

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE CATALUNYA

Departament d'Enginyeria Electrònica

**SIMULACIÓ MONTE CARLO DE
TRANSISTORES BIPOLARES DE
HETEROUNIÓ ABRUPTA (HBT)**

Autor: Pau Garcias Salvà
Director: Lluís Prat Viñas

5. Simulación MC de BJTs

En este capítulo se aplica el simulador MCHBT descrito en los capítulos anteriores a la simulación de dispositivos bipolares BJT. Si bien el objetivo del simulador y de la tesis es la simulación MC de HBTs, la inclusión de este capítulo se justifica por diferentes motivos. En primer lugar, la simulación de BJTs deviene un paso intermedio natural en el proceso de desarrollo del simulador MC para HBTs. En segundo lugar, parece razonable detenerse a analizar la simulación de BJTs antes de abordar el análisis de los HBTs, puesto que esto permite validar el simulador por etapas. Además, una validación a este nivel tiene la ventaja que permite la *separación de efectos* que previsiblemente se solaparán en el análisis de los HBTs, lo cual facilita el primer análisis de validación del simulador. Así podremos valorar la influencia sobre la respuesta del dispositivo de fenómenos como la sobrevelocidad transitoria de los electrones (*velocity overshoot*) de forma aislada de la que pueda tener la inyección de portadores calientes en la heterounión del HBT. En este sentido, hemos optado por simular transistores BJT de GaAs por tratarse de un dispositivo bien conocido tanto por su estructura como por las características del material en si mismo.

La validación del simulador MCHBT se ha hecho por comparación de resultados con el simulador HBTSIM, razonando en cada caso las posibles discrepancias sobre la base de los modelos que los sustentan. Por su parte, la validez de HBTSIM está probada por

comparación con simuladores bien conocidos como MEDICI de TMA [MEDICI,1992], por comparación con modelos analíticos como el de Shockley y con resultados experimentales provenientes de publicaciones científicas [LópezG,1994]. Sus resultados han dado lugar a trabajos que han sido publicados en revistas internacionales especializadas [LópezG,1996], [LópezG,1997], [LópezG,1997b], [LópezG,1999].

Este capítulo se estructura en cuatro apartados. En el primero se describe el dispositivo de prueba utilizado para las simulaciones así como los parámetros utilizados por el simulador. Incluye también los resultados obtenidos por el simulador MCHBT, con las curvas típicas de la *visión microscópica* de la simulación MC de un dispositivo. En el segundo apartado se realiza el análisis comparativo de los resultados de MCHBT con los de HBTSIM. En el apartado 5.3 se desarrolla la ecuación de balance del momento a partir de la ecuación de transporte de Boltzmann, que se aplica después en el apartado final al BJT de prueba con el fin de relacionar las diferencias observadas entre las respuestas de los dos simuladores en el apartado 5.2 con las limitaciones intrínsecas del modelo de arrastre-difusión.

5.1 Simulación MC de un BJT de GaAs.

5.1.1 Descripción del dispositivo de prueba.

En este apartado se describe el dispositivo utilizado para ilustrar los resultados obtenidos por el simulador MCHBT. Se trata de un BJT de GaAs unidimensional de $1.4\mu\text{m}$ de longitud total, distribuida de la siguiente forma: $0.3\mu\text{m}$ en el emisor, $0.3\mu\text{m}$ en la base y $0.8\mu\text{m}$ en el colector. Los niveles de impureza respectivos son de $5 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$, $1 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$ y $5 \cdot 10^{16}\text{cm}^{-3}$ (Tabla 5. 1). La polarización aplicada es de 1.25V en la unión base-emisor y de 2.0V entre colector y emisor. Los parámetros esenciales utilizados en el simulador MCHBT para análisis Monte Carlo se muestran en la Tabla 5. 1, mientras que los asociados al módulo de simulación de huecos por arrastre-difusión se

encuentran en la Tabla 5. 2 [Adachi,1985], [Adachi,1982], [Brennan,1984], [Tomizawa,1993], [Köpf,1997]. Los efectos de estrechamiento de la banda prohibida (*band gap narrowing, BGN*) y de variación de la afinidad electrónica con el nivel de dopaje se incluyen de forma coherente en los dos simuladores siguiendo el mismo modelo de cálculo [LópezG,1997], [Jain,1991].

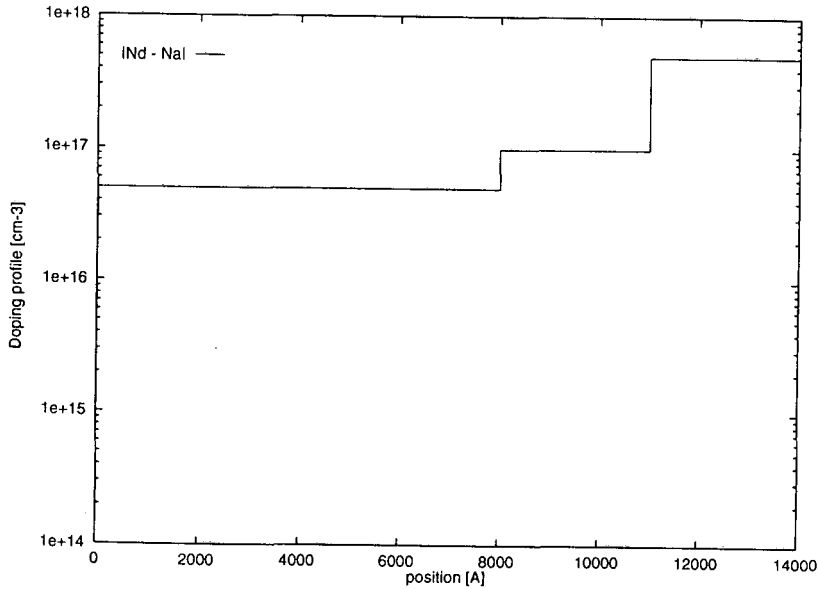


Figura 5. 1 Perfil de impurezas del BJT de GaAs de prueba.

m_{Γ}^* / m_0	[1]	0.067
m_L^* / m_0	[1]	0.222
α_R	[eV ⁻¹]	0.64
α_L	[eV ⁻¹]	0.46
$\Delta E_{\Gamma L}$	[eV]	0.29
E_g	[eV]	1.424
ϵ_s / ϵ_0	[1]	12.90
$\epsilon_{\infty} / \epsilon_0$	[1]	10.90
ρ	[Kg/m ³]	5360
v_{sound}	[cm/s]	5240
Ξ_d	[eV]	7
$D_{ij\Gamma-L}$	[eV/m]	$1 \cdot 10^{11}$
D_{ijL-L}	[eV/m]	$1 \cdot 10^{11}$
$\hbar\omega_{\text{opt}}$	[eV]	0.03536
$\hbar\omega_{\Gamma L}$	[eV]	0.030
$\hbar\omega_{LL}$	[eV]	0.030

Tabla 5. 1 Parámetros físicos para el GaAs en el simulador MCHBT.

La estructura cristalina del semiconductor GaAs es la estructura de la blenda (*zinc blende*). Por ahora, MCHBT considera el valle Γ y los 8 valles L equivalentes de la banda de conducción. La inclusión de los valles X , poblados por electrones más energéticos, está prevista para un futuro próximo. En todos los valles se ha considerado simetría esférica (superficies de equienergía esféricas), cada uno con su parámetro respectivo de masa eficaz y de coeficiente de no parabolicidad α .

Los mecanismos de dispersión actualmente incluidos en MCHBT para el GaAs son los siguientes: impurezas ionizadas, fonones acústicos, fonones ópticos polares y fonones ópticos no polares. Éstos últimos incluyen las transiciones entre valles equivalentes y las transiciones entre valles no equivalentes.

μ_{no}	[cm ² /V·s]	2900
μ_{po}	[cm ² /V·s]	260
v_{nsat}	[cm/s]	$0.8 \cdot 10^7$
E_{clh}	[V/cm]	$5 \cdot 10^3$
τ_{no} (SHR)	[s]	10^{-9}
τ_{po} (SHR)	[s]	10^{-9}
$E_T - E_{Fi}$ (SHR)	[eV]	0
C_{Ano} (Auger)	[cm ⁶ /s]	$1.9 \cdot 10^{-31}$
C_{Apo} (Auger)	[cm ⁶ /s]	$1.12 \cdot 10^{-30}$
B_o (Rec. dir.)	[cm ³ /s]	10^{-10}
ϵ_r / ϵ_o	[1]	13.1
$q\chi_o$	[eV]	4.07
E_{go}	[eV]	1.424
m_{dn}^* / m_o	[1]	0.067
m_{dh}^* / m_o	[1]	0.48
m_{lh}^* / m_o	[1]	0.074
m_{hh}^* / m_o	[1]	0.62
v_{nsat}	[cm/s]	$0.8 \cdot 10^7$
E_{clh}	[V/cm]	$5 \cdot 10^3$

Tabla 5. 2 Parámetros físicos para el GaAs en el simulador HBTSIM.

La Tabla 5. 2 y la Tabla 5. 3 muestran la probabilidad relativa de choque según cada uno de los mecanismos de dispersión considerados. Los gráficos son en función de la energía cinética del electrón. La primera figura corresponde a los electrones del colector en el valle Γ , mientras que la segunda hace referencia a los electrones del colector en los valles L . Las probabilidades de choque en las demás regiones del dispositivo son muy similares, puesto que sólo cambia el nivel de impurezas ionizadas.

Se observa que a niveles bajos de energía el mecanismo dominante es el de impurezas ionizadas, seguido de la emisión y absorción de fonones ópticos polares. Para energías mayores, a partir de un cierto umbral directamente relacionado con la energía potencial que separa los valles de la banda de conducción, crece rápidamente la importancia de la emisión y absorción de fonones ópticos no polares, que son los responsables de la transferencia de los electrones entre valles.

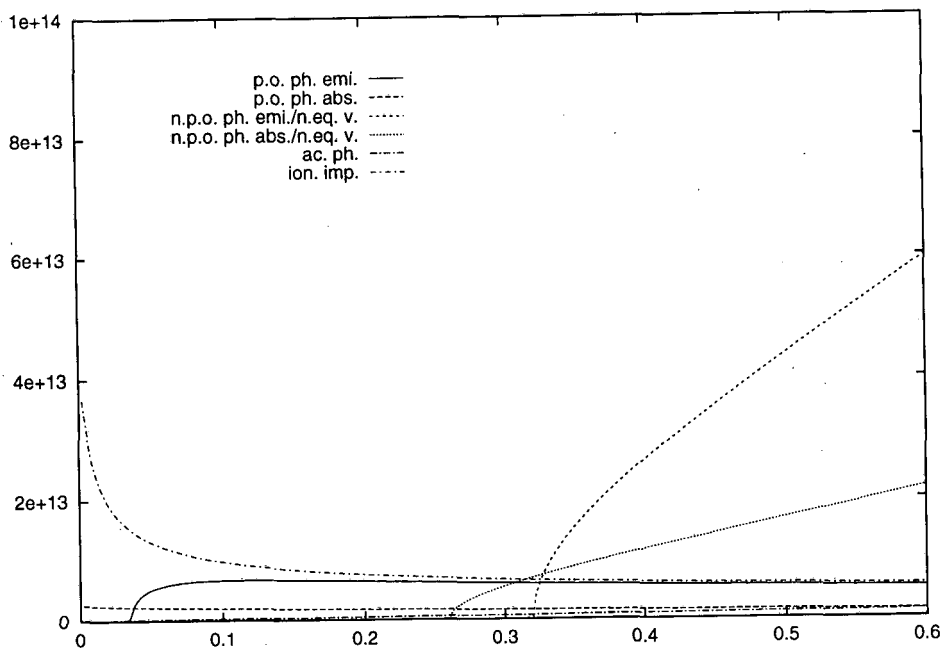


Figura 5. 2 Probabilidad relativa de dispersión en el colector del BJT (valle Γ).

