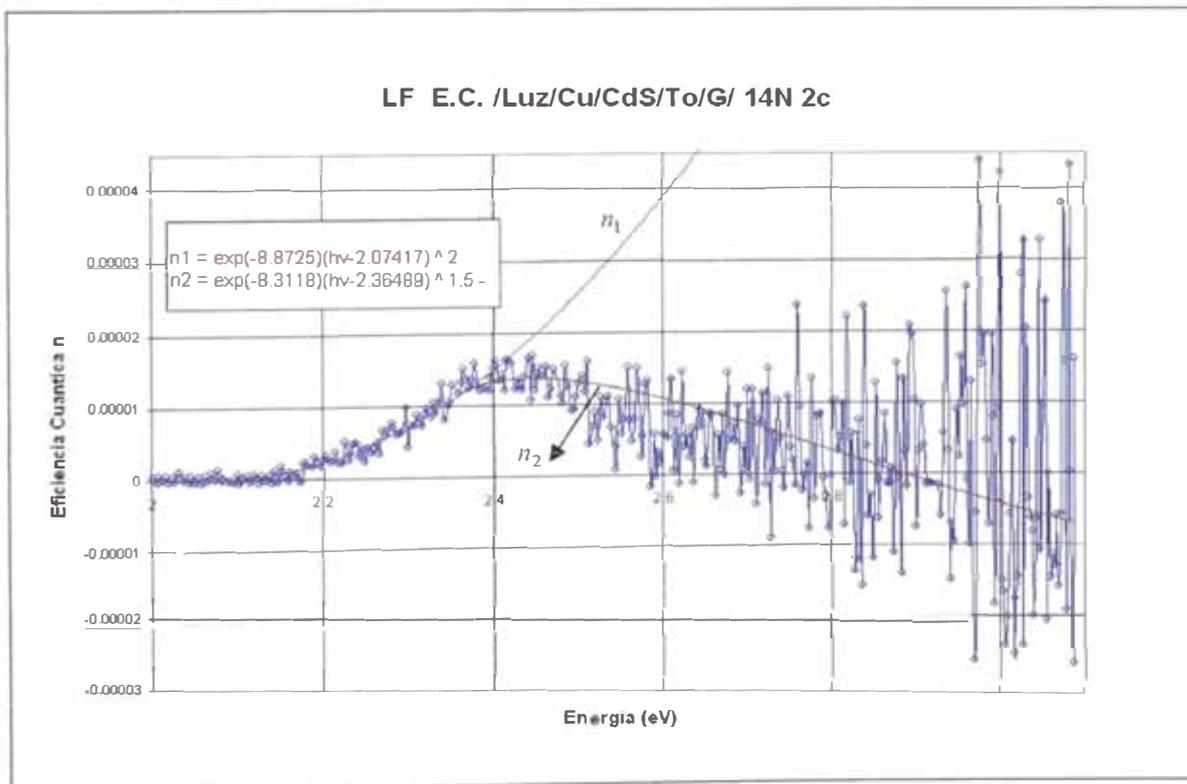


Figura 7.2: Espectro ajustado teóricamente

## Discusión: Espectro 14N2

El resultado obtenido en este caso se explica mediante la acción del campo eléctrico (interfase CdS/TO) y la acción absorción de banda / banda de CdS. En la siguiente figura 7.3 se muestra de manera esquemática el diagrama energético correspondiente, en el cual también se indica las transiciones más probables

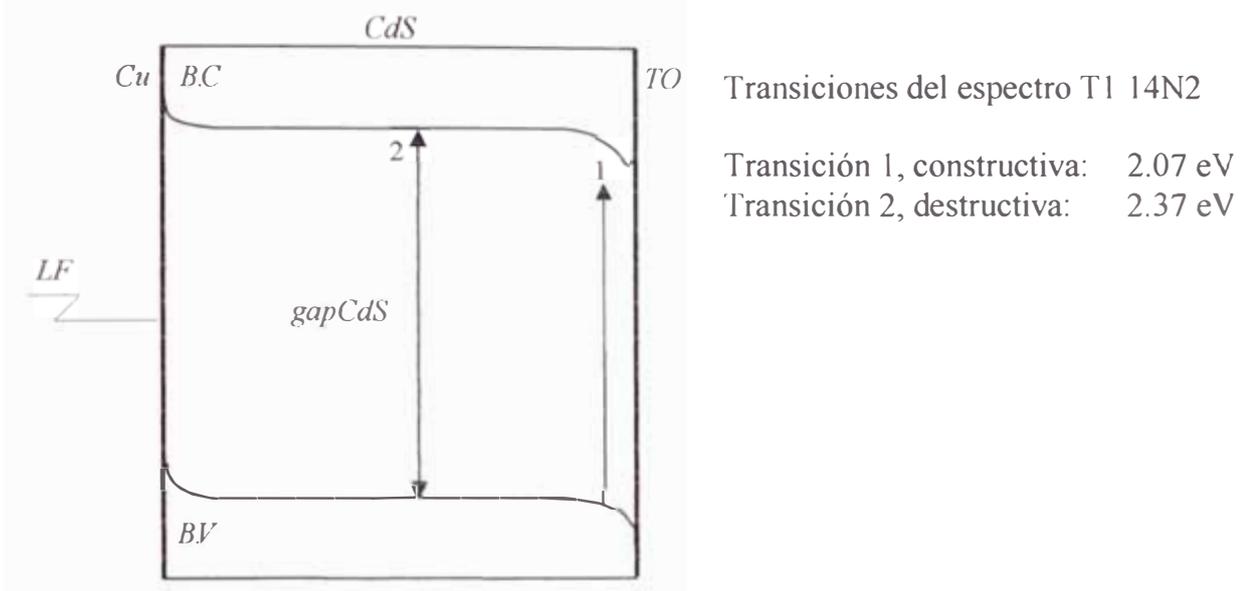


Figura 7.3: Modelo de diagrama energético de la unión fotovoltaica Cu/CdS/TO, donde se explica los resultados obtenidos de fotocorriente espectral 14N2.

A continuación se discuten individualmente las dos contribuciones:

- La Fotogeneración ( $n_1$ : 2.07 eV) es producida en CdS (en la vecindad de TO), producto de una transición a un nivel localizado 0.31 eV por debajo de la banda de conducción.
- La amortiguación ( $n_2$ : 2.37 eV) es producida por el fotoefecto de volumen en el CdS debido a la absorción banda / banda, impidiendo así que la radiación transmitida llegue a la interfase CdS/TO. El valor de 2.37 eV coincide con la magnitud del gap de CdS (2.38 eV), dentro del rango de incertidumbre de la medida. ( $\pm 0.05$  eV)

## T2 E pectro 2602C: LP/G/TO/CdS/Cu

La figura 7.4 muestra el espectro de eficiencia cuántica de la señal fotovoltaica obtenida de la unión: TO/Cd /Cu (2602C), con incidencia posterior de radiación (LP; figura 6.2). La capa metálica e una película emitransparente de cobre (Cu)

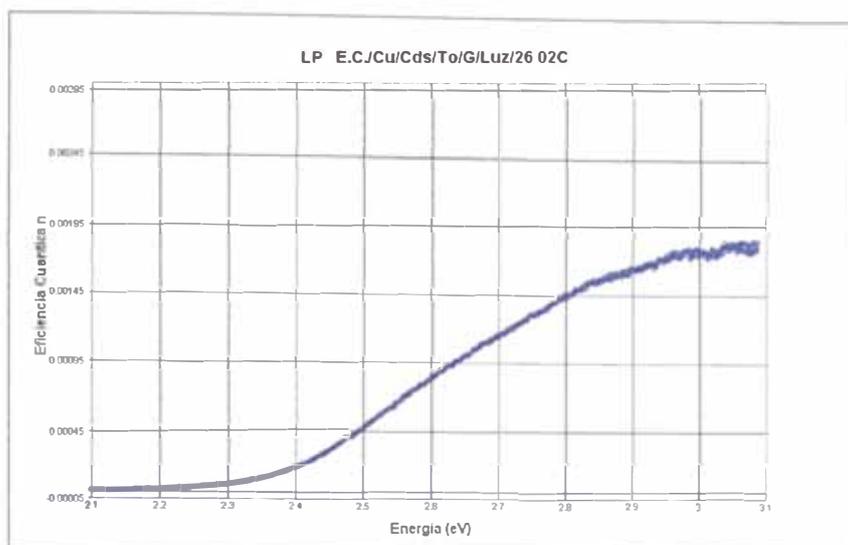


Figura 7.4: Espectro LP/G/TO/CdS/Cu con incidencia posterior de radiación.

De este espectro se observa en la figura 7.5 los siguientes ajustes teóricos obtenidos:

- Fotogeneración (a partir de ~ 1.73 eV)  $n1 = + \exp(-9.1994)*(hv - 1.731910)^3$
- Fotogeneración (~ 2.07 eV)  $n2 = + \exp(-5.8272)*(hv - 2.066150)^3$
- Fotogeneración (~ 2.29 eV)  $n3 = + \exp(-5.7388)*(hv - 2.289240)^2$
- Fotogeneración (~ 2.39 eV)  $n4 = + \exp(-7.8099)*(hv - 2.393885)^1$
- Amortiguamiento (~ 2.52 eV)  $n5 = - \exp(-4.4914)*(hv - 2.521160)^2$
- Amortiguamiento (~ 2.82 eV)  $n6 = - \exp(-5.4369)*(hv - 2.821845)^2$

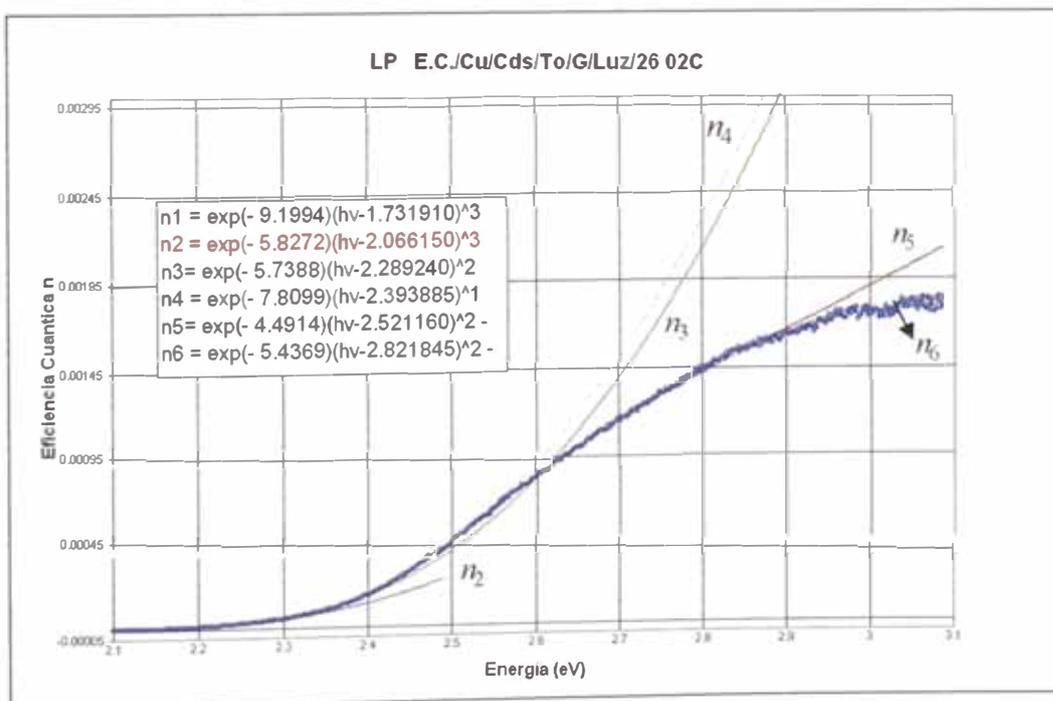


Figura 7.5: espectro ajustado teóricamente

## DISCUSIÓN: Espectro 2602C

El resultado obtenido se explica mediante la acción del campo eléctrico (interfase CdS/TO). En la siguiente figura 7.6 se muestra de manera esquemática el diagrama energético correspondiente, en el cual también se muestran las transiciones más probables.

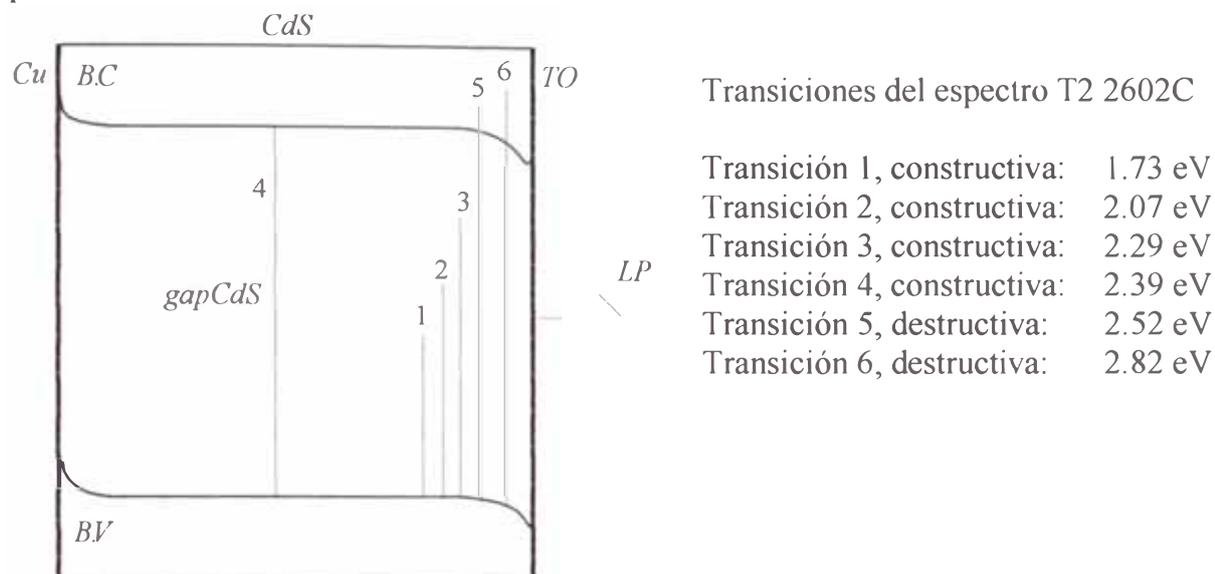


Figura 7.6: Modelo de diagrama energético de la unión fotovoltaica Cu/CdS/TO, que explica los resultados de fotocorriente del espectro 2602

A continuación se discuten individualmente las distintas contribuciones:

- Existe una fotogeneración de 1.73 eV. Esta contribución la asociamos a una transición al nivel interfacial (CdS/TO) de un estado intrabanda del gap CdS
- Existe una fotogeneración de 2.07 eV. Esta contribución la asociamos a una transición al nivel interfacial 0.31 eV (estado superficial)
- Esta contribución de 2.29 eV. no es muy usual, pero suele presentarse también como fotogeneración del lado de la interfase CdS/TO
- Es una fotogeneración 2.39 eV, valor que corresponde al gap de CdS (2.38 eV). Esta transición es relativamente débil. Es una transición interbanda
- 2.52 eV, no se presenta regularmente, esta transición la ubicamos en la banda de conducción del CdS.
- 2.82 eV, sin identificar, no se presenta regularmente.

### T3 Espectro 1302b: LF/Al/CdS/TO/G

La figura 7.7 muestra el espectro de eficiencia cuántica de la señal fotovoltaica obtenida de la unión: Al/ CdS / TO (1302B), con incidencia frontal de radiación (LF; figura 6.2). La capa metálica (Met.) adherida al semiconductor CdS lo constituye en este caso una película semitransparente de Aluminio (Al).

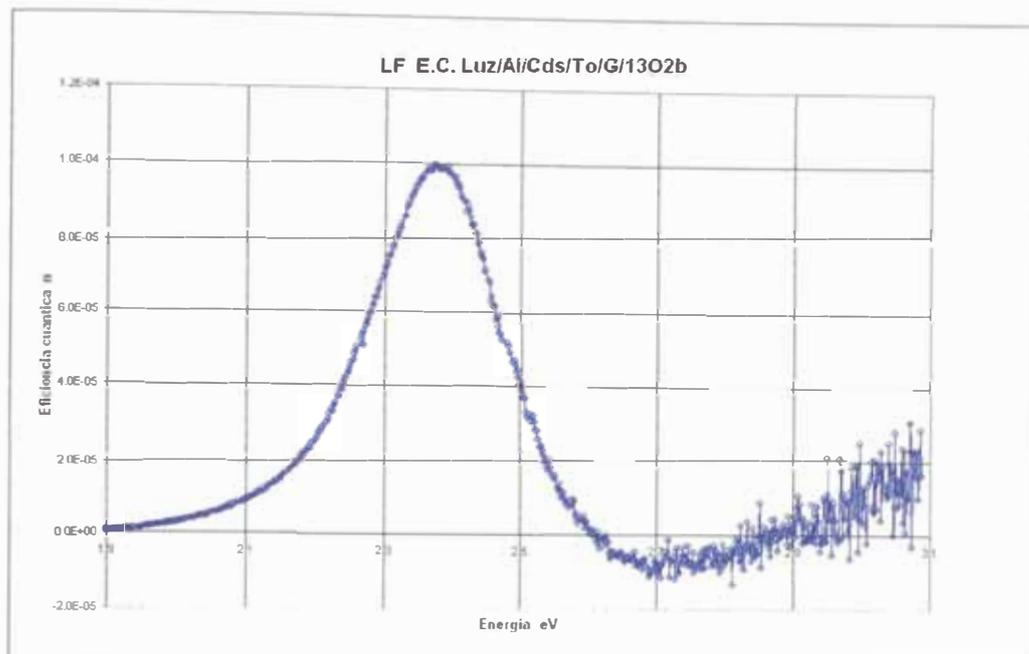


Figura 7.7: Espectro de la unión LF/Al/CdS/TO/G, con incidencia de radiación frontal.