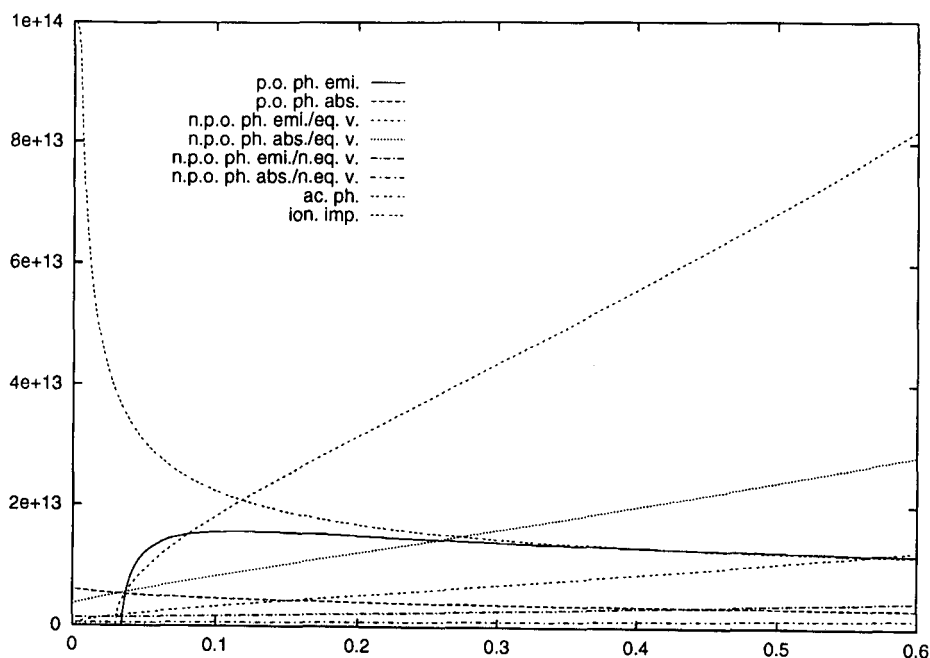


Figura 5. 3 Probabilidad relativa de dispersión en el colector del BJT (valles L).

La solución en régimen permanente obtenida por el simulador HBTSIM se utiliza como solución inicial en el proceso iterativo de resolución seguido en MCHBT con el fin de acelerar la convergencia del algoritmo MC. Los parámetros con los que HBTSIM obtiene esta solución inicial son los que aparecen en la Tabla 5. 2 anterior, valores que deberemos tener en cuenta en la comparación posterior entre modelos. Así, en el proceso de inicialización del simulador MC el número inicial de partículas y su distribución espacial es coherente con la solución HBTSIM, que es una *buena solución inicial* que ahorra muchas iteraciones en el proceso de convergencia global del algoritmo. El momento de cada partícula se inicializa de forma aleatoria según una distribución maxweliana de energía. Puesto que la solución final proporcionada por los dos modelos será en principio distinta, dada una *buena solución inicial* es igualmente necesario dedicar un período transitorio de simulación durante el cual la muestra de partículas irá evolucionando hasta alcanzar un estado estacionario para el conjunto, aunque se trate de un equilibrio dinámico.

Los resultados de la simulación con MCHBT de este dispositivo se ilustran en las figuras que siguen en este apartado. Unas figuras corresponden a muestreos instantáneos del estado del dispositivo durante la evolución temporal de la solución desde la solución inicial dada por HBTSIM hasta el nuevo estado de convergencia obtenido por el algoritmo MC autoconsistente con el cálculo del potencial electrostático y de la ecuación de continuidad de huecos. Otras figuras corresponden a valores promediados a

lo largo del tiempo una vez el conjunto de electrones ha alcanzado el régimen permanente. En concreto, en esta simulación se ha seguido la dinámica de los electrones durante 5ps con un paso temporal de 0.1fs con muestreos periódicos cada 1ps. A partir de este momento, la simulación ha continuado 3ps adicionales durante los cuales se han hecho 600 muestreos con recogida de datos para obtener resultados estadísticos de la simulación. El total de electrones en el dispositivo se ha representado por un conjunto de unas 190000 partículas, todas con un mismo peso equivalente de $2 \cdot 10^{11}$ electrones por partícula. En esta simulación se ha seguido pues el método MC estándar en lugar del MC ponderado (WMC), que será el utilizado en el capítulo siguiente. De hecho, la simulación del BJT se repitió con la versión WMC de MCHBT y se obtuvieron resultados equivalentes a los presentados en esta sección, por lo que se evita presentarlos aquí por duplicado.

La Figura 5. 4 representa el campo eléctrico a lo largo del dispositivo en el instante inicial (solución HBTSIM) y en cinco instantes consecutivos a distancia de 1ps tal como se obtiene de la resolución autoconsistente del potencial en el bucle iterativo principal de MCHBT. Las diferencias a simple vista son mínimas aunque, eso sí, en cualquiera de las *fotos instantáneas* se observan las fluctuaciones típicas del *ruido estadístico* propio del método MC. Se distinguen en la figura las zonas neutras de cada región del transistor y los campos más intensos de las zonas de carga espacial: el campo retardador de la unión base-emisor y el intenso campo acelerador de la unión base-colector. Los máximos de intensidad marcan las respectivas uniones metalúrgicas del transistor.

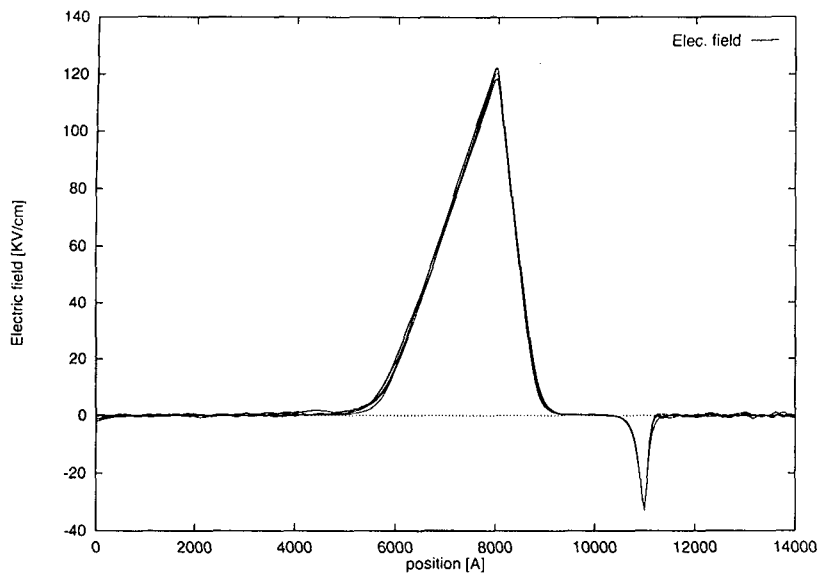


Figura 5. 4 Campo eléctrico a lo largo del dispositivo en muestreos periódicos de 1ps.

La concentración de portadores evoluciona tal como se indica en la Figura 5. 5 El cambio más visible es en la concentración de electrones, que presenta una depresión importante en la zona de carga espacial de la unión base-colector con respecto a la concentración inicial. La Figura 5. 6 representa la velocidad longitudinal del conjunto de partículas que en un instante determinado caen en una misma celda de la discretización. Cada curva de velocidad de electrones es una *foto instantánea* sin ningún tipo de promediado temporal, pero sí que incluye un promediado del número de partículas que recae en cada celda según el método CIC visto en los capítulos anteriores. Es una gráfica bastante ruidosa debido al movimiento errático de agitación térmica asociado a cada partícula en la simulación de su dinámica a nivel microscópico. La solución inicial en este caso es también ruidosa puesto que se genera al azar, siguiendo una distribución maxweliana de media cero.

De forma análoga se puede representar el grado de ocupación del valle Γ a lo largo del dispositivo (Figura 5. 7) haciendo un simple recuento del número de partículas (sobre el total asignado a cada celda en aquel instante) que ocupan el valle más bajo de la banda de conducción.

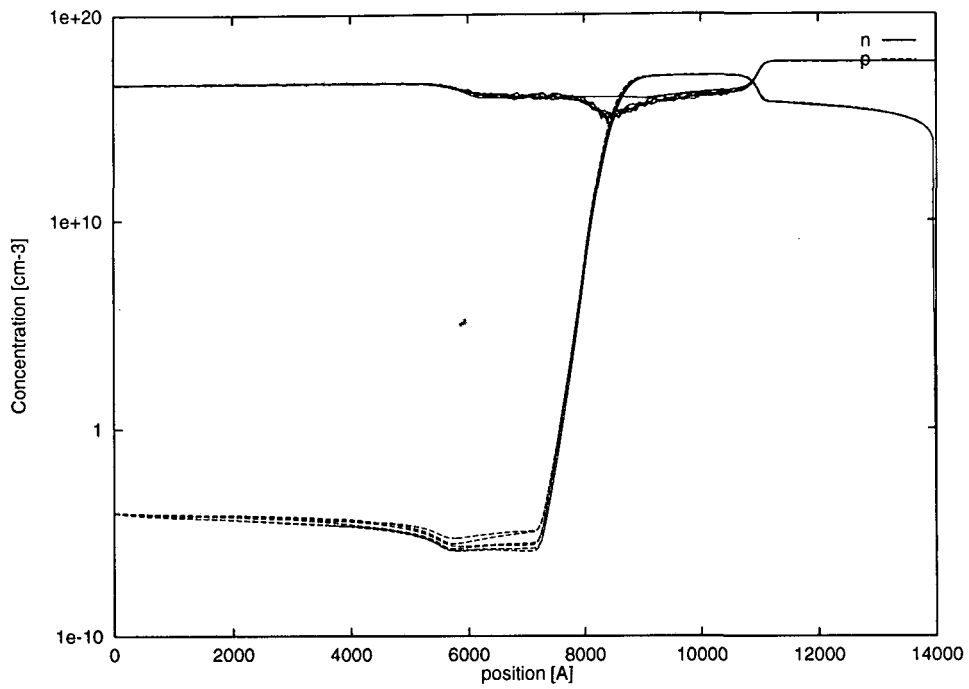


Figura 5. 5 Concentración de portadores a lo largo del dispositivo en muestreos periódicos de 1ps.

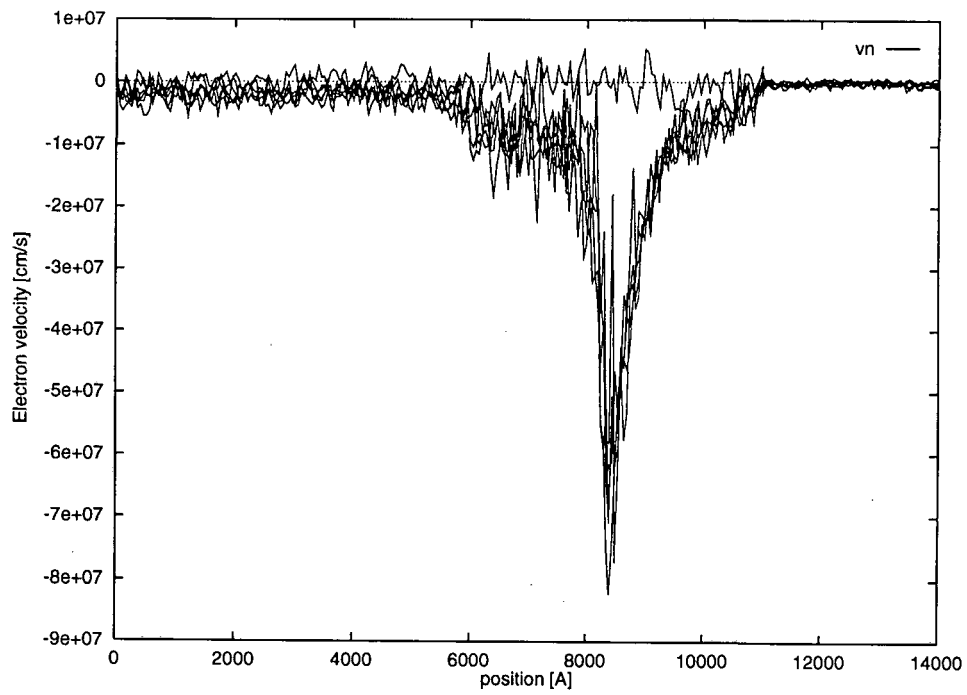


Figura 5. 6 Velocidad longitudinal de los electrones a lo largo del dispositivo en muestreos periódicos de 1ps.

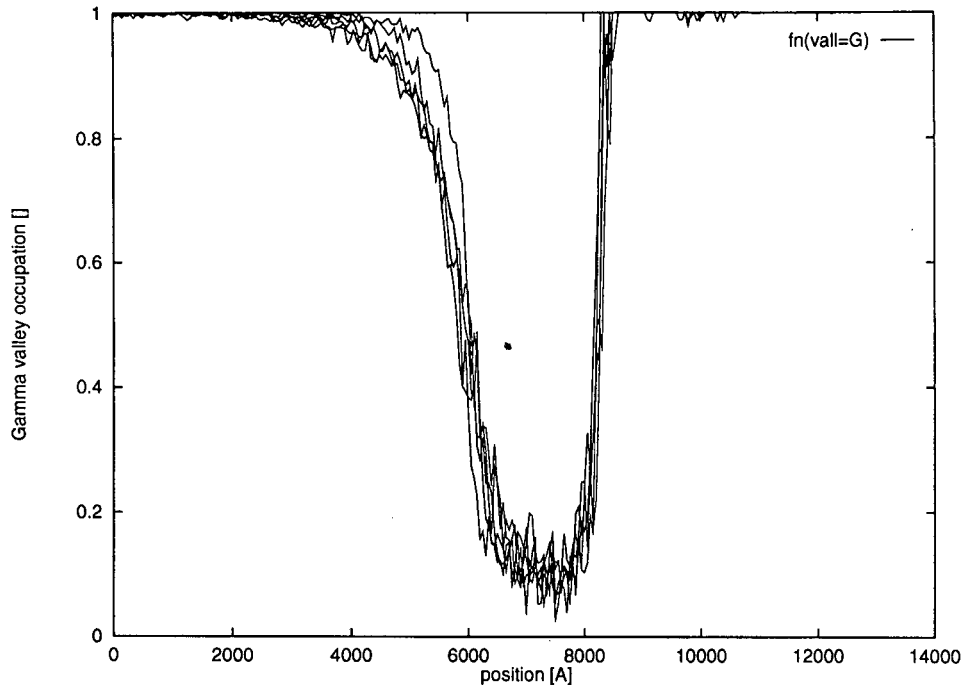


Figura 5. 7 Factor de ocupación del valle Γ a lo largo del dispositivo en muestreos periódicos de 1ps.

Recogiendo un número suficientemente grande de curvas como éstas durante la fase en que la población de partículas ha alcanzado ya el régimen estacionario y promediándolas, se obtienen las soluciones estacionarias representadas en las figuras siguientes: Figura 5. 8 a Figura 5. 12.

En la Figura 5. 10 se representa la densidad de corriente de electrones a lo largo del dispositivo. Se puede leer un valor medio constante de unos $13200\text{A}/\text{cm}^2$ con fluctuaciones propias de la incertidumbre estadística del método. Esta gráfica sale del producto de la concentración de electrones (Figura 5. 8) por la velocidad media de los mismos (Figura 5. 9) de acuerdo con la ecuación:

$$J_n = q \cdot n(x) \cdot v(x) \tag{5.1}$$

En régimen permanente la corriente total a lo largo del dispositivo debe ser constante e igual a la corriente de electrones si la contribución de los huecos es mínima como pasa en un transistor BJT n - p - n con una ganancia de corriente β aceptable.

Así pues, la caída pronunciada en la concentración de electrones en la zona de carga espacial de la unión colectora se explica por el pico de velocidad media de los portadores en esta región del dispositivo. La evolución de la velocidad media de los electrones a lo largo del dispositivo es la siguiente. En el emisor, la concentración de

electrones es muy elevada, por lo que el desplazamiento neto necesario para conseguir la corriente deseada es muy bajo; el movimiento errático de los electrones es muy importante por falta de un campo eléctrico que los acelere. Sólo los electrones que tengan una velocidad longitudinal suficientemente elevada que les permita superar el campo retardador de la unión base-emisor podrán penetrar en la base. Los demás serán frenados e impulsados de nuevo hacia el emisor. Puesto que sólo los electrones que van fuertemente dirigidos hacia la base consiguen penetrar en ella, la velocidad media en la base va aumentando a medida que nos adentramos en la misma ya que los pocos electrones presentes tienden a llevar una misma dirección del movimiento: ha habido una selección de partículas y el resultado es que se ha reducido en gran parte la componente errática del movimiento. Aún así, los electrones sufren choques debido a los mecanismos de dispersión, con lo que la velocidad en la base puede perder la direccionalidad conseguida. No obstante, debido a la proximidad del fuerte campo eléctrico acelerador en la zona de carga espacial de la unión colectora, la probabilidad que un electrón retroceda es cada vez menor cuanto más cerca se esté de esta zona, por lo que la velocidad longitudinal media de los electrones continua aumentando a medida que los electrones se adentran en la zona neutra de la base. Ya en la zona de carga espacial este efecto es todavía más intenso y además los electrones empiezan a ser acelerados por el campo eléctrico cada vez mayor. El resultado es que la velocidad media sube en poco espacio hasta valores superiores a $6 \cdot 10^7$ cm/s; casi un orden de magnitud superior al valor de la velocidad de saturación en este material ($v_{sat} \approx 0.8 \cdot 10^7$ cm/s) y casi tres veces mayor que el valor máximo de velocidad en régimen permanente mostrado en las curvas típicas $v \cdot E_{el}$ que demuestran la existencia de una región de intensidades de campo eléctrico en las que el material presenta una resistencia dinámica negativa (Figura 5. 18). Este valor de pico tan elevado para la velocidad media de los electrones es un efecto espacial transitorio (*velocity overshoot*), puesto que cuando los electrones se aceleran por efecto de campo ganan energía cinética (Figura 5. 12), con lo que entran en juego nuevos mecanismos de dispersión, la emisión/absorción de fonones ópticos no polares, que provocan el cambio de valle en la banda de conducción (Figura 5. 11). A medida que los electrones son transferidos a los valles L la velocidad media baja porque la transferencia de valle va acompañada de una aleatorización de la dirección de la velocidad final después del choque, de una pérdida de energía cinética (ΔE_{TL}) y, sobre todo, de un aumento importante de la masa efectiva.

La transferencia de electrones a los valles L llega a alcanzar una tasa del 90% en la zona de carga espacial del colector, por lo que sus efectos son dominantes en esta zona. La consecuencia es que la velocidad media baja tan en picado como había subido y que, mientras el campo eléctrico se mantiene elevado los electrones se estabilizan a una velocidad media igual a la de saturación en régimen permanente del material. Más adelante, cuando los electrones alcanzan la zona neutra del colector, la velocidad media de los electrones se estabiliza a un valor constante más bajo, consistente con el hecho que la concentración de electrones en esta región aumenta, por lo que se mantiene constante el producto $n(x) \cdot v(x)$.

El hecho de que los valores de velocidad de saturación y del pico de sobrevelocidad transitoria observados en la simulación coincidan con los valores reportados para este material en diferentes fuentes de la bibliografía especializada confirman, a nuestro entender, la validez del método e implementación del simulador MCHBT [Tomizawa,1993], [Hockney,1988], [Moglestue,1985], [Constant,1985].

Otro punto de validación del simulador MCHBT es que la corriente obtenida, de unos 13200 A/cm^2 , es muy similar (-1.5%) a la obtenida por el simulador HBTSIM por procedimientos muy distintos: 13389 A/cm^2 . Puesto que las dimensiones críticas del dispositivo simulado están todavía dentro del límite de validez del modelo de arrastre-difusión para el GaAs [Lundstrom,1990], es de esperar una similitud de resultados entre los dos modelos.

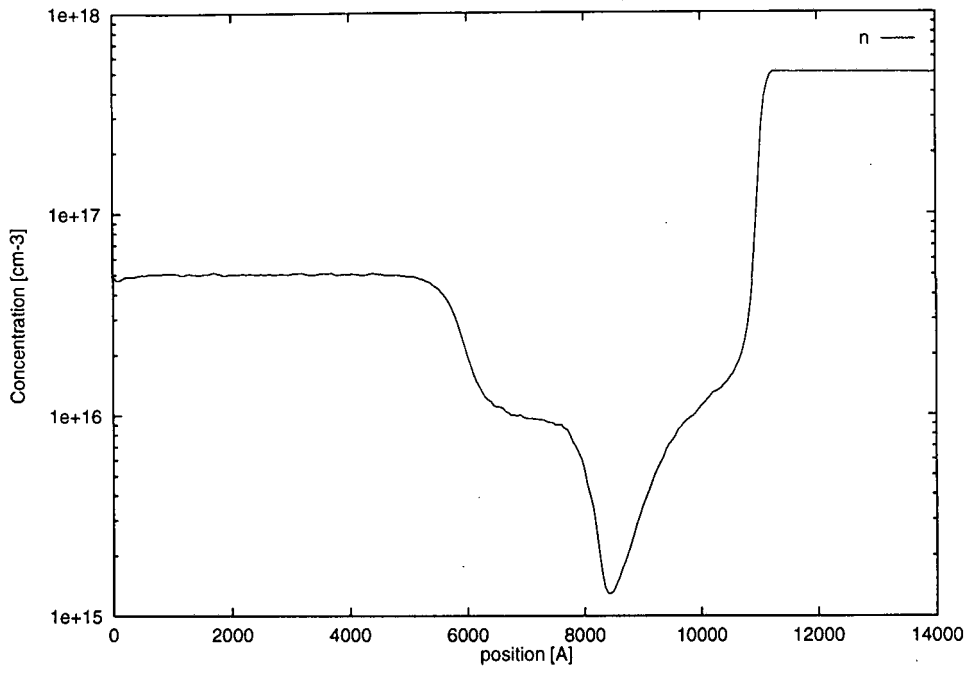


Figura 5. 8 Concentración media de electrones a lo largo del dispositivo en régimen estacionario.