Del espectro se observa en la figura 7.8 los siguientes ajustes teóricos:

- Fotogeneración (a partir de ~1.21 eV):  $n1 = -\exp(-13.1550) (hv - 1.210930)^3$
- Fotogeneración (~1.72 eV)  $n2 = \exp(-10.0250) (hv - 1.721326)^2$
- Fotogeneración (~1.96 eV)  $n3 = \exp(-9.7995) (hv - 1.960236)^{1.5}$
- Fotogeneración (~2.01 eV)  $n4 = \exp(-6.5167) (hv - 2.010994)^3$
- Fotogeneración (~2.20 eV)  $n5 = \exp(-9.0470) (hv - 2.202656)^1$
- Amortiguamiento (~2.30 eV)  $n6 = -\exp(-4.2851) (hv - 2.297340)^{2.5}$
- Amortiguamiento (~2.44 eV)  $n7 = \exp(-5.5007) (hv - 2.439120)^2$

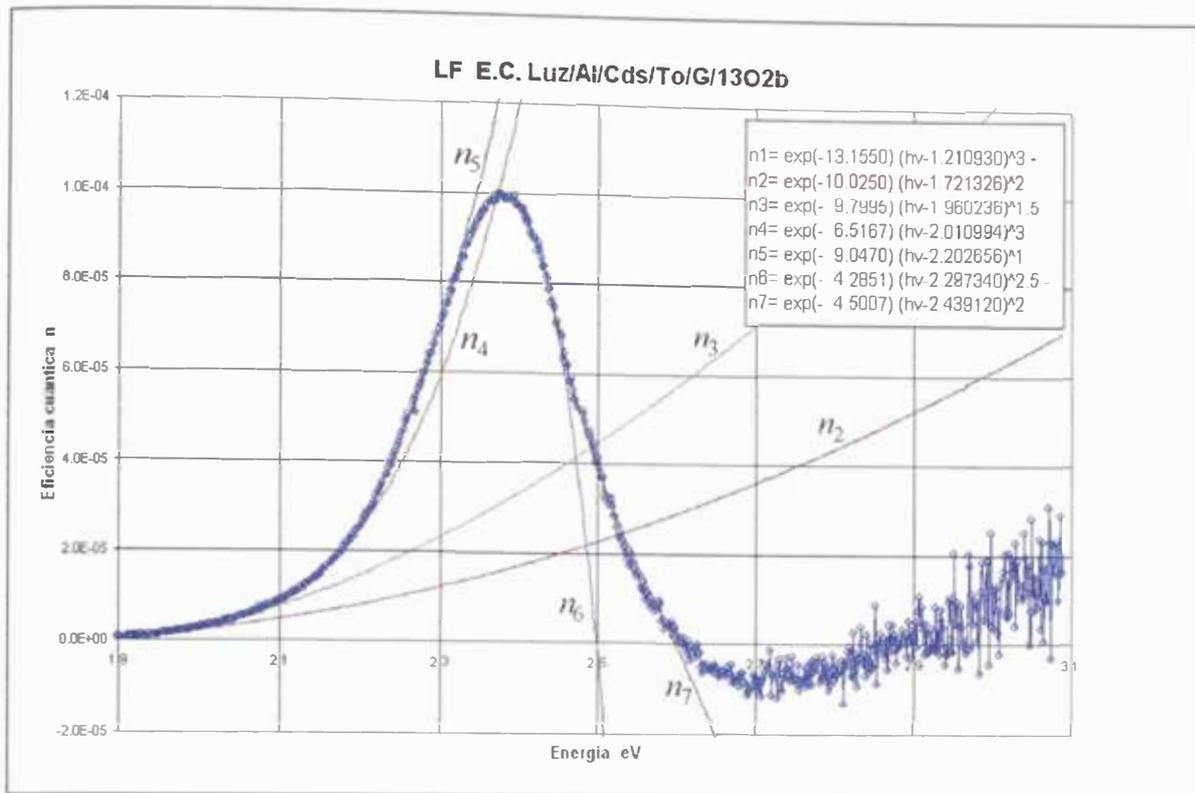


Figura 7.8: Espectro ajustado teóricamente

### Discusión: Espectro 1302B

El resultado obtenido en 1302 se explica mediante la acción de 2 campos eléctricos (Interfase Al/CdS, Interfase CdS/TO). En la figura 7.9 se muestra de manera esquemática el diagrama energético correspondiente, en el cual también se indican las transiciones más probables.

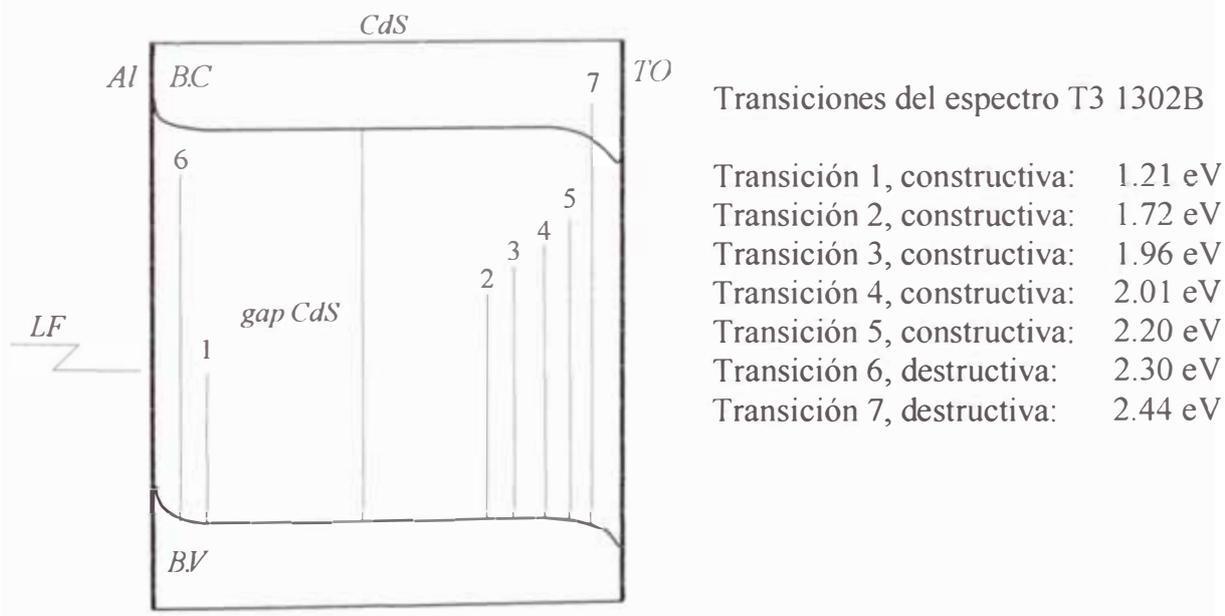


Figura 7.9: Modelo de Diagrama energético de la Unión fotovoltaica Al/CdS/TO, que explica los resultados de fotocorriente del espectro 1302.

A continuación se detallan individualmente las distintas contribuciones:

- 1.21 eV, esta contribución es una fotogeneración de signo contrario (negativa) respecto a las hasta aquí reportadas, producto del campo eléctrico frontal (Interfase Al/Cd) y la presencia de estados localizados al borde de la interfase el cual es de sentido contrario al campo eléctrico de reversa (Interfase CdS/TO), correspondiendo por tanto la fotocorriente a la generación de portadores por defecto (huecos).
- 1.72 eV, este valor se presenta en su contraparte 2602C, y confirma una vez más la existencia y localización de este estado superficial en la unión CdS/TO.
- 1.96 eV, esta fotogeneración cercana a la interfase CdS/TO, no la habíamos detectado anteriormente, muy probablemente por su baja intensidad y rango de acción.
- 2.01 eV, esta contribución que se presenta cerca en la unión CdS /TO. Se registró también en otros espectros (8N1B, 8N2B). Esta contribución la asociamos a una transición a un nivel localizado
- 2.20 eV, esta contribución es relativamente débil y no ha sido observada anteriormente, quedando igualmente pendiente la interrogante del porque de su activación. Se registró en el espectro (29N4B y 30N3b).
- 2.30 eV, anteriormente (caso 26O2) se reportó una contribución semejante, sin embargo en esta oportunidad la contribución tiene la característica de amortiguamiento, como lo muestra la curva de atenuación  $n_6$  (absorción) de la figura 7.8. Esta respuesta se interpreta por tanto como producto de la absorción frontal de un nivel (2.31 eV) localizado en CdS en la zona de la interfase Al/CdS.
- 2.44 eV. es una curva de amortiguamiento, veremos más adelante como contribuye su aparición.

## T4 E pectro 2501C: LP/G/TO/CdS/Al

La figura 7.10 muestra el espectro de eficiencia cuántica de la señal fotovoltaica obtenida de la unión: Al/ CdS / TO con incidencia posterior de radiación (LP; figura 6.2). La capa metálica (Met.) adherida al semiconductor CdS lo constituye en este caso una película semitransparente de Aluminio (Al).

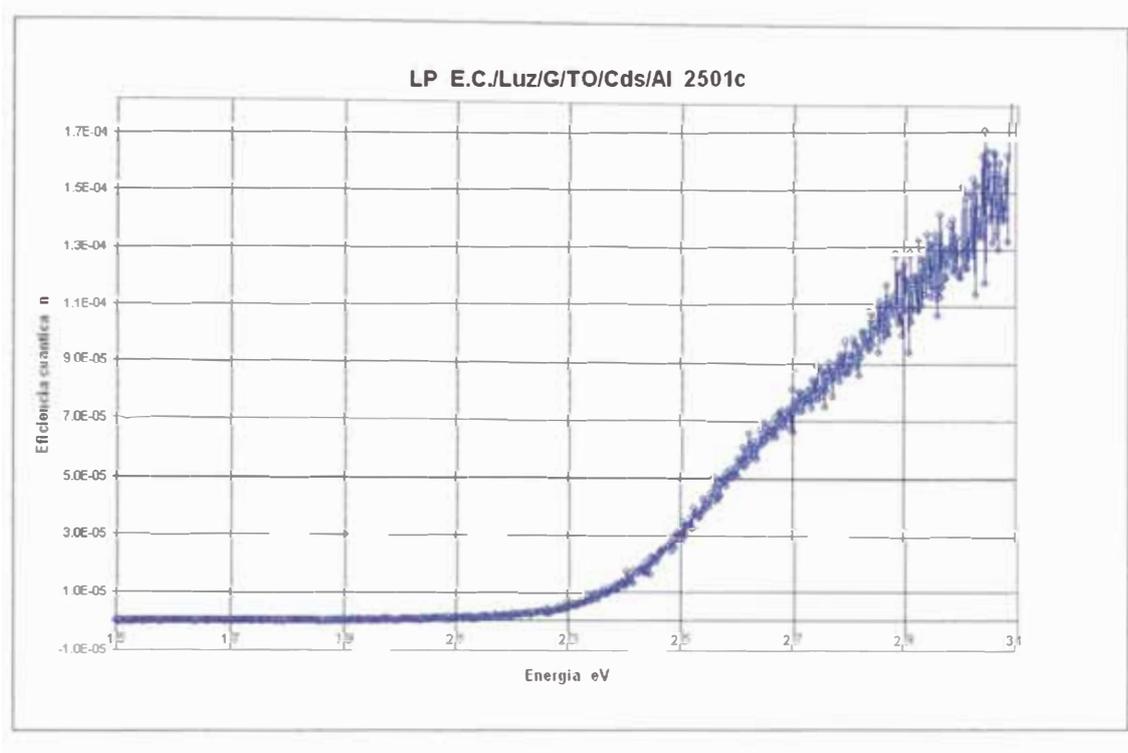


Figura 7.10: Espectro LP/G/TO/CdS/Al con incidencia posterior de radiación

Del espectro se observa en la figura 7.11 los siguientes ajustes teóricos:

- Fotogeneración (a partir de ~1.72 eV) :  $n1 = - \exp(-11.5280) (hv - 1.721860)^{2.5}$
- Fotogeneración (~2.12 eV)  $n2 = \exp(-8.9766) (hv - 2.117294)^{2.5}$
- Fotogeneración (~2.20 eV)  $n3 = \exp(-7.4618) (hv - 2.204200)^3$
- Amortiguamiento (~2.01 eV)  $n4 = - \exp(-6.7895) (hv - 2.451224)^{2.5}$
- Amortiguamiento (~2.20 eV)  $n5 = - \exp(-10.3800) (hv - 2.564480)^1$

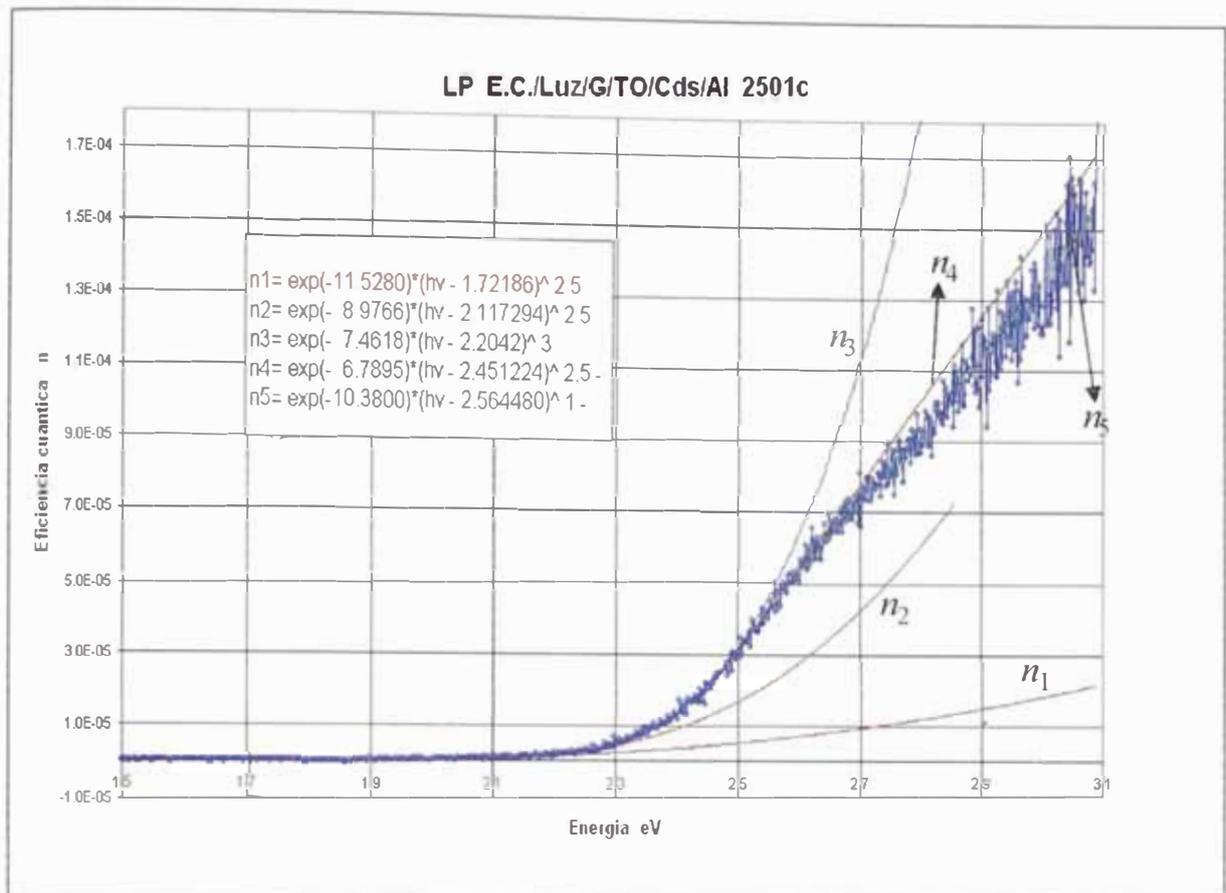


Figura 7.11: Espectro ajustado teóricamente

**Discusión: Espectro 2501C**

El resultado obtenido en 2501C se explica mediante la acción de 2 campos eléctricos (Interfase Al/CdS, Interfase CdS/TO). En la figura 7.12 se muestra de manera esquemática el diagrama energético correspondiente, en el cual también se indican las transiciones más probables.

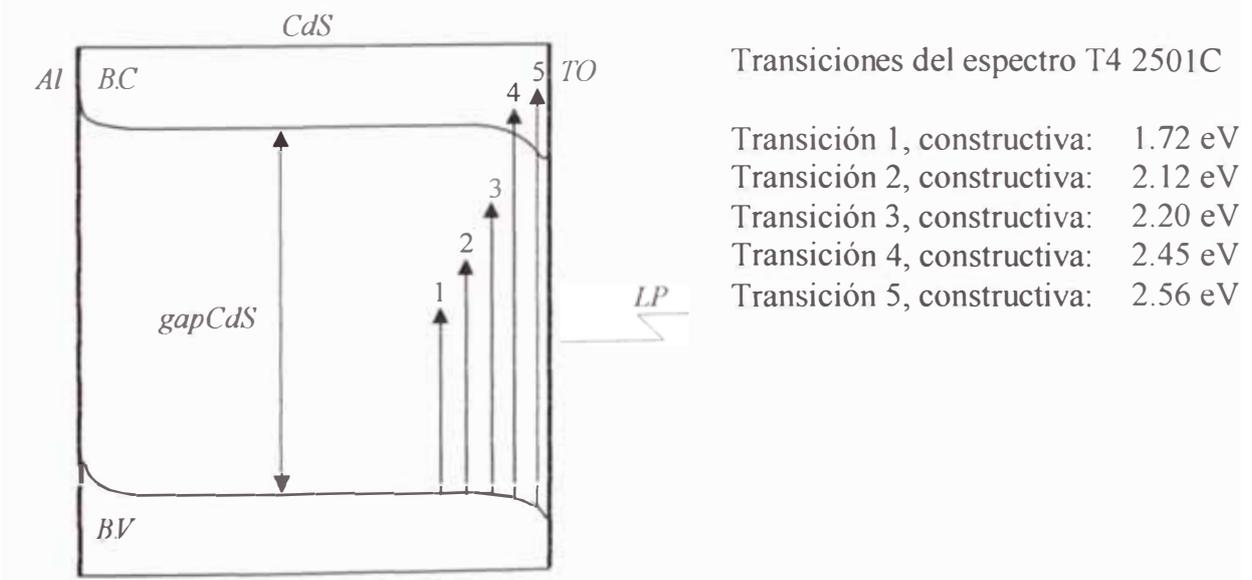


Figura 7.12: Modelo de Diagrama energético de la Unión fotovoltaica Al/CdS/TO, que explica los resultados de fotocorriente del espectro 2501C.

A continuación se detallan individualmente las distintas contribuciones:

- 1.72 eV, esta contribución es una fotogeneración de signo contrario (negativa) respecto a la señal aquí reportada, producto del campo eléctrico frontal inverso en las interfases presentes (Interfaz Cd/TO, CdS/Al), por tanto la fotocorriente de generación de portadores por huecos.
- 2.12 eV, esta contribución que se presenta en la unión CdS/TO. Se registró también en otros espectros (22D1 y 22D2).
- 2.20 eV, esta contribución es relativamente débil y no ha sido observada anteriormente, quedando igualmente pendiente la interrogante del porque de su activación.
- 2.45 eV, y 2.56 eV presentan como contribuciones negativas que amortiguan la señal y se sitúan dentro de la banda de conducción del CdS.

## T5 E pectro 14N3C: LF/Ag/CdS/TO/G

La figura 7.13 muestra el espectro de eficiencia cuántica de la señal fotovoltaica obtenida de la unión: Ag / CdS/ TO (14N3C), con incidencia frontal de radiación (LF; figura 6.2). La capa metálica (Met.) adherida al semiconductor CdS lo constituye en e te caso una película semitransparente de Plata (Ag).

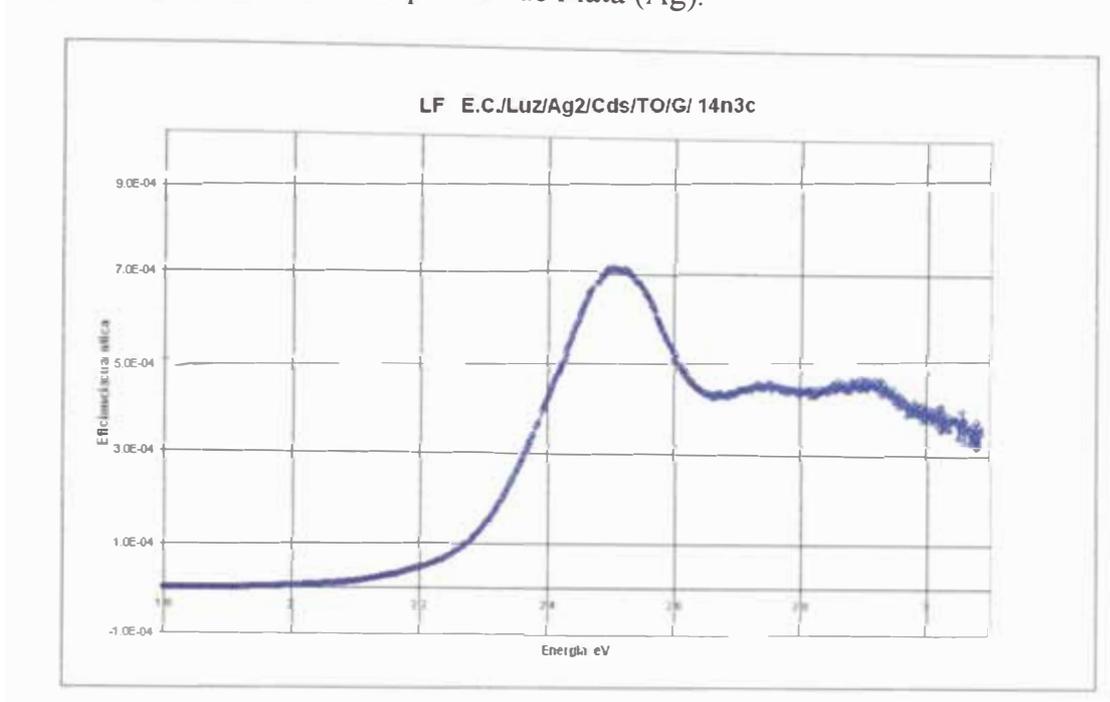


Figura 7.13: Espectro **LF/Ag/CdS/TO/G** con incidencia frontal de radiación

Del espectro se observa en la figura 7.14 los siguientes ajustes teóricos:

- Fotogeneración (a partir de ~1.00 eV):  $n1 = - \exp(-13.7080) (hv - 1.00146)^{1.5}$
- Fotogeneración (~1.34 eV)  $n2 = \exp(-12.1710) (hv - 1.34106)^{2.5}$
- Fotogeneración (~1.71 eV)  $n3 = \exp(-10.6540) (hv - 1.71019)^2$
- Fotogeneración (~1.90 eV)  $n4 = \exp(-9.2448) (hv - 1.90625)^{1.5}$
- Fotogeneración (~2.02 eV)  $n5 = \exp(-6.4377) (hv - 2.01805)^{2.5}$
- Fotogeneración (~2.20 eV)  $n6 = \exp(-3.6086) (hv - 2.190247)^3$
- Amortiguamiento (~2.36 eV)  $n7 = - \exp(-4.1588) (hv - 2.359034)^2$
- Amortiguamiento (~2.45 eV)  $n8 = - \exp(-3.1873) (hv - 2.448992)^2$
- Fotogeneración (~2.58 eV)  $n9 = \exp(-3.1918) (hv - 2.58101)^2$
- Amortiguamiento (~2.68 eV)  $n10 = - \exp(-3.3648) (hv - 2.67613)^2$
- Amortiguamiento (~2.87 eV)  $n11 = - \exp(-4.0307) (hv - 2.86657)^2$

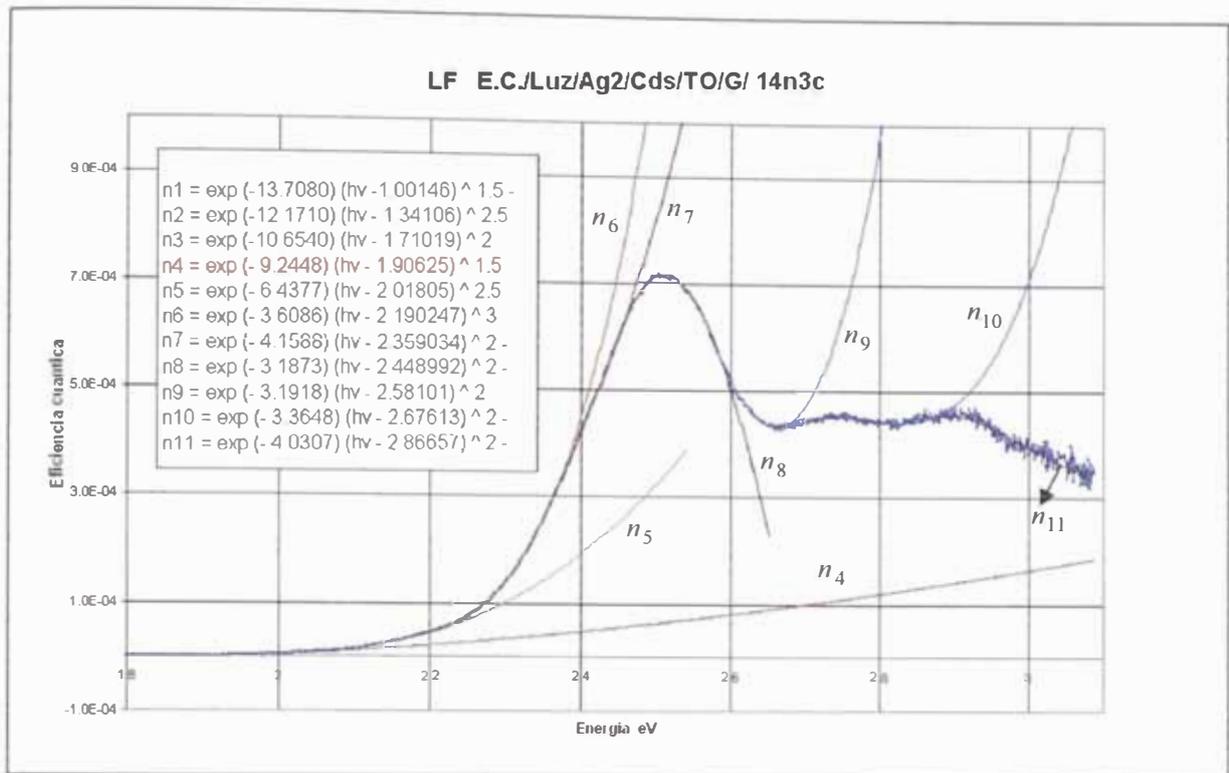


Figura 7.14: Espectro ajustado teóricamente

**Discusión:** Espectro 14N3C

Los resultados obtenidos en este caso los explicamos mediante la acción de 2 campos eléctricos (Interfase Ag/CdS, Interfase CdS/TO), ambos de signos diferentes inicialmente, de manera que las contribuciones fotovoltaicas se contrarrestan. En la figura 7.15 se muestra esquemáticamente el diagrama energético correspondiente, en el cual también se han colocado las transiciones más probables.

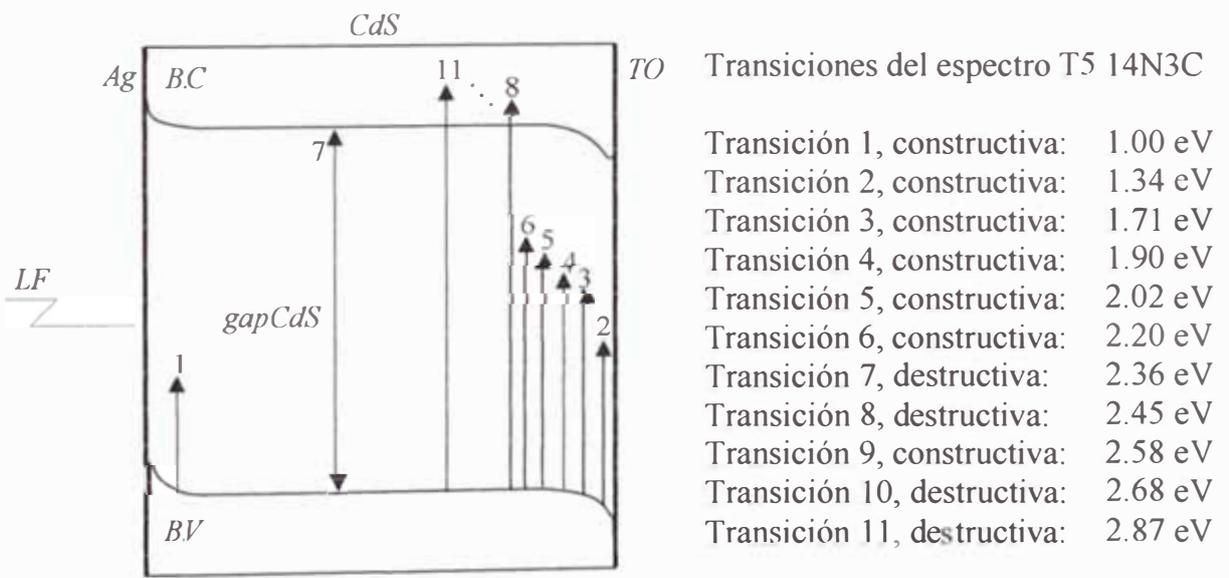


Figura 7.15: Modelo de Diagrama energético de la Unión fotovoltaica Ag/CdS/TO, que explica los resultados de fotocorriente del espectro 14N3C.

A continuación se discuten individualmente las distintas contribuciones:

- 1.00 eV, esta fotogeneración es producida (por el lado de TO) de signo contrario producto del campo eléctrico inverso a la otra interfase (CdS/TO)
- 1.34 eV, La fotogeneración es producida a un nivel 1.34 eV por debajo de la banda de conducción.
- 1.71 eV, La fotogeneración (n3) es producida (por el lado de TO) debajo de la banda de conducción hasta el nivel 0.67 eV. Es un estado localizado (0.68 eV)
- 1.90 eV, La fotogeneración (n4) es producida (por el lado de TO) a un nivel 0.48 eV por debajo de la banda de conducción.
- 2.02 eV, Fotogeneración (n5) es una transición a un nivel localizado o trap 0.36 eV.
- 2.20 eV, La fotogeneración (n6) es una transición a un nivel localizado o estado intrabanda dentro del gap del CdS.
- 2.36 eV, La contribución (n7) es una transición interbanda, gap de CdS. (2.38 eV). dentro del rango de error del equipo  $\pm 0.05$  eV.
- Las transiciones de amortiguación (2.45, 2.58, 2.68 y 2.87 eV), las situamos en el CdS dentro de la banda de conducción. Transiciones involucrados a procesos de luminiscencia o pérdida de radiación

## T6 Espectro 15N2B: LP/G/TO/CdS/Ag

La figura 7.16 muestra el espectro de eficiencia cuántica de la señal fotovoltaica obtenida de la unión: Ag / CdS/ TO (15N2B), con incidencia posterior de radiación (LP; figura 6.2). La capa metálica (Met.) adherida al semiconductor CdS lo constituye en este caso una película semitransparente de Plata (Ag).

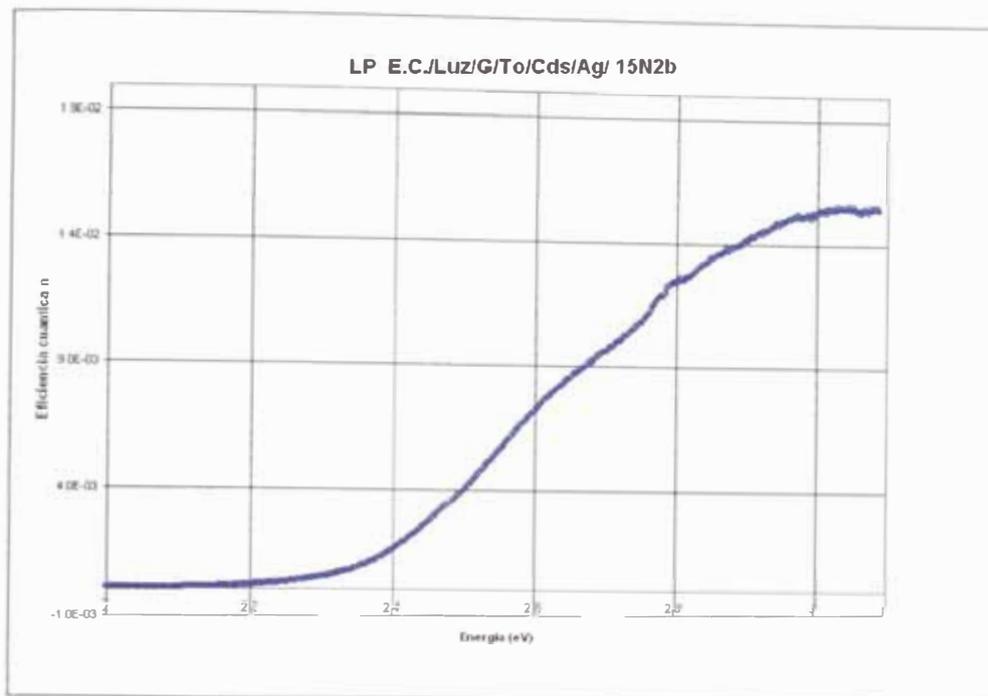


Figura 7.16: Espectro LP/G/TO/CdS/Ag con incidencia posterior de radiación

Del espectro se observa en la figura 7.17 los siguientes ajustes teóricos:

- Fotogeneración (a partir de  $\sim 0.76$  eV) :  $n1 = -\exp(-13.9970)(h\nu - 0.756436)^1$
- Fotogeneración ( $\sim 0.80$  eV)  $n2 = \exp(-10.2710)(h\nu - 0.8010532)^2$
- Fotogeneración ( $\sim 0.88$  eV)  $n3 = -\exp(-10.6000)(h\nu - 0.8867625)^2$
- Fotogeneración ( $\sim 1.08$  eV)  $n4 = -\exp(-12.2150)(h\nu - 1.079527)$
- Fotogeneración ( $\sim 1.43$  eV)  $n5 = \exp(-10.6670)(h\nu - 1.432470)^{1.5}$
- Fotogeneración ( $\sim 1.71$  eV)  $n6 = \exp(-9.4086)(h\nu - 1.710695)^2$
- Fotogeneración ( $\sim 1.82$  eV)  $n7 = \exp(-8.6152)(h\nu - 1.817170)^{1.5}$
- Fotogeneración ( $\sim 2.00$  eV)  $n8 = \exp(-5.5019)(h\nu - 1.983285)^{2.5}$
- Fotogeneración ( $\sim 2.12$  eV)  $n9 = \exp(-5.3212)(h\nu - 2.121310)^2$
- Fotogeneración ( $\sim 2.23$  eV)  $n10 = \exp(-6.0312)(h\nu - 2.230485)^{1.5}$
- Fotogeneración ( $\sim 2.30$  eV)  $n11 = \exp(-3.0844)(h\nu - 2.298682)^2$
- Fotogeneración ( $\sim 2.38$  eV)  $n12 = \exp(-5.9251)(h\nu - 2.384100)^1$
- Amortiguamiento ( $\sim 2.45$  eV)  $n13 = -\exp(-6.2972)(h\nu - 2.452895)^1$
- Amortiguamiento ( $\sim 2.57$  eV)  $n14 = -\exp(-2.9446)(h\nu - 2.570795)^{1.5}$
- Amortiguamiento ( $\sim 2.79$  eV)  $n15 = -\exp(-2.6742)(h\nu - 2.789010)^2$

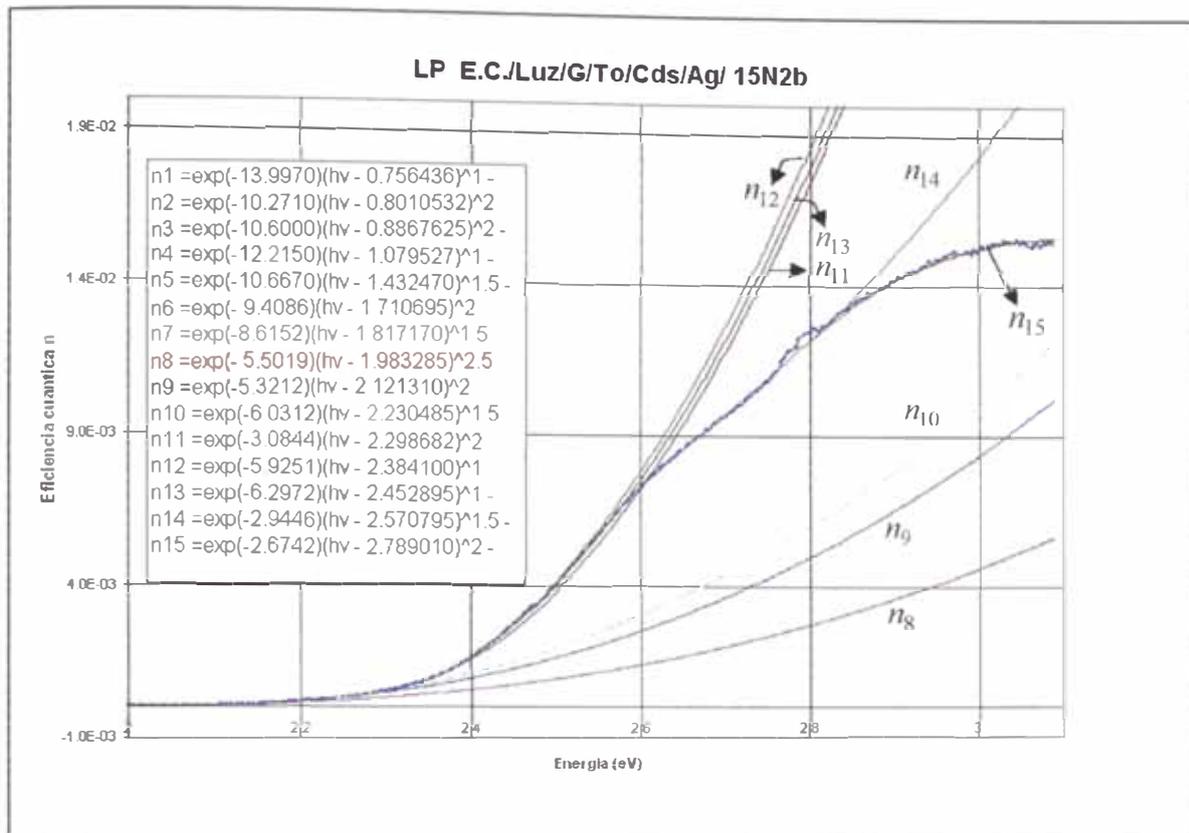
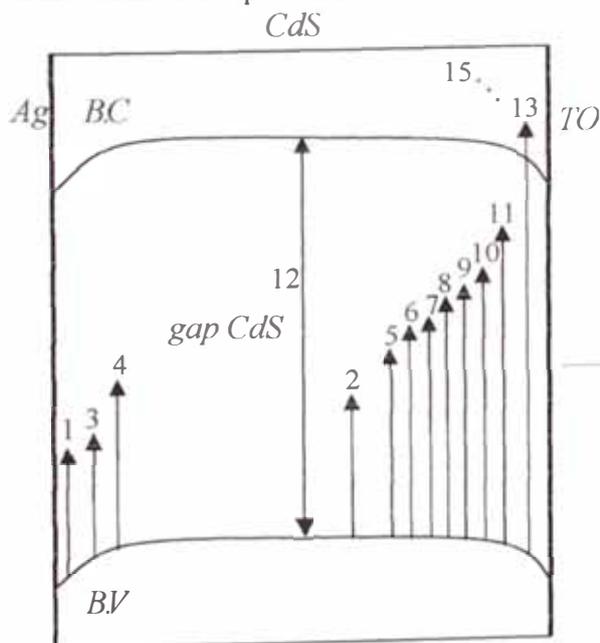


Figura 7.17: Espectro ajustado teóricamente

### Discusión: Espectro 15N2B

Los resultados obtenidos en este caso los explicamos mediante la acción de 2 campos eléctricos (Interfase Ag/CdS, Interfase CdS/TO), ambos de signos diferentes, tal que las contribuciones fotovoltaicas se contrarrestan. En la figura 7.18 se muestra en un esquema el diagrama energético correspondiente, en el cual también se han colocado las transiciones más probables.



Transiciones del espectro T6 15N2B

Transición 1, constructiva:	0.76 eV
Transición 2, constructiva:	0.80 eV
Transición 3, constructiva:	0.88 eV
Transición 4, constructiva:	1.08 eV
Transición 5, constructiva:	1.43 eV
Transición 6, constructiva:	1.71 eV
Transición 7, constructiva:	1.82 eV
Transición 8, constructiva:	2.00 eV
Transición 9, constructiva:	2.12 eV
Transición 10, constructiva:	2.23 eV
Transición 11, constructiva:	2.30 eV
Transición 12, constructiva:	2.38 eV
Transición 13, destructiva:	2.45 eV
Transición 14, destructiva:	2.57 eV
Transición 15, destructiva:	2.79 eV

Figura 7.18: Modelo de Diagrama energético de la Unión fotovoltaica Ag/CdS/TO, que explica los resultados de fotocorriente del espectro 15N2B.