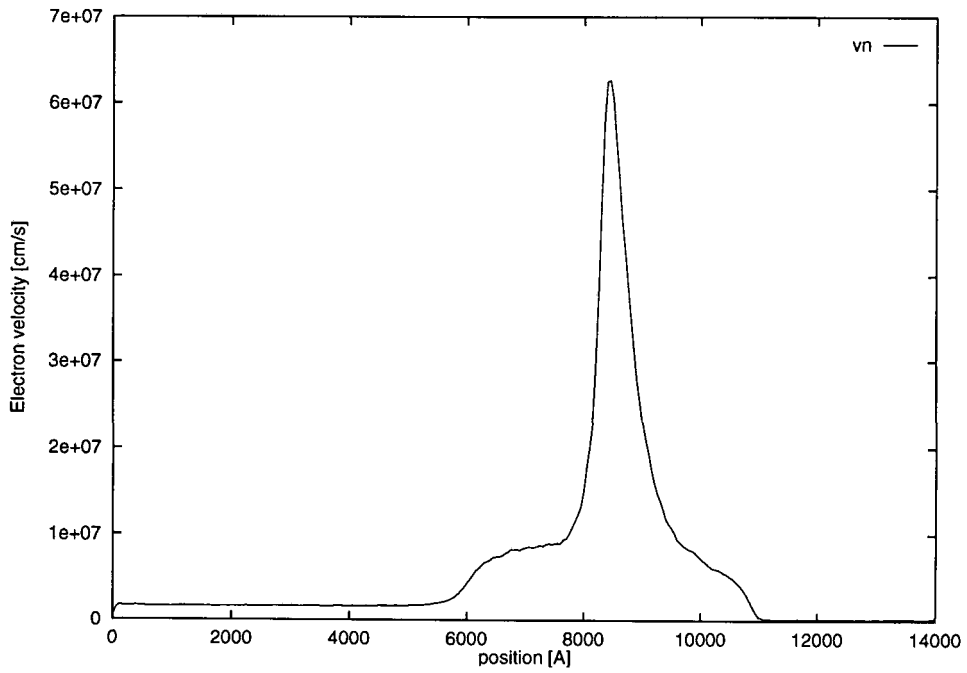


Figura 5. 9 Velocidad longitudinal media de los electrones a lo largo del dispositivo en régimen estacionario.

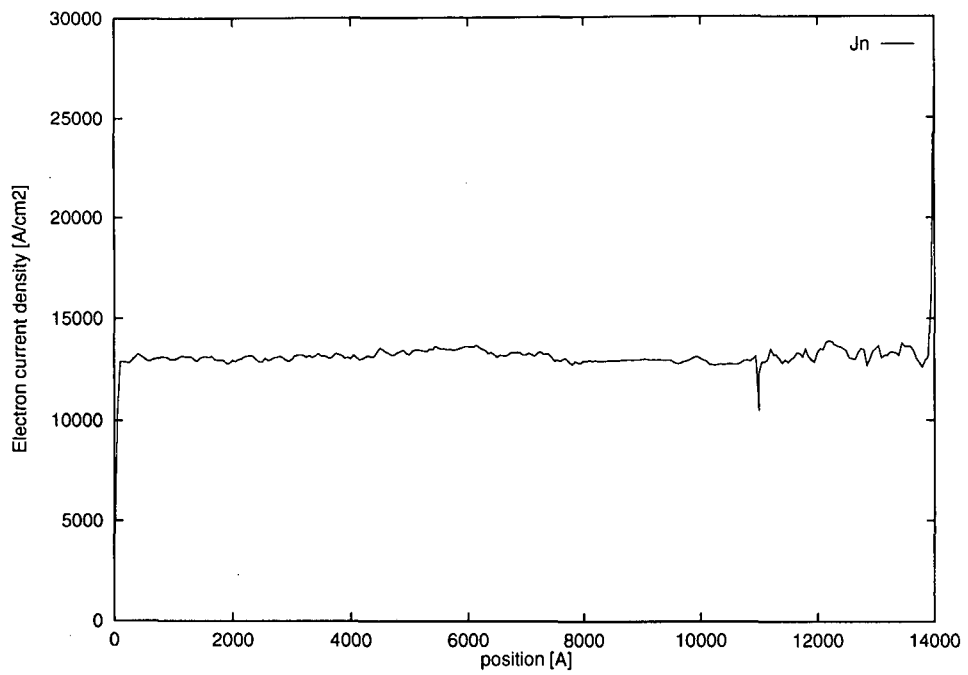


Figura 5. 10 Densidad de corriente de electrones a lo largo del dispositivo en régimen estacionario.

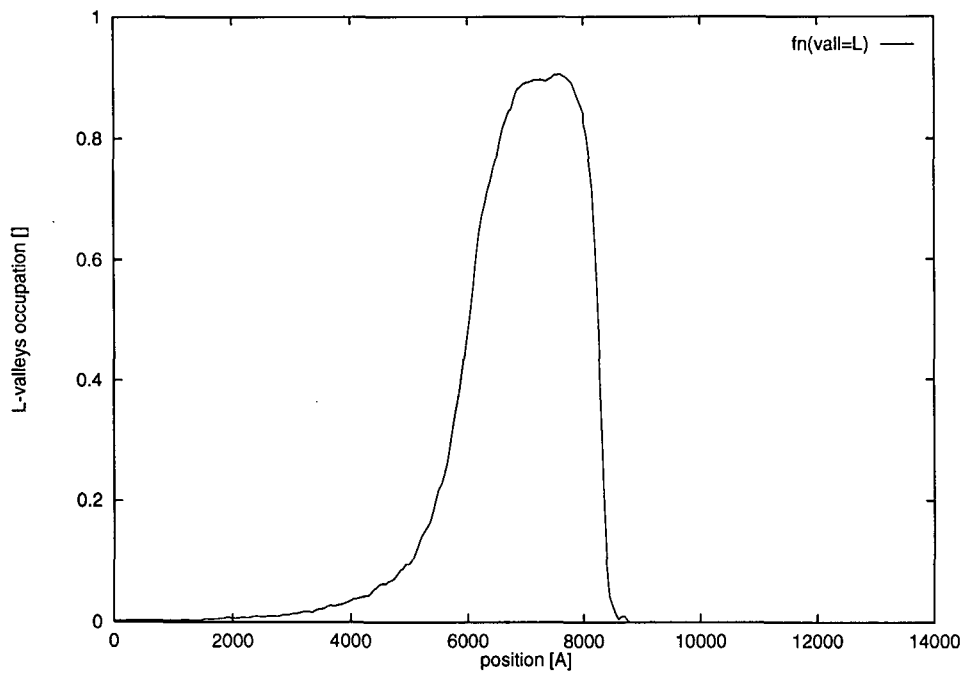


Figura 5. 11 Factor de ocupación de los valles L a lo largo del dispositivo en régimen estacionario.

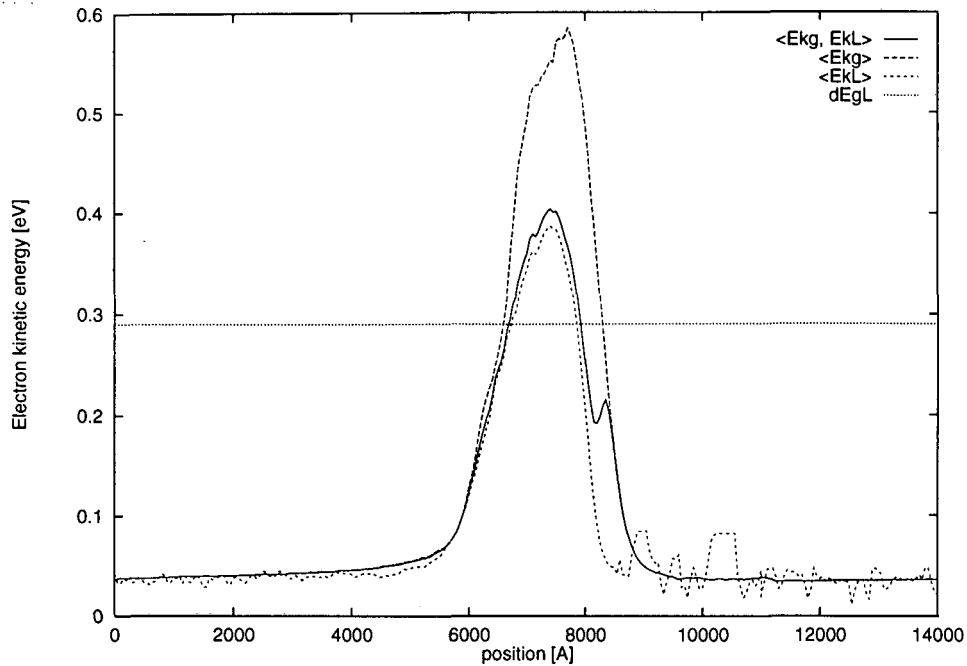


Figura 5. 12 Energía cinética media de los electrones a lo largo del dispositivo en régimen estacionario: a) toda la banda de conducción, b) valle Γ únicamente.

5.2 Análisis comparativo de MCHBT y HBTSIM.

Acabamos de ver en el apartado anterior que los dos simuladores, MCHBT y HBTSIM proporcionan el mismo resultado de corriente en el dispositivo siguiendo procedimientos de cálculo y de fundamento físico muy distintos. Si bien es cierto que este resultado final es equivalente, también es cierto que la concentración de electrones dada por cada simulador presenta diferencias notables según hemos podido observar en la Figura 5. 5 y en la Figura 5. 8. Para analizar más a fondo esta diferencia y su alcance en la respuesta del dispositivo hemos realizado una serie de simulaciones en las cuales hemos tomado como parámetro la anchura metalúrgica de la base del transistor de prueba, w_{Bm} . Los resultados de concentración de electrones obtenidos con cada simulador se muestran desde la Figura 5. 13 a la Figura 5. 17, en las cuales w_{Bm} vale $0.45\mu\text{m}$, $0.30\mu\text{m}$, $0.25\mu\text{m}$, $0.20\mu\text{m}$ y $0.15\mu\text{m}$ respectivamente. Las densidades de corriente de electrones obtenidas en cada caso se muestran en la Tabla 5. 3.

w_B [μm]	0.45	0.30	0.25	0.20	0.15
$J_{C_{MCHBT}}$ [A/cm^2]	9200	13200	15400	19500	26500
$J_{C_{HBTSIM}}$ [A/cm^2]	9236	13389	15718	18900	23540
$\frac{J_{C_{MCHBT}}}{J_{C_{HBTSIM}}}$ [%]	-0.5 %	-1.5 %	-2 %	+3 %	+13 %

Tabla 5. 3 Densidad de corriente de electrones en el BJT en función de la anchura de base, w_{Bm} , y del modelo de simulación utilizado: MCHBT o HBTSIM.

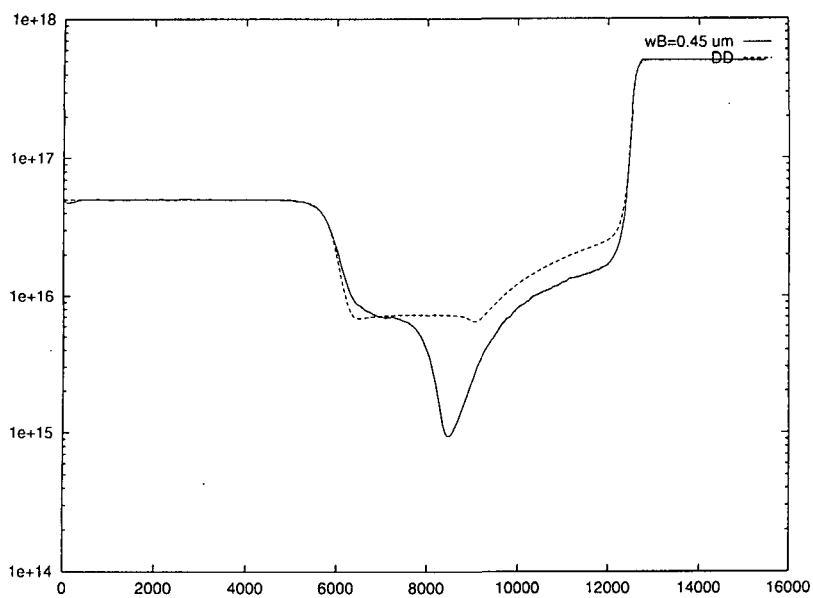


Figura 5. 13 Concentración media de electrones a lo largo del dispositivo en régimen estacionario para una anchura de base $w_{Bm}=0.45\mu\text{m}$ según MCHBT (línea continua) y HBTSIM (línea discontinua).

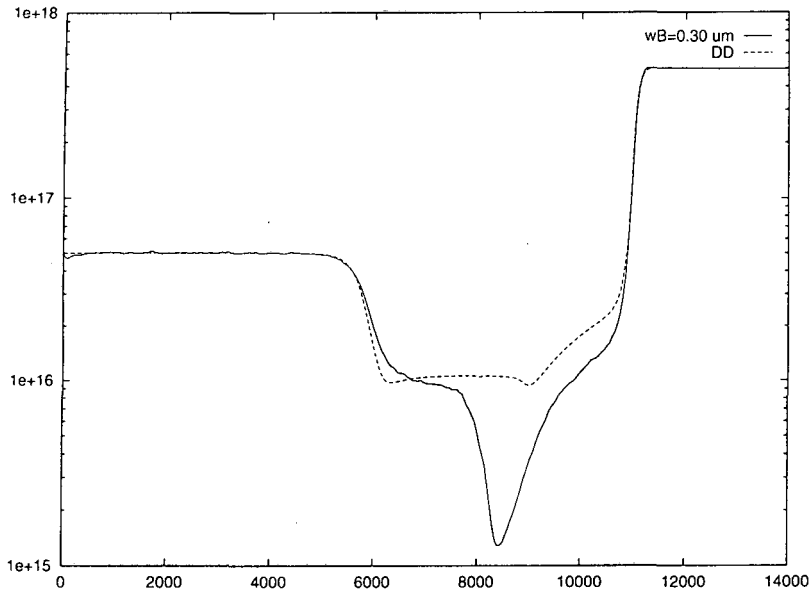


Figura 5. 14 Concentración media de electrones a lo largo del dispositivo en régimen estacionario para una anchura de base $w_{Bm}=0.30\mu\text{m}$ según MCHBT (línea continua) y HBTSIM (línea discontinua).

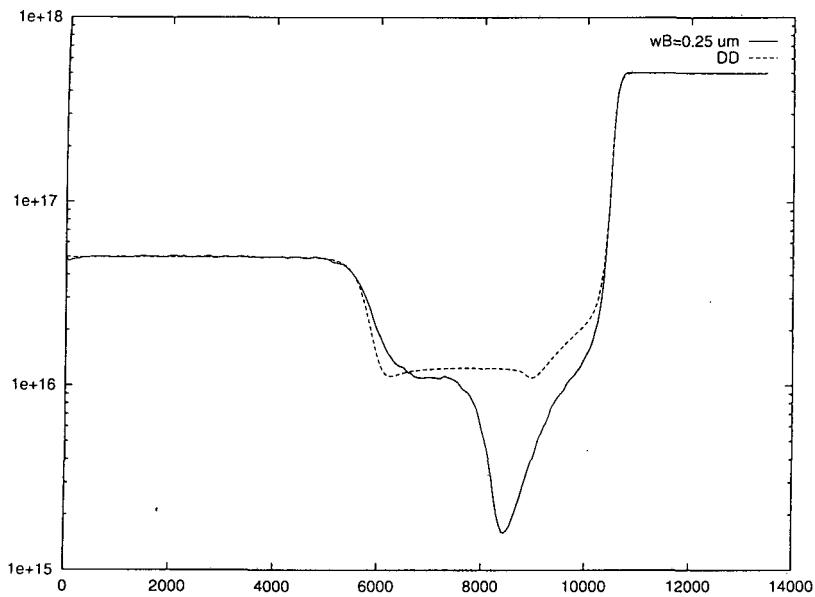


Figura 5. 15 Concentración media de electrones a lo largo del dispositivo en régimen estacionario para una anchura de base $w_{Bm}=0.25\mu\text{m}$ según MCHBT (línea continua) y HBTSIM (línea discontinua).

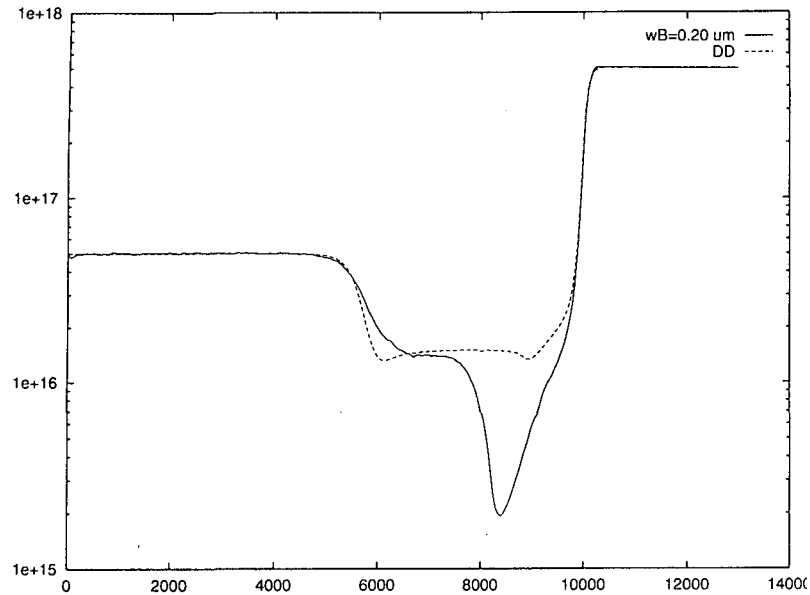


Figura 5. 16 Concentración media de electrones a lo largo del dispositivo en régimen estacionario para una anchura de base $w_{Bm}=0.20\mu\text{m}$ según MCHBT (línea continua) y HBTSIM (línea discontinua).

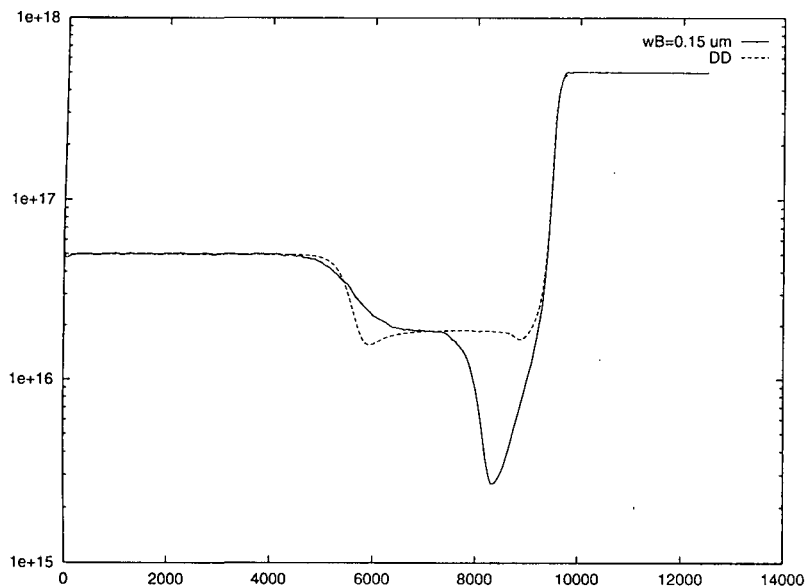


Figura 5. 17 Concentración media de electrones a lo largo del dispositivo en régimen estacionario para una anchura de base $w_{Bm}=0.15\mu\text{m}$ según MCHBT (línea continua) y HBTSIM (línea discontinua).

Los parámetros utilizados por el simulador HBTSIM son los que se han dado en la Tabla 5. 2, puesto que algunos de ellos son utilizados también en MCHBT para resolver la ecuación de continuidad de los huecos por el modelo de arrastre-difusión. Por su importancia en la determinación de la corriente en el dispositivo, cabe resaltar el parámetro de movilidad de los electrones. En HBTSIM la movilidad de los electrones se

calcula en función de la concentración de impurezas y del campo eléctrico local en cada punto de la discretización del dispositivo. La dependencia de la movilidad de los electrones con el dopaje en GaAs de tipo N para campos eléctricos de baja intensidad se puede expresar como [Kurata,1984]:

$$\mu_n = 1500 + \frac{5700}{1 + \left(\frac{|N_D^+ - N_A^-|}{1.33 \cdot 10^{17}} \right)^{0.5106}} \quad (5.2)$$

y en GaAs de tipo P [Lundstrom,1990]:

$$\mu_n = 940 + \frac{7060}{1 + \left(\frac{|N_D^+ - N_A^-|}{2.8 \cdot 10^{16}} \right)^{0.75}} \quad (5.3)$$

La dependencia de la velocidad media de deriva de los electrones con el campo eléctrico se puede expresar a través de la movilidad de acuerdo con la siguiente fórmula:

$$\mu_n = \frac{\mu_{n0} + \frac{v_{nsat}}{E_{el}} \cdot \left(\frac{E_{el}}{E_{elh}} \right)^4}{1 + \left(\frac{E_{el}}{E_{elh}} \right)^4} \quad (5.4)$$

donde μ_{n0} es la movilidad para campos débiles (fórmulas (5. 2) y (5. 3)), v_{nsat} es la velocidad de saturación que alcanzan los electrones sometidos a un campo eléctrico intenso en régimen permanente y E_{elh} es un parámetro de ajuste, que llamaremos campo crítico, para reproducir el máximo local de la curva experimental v - E_{el} y la región de campos en los que el GaAs presenta resistencia dinámica negativa (Figura 5. 18).