A continuación se discuten individualmente las distintas contribuciones:

- Las fotogeneraciones ( $n1 = 0.76$  eV,  $n3 = 0.88$  eV.) son fotocorriente de huecos debido al campo eléctrico opuesto de la interfase CdS/TO, en el lado de Ag.
- La fotogeneración negativa ( $n4 = 1.08$  eV) es producida (por el lado de Ag) a un nivel 1.30 eV por encima de la banda de valencia.
- La fotogeneración ( $n5 = 1.43$  eV) es producida (por el lado de TO) desde la banda de valencia hasta el nivel 0.88 eV del caso ( $n3$ ).
- La fotogeneración ( $n6 = 1.71$  eV) es producida (por el lado de TO) a un nivel 0.67eV por debajo de la banda de conducción.
- La fotogeneración ( $n8 = 2.00$  eV) es un transición a un nivel superficial o trap (0.38 eV) producida por debajo de la banda conducción.
- Las transiciones  $n9$  al  $n11$  son transiciones que caen dentro del Gap del CdS.
- La transición  $n12 = 2.38$  eV es una transición banda a banda y es el gap del CdS.
- Las transiciones de amortiguación (2.45, 2.58 y 2.78 eV), las situamos en el CdS dentro de la banda de conducción, involucrados a procesos de luminiscencia o perdida de radiación
- Algunas de estas contribuciones ya se han presentado anteriormente y otras son nuevas.

## T 7 Espectro 8N2B: LF/Fe/CdS/TO/G

La figura 7.19 muestra el espectro de eficiencia cuántica de la señal fotovoltaica obtenida de la unión: Fe/CdS/TO (8N2B), con incidencia frontal de radiación (LF; figura 6.2). La capa metálica (Met.) adherida al semiconductor CdS lo constituye en este caso una película semitransparente de Hierro (Fe).

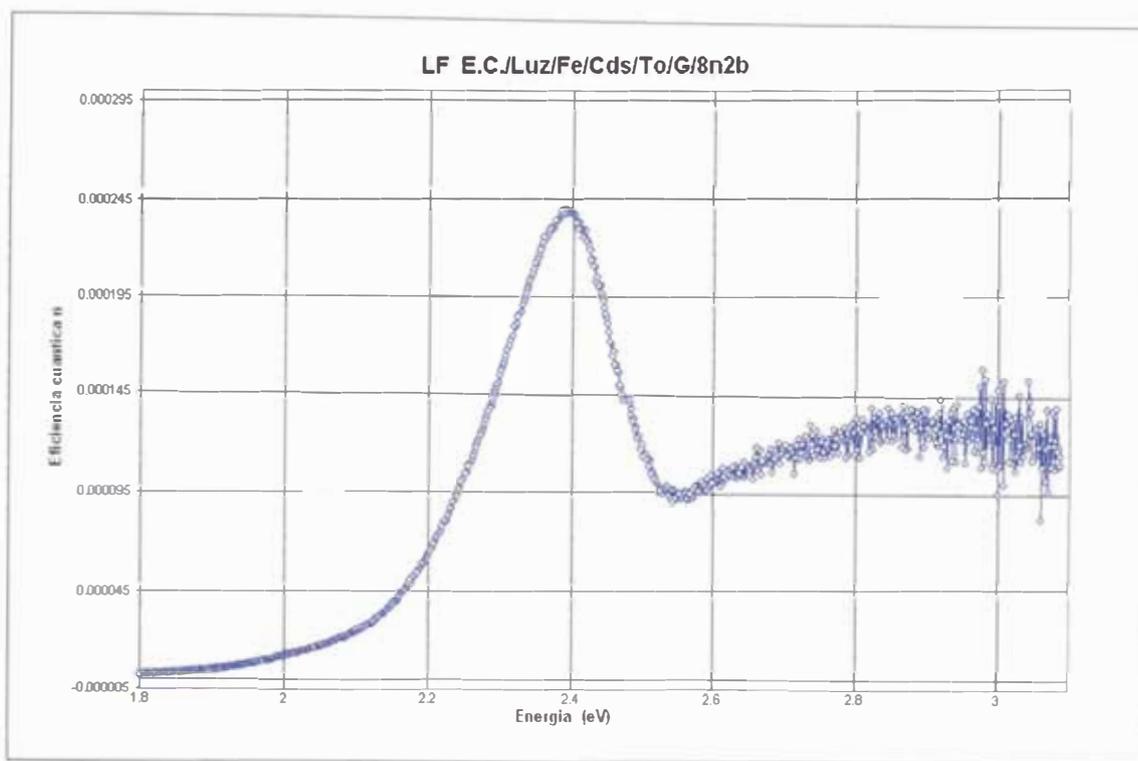


Figura 7.19: Espectro LF/Fe/CdS/TO/G con incidencia frontal de radiación

Del espectro se observa en la figura 7.20 los siguientes ajustes teóricos:

- Fotogeneración (a partir de ~1.38 eV) :  $n1 = \exp(-11.8940) (hv - 1.381850)^2$
- Fotogeneración (~1.7 eV)  $n2 = \exp(-10.5000) (hv - 1.694527)^{1.5}$
- Fotogeneración (~1.84 eV)  $n3 = \exp(-9.0477) (hv - 1.839110)^2$
- Fotogeneración (~1.94 eV)  $n4 = \exp(-10.7040) (hv - 1.944195)^1$
- Fotogeneración (~2.03 eV)  $n5 = \exp(-6.5600) (hv - 2.028280)^{2.5}$
- Fotogeneración (~2.12 eV)  $n6 = \exp(-6.5594) (hv - 2.1162426)^2$
- Amortiguamiento (~2.30 eV)  $n7 = -\exp(-5.4045) (hv - 2.301678)^2$
- Amortiguamiento (~2.35 eV)  $n8 = -\exp(-3.2169) (hv - 2.349586)^{2.5}$
- Fotogeneración (~2.44 eV)  $n9 = \exp(-3.3115) (hv - 2.439952)^2$
- Amortiguamiento (~2.56 eV)  $n10 = -\exp(-7.3572) (hv - 2.557370)^2$

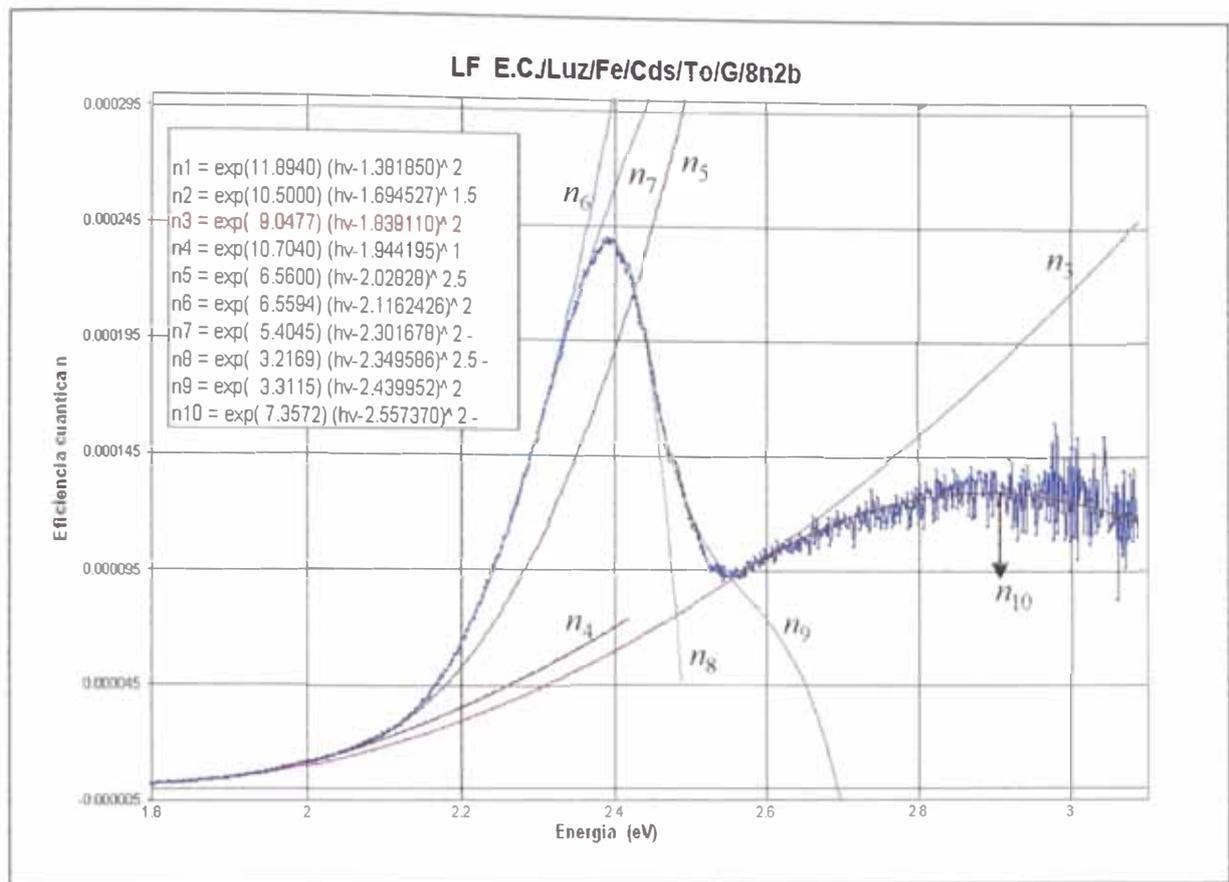
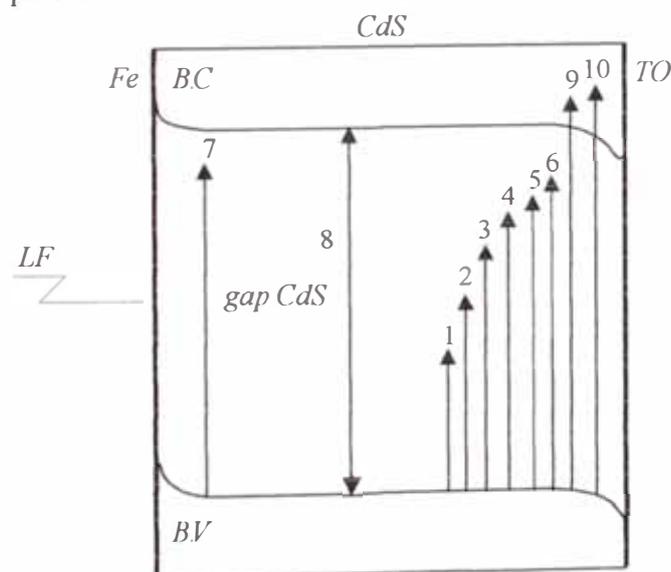


Figura 7.20: Espectro ajustado teóricamente

### Discusión: Espectro 8N2B

Los resultados obtenidos en este caso los explicamos mediante la acción de un campo eléctrico (Interfase Fe/CdS), En la figura 7.21 se muestra en un esquema el diagrama energético correspondiente, en el cual también se han colocado las transiciones más probables.



### Transiciones del espectro T7 8N2B

- Transición 1, constructiva: 1.38 eV
- Transición 2, constructiva: 1.70 eV
- Transición 3, constructiva: 1.84 eV
- Transición 4, constructiva: 1.94 eV
- Transición 5, constructiva: 2.03 eV
- Transición 6, constructiva: 2.12 eV
- Transición 7, destructiva: 2.30 eV
- Transición 8, destructiva: 2.35 eV
- Transición 9, constructiva: 2.44 eV
- Transición 10, destructiva: 2.56 eV

Figura 7.21: Modelo de Diagrama energético de la Unión fotovoltaica Fe/CdS/TO, que explica los resultados de fotocorriente del espectro 8N2B.

A continuación se discuten individualmente las distintas contribuciones:

- 1.38 eV, esta Fotogeneración es producida en la vecindad del CdS/TO, es un estado localizado, su valor complementario 1.0 eV
- 1.71 eV, este resultado se repite en otros espectros conduce a un trap de 0.68 eV. cerca de la interfase CdS/TO.
- 1.84 eV es una transición no conocida en el gap de CdS.
- Las transiciones a los niveles 1.94, 2.03, 2.12, y 2.30 eV, lo asociamos a un nivel interfacial y se observan también en el espectro de radiación posterior.
- 2.35 eV es una transición interbanda, gap de CdS (2.38 eV). en el margen de incertidumbre de la medida  $\pm 0.05$  eV, pero que corresponde a un inicio de amortiguación de las siguientes transiciones.
- Las transiciones 2.44, 2.56 eV, son contribuciones una positiva y otra negativa que las situamos en niveles de la banda de conducción de CdS. Estos niveles están involucrados a procesos de luminiscencia o pérdida de radiación.

## T8 E pectro 8N1B: LP/G/TO/CdS/Fe/

La figura 7.22 muestra el espectro de eficiencia cuántica de la señal fotovoltaica obtenida de la unión: Fe / CdS / TO (8N1B), con incidencia posterior de radiación (LP; figura 6.2). La capa metálica (Met.) adherida al semiconductor CdS lo constituye en este caso una película semitransparente de Hierro (Fe).

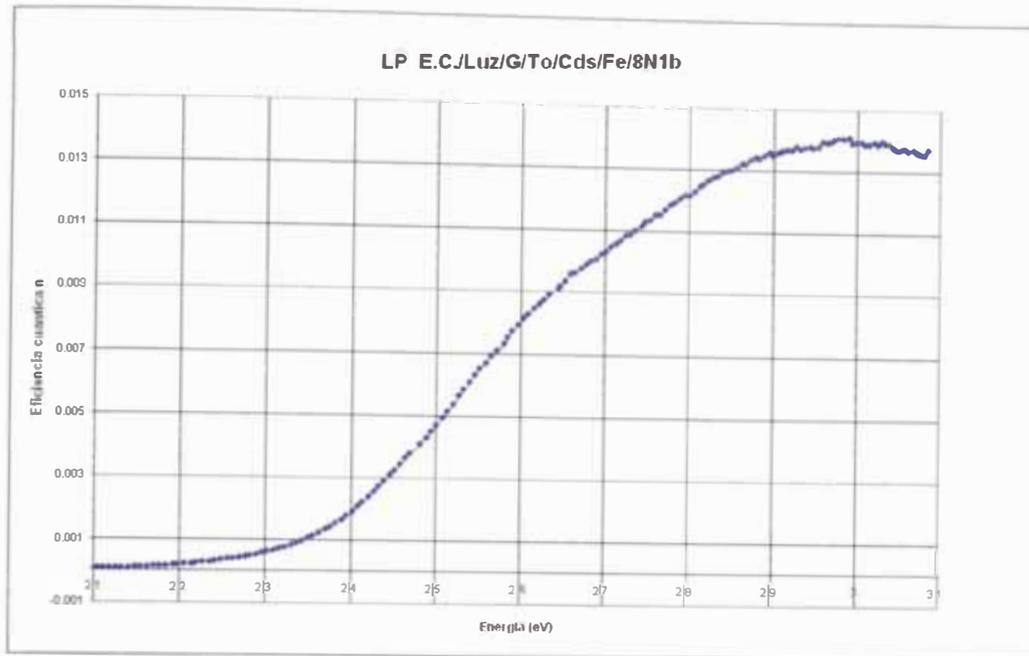


Figura 7.22: Espectro LP/G/TO/CdS/Fe con incidencia posterior de radiación

Del espectro se observa en la figura 7.23 los siguientes ajustes teóricos:

- Fotogeneración (a partir de  $\sim 1.03$  eV):  $n1 = \exp(-15.0930) (hv - 1.03353)^1$
- Fotogeneración ( $\sim 1.34$  eV)  $n2 = \exp(-11.1730) (hv - 1.338544)^{2.5}$
- Fotogeneración ( $\sim 1.38$  eV)  $n3 = \exp(-11.9830) (hv - 1.384140)^{2.5}$
- Fotogeneración ( $\sim 1.71$  eV)  $n4 = \exp(-8.2720) (hv - 1.710680)^2$
- Fotogeneración ( $\sim 1.84$  eV)  $n5 = \exp(-11.6010) (hv - 1.836560)^1$
- Fotogeneración ( $\sim 2.02$  eV)  $n6 = \exp(-6.0859) (hv - 2.023534)^2$
- Fotogeneración ( $\sim 2.12$  eV)  $n7 = \exp(-4.9018) (hv - 2.119338)^2$
- Fotogeneración ( $\sim 2.23$  eV)  $n8 = \exp(-4.3897) (hv - 2.226696)^2$
- Fotogeneración ( $\sim 2.3$  eV)  $n9 = \exp(-3.1414) (hv - 2.304816)^2$
- Fotogeneración ( $\sim 2.38$  eV)  $n10 = \exp(-4.2838) (hv - 2.380918)^{1.5}$
- Amortiguamiento ( $\sim 2.45$  eV)  $n11 = -\exp(-3.7361) (hv - 2.449771)^{1.5}$
- Amortiguamiento ( $\sim 2.58$  eV)  $n12 = -\exp(-2.8262) (hv - 2.577056)^{1.5}$
- Amortiguamiento ( $\sim 2.73$  eV)  $n13 = -\exp(-3.3797) (hv - 2.725690)^2$
- Amortiguamiento ( $\sim 2.87$  eV)  $n14 = -\exp(-3.9377) (hv - 2.866256)^{1.5}$

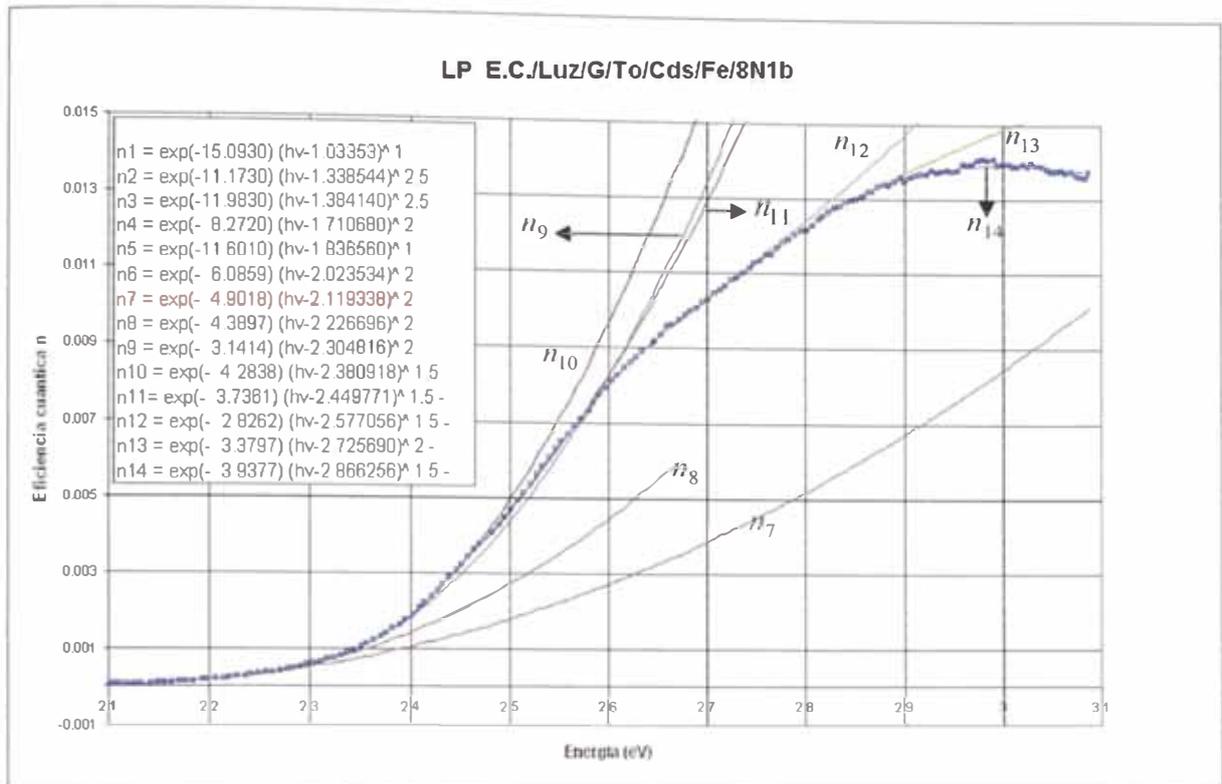
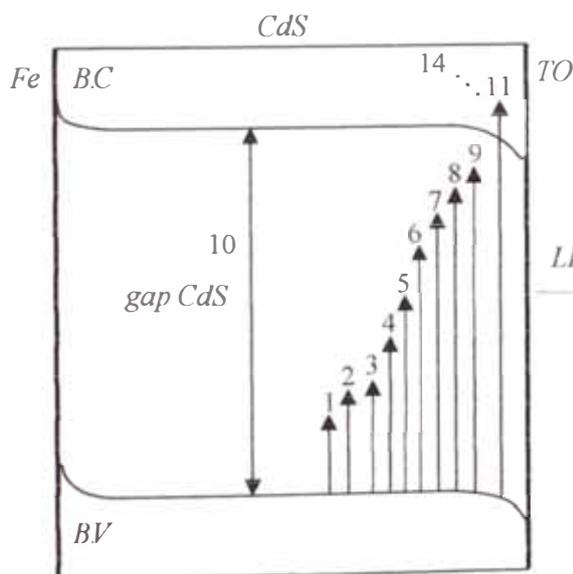


Figura 7.23: Espectro ajustado teóricamente

### Discusión: Espectro 8N1B

Los resultados obtenidos en este caso los explicamos mediante la acción de un campo eléctrico (Interfase CdS/TO), En la figura 7.24 se muestra en un esquema el diagrama energético correspondiente, en el cual también se han colocado las transiciones más probables.



### Transiciones del espectro T8 8N1B

Transición 1, constructiva:	1.03 eV
Transición 2, constructiva:	1.34 eV
Transición 3, constructiva:	1.38 eV
Transición 4, constructiva:	1.71 eV
Transición 5, constructiva:	1.84 eV
Transición 6, constructiva:	2.02 eV
Transición 7, constructiva:	2.12 eV
Transición 8, constructiva:	2.23 eV
Transición 9, constructiva:	2.30 eV
Transición 10, constructiva:	2.38 eV
Transición 11, destructiva:	2.45 eV
Transición 12, destructiva:	2.58 eV
Transición 13, destructiva:	2.73 eV
Transición 14, destructiva:	2.87 eV

Figura 7.24: Modelo de Diagrama energético de la Unión fotovoltaica Fe/CdS/TO, que explica los resultados de fotocorriente del espectro 8N1B.

A continuación se discuten individualmente las distintas contribuciones:

- 1.03 eV, esta fotogeneración es producida en la vecindad del CdS/TO, es un estado localizado, su valor complementario 1.38 eV.
- Los valores 1.34 y 1.38 eV, son niveles localizados a 1.30 eV debajo de la banda de conducción.
- 1.71 eV, este resultado se repite en otros espectros conduce a un trap de 0.68 eV. cerca de la interfase CdS/TO.
- 1.84 eV es una transición no conocida en el gap de CdS.
- Las transiciones a los niveles 2.02, 2.12, 2.23 y 2.30 eV, lo asociamos a un nivel interfacial dentro del gap CdS.
- 2.38 eV es una transición interbanda, reportada anteriormente, y es el gap de CdS.
- Las transiciones 2.45, 2.58, 2.73 y 2.87 eV, niveles arriba del gap CdS, son contribuciones negativas que las situamos en niveles de la banda de conducción de CdS. Como indicamos anteriormente son procesos involucrados a luminiscencia o reemisión de energía.

## T9 Espectro 22D2: LF/In/CdS/TO/G

La figura 7.25 muestra el espectro de eficiencia cuántica de la señal fotovoltaica obtenida de la unión: In/CdS/TO (22D2), con incidencia frontal de radiación (LF; figura 6.2). La capa metálica (Met.) adherida al semiconductor CdS lo constituye en este caso una película semitransparente de Indio (In).

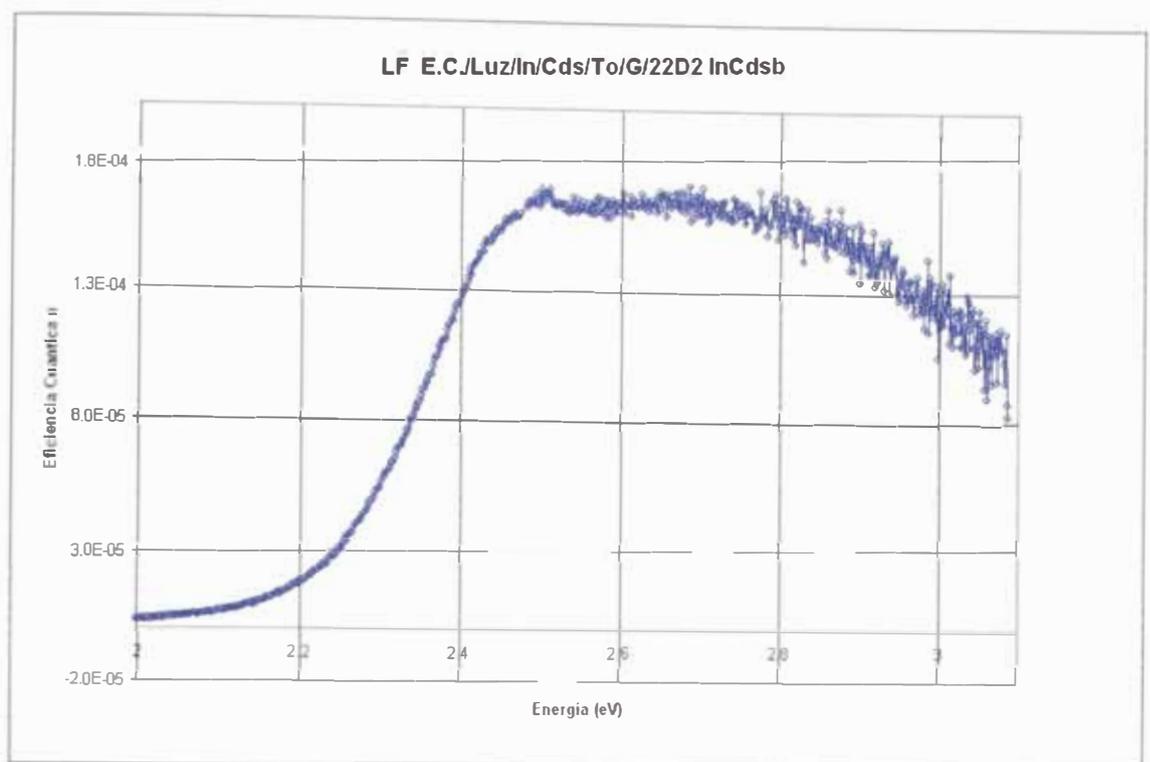


Figura 7.25: Espectro LF/In/CdS/TO/G con incidencia frontal de radiación

Del espectro se observa en la figura 7.26 los siguientes ajustes teóricos:

- Fotogeneración (a partir de ~1.23 eV):  $n1 = \exp(-13.2530) (h\nu - 1.230780)^3$
- Fotogeneración (~1.70 eV)  $n2 = \exp(-13.1320) (h\nu - 1.700320)^1$
- Fotogeneración (~1.84 eV)  $n3 = \exp(-10.6270) (h\nu - 1.840915)^{1.5}$
- Fotogeneración (~2.03 eV)  $n4 = \exp(-10.9080) (h\nu - 2.027920)^1$
- Fotogeneración (~2.12 eV)  $n5 = \exp(-8.1940) (h\nu - 2.120698)^{1.5}$
- Amortiguamiento (~2.22 eV)  $n6 = \exp(-7.1939) (h\nu - 2.217110)^{1.5}$
- Fotogeneración (~2.30 eV)  $n7 = \exp(-8.2097) (h\nu - 2.301283)^{1.5}$
- Amortiguamiento (~2.38 eV)  $n8 = -\exp(-5.3742) (h\nu - 2.383505)^2$
- Fotogeneración (~2.50 eV)  $n9 = \exp(-5.5679) (h\nu - 2.504845)^2$
- Amortiguamiento (~2.84 eV)  $n10 = -\exp(-9.2027) (h\nu - 2.844490)^1$

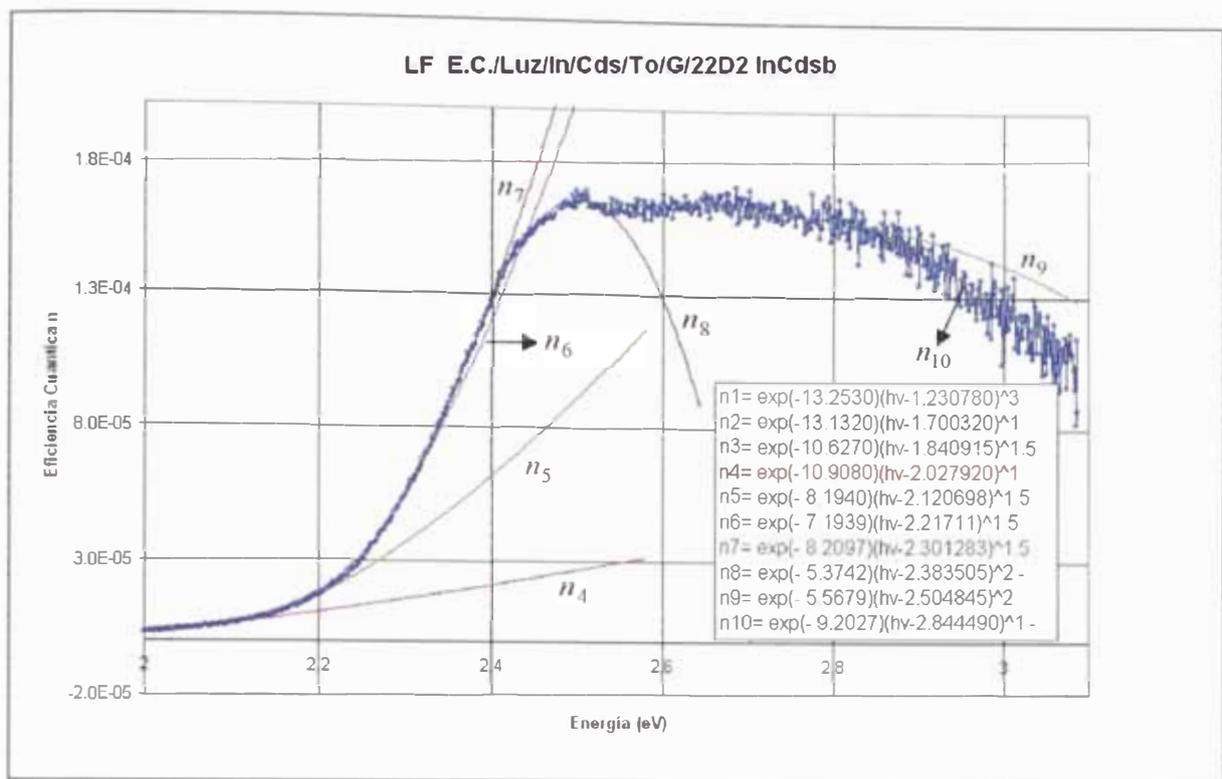


Figura 7.26: Espectro ajustado teóricamente

### Discusión: Espectro 22D1

Los resultados obtenidos en este caso lo explicamos mediante la acción de un campo eléctrico (Interfase CdS/TO), En la figura 7.27 se muestra en un esquema el diagrama energético correspondiente, en el cual también se han colocado las transiciones más probables.

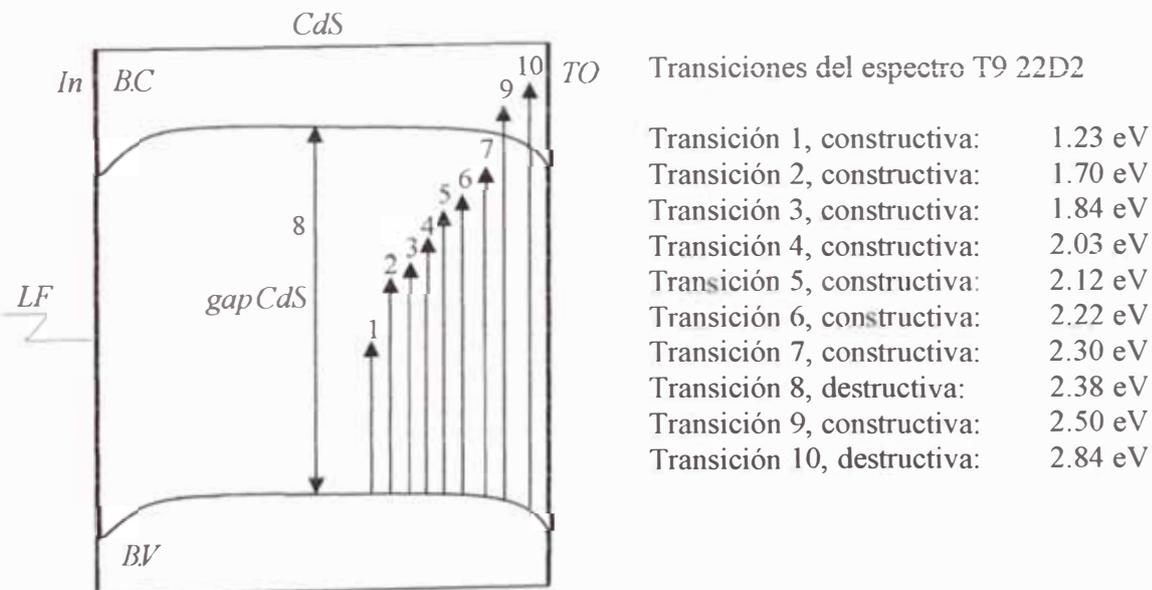


Figura 7.27: Modelo de diagrama energético de la Unión fotovoltaica In/CdS/TO, que explica los resultados de fotocorriente del espectro 22D2.

A continuación se discuten individualmente las distintas contribuciones:

- 1.23 eV, esta fotogeneración es producida en la vecindad del CdS/TO, es un estado localizado, su valor complementario 1.15 eV.
- 1.70 eV, este resultado se repite en otros espectros conduce a un trap de 0.68 eV. cerca de la interfase CdS/TO.
- 1.84 eV es una transición no conocida en el gap de CdS.
- Son transiciones intrabanda a los niveles 2.03, 2.12, 2.22 y 2.30 eV, dentro del gap CdS, lo asociamos a un nivel interfacial localizado (0.35, 0.16 y 0.08 eV) reportadas anteriormente.
- 2.38 eV, gap de CdS, es una transición interbanda, es una amortiguación del proceso fotoefecto volumétrico del CdS. reportada anteriormente.
- Las transiciones de amortiguación (2.50 y 2.84 eV), las situamos en el CdS dentro de la banda de conducción.

## T10 Espectro 22D1: LP/G/TO/CdS/In

La figura 7.28 muestra el espectro de eficiencia cuántica de la señal fotovoltaica obtenida de la unión: In / CdS / TO (22D1), con incidencia posterior de radiación (ver figura 6.2). La capa metálica (Met.) adherida al semiconductor CdS lo constituye en este caso una película semitransparente de Indio (In).

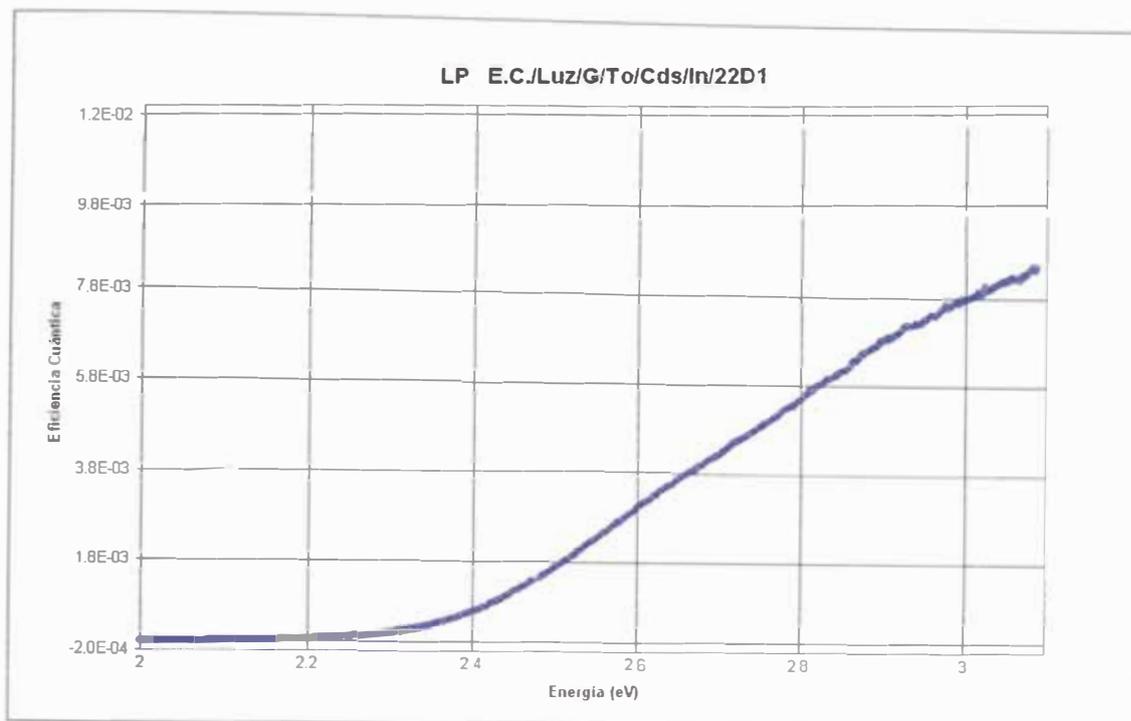


Figura 7.28: Espectro LP/G/TO/CdS/Fe con incidencia posterior de radiación

Del espectro se observa en la figura 7.29 los siguientes ajustes teóricos:

- Fotogeneración (a partir de ~1.22 eV) :  $n1 = \exp(-12.0760) (h\nu - 1.220890)^3$
- Fotogeneración (~1.70 eV)  $n2 = \exp(-9.8173) (h\nu - 1.700080)^2$
- Fotogeneración (~1.84 eV)  $n3 = \exp(-7.4789) (h\nu - 1.839415)^3$
- Fotogeneración (~2.03 eV)  $n4 = \exp(-9.0764) (h\nu - 2.029965)^{1.5}$
- Fotogeneración (~2.12 eV)  $n5 = \exp(-6.1330) (h\nu - 2.121506)^2$
- Fotogeneración (~2.23 eV)  $n6 = \exp(-6.0627) (h\nu - 2.228105)^{1.5}$
- Fotogeneración (~2.30 eV)  $n7 = \exp(-4.0939) (h\nu - 2.296335)^2$
- Fotogeneración (~2.38 eV)  $n8 = \exp(-7.0504) (h\nu - 2.380090)^1$
- Amortiguamiento (~2.54 eV)  $n9 = -\exp(-3.7270) (h\nu - 2.537227)^2$
- Amortiguamiento (~2.88 eV)  $n10 = -\exp(-5.2658) (h\nu - 2.876170)^{1.5}$

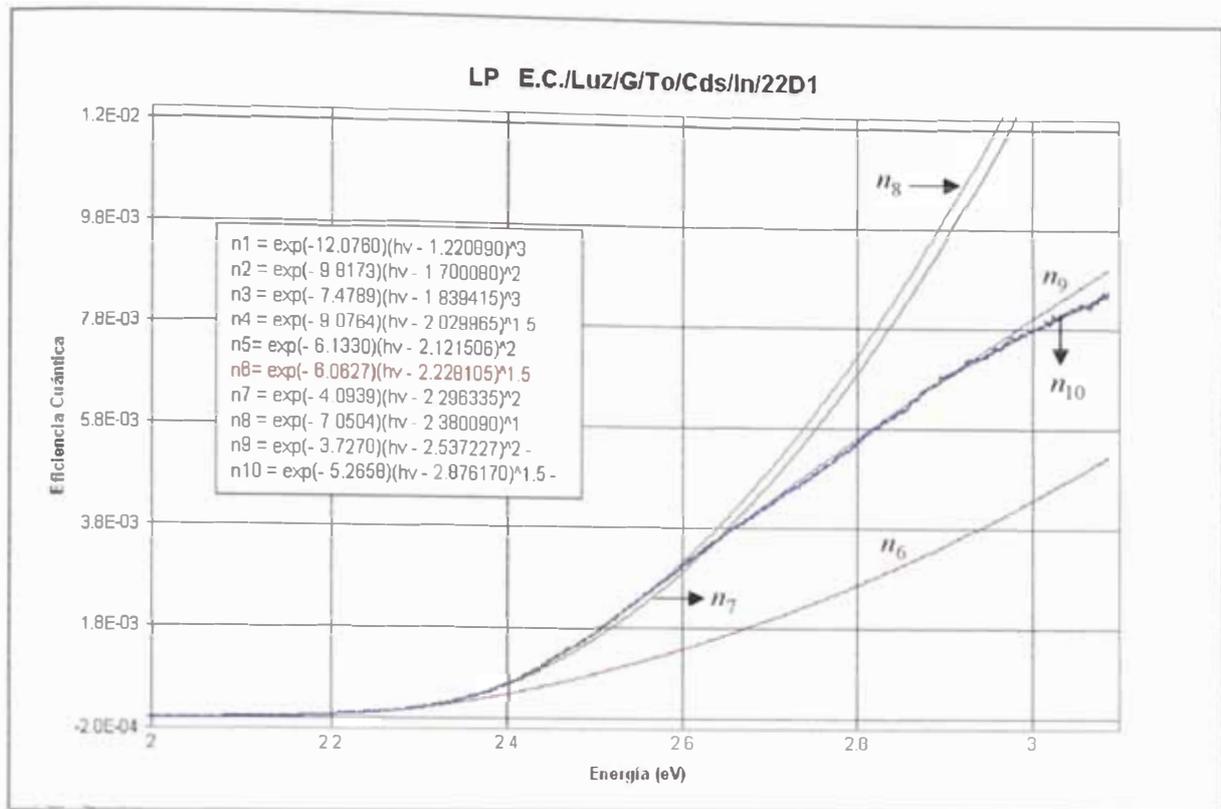


Figura 7.29: Espectro ajustado teóricamente

### Discusión: Espectro 22D1

Los resultados obtenidos en este caso los explicamos mediante la acción de un campo eléctrico (Interfase CdS/TO), En la figura 7.30 se muestra en un esquema el diagrama energético correspondiente, en el cual también se han colocado las transiciones más probables.