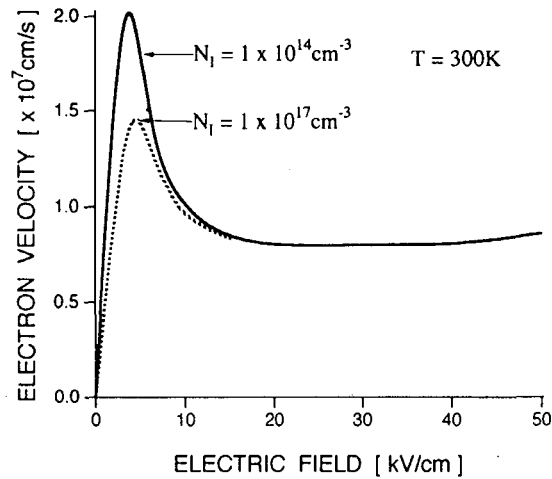


Figura 5. 18 Relación en el GaAs entre la velocidad media de deriva de los electrones y el campo eléctrico al que se ven sometidos [Tomizawa,1993].

Los resultados de densidad de corriente presentados en la Tabla 5. 3 indican que los dos simuladores coinciden aceptablemente cuando la base del transistor (como dimensión crítica del dispositivo) es suficientemente larga. Esta concordancia de valores supone un punto más en la validación del simulador MCHBT. Cuando la anchura de la base disminuye las predicciones de corriente discrepan notablemente. Vamos a intentar explicar el origen de estas discrepancias en las diferencias observadas en las distribuciones de electrones o, equivalentemente, de velocidad (sin más que invertir la gráfica de la concentración de electrones) a lo largo del dispositivo.

La justificación de la forma de la gráfica de la velocidad media de los electrones a lo largo del dispositivo ya ha sido discutida más arriba para el simulador MCHBT. En el caso de HBTSIM, basado en el modelo de arrastre-difusión, vemos cómo la concentración de electrones en la zona neutra de la base disminuye de forma lineal. Con ello el término de difusión, dominante sobre el término de arrastre debido al campo eléctrico débil en esta región, se traducirá en una densidad de corriente constante dada por:

$$J_n(x) \approx q \cdot D_n \cdot \frac{dn(x)}{dx} = \text{constante}$$

(5. 5)

La concentración disminuye hasta que se estabiliza a un valor mínimo constante en la zona de carga espacial del colector. Esta estabilización se asocia al hecho de que los electrones viajan a la velocidad de saturación, v_{nsat} , debido al fuerte campo eléctrico reinante en la zona.

Por tanto, el modelo de HBTSIM no reproduce el pico de sobrevelocidad transitoria (*velocity overshoot*) que predice el seguimiento microscópico de la dinámica de las partículas en MCHBT ni la repercusión directa que esto tiene sobre la concentración de portadores en el dispositivo. Tan solo se observan unas ligeras bajadas en la concentración que reflejan el pico de velocidad *estacionaria* para campos cercanos a E_{elh} en la Figura 5. 18.

El modelo analítico presentado en el capítulo 2 aproxima la corriente en la zona neutra de la base (ignorando el término de corriente de arrastre) por:

$$J_C \approx q \cdot v_B \cdot n_{0p} \cdot e^{V_{BE}/V_T}$$

$$\frac{1}{v_B} = \frac{1}{D_n/w_B} + \frac{1}{v_{nsat}}$$
(5. 6)

Los espesores de base considerados en este estudio conducen a valores de ganancia de corriente β_F en el margen convencional. La expresión (5. 6) predice que los efectos de v_{nsat} serán significativos en el valor final de J_C . En efecto, si consideramos $D_n \approx 75 \text{cm}^2/\text{s}$ y $w_B \approx 0.2 \mu\text{m}$ (valores extraídos de HBTSIM) resulta que $D_n/w_B \approx 3.75 \cdot 10^6 \text{cm/s}$, que es del mismo orden que $v_{nsat} \approx 8 \cdot 10^6 \text{cm/s}$,

La discrepancia entre los modelos de HBTSIM y MCHBT en la velocidad de los electrones al final de la zona neutra de la base (que podemos denominar por $v_{nsat \text{ efectiva}}$), junto a la influencia que tiene que tener esta velocidad sobre J_C aconseja desarrollar un nuevo marco teórico que permite una interpretación más rigurosa de los resultados numéricos obtenidos. Con este objetivo desarrollaremos la ecuación de balance del momento a partir de la ecuación de transporte de Boltzmann y a continuación la aplicaremos al análisis de los resultados del BJT de GaAs. Con el nuevo modelo discutiremos también los límites de validez de HBTSIM y nuevos argumentos para la validación de MCHBT.

5.3 Desarrollo de la ecuación de balance del momento.

La ecuación de balance del momento se deriva directamente de la ecuación de transporte de Boltzmann (BTE). Relaciona el momento colectivo de un conjunto de electrones con el campo eléctrico presente en el dispositivo, con la energía cinética de los portadores y con los mecanismos de dispersión que les afectan.

El punto de partida es la ecuación de transporte de Boltzmann, introducida en el capítulo 3:

$$\frac{\delta f}{\delta t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f + \vec{F} \cdot \vec{\nabla}_p f = s(\vec{r}, \vec{p}, t) + \left. \frac{\delta f}{\delta t} \right|_{coll} \quad (5.7)$$

Multiplicando la BTE por el momento de electrón en la dirección longitudinal, p_x , sumando sobre todos los momentos posibles y suponiendo que la fuerza que actúa sobre los electrones es debida sólo al campo eléctrico y que éste tiene sólo componente longitudinal, $F = -q \cdot E_{elx}$, se obtiene:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Omega} \cdot \sum_{p_x} p_x \frac{\delta f}{\delta t} + \frac{1}{\Omega} \cdot \sum_{p_x} p_x \cdot \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f + \frac{1}{\Omega} \cdot \sum_{p_x} p_x \cdot (-q \cdot E_{elx} \cdot \hat{x}) \cdot \vec{\nabla}_p f = \\ \frac{1}{\Omega} \cdot \sum_{p_x} p_x \cdot s(\vec{r}, \vec{p}, t) + \frac{1}{\Omega} \cdot \sum_{p_x} p_x \cdot \left. \frac{\delta f}{\delta t} \right|_{coll} \end{aligned} \quad (5.8)$$

donde Ω es un volumen de normalización. La ecuación puede reescribirse de la siguiente forma [Lundstrom,1990]:

$$\frac{\delta P_x}{\delta t} = -\frac{\delta}{\delta x_i} (2W_{ix}) + n \cdot (-q) \cdot E_{elx} - \frac{P_x}{\tau_m} \quad (5.9)$$

donde se ha considerado que el término de generación se anula ya que se supone que los portadores son generados con una distribución aleatoria del momento. La constante $1/\tau_m$ es la tasa de relajación conjunta del momento:

$$-\frac{1}{\Omega} \cdot \sum_{p_x} p_x \cdot \left. \frac{\delta f}{\delta t} \right|_{coll} = \frac{P_x - P_x^0}{\tau_m} = \frac{P_x}{\tau_m} \quad (5.10)$$

La cantidad W_{ix} , relacionada con la energía cinética del conjunto de electrones, está definida por:

$$W_{ix} = \frac{1}{\Omega} \cdot \sum_{p_x} \frac{1}{2} \cdot v_i \cdot p_x \cdot f \quad (5.11)$$

El momento P_x representa el momento medio del colectivo de electrones:

$$P_x = \frac{1}{\Omega} \cdot \sum_{p_x} p_x \cdot f = n \cdot m^* \cdot v_{dx} \quad (5.12)$$

Considerando que la densidad de corriente se puede expresar como:

$$J_x = -q \cdot n \cdot v_{dx} = -\frac{q}{m^*} P_x \quad (5.13)$$

la ecuación (5.9) puede reescribirse como:

$$J_x + \tau_m \cdot \frac{\delta J_x}{\delta t} = \frac{q \cdot \tau_m}{m^*} \cdot \frac{\delta}{\delta x_i} (2W_{ix}) + q \cdot \frac{q \cdot \tau_m}{m^*} \cdot n \cdot E_{elx} \quad (5.14)$$

o bien, definiendo la movilidad:

$$\mu_n = \frac{q \cdot \tau_m}{m^*} \quad (5.15)$$

se obtiene:

$$J_x + \tau_m \cdot \frac{\delta J_x}{\delta t} = 2 \cdot \mu_n \cdot \frac{\delta}{\delta x_i} (W_{ix}) + q \cdot \mu_n \cdot n \cdot E_{elx} \quad (5.16)$$

Suponiendo que las distribuciones de velocidad en los dos ejes transversales sean simétricas (tensor W diagonal) se anularán las componentes W_{yx} y W_{zx} . Sólo quedará la componente no nula W_{xx} :

$$W_{xx} = \frac{1}{\Omega} \cdot \sum_{p_x} \frac{1}{2} \cdot v_x \cdot p_x \cdot f = \frac{1}{\Omega} \cdot \sum_{p_x} \frac{1}{2} \cdot m^* \cdot v_x^2 \cdot f \equiv n \cdot u_{xx} \quad (5.17)$$

donde u_{xx} es la energía cinética media por electrón en la dirección x . Así pues:

$$J_x + \tau_m \cdot \frac{\delta J_x}{\delta t} = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot E_{elx} + 2 \cdot \mu_n \cdot \frac{\delta}{\delta x} (n \cdot u_{xx}) \quad (5.18)$$

Desarrollando las derivadas y asumiendo régimen permanente la ecuación se transforma en:

$$J_x = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot E_{elx} + 2 \cdot \mu_n \cdot u_{xx} \cdot \frac{\delta n}{\delta x} + 2 \cdot \mu_n \cdot n \cdot \frac{\delta u_{xx}}{\delta x} \quad (5.19)$$

Si se define:

$$D_n = \frac{2 \cdot \mu_n \cdot u_{xx}}{q} \quad (5.20)$$

se puede reescribir de nuevo la ecuación (5.19) como:

$$J_x = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot E_{elx} + q \cdot D_n \cdot \frac{\delta n}{\delta x} + 2 \cdot \mu_n \cdot n \cdot \frac{\delta u_{xx}}{\delta x} \quad (5.21)$$

La velocidad de un portador puede descomponerse en un término de desplazamiento neto v_d más un término de agitación térmica c . Considerando la componente longitudinal de la velocidad, se puede escribir:

$$v_x = v_{dx} + c_x \quad (5.22)$$

de donde se calcula el término W_{xx} :

$$\begin{aligned}
W_{xx} &= \frac{1}{\Omega} \cdot \sum_{p_x} \frac{1}{2} \cdot v_x \cdot \dot{p}_x \cdot f \stackrel{iii}{=} \\
&= \frac{1}{\Omega} \cdot \sum_{p_x} \frac{1}{2} \cdot (v_{dx} + c_x) \cdot p_x \cdot f = \\
&= \frac{1}{\Omega} \cdot \sum_{p_x} \frac{1}{2} \cdot m^* \cdot (v_{dx} + c_x)^2 \cdot f = \\
&= \frac{1}{\Omega} \cdot \sum_{p_x} \frac{1}{2} \cdot m^* \cdot v_{dx}^2 \cdot f + \\
&\quad + \frac{1}{\Omega} \cdot \sum_{p_x} \frac{1}{2} \cdot m^* \cdot c_x^2 \cdot f + \\
&\quad + \frac{1}{\Omega} \cdot \sum_{p_x} m^* \cdot v_{dx} \cdot c_x \cdot f = \\
&= \frac{1}{2} \cdot n \cdot m^* \cdot \bar{v}_{dx}^2 + \frac{1}{2} \cdot n \cdot m^* \cdot \bar{c}_x^2
\end{aligned}
\tag{5. 23}$$

Para llegar al resultado final se ha tenido en cuenta que el promedio del producto cruzado de velocidades se anula dado el carácter aleatorio de la componente de agitación térmica.