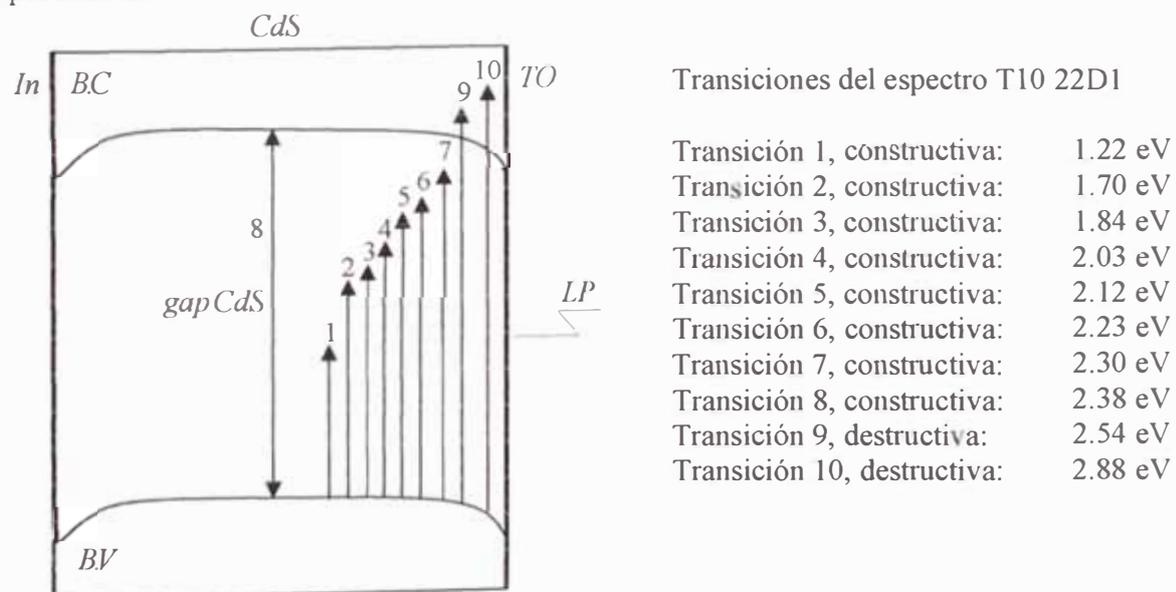


Figura 7.30: Modelo de diagrama energético de la Unión fotovoltaica In/CdS/TO, que explica los resultados de fotocorriente del espectro 22D1.

A continuación se discuten individualmente las distintas contribuciones:

- 1.22 eV, esta fotogeneración es producida en la vecindad del CdS/TO, es un estado localizado, su valor complementario 1.16 eV.
- 1.70 eV, este resultado se repite en otros espectros conduce a un trap de 0.68 eV. cerca de la interfase CdS/TO, su espectro inverso también aparece (2D2).
- 1.84 eV es una transición no conocida en el gap de CdS.
- Los niveles 2.03, 2.12, 2.23 y 2.30 eV, los asociamos a ciertas transiciones de nivel localizado (0.35, 0.15 y 0.08 eV) reportadas anteriormente.
- 2.38 eV es una transición interbanda, reportada anteriormente, y es el gap de CdS.
- Las transiciones de amortiguación (2.54 y 2.88 eV), las situamos en el CdS dentro de la banda de conducción.

### T11 E pectro 30N3B: LF/Au/CdS/TO/G

La figura 7.31 muestra el espectro de eficiencia cuántica de la señal fotovoltaica obtenida de la unión: Au/CdS/TO (30N3B), con incidencia frontal de radiación (LF; figura 6.2). La capa metálica (Met.) adherida al semiconductor CdS lo constituye en este caso una película semitransparente de Oro (Au).

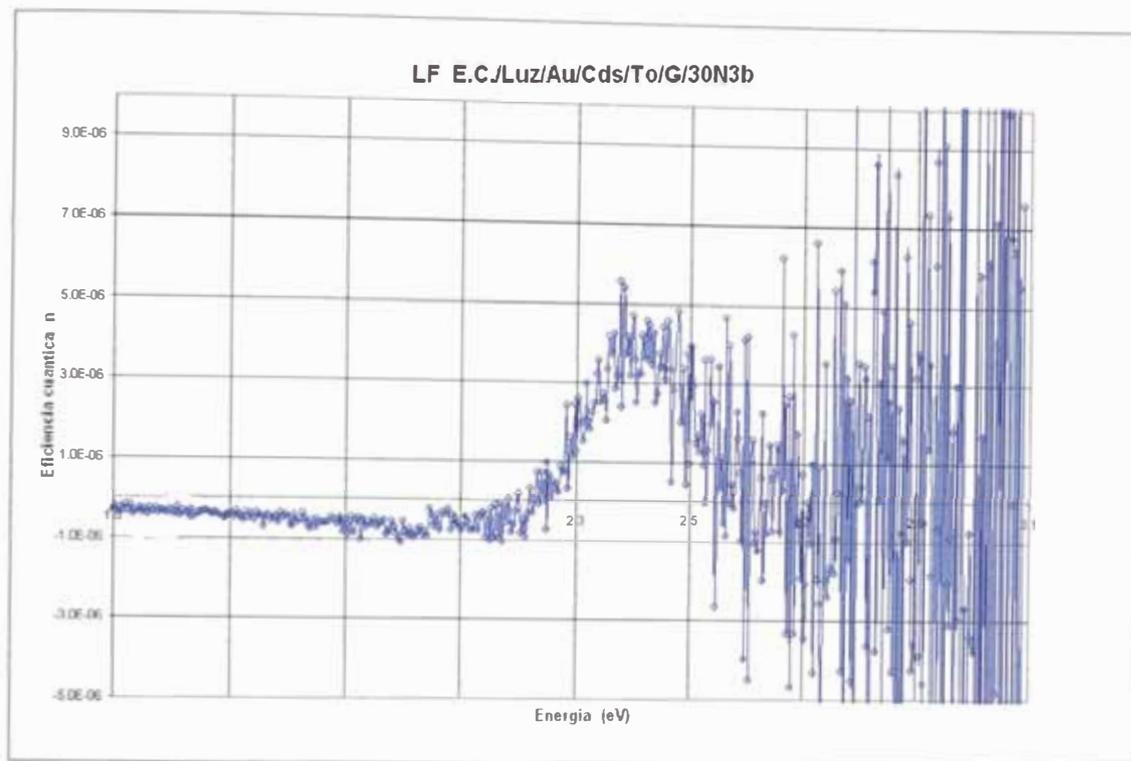


Figura 7.31: Espectro LF/Au/CdS/TO/G con incidencia frontal de radiación

Del espectro se observa en la figura 7.32 los siguientes ajustes teóricos:

- Fotogeneración (a partir de ~0.88 eV) :  $n1 = \exp(-15.0370) (hv - 0.881002)^1$
- Fotogeneración (~1.01 eV) :  $n2 = -\exp(-15.2930) (hv - 1.006480)^1$
- Fotogeneración (~2.20 eV) :  $n3 = \exp(-10.6130) (h - 2.204390)^1$
- Amortiguamiento (~2.32 eV) :  $n4 = -\exp(-8.2682) (hv - 2.323564)^{2.5}$
- Fotogeneración (~2.57 eV) :  $n5 = \exp(-8.2284) (hv - 2.576760)^{1.5}$

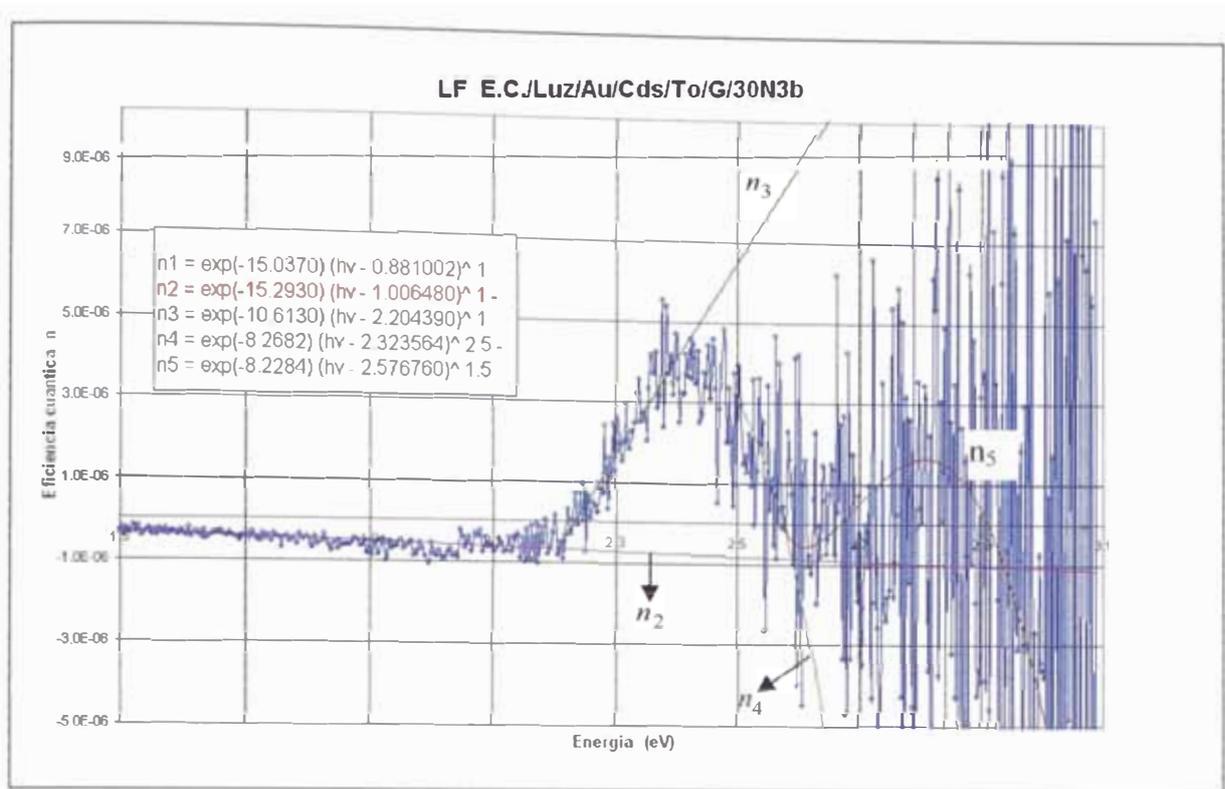


Figura 7.32: Espectro ajustado teóricamente

### Discusión: Espectro 30N3B

Los resultados obtenidos en este caso los explicamos mediante la acción de dos campo eléctrico (Interfase Au/CdS/, interfase CdS/TO), ambos de signos diferentes inicialmente. En la figura 7.33 se muestra en un esquema el diagrama energético correspondiente, en el cual también se han colocado las transiciones más probables.

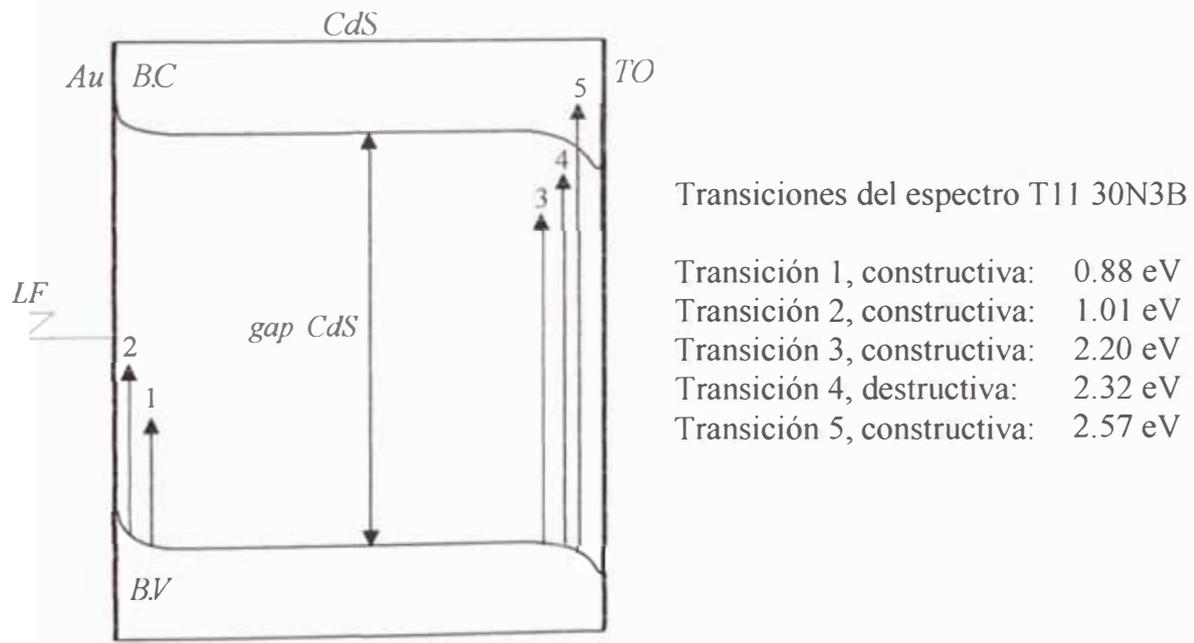


Figura 7.33: Modelo de diagrama energético de la Unión fotovoltaica Au/CdS/TO, que explica los resultados de fotocorriente del espectro 30N3B.

A continuación se discuten individualmente las distintas contribuciones:

- La fotogeneración 0.88 eV, se presentó en los espectros 14N3b y 15N2b, es producida en la interfase Au/CdS, producto de una transición de un nivel localizado 1.50 eV por arriba de la banda de valencia.
- 1.01 eV, es una contribución de Fotogeneración negativa, que se presenta cerca de la interfase Au/Cd, debido al campo eléctrico de sentido contrario en la interfase Cd/TO.
- 2.20 eV, esta contribución la asociamos a una transición de nivel interfacial localizado a 0.18 eV
- 2.32 eV, esta transición, aparece en otros espectros (15N2B, 22D2) lo cual confirma su existencia y su localización en la unión CdS/TO, es una transición a un nivel interfacial 0.16 eV.
- 2.57 eV es una transición ubicada en la banda de conducción de CdS.

## T12 E pectro 29N4B: LP/G/TO/CdS/Au

La figura 7.34 muestra el espectro de eficiencia cuántica de la señal fotovoltaica obtenida de la unión: Au/CdS/TO (29N4B), con incidencia posterior de radiación (LP; figura 6.2). La capa metálica (Met.) adherida al semiconductor CdS lo constituye en este caso una película semitransparente de Oro (Au).

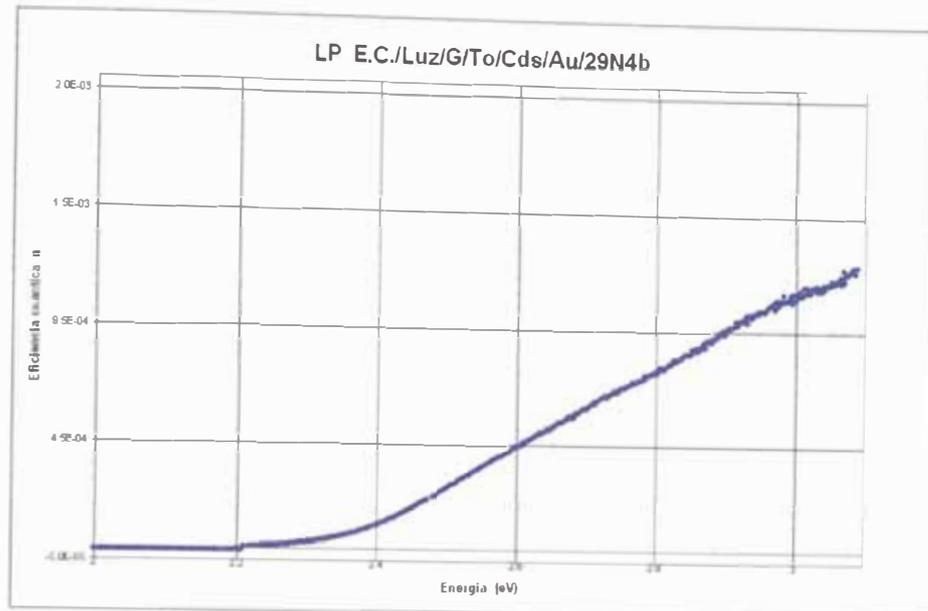


Figura 7.34: Espectro LP/G/TO/CdS/Au con incidencia posterior de radiación.

Del espectro se observa en la figura 7.35 los siguientes ajustes teóricos:

- Fotogeneración (a partir de ~0.69 eV) :  $n1 = \exp(-16.3250) (hv - 0.688460)^1$
- Fotogeneración (~0.88 eV)  $n2 = - \exp(-12.7680) (hv - 0.881284)^1$
- Fotogeneración (~1.00 eV)  $n3 = - \exp(-14.0080) (hv - 1.008408)^1$
- Fotogeneración (~1.08 eV)  $n4 = \exp(-14.1860) (hv - 1.080240)^1$
- Fotogeneración (~1.21 eV)  $n5 = - \exp(-11.9370) (hv - 1.211498)^{1.5}$
- Fotogeneración (~1.28 eV)  $n6 = - \exp(-14.4920) (hv - 1.280330)^1$
- Fotogeneración (~1.44 eV)  $n7 = \exp(-13.4200) (hv - 1.437640)^1$
- Fotogeneración (~1.70 eV)  $n8 = - \exp(-11.3150) (hv - 1.700090)^{1.5}$
- Fotogeneración (~1.84 eV)  $n9 = \exp(-11.0210) (hv - 1.839984)^{1.5}$
- Fotogeneración (~2.03 eV)  $n10 = \exp(-9.7386) (hv - 2.031810)^{1.5}$
- Fotogeneración (~2.20 eV)  $n11 = \exp(-8.0802) (hv - 2.197240)^1$
- Fotogeneración (~2.30 eV)  $n12 = \exp(-5.4035) (hv - 2.303724)^2$
- Amortiguamiento (~2.45 eV)  $n13 = - \exp(-5.6770) (hv - 2.446166)^2$
- Amortiguamiento (~2.53 eV)  $n14 = - \exp(-6.4313) (hv - 2.532720)^2$
- Fotogeneración (~2.82 eV)  $n15 = \exp(-6.7139) (hv - 2.820620)^{1.5}$
- Amortiguamiento (~2.92 eV)  $n16 = - \exp(-6.1804) (hv - 2.921744)^{1.5}$

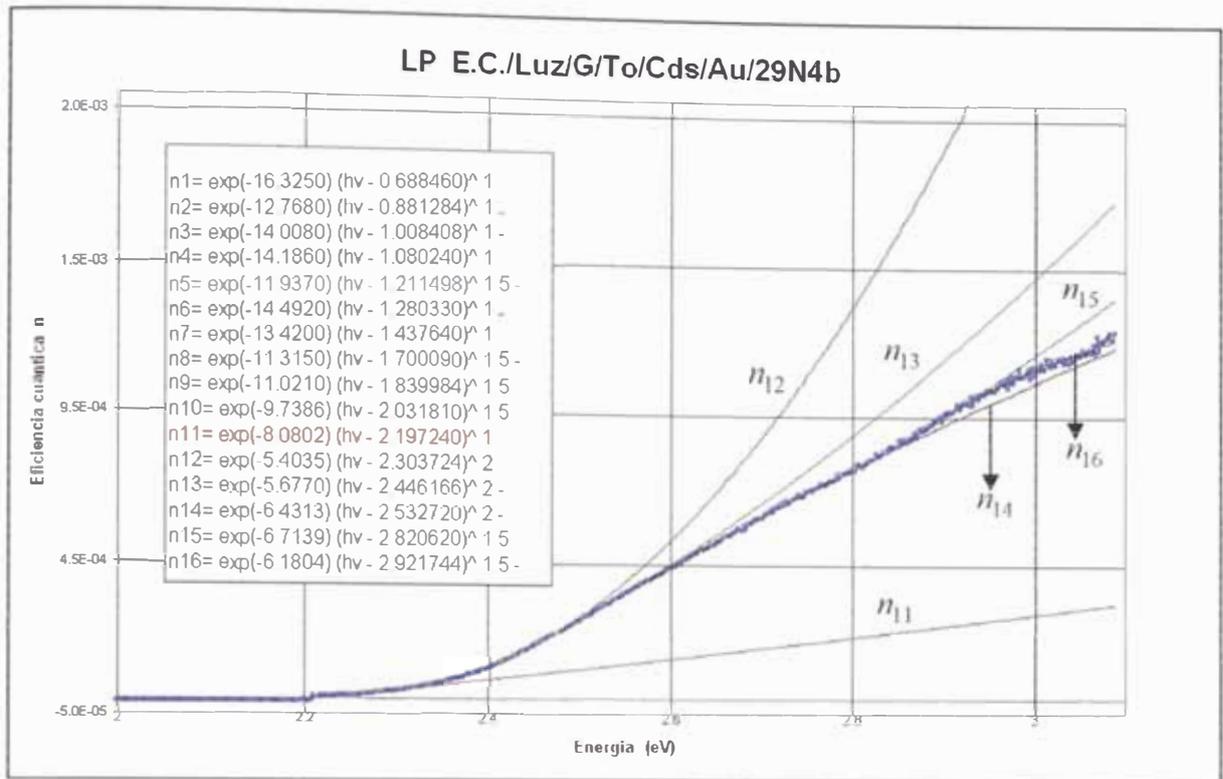
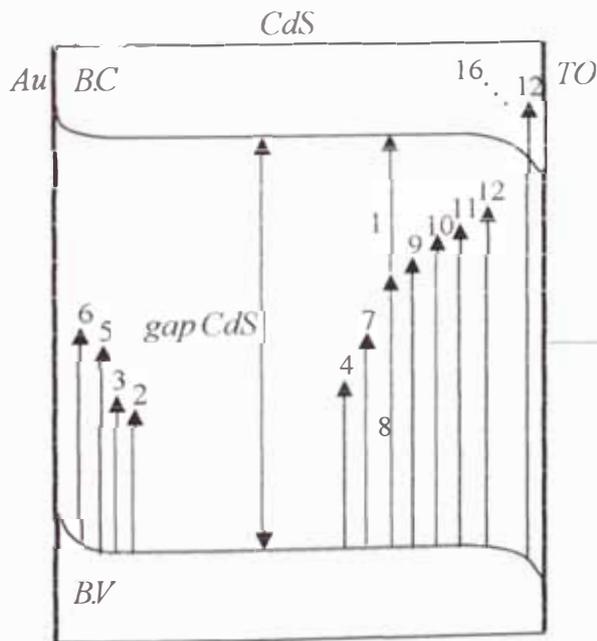


Figura 7.35: Espectro ajustado teóricamente.

### Discusión: Espectro 29N4B

Los resultados obtenidos en este caso los explicamos mediante la acción de dos campo eléctrico (Interfase CdS/TO; interfase Au/CdS), ambos de signos diferentes. En la figura 7.36 se muestra en un esquema el diagrama energético correspondiente, en el cual también se han colocado las transiciones más probables.



### Transiciones del espectro T12 29N4B

Transición 1, constructiva:	0.69 eV
Transición 2, constructiva:	0.88 eV
Transición 3, constructiva:	1.01 eV
Transición 4, constructiva:	1.08 eV
Transición 5, constructiva:	1.21 eV
Transición 6, constructiva:	1.28 eV
Transición 7, constructiva:	1.44 eV
Transición 8, constructiva:	1.70 eV
Transición 9, constructiva:	1.84 eV
Transición 10, constructiva:	2.03 eV
Transición 11, constructiva:	2.20 eV
Transición 12, constructiva:	2.30 eV
Transición 13, destructiva:	2.45 eV
Transición 14, destructiva:	2.53 eV
Transición 15, constructiva:	2.82 eV
Transición 16, destructiva:	2.92 eV

Figura 7.36: Modelo de diagrama energético de la Unión fotovoltaica Au/CdS/TO, que explica los resultados de fotocorriente del espectro 29N4B.

A continuación se discuten individualmente las distintas contribuciones:

- La fotogeneración n1 es producida por el lado del CdS/TO a partir de un nivel 0.69 por debajo de la banda de conducción.
- Fotogeneración negativa, ( $n_2=0.88$  eV) debido que los fotoportadores son huecos, este valor se presenta también en el espectro 15N2B en la interfase Au/CdS, con lo cual confirman que tanto el oro y la plata activan el nivel interfacial 0.88 eV.
- 1.00, 1.08, 1.21, 1.28 eV, son fotogeneraciones negativas debido al fuerte campo eléctrico opuesto a la interfase (CdS/TO), razón por la cual los fotoportadores son huecos, esta contribución se presenta a un nivel arriba de la banda de valencia, su valor complementario es 1.30 eV. para 1.08 eV.
- 1.21, 1.28 y 1.44 eV, son fotogeneraciones producidas en la vecindad del CdS/TO, dentro del gap CdS, con niveles interfaciales o un estado localizado.
- 1.70 eV, este resultado conduce a su valor complementario de 0.68 eV cerca de la interfase CdS/TO, en la banda de conducción; en su espectro inverso también aparece este nivel (22D2).
- 1.84 eV es una transición no conocida en el gap de CdS.
- Los niveles 2.03, 2.12, 2.23 y 2.30 eV, lo asociamos a ciertas transiciones de nivel localizado (0.35, 0.26, 0.15 y 0.08 eV) reportadas anteriormente.
- Las transiciones superiores a 2.38 eV gap de CdS, (2.45, 2.53, 2.82 y 2.92 eV), las situamos en el CdS dentro de la banda de conducción. Transiciones involucradas con procesos de luminiscencia.

## 7.2 Tabla y diagramas de niveles de estados de superficie o traps del CdS

TABLA 3: VALORES DE ENERGÍA ENCONTRADOS EN LOS 12 ESPECTROS

eV.	Espectro Cu		Espectro Al		Espectro Ag		Espectro Fe		Espectro In		Espectro Au		Rep
	14N2C	2602C	1302B	2501C	14N3C	15N2B	8N2B	8N1B	22D2	22D1	30N3B	29N4B	
0.68												0.69	1
0.80						0.76, 0.80							1
0.88						0.88					0.88	0.88	3
0.95													
1.00					1.00			1.00			1.00	1.00	4
1.08						1.08						1.08	2
1.16													
1.22			1.21						1.23	1.22		1.21	4
1.30												1.28	1
1.35					1.34			1.34					2
1.38							1.38	1.38					2
1.44						1.43						1.44	2
1.70		1.73	1.72	1.72	1.71	1.71	1.7	1.71	1.70	1.70		1.70	10
1.84						1.82	1.84	1.84	1.84	1.84		1.84	6
1.96			1.96		1.91		1.94						3
1.99						1.98							1
2.03	2.07	2.07	2.01		2.02		2.03	2.02	2.03	2.03		2.03	9
2.13				2.12		2.12	2.12	2.12	2.12	2.12			6
2.23			2.20	2.20	2.20	2.23		2.23	2.22	2.23	2.20	2.20	9
2.31		2.29	2.30			2.30	2.30	2.30	2.30	2.30	2.32	2.30	9
2.34													
2.38	2.36	2.39			2.36	2.38	2.35	2.38	2.38	2.38			8
2.45			2.44	2.45	2.45	2.45	2.44	2.45				2.45	7
2.55		2.52		2.56			2.56		2.50	2.54		2.53	6
2.58					2.58	2.57		2.58			2.58		4
2.67					2.68								1
2.82		2.82				2.79			2.84			2.82	4
2.87					2.87			2.87		2.88			3
2.92												2.92	1

## DIAGRAMA RADIAL DE VALORES OBTENIDOS EN LOS 12 ESPECTROS Y SU FRECUENCIA

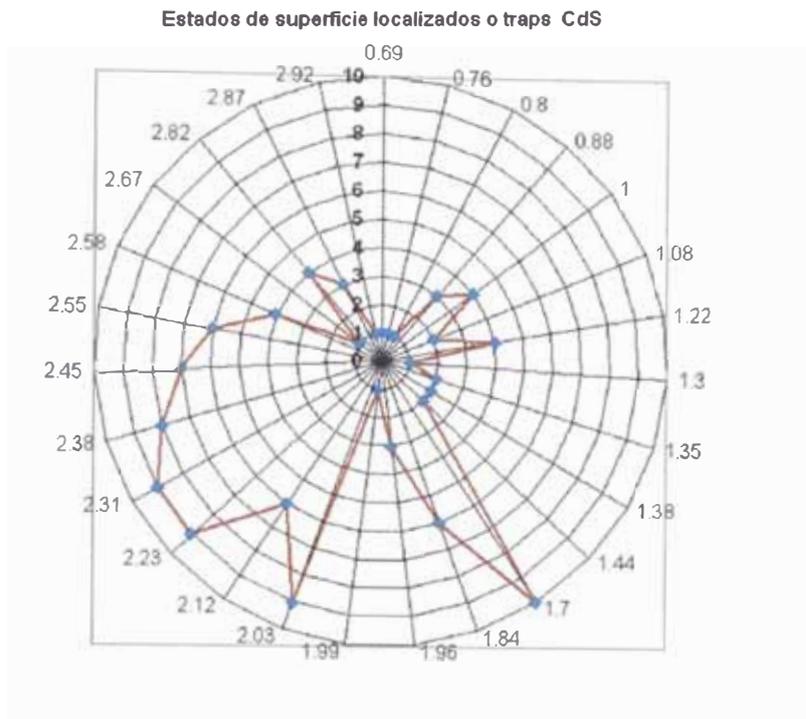


Figura 7.37: **Gráfico radial**, el radio nos expresa la frecuencia con que aparecen los valores de niveles localizados de energía o traps de CdS, según la tabla 3

### TRAPS DETERMINADOS POR CORRIENTE TERMO ESTIMULADA.

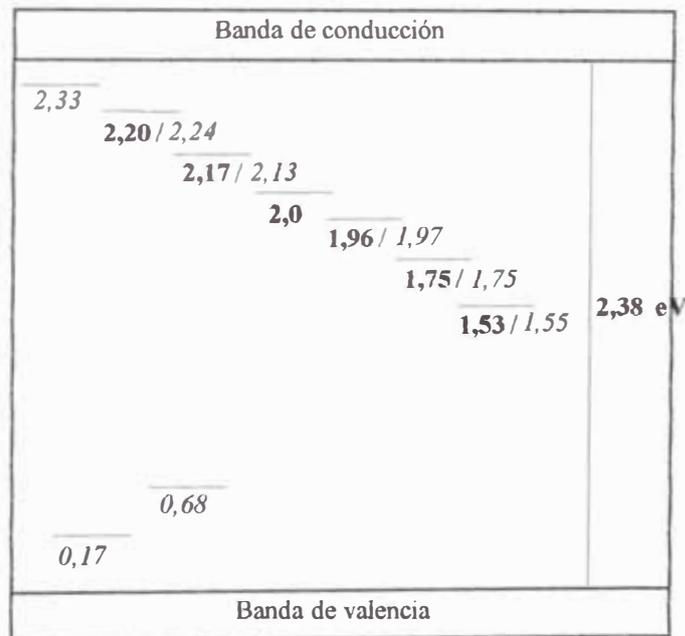


Figura 7.38: Ubicación de estados localizados (traps), en eV, dentro de la banda prohibida del CdS, determinado por el método TSC (corriente termo estimulada) (Uni. Durham), a 85 K [31], [32].

## TRAPS GENERADORES DE LUMINISCENCIA DETERMINADOS POR FOTOLUMINISCENCIA

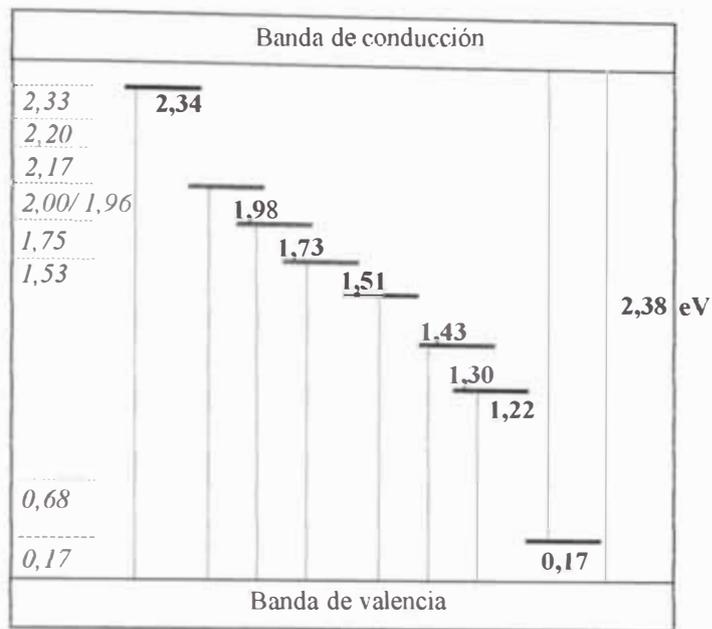


Figura 7.39: Diagrama esquemático de ubicación de estados localizados (traps), en eV dentro del gap de CdS, generadores de luminiscencia determinados por fotoluminiscencia (Uni.Durham), a 77K. [33] y [34].

## TRAP GENERADORES DE EMISIÓN INFRARROJA, DETERMINADOS POR FOTOLUMINISCENCIA

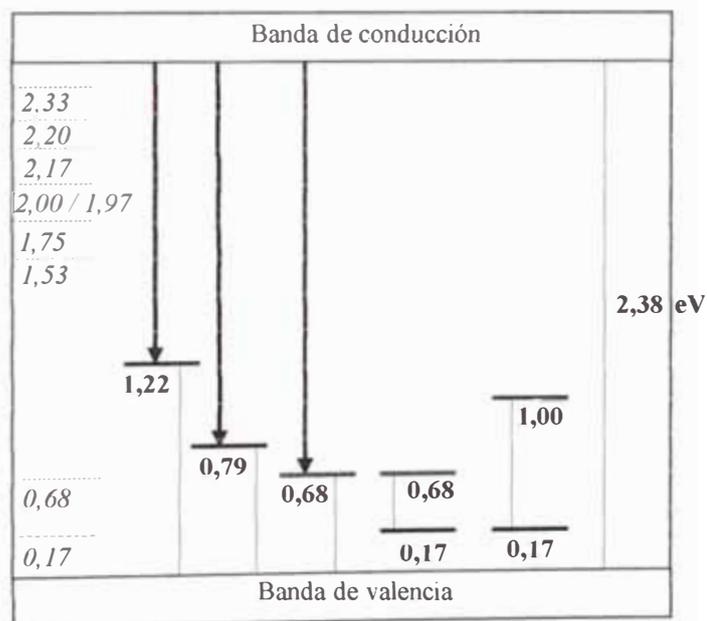


Figura 7.40: Diagrama esquemático de ubicación de estados localizados (traps), en eV generadores de emisión infrarroja (IR), determinados por fotoluminiscencia (Uni Hull) [35], (Uni Durham) [36].

### 7.3. ANALISIS y CONCLUSIONES

#### a) Resultados y análisis de los estados localizados o trampas encontrados

- El nivel 0.69 eV, por arriba de la banda de valencia corresponde a una trampa (trap), que aparece en el espectro 29N4B (Au) según figura 7.38.
- El nivel 0.88 eV, es una transición al trap 1.51 eV, encontrados en el espectro de la plata (15N2B) y el oro (30N3B; 29N4B).  
Determina un nivel con un rango de 0.80 a 1.00 eV. [68]
- El nivel de 1.00 eV, es un trap nuevo encontrado debajo de la banda de conducción, en esta investigación, aparece 05 veces en los espectros de Plata (14N3C 15N2B), oro (30N3B; 29N4B) y fierro (8N1B). Figura 7.40
- El nivel 1.08 eV es una transición al estado localizado 1.30 eV, debajo de la banda de conducción, hallado en el espectro (29N4B) según figura 7.39  
Encuentra un nivel de 1.30 eV hallado por fotocorriente espectral. [64]
- Los niveles 1.21 eV al 1.23 eV, encontrados en los espectros aluminio, oro e Indio (22D2; 22D1) 04 veces es un estado localizado cuyo valor corresponde a 1.22 eV, según figura 7.39.
- El nivel hallado de 1.28 eV en el espectro de oro (29N4B) es un estado localizado o trap, que concuerda con el trap 1.30 eV según figura 7.39.
- Los niveles 1.34 eV al 1.38 eV hallados en los espectros de fierro (8N2B; 8N1B) y plata (14N3C) son el complemento energético de 1.00 eV del nuevo trap hallado. Considerando el gap de CdS cuyo valor es 2.38 eV [15].
- El nivel 1.43 eV es una corroboración de la presencia de un trap en la banda prohibida del CdS, hallado en el espectro de plata (15N2B) y oro (29N4B), según figura 7.39. Confirma la presencia del trap 1.43 eV hallado por fotoconductividad y señal fotovoltaica. [40]
- Los niveles hallados de 1.70, 1.71, 1.72 y 1.73 eV (10 veces) en los espectros de cobre, aluminio, plata, fierro, indio, y oro; nos indica la presencia de un trap, según el margen de error del instrumento de  $\pm 0.05$  eV. Concuerda con el trap 1.73 eV, hallado según las figuras 7.39 y 7.38.  
Se reportan los niveles de 1.77 eV [68], 1.74 eV [68] y 1.73 eV hallado por fluorescencia de rayos X (XRF).
- El nivel 1.84 eV encontrado en los espectros de indio (22D2, 22D1), fierro (8N2B; 8N1B), oro (29N4b) y plata (15N2B) es un posible estado superficial localizado que aparece por primera vez.
- Los niveles 1.94, 1.96 1.98 eV corresponden a un estado localizado o trampa del CdS que reporta la literatura en 1.96 eV y 1.98 eV en las figuras 7.38 y 7.39.