Si suponemos que el campo eléctrico está dirigido sólo en la componente x la energía media por electrón será:

$$\begin{aligned}
u &= \frac{W}{n} = \frac{W_{xx}}{n} + \frac{W_{yy}}{n} + \frac{W_{zz}}{n} = \\
&= \frac{1}{n} \cdot \left[\frac{1}{2} \cdot n \cdot m^* \cdot \bar{v}_{dx}^2 \right] + \\
&\quad + \frac{1}{n} \cdot \left[\frac{1}{2} \cdot n \cdot m^* \cdot \bar{c}_x^2 + \frac{1}{2} \cdot n \cdot m^* \cdot \bar{c}_y^2 + \frac{1}{2} \cdot n \cdot m^* \cdot \bar{c}_z^2 \right] = \\
&= \frac{1}{2} \cdot m^* \cdot \bar{v}_{dx}^2 + \frac{1}{2} \cdot m^* \cdot [\bar{c}_x^2 + \bar{c}_y^2 + \bar{c}_z^2] = \\
&= \frac{1}{2} \cdot m^* \cdot \bar{v}_{dx}^2 + \frac{1}{2} \cdot m^* \cdot \bar{c}^2 = \\
&= u_{dx} + u_{th}
\end{aligned}
\tag{5. 24}$$

donde u_{dx} representa la energía cinética media de desplazamiento por electrón y u_{th} la energía cinética media debida a la agitación térmica.

Por analogía con un gas ideal se asigna una temperatura T_c que se relaciona con la energía cinética del colectivo de electrones:

$$W_{th} = n \cdot u_{th} \equiv \frac{3}{2} \cdot n \cdot k_B \cdot T_c \quad (5.25)$$

con lo que la energía cinética media por electrón es:

$$u = \frac{W}{n} = u_{dx} + \frac{3}{2} \cdot k_B \cdot T_c \quad (5.26)$$

Cuando los electrones están en equilibrio térmico con el cristal que los acoge, entonces $T_c = T_L$, que es la llamada temperatura del cristal.

La ecuación de balance del momento que utilizaremos para interpretar los resultados de la simulación MC es la ecuación (5. 19):

$$J_x = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot E_{elx} + 2 \cdot \mu_n \cdot u_{xx} \cdot \frac{\delta n}{\delta x} + 2 \cdot \mu_n \cdot n \cdot \frac{\delta u_{xx}}{\delta x} \quad (5.27)$$

junto con las relaciones constituyentes que han ido apareciendo hasta el momento:

$$\begin{aligned} \mu_n &= \frac{q \cdot \tau_m}{m^*} \\ D_n &= \frac{2 \cdot \mu_n \cdot u_{xx}}{q} \\ u_{xx} &= u_{dx} + \frac{1}{2} \cdot k_B \cdot T_c \\ u_{dx} &= \frac{1}{2} \cdot m^* \cdot \bar{v}_{dx}^2 \\ \frac{3}{2} \cdot k_B \cdot T_c &= u - u_{dx} \end{aligned} \quad (5.28)$$

Obsérvese que a partir de la ecuación (5. 19) se puede escribir:

$$\mu_n = \frac{q \cdot \tau_m}{m^*} = \frac{J_x}{q \cdot n \cdot E_{elx} + 2 \cdot u_{xx} \cdot \frac{\delta n}{\delta x} + 2 \cdot n \cdot \frac{\delta u_{xx}}{\delta x}} \quad (5.29)$$

y, por tanto, se deduce que:

$$\tau_m = \frac{\frac{m^*}{q} J_x}{q \cdot n \cdot E_{elx} + 2 \cdot u_{xx} \cdot \frac{\delta n}{\delta x} + 2 \cdot n \cdot \frac{\delta u_{xx}}{\delta x}} \quad (5.30)$$

lo cual nos va a permitir evaluar el tiempo medio de relajación del momento a partir de la densidad de corriente y de las distribuciones de energía, velocidad y concentración de electrones en el dispositivo obtenidos de la simulación MC.

Nótese también, en la ecuación (5.19), que el modelo acabado de presentar se reduce al modelo convencional de arrastre-difusión cuando:

$$n \cdot \frac{\delta u_{xx}}{\delta x} \ll u_{xx} \cdot \frac{\delta n}{\delta x} \quad (5.31)$$

y cuando $T_c \approx T_L$, ya que en este caso se cumple la relación de Einstein:

$$\begin{aligned} D_n &= \frac{2 \cdot \mu_n \cdot u_{xx}}{q} \approx \mu_n \cdot \frac{2}{q} \cdot \left(u_{dx} + \frac{1}{2} \cdot k_B \cdot T_c \right) \approx \\ &\approx \mu_n \cdot \frac{k_B \cdot T_c}{q} \approx \mu_n \cdot \frac{k_B \cdot T_L}{q} \end{aligned} \quad (5.32)$$

donde hemos supuesto que la energía cinética media de desplazamiento de los electrones es muy inferior a la energía cinética media de agitación térmica.

Nótese también que la ecuación (5.19) es una ecuación derivada directamente de la BTE sin ninguna aproximación. Sus condiciones de validez son las mismas que las de la BTE. Su uso presupone conocer la energía cinética media del conjunto de electrones (o bien su temperatura equivalente). La simulación MC proporciona directamente estas variables. En cambio, el modelo hidrodinámico de análisis de dispositivos, que utiliza esta ecuación junto con la ecuación de continuidad de portadores, requiere plantear una ecuación adicional (la de continuidad de la energía) con ciertas aproximaciones para determinar T_c .

5.4 Aplicación de la ecuación de balance del momento al análisis de transistores bipolares.

En este apartado vamos a aplicar las ecuaciones desarrolladas en el apartado anterior para analizar los resultados de la simulación MC de BJTs de GaAs. Para realizar este análisis escogemos el BJT de $0.45\mu\text{m}$ de anchura metalúrgica de base. Los resultados de la simulación MC de este transistor requeridos para aplicar la ecuación (5. 27) son : $E_{elx}(x)$, $n(x)$, $v_x(x)$, $u(x)$ y $f_L(x)$, que se representan desde la Figura 5. 19 hasta la Figura 5. 23, respectivamente. La variable $f_L(x)$ representa la fracción de electrones que ocupan la subbanda L , en la que se toma una masa efectiva de $0.222\cdot m_0$ frente a una masa de $0.067\cdot m_0$ para los electrones en el valle Γ . La corriente J_{nx} obtenida por simulación MC es de $9000\text{A}/\text{cm}^2$. La Tabla 5. 5 presenta los puntos seleccionados del dispositivo en los que se aplicarán las ecuaciones del apartado anterior, así como los valores leídos en las curvas anteriores.

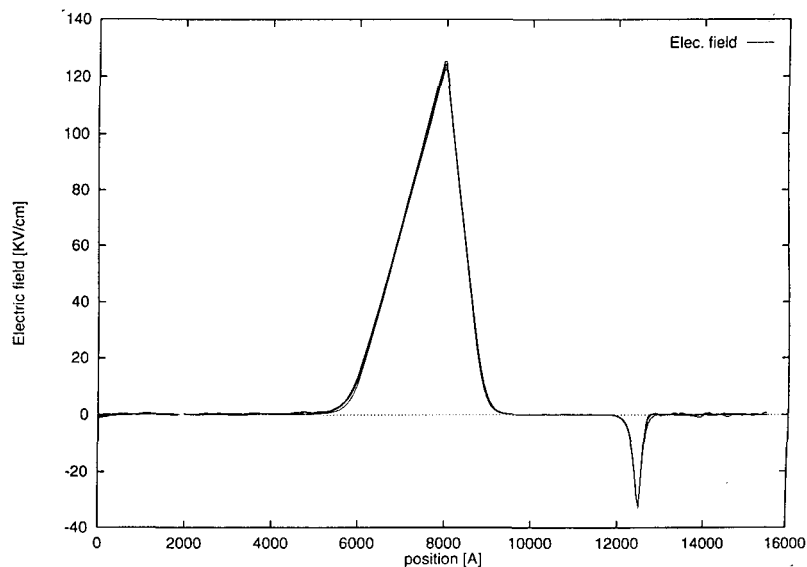


Figura 5. 19 Campo eléctrico a lo largo del dispositivo.

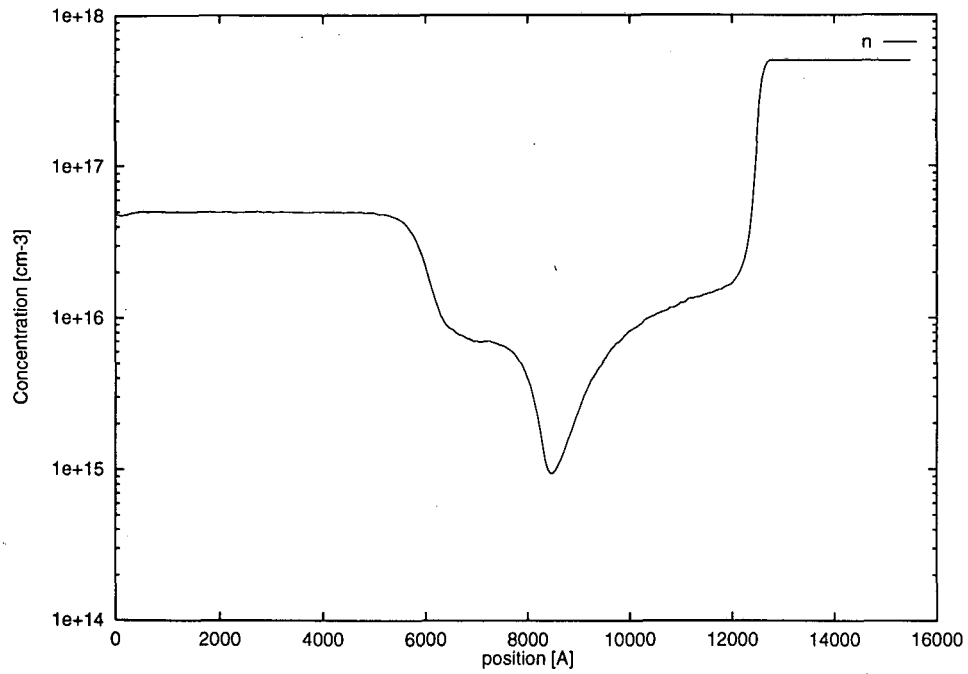


Figura 5. 20 Concentración media de electrones a lo largo del dispositivo en régimen estacionario.