Las siguientes referencias reportan niveles de energía: 1.96 eV [53], 1.98 eV [55] y 1.93 eV [46], determinados por "deep level transient spectroscopy" (DLTS); 1.93 eV [52] hallado por fotoconductividad AC y 1.97 eV [66] determinado por fluorescencia de rayos X (XRF).

- Los niveles hallados 2.01, 2.02, 2.03, y 2.07 eV aparece 09 veces, en los espectros de aluminio, plata, fierro, indio y oro, es un trap 2.00 eV, según reporta los trabajos de las figuras 7.38 y 7.39.  
Se halla un nivel localizado o trampa 0.37 eV debajo de la banda de conducción cuyo complemento energético es 2.01 eV [68]; 0.37 eV determinado por espectroscopia de admitancia [44], un trap de huecos 0.32 eV [46] y 0.30 eV [55] hallados por DLTS.
- El nivel 2.12 eV encontrados 06 veces en los espectros de aluminio, plata, fierro, e Indio es un estado localizado 2.13 eV en la figura 7.38, corroborando la presencia de este nivel con nuestra investigación. Se identifica un nivel de 0.30 eV que es su complemento energético 2.12 eV [55].
- Los niveles hallados 2.20, 2.22 y 2.23 eV encontrado 09 veces en los espectros aluminio, plata, fierro, indio y oro, también es un nivel localizado en el CdS tiene su complemento energético en el trap 0.17 eV del gap del CdS, según Figura 7.38.  
Se halla un nivel de 0.19 eV (2.20 eV) [55], 0.14 eV (2.24 eV) hallado por DLTS [46]
- El nivel 2.30 eV, también aparece 09 veces en todos los espectros analizados, confirmando la presencia del trap 2.33 eV, figura 7.38; a un nivel de 0.05 eV debajo de la banda de conducción.
- La energía de rango 2.35 a 2.39 eV encontrado en 08 espectros de cobre (14N2C; 2602C), plata (14N3C; 15N2B), fierro (8N2B; 8N1b) e Indio (22D2; 22D1) es la energía del gap del CdS cuyo valor usado en este trabajo es de 2.38 eV. [15].  
La energía del gap del CdS encontrados en otros trabajos tenemos: 2.40 eV [45], 2.42 eV [52] y 2.37 eV [47] este último valor es muy cercano al gap trabajado por nosotros, determinado también por fotocorriente espectral.
- Valores que fluctúan en  $\pm 0.01$  eV, cerca la banda de conducción nos indica la presencia de un nivel excitónico (presencia de un par electrón-hueco ligado sin carga eléctrica). La referencia [41] justifica la presencia de estos niveles o estados atómicos con resonancia cerca de la banda prohibida.
- Los niveles cuyos valores son superiores a 2.38 eV, como son 2.45 eV, 2.54, 2.56, 2.58, 2.68, 2.82, 2.84 y 2.88 eV. lo asociamos a transiciones intrabanda en la banda de conducción del CdS, y a procesos de luminiscencia. Asimismo puede ser una consecuencia de pérdida de fotoportadores debido a una disminución del coeficiente de absorción del material. La referencia [56] usa fotocorriente espectral para hallar sub bandas en la banda de conducción del GaAs.

## b) DETERMINACIÓN DE LA FUNCIÓN TRABAJO SULFURO DE CADMIO

Tabla de valores de función trabajo de metales (Pág. 395, [19]) y la tabla 3, medida de altura de barreras Schottky por fotocorriente a 300 K (Pág. 291 [19]).

Tabla 8.4 medida de altura de barreras Schottky a 300 K [21] Pág.366 y 397.

Semiconductor	Función trabajo Metal $\phi_m$ (eV)	Altura de la barrea Schottky. $\phi_{B}$ (eV)	$\phi_{CdS} = q(\phi_m - V_B)$	Función trabajo del CdS (eV) $\phi_{CdS}$
CdS - n	Au = 4.8	0.78	4.8-0.78	4.02
	Cu = 4.38	0.36	4.38-0.36	4.02
	Ni = 4.5	0.45	4.5-0.45	4.05
				<b>4.03 Promedio</b>

Para realizar los diagramas esquemáticos de energía se ha tenido en cuenta el valor de la función trabajo del CdS ( $\phi_m = 4.03$  eV), en las diferentes uniones con los metales de Au, Ag, Cu, Fe, Al e In y determinar si la unión formada es Schottky u óhmica. En lado de la unión CdS/TO se establece una unión óhmica en todo los casos.

## CO CLUSIONES FINALES

- Los estados localizados de energía o trampas encontrados en el presente trabajo con un margen de error del instrumento  $\pm 0.05$  eV son: 0.68 eV, 1.00 eV, 1.22 eV, 1.30 eV, 1.43 eV, 1.51 eV, 1.73 eV, 1.84 eV, 1.96 eV y 1.98 eV, 2.00 eV, 2.13 eV, 2.20 eV, 2.31 y el gap del CdS es de 2.38 eV.
- Se han encontrados nuevos traps no reportados por la literatura, como son los niveles superficiales de 1.38 eV, (complemento 1.00 eV) y 1.84 eV.
- La mayoría de estados de superficie localizados de energía encontrados se ubicaron cerca de la unión CdS-TO (óxido de estaño)
- La primera transición intrabanda en la banda de conducción encontrado en este trabajo es el nivel 2.45 eV. Los niveles superiores son procesos de luminiscencia.
- La mayoría de nuestros resultados se alejan del valor standard en 0.03 eV como máximo. Ejemplo: 2.23 eV valor obtenido, 2.20 eV valor standard; su error es 1.4%
- Comprobamos que la técnica de fotocorriente espectral fotovoltaico es muy eficiente, lo que nos ha permitido corroborar la existencia de los traps registrados en los diferentes espectros de análisis en contraste de otras técnicas muchos más costosas con un de error de 0.5 al 1.4 %. Además los datos reportados en la literatura se han obtenido en materiales muy puros del CdS y bajas temperaturas. [33] y [35]
- **Aplicaciones de fotocorriente espectral:**  
Utilizado para hallar la eficiencia cuántica ( $\eta$ ) de los semiconductores [38].  
Determinación de traps en películas delgadas de Silicio [59].  
Recomienda el método de fotocorriente espectral para las películas delgadas y la electroluminiscencia para polímeros [39].

Uso de la fotocorriente espectral para hallar sub bandas en la banda de conducción del GaAs [56].

Determinación de campos piezoeléctricos y el gap de pozos cuánticos por fotocorriente espectral [63].

Usos de la fotocorriente espectral para hallar picos en la banda de valencia. [62]

### Otras técnicas

Aplica la fotoluminiscencia para la estructura de “nanorods” del CdS [57].

Aplicación “deep level transient spectroscopy” (DLTS) para hallar los traps en CdS/CdTe [53].

Determinación de traps (trampas) por fotocorriente modulada (MPC) en la banda prohibida de los semiconductores [60].

- Cuando se tienen semiconductores degenerados (alta concentración de impurezas, el nivel de Fermi se encuentran dentro de la banda de conducción, semiconductor tipo N), favorece el efecto túnel cuántico de los electrones en la interfase metal-semiconductor, asimismo en la existencia de los estados de superficie o localizados dentro del gap del semiconductor. Las propiedades ópticas de películas delgadas del CdS dependen del espesor de la película [52].
- La presencia de estados de localizados de energía o trap, por acción del dopado externo [69], permite que el contacto rectificador metal-semiconductor sea independiente de las funciones de trabajo del metal y semiconductor CdS. Los elementos dopantes sustitutos permiten los estados excitados en la concentración de los portadores mayoritarios en el ancho del gap del semiconductor [48], [65]
- Para la activación de los traps (trampas) del CdS, la condición es que la iluminación o radiación incidente aplicada sea mayor que el gap del CdS y la barrera Schottky del metal; de manera que los electrones absorben la energía necesaria de los fotones incidentes para realizar las transiciones. Experimentalmente se determina que la fotocorriente es proporcional a la intensidad luminosa. Se puede determinar la altura de la barrera Schottky por fotocorriente espectral infrarroja en el silicio [58].
- Se ha encontrado un valor referencial de la función trabajo del CdS medida por fotocorriente espectral, cuyo valor es 4.03 eV.
- En próximas investigaciones, deseamos encontrar una relación entre el exponente y la contribución hallada (curvas de ajuste teórico) y los mecanismos de radiación presentes. Según la teoría de Fowler,  $n = A(h\nu - E_o)^g$  el exponente g nos determina que tipo de transición ocurre.

## BIBLIOGRAFIA

- 1) Física del estado sólido y de semiconductores J.P. Mc Kelvey  
Editorial Limusa 1976 539 Págs.
- 2) Electrónica física del sólido Aldert Van Der Ziel  
Editorial Prentice 1992 664 Págs.
- 3) Física del estado Sólido 2da Versión Charles Kittel  
Editorial Reverté S.A. 1976 806 Págs.
- 4) Elementary Solid state Physics M. A. Omar.  
Editorial Addison –Wesley 1975 669 Págs.
- 5) Semiconductor and semimetals Vol 3 Willardson RiK  
Editorial Academic Press 1967 568 Págs
- 6) Semiconductor devices V. Stupelman - Filaretov  
Editorial Mir 1976 270 Págs.
- 7) Introducción a la electrónica cuántica Paul Hlawiczka.  
Editorial Reverté 1977 451 Págs.
- 8) [www.nrel.gov/measurements/electro-op](http://www.nrel.gov/measurements/electro-op). Clases de equipos experimentales
- 9) Physical review Vol 38 pag. 45-56 Julio 1931 R.H. Fowler
- 10) Electrical transport in solids Vol.14 Kc kao, W – H. Wang  
Editorial Pergamon Press 1981 663 Págs.
- 11) Solid state physics Ashcroft - Mermim  
Editorial Saunders College Hr w 1976 826 Págs.
- 12) Surface physics of materials. Vol 1 - Cap 5 J. M. Blakely  
Editorial Academic Press 1975 278 Págs.
- 13) Solid state Theory - Methods and applications P.T. Landsberg.  
Editorial Wiley Intersciencie 1969 529 Págs.
- 14) Surface Science Parte VII F.A. Ponce M. Cardona  
Editorial Springer-Verlag 1991 525 Págs.
- 15) Caracterización óptica del sulfuro de cadmio Oscar Varas  
Tesis de licenciatura 1987 - UNI
- 16) Elaboración y caracterización física de películas semiconductoras de silicio amorfo  
hidrogenado Enver Fernández Chillce  
Tesis de licenciatura 2000 - UNI

- 17) Celda fotovoltaica de película delgada tipo Schottky Au/CdS/Ag  
 uando técnica de evaporación al vacío  
 Tesis de licenciatura 1997 UNI Luis Mosquera
- 18) Optical properties of solids  
 Editorial Academic Press 1972 Frederick Wooten  
 260 Págs.
- 19) Physics of semiconductor device 2da Versión  
 Editorial Wiley Interscience. 1981 S.M.Sze  
 868 Págs.
- 20) Solid state Physics  
 Editorial Academic Press 2 000 Giuseppe Grosso  
 727 Págs.
- 21) Physics of semiconductor devices  
 Editorial Wiley Interscience 1969 S.M.Sze.  
 812 Págs.
- 22) Física solar I  
 Editorial Hozlo 1993 Aníbal Valera Palacios  
 394 Págs.
- 23) Optica Física  
 Editorial Hozlo 1997 Aníbal Valera –Carmen Eyzaguirre  
 420 Págs.
- 24) Physical and solid state electronics  
 Editorial Addison Wesley 1972 Kanaan Kano  
 451 Págs.
- 25) Semiconductores. Monografía 6  
 Editorial OEA 1970 Bemski George  
 60 Págs.
- 26) Optical processes in semiconductor  
 Editorial Prentice –Hall Inc 1971 Jacques I. Pankove.  
 442 Págs.
- 27) Celdas solares [www.uv.es/~elec fis/ef/lecc10.doc](http://www.uv.es/~elec fis/ef/lecc10.doc)
- 28) Diodos y efecto fotovoltaico [www.ing.unlp.edu.ar/electrotecnia/termo/software](http://www.ing.unlp.edu.ar/electrotecnia/termo/software)
- 29 Theory of photoelectric emission from semiconductors  
 Evan O. Kane Physical Review Vol. 127 N° 1 July 1, 1962. pag 131
- 30) Direct and indirect excitation processes in photoelectric emission from silicon  
 W. Gobeli and F. Allen. Physical Review Vol. 127 N° 1 July 1, 1962. pag 145
- 31) Cowell T.A.T. and Woods J., 1967, Brit Journ. App. Phys. 18, Iss, 8, 1045-51
- 32) Nicholas K. H. and Woods J., 1964, Brit. Journ. App. Phys. 15, Iss. 7, 783-95
- 33) Woods J. and Nicholas K. H., 1964, Brit Journ. App. Phys. 15, Iss. 11, 1361-7
- 34) Marlor, G.A, and Woods J., 1965, Brit Journ. App. Phys. 16, Iss 6, 797-06
- 35) Bryant F.J. and Cox F.J., 1965, Brit Journ. App. Phys. 16, Iss 8, 1065-74

- 36) Marlor, G.A, and Woods, J. 1965, Brit Journ. App. Phys. 16, Iss. 10, 1449-56
- 38) K. Emery, D. Dunlay, H. Field, and T. Moriaty.  
*Photovoltaic spectral responsivity measurements.*  
 2<sup>da</sup> Conferencia mundial de conversión de energia solar fotovoltaica  
 Viena, Austria 6-10 de Julio 1998 NREL /CP 530-23878
- 39) K.S. Narayan and A.G. Manoj  
 Applied Physics Letters, volume 74, number 6, 871-873. February 1999
- 40) L. Pintilie, I. Pintilie and T. Botila  
 Semicon. Sci. Technol. Vol 14 Iss. 10, pp 928-935 October 1999
- 41) G. Nikolopoulos. P. Lambropoulos  
 Physical review A. Volume 61 Issue.5, pp 053812-1 al 053812-7, April 2000
- 42) Hideharu Matsuura  
 Calculation of band bending in ferroelectric semiconductor  
 New Journal Physics Vol 2 Issue 8 2000
- 43) Web Site: [http// www.nrel.gov/clean energy /future](http://www.nrel.gov/clean_energy/future)  
 NREL: Natioanal renewable energy laboratory, NCPV :National center of photovoltaico
- 44) A. Gilmore, V. Kaydanov, T.R. Ohno, D. Rose.  
 Admittance Spectroscopy of Deep Levels in CdTe Solar cells.  
 Colorado School of Mines; Golden, Colorado  
 NREL - NCPV, 06 Dic. 2001
- 45) A. Pudov, P. Johnson, and J.sites.  
*Progress in taking the CdS layer out thin films polycristalline solar cells*  
 Physics department, Colorado State University  
 NREL - NCPV, 07 Dic. 2001
- 46) V. komin, V. Viswanathan, B. Tetali, D.L. Morel, and C.S. Ferekides.  
*Deep Level Transient Spectroscopy of CdTe/CdS Thin Film Solar Cells*  
 University of South, Florida. NREL - NCPV 10 Dic. 2001
- 47) M. Rubin-Falfan, R. Lozada-Morales, J. Rivera Márquez, O. Portillo-Moreno  
*Er – doped CdS thin films: electrical characterization*  
 Sociedad Mexicana de ciencias de superficie y de vacío Vol. 13, pp 130-133, Dic. 2001
- 48) Hideharu Matsuura  
*The influence of excited states of deep dopants on majority-carrier concentration in a wide-bandgap semiconductor.*  
 New Journal Physics Vol 4 Issue 12 2002
- 49) *An experimental and theoretical study of transient negative ions in, Mg, Zn, Cd and Hg*  
 J.P. Sullivan, P.D. Burrw D.S. Newman  
 New Journal Physics Vol 5 p 159, 2003

- 50) L. Weinhardt, Th. Gleim, C. Heske, E. Umbach  
Applied Physics Letters, Vol. 82, N° 04 , 27 January 2003
- 51) Yu. P. Gnatenko, A.O. Borshch, N. Kukhtareva,  
Journal of Applied Physics Vol 94 Iss. 8, pp. 4896-4903, October 15, 2003.
- 52) Hulya Metin, R. Esen    Universidad de Mersin. Turquía  
*Photoconductivity studies on CdS films grown by chemical bath deposition technique*  
Erciyes Universitesi fen Bilimleri Enstitüsü dergisi, N° 19 pp 96-102, 2003
- 53) J. Versluys, P. Clauws, P. Nollet, S. Degrave, M. Burgelman  
*Characterization of deep defects in CdS/CdTe thin film solar cells using deep level transient spectroscopy (DLTS)*  
Thin Solid Films 451-452, pp. 434-438, 2004
- 54) P.Hankare, V. Bhuse, K. Garadkar, S. Delekar, I. Mulla  
Semicon. Sci. Technol. Vol. 19 Iss. 1, pp. 70-75 January 2004
- 55) H. Bayhan  
Journal of Physics and Chemistry of Solid, Vol. 65, Issue 11, pp 1817-1822, 2004
- 56) A. Patane, J. Endicott, J. Ibañez, L. Eaves  
Journal of Physics – Condensed Matter, Vol. 16, Issue 31, pp 3171-3185 2004
- 57) D. Kulik, H. Htoon, C. K. Shih, and Yadong Li  
Journal Applied Physics, Vol 95 iss. 3, pp. 1056-1063, February, 2004
- 58) S. Huang, Y. Tian, F. Lu  
Applied Surface Science, Vol. 234, Iss 1-4, pp 362-368, 2004
- 59) J.Kleider, C. Longeaud, M. Gueunier  
*The modulated photocurrent technique a powerful tool to investigate band gap states in silicon based thin films*  
Serie Physica Status Solidi C –Conferences And Critical Review.  
Iss 5, pp 1208-1226, 2004
- 60) J. Kleider, C. Longeaud, M. Gueunier  
Journal of Non Crystalline Solids Vol. 338-340, pp 390-399, 2004
- 61) M. Gueunier, C. Longeaud, J.P. Kleider,  
European Physical Journal – Applied Physics , Vol. 26, Iss 2, pp 75-85, 2004
- 62) S.H. You, K.J. Hong, T.S. Jeong, C.J. Youn, J.S. Park, D.C. Shin, J.D. Moon  
Journal of applied Physics , Vol. 95, Iss 8, pp 4042-4045, 2004
- 63) G. Franssen, P. Perlin, T. Suski  
Physical Review B. Vol. 6904, Iss 4 pp 5310, 2004
- 64) J.Kokai, A. Rakhshani  
Journal Of Physics D- Applied Physics , Vol. 37, Iss 14, pp. 1970-1975, 2004

- 65) Y. Roussillon , M. Giolando, V. Karpov, Diana Shvydka, and A. Compaan.  
*Reach through band bending in semiconductor thin films*  
Applied Physics Letters Vol 85, Number 16, pp 3617-3619, October 2004
- 66) A. Abd – el Mongy. Physic dept., F. of science, Helwan University, Cairo, Egypt.  
*Preparation and characterization of CdSe single crystal.*  
The XXIV Conference on Solid State Physics, 22-26 February 2004.
- 67) A. Mayssa Kaid and M. F. Ahmed. Dept Physics, F. of science , Minia University.  
*Erroneous practice in spectrophotometric determination of optical properties of  
. emiconductor thin films.*  
The XXIV Conference on Solid State Physics, 22-26 February 2004.
- 68) *Studies of the basic electronic properties of CdTe thin films and completed  
cdTe/CdS solar cells*  
Autor Angelo Scotty Gilmore  
[www.mines.edu/research/photovoltaics/papers/GilmoreThesis](http://www.mines.edu/research/photovoltaics/papers/GilmoreThesis).
- 69) *Semiconductores con actividad fotocatalítica*  
Autor: Roberto J. Candal, Sara A. Bilmes y Miguel A. Blesa  
[www.cnea.gov.ar/xxi/ambiental/CYTED](http://www.cnea.gov.ar/xxi/ambiental/CYTED).