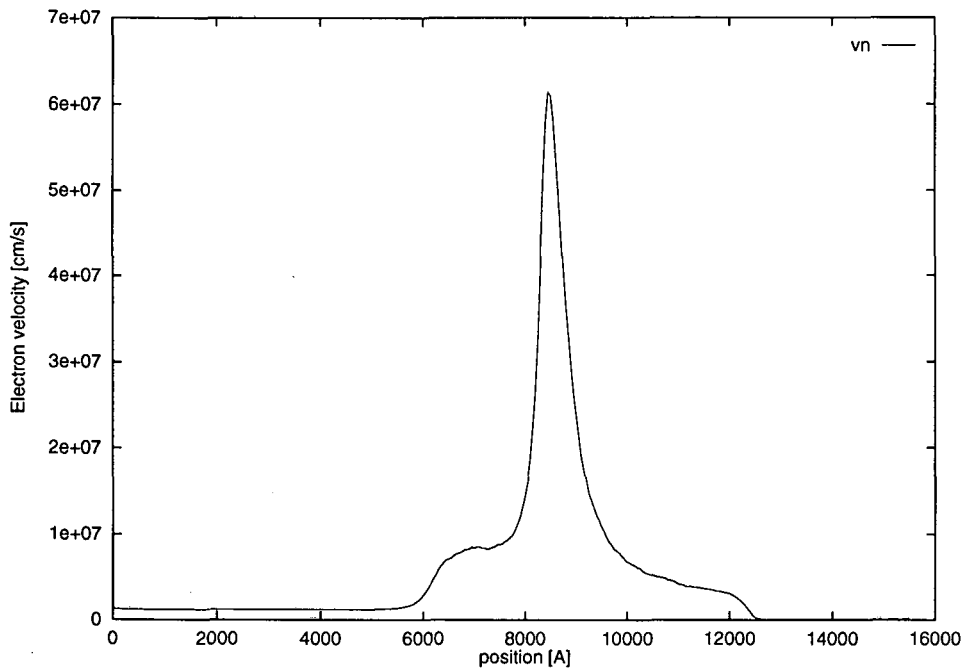


Figura 5. 21 Velocidad longitudinal media de los electrones a lo largo del dispositivo en régimen estacionario.

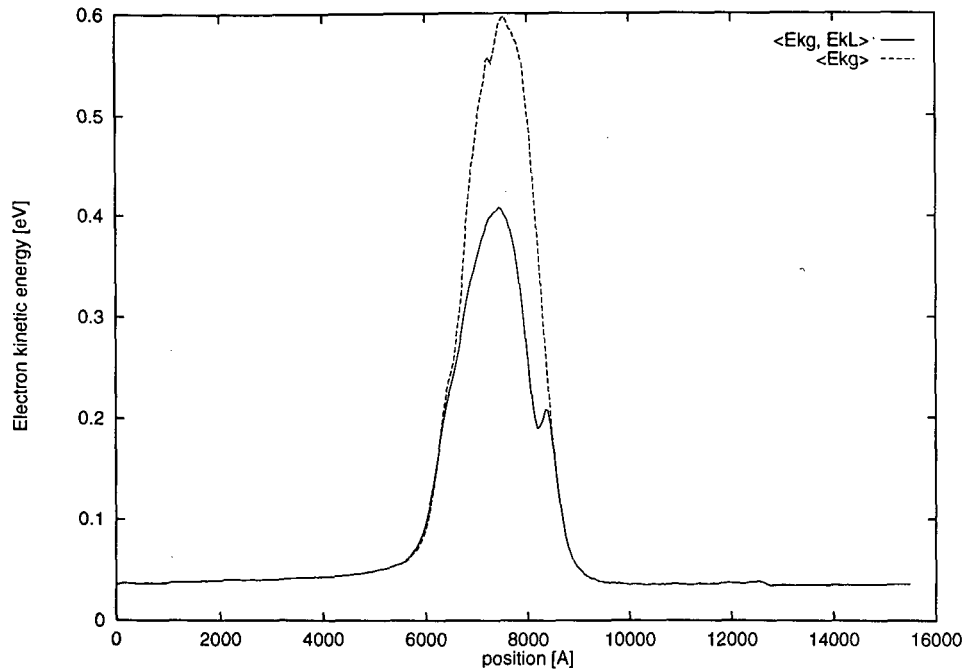


Figura 5. 22 Energía cinética media de los electrones a lo largo del dispositivo en régimen estacionario: a) toda la banda de conducción, b) valle Γ únicamente.

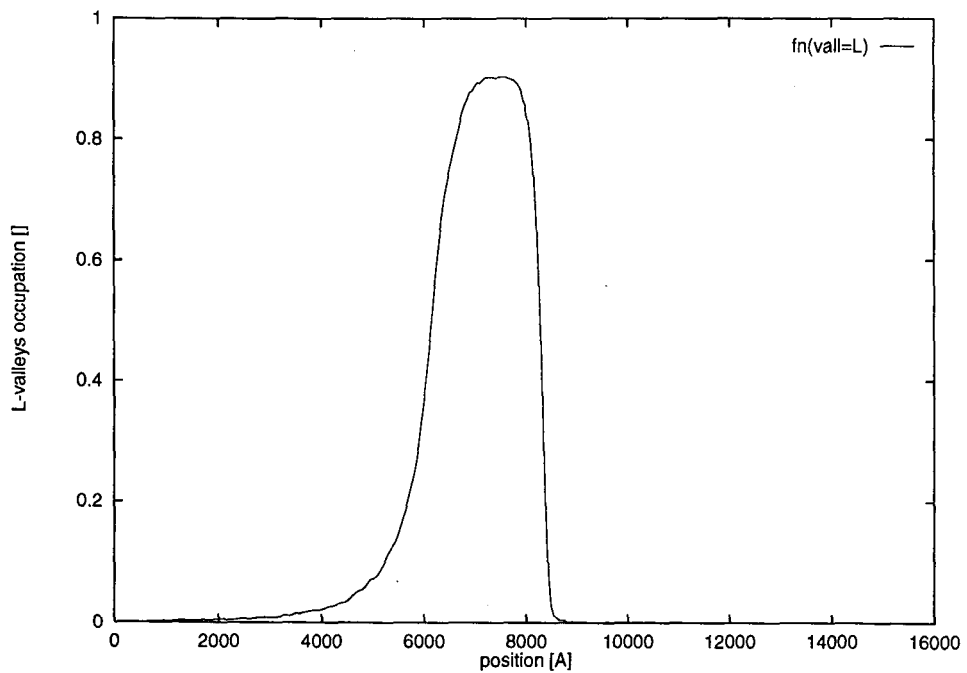


Figura 5. 23 Factor de ocupación de los valles L a lo largo del dispositivo en régimen estacionario.

A partir de estos datos, y usando la ecuación (5. 28), y (5. 29) la temperatura equivalente de los electrones T_c , el tiempo medio de relajación del momento, τ_m , la movilidad μ_n y la constante de difusión D_n se presentan en la Tabla 5. 5. Debe tenerse en cuenta que los resultados de la simulación MC son medias estadísticas y pueden presentar un ruido significativo. Por esta razón, en las regiones donde no hay gradientes apreciables de $n(x)$, $v(x)$ y $u(x)$, como ocurre en el emisor y colector, las derivadas de

estas magnitudes son imposibles de estimar con un mínimo de precisión. Por este motivo no hemos estimado los parámetros del modelo del balance del momento en dichas regiones.

La energía de desplazamiento u_{dx} es mucho menor que la energía cinética total en todos los puntos del dispositivo, excepto en la región en la que tiene lugar el pico de sobrevelocidad transitoria (zona de carga espacial del colector, entre las coordenadas 8550Å y 7450Å). En las proximidades del pico de sobrevelocidad u_{dx} alcanza unos 70meV, lo cual significa un 45% de la energía cinética total.

La temperatura de los portadores, T_c , toma un valor próximo a los 300K en el emisor y en el colector. En la base experimenta un ligero enfriamiento, alcanzando unos 254K al final de la región neutra. Al entrar en la zona de carga espacial de la unión colectora, los electrones experimentan un calentamiento muy significativo hasta superar los 3500K en las proximidades del punto en que la energía cinética presenta el máximo.

El parámetro τ_m presenta un valor aproximadamente constante de unos $1.6 \cdot 10^{-13}$ s en toda la zona neutra de la base, pero experimenta una disminución súbita de un orden de magnitud poco después de iniciarse la zona de carga espacial del colector. Finalmente tiende a recuperar su valor inicial a medida que los electrones se adentran en el colector.

x	E_{el}	n	$\frac{dn}{dx}$	v_x	$\frac{dv_x}{dx}$	u	$\frac{du}{dx}$	m^*/m_0
$[\text{\AA}]$	[V/cm]	$[\text{cm}^{-3}]$	$[\text{cm}^{-4}]$	[cm/s]	$[\text{s}^{-1}]$	[meV]	[eV/cm]	[1]
12100(B)	-1316	$1.87 \cdot 10^{16}$	$2.25 \cdot 10^{21}$	$2.77 \cdot 10^6$	$-3.55 \cdot 10^{11}$	37	$\cong 0$	0.067
11450(B)	168	$1.42 \cdot 10^{16}$	$4.3 \cdot 10^{21}$	$3.71 \cdot 10^6$	$-1.19 \cdot 10^{11}$	36	$\cong 0$	0.067
10000(B)	182	$8.20 \cdot 10^{15}$	$5.32 \cdot 10^{21}$	$6.87 \cdot 10^6$	$-4.86 \cdot 10^{11}$	35	$\cong 0$	0.067
9200(B)	1192	$3.53 \cdot 10^{15}$	$6.29 \cdot 10^{21}$	$1.62 \cdot 10^6$	$-2.86 \cdot 10^{11}$	42.9	$-2.83 \cdot 10^3$	0.067
8550(B)	46880	$9.88 \cdot 10^{14}$	$1.24 \cdot 10^{21}$	$5.84 \cdot 10^6$	$-6.98 \cdot 10^{12}$	150.7	$-44.8 \cdot 10^3$	0.069
7900(C)	122265	$4.79 \cdot 10^{15}$	$-7.82 \cdot 10^{21}$	$1.21 \cdot 10^6$	$2.02 \cdot 10^{12}$	308	$-45.8 \cdot 10^3$	0.203
7450(C)	95730	$6.63 \cdot 10^{15}$	$-2.12 \cdot 10^{21}$	$8.83 \cdot 10^6$	$2.33 \cdot 10^{11}$	408	$1.5 \cdot 10^3$	0.207
6750(C)	54359	$7.62 \cdot 10^{15}$	$-3.54 \cdot 10^{21}$	$7.98 \cdot 10^6$	$3.69 \cdot 10^{11}$	300	$333 \cdot 10^3$	0.198
6000(C)	11990	$2.21 \cdot 10^{16}$	$-5.67 \cdot 10^{21}$	$2.85 \cdot 10^6$	$7.32 \cdot 10^{11}$	94.8	$19.36 \cdot 10^3$	0.123
5000(C)	338	$4.97 \cdot 10^{16}$	$-9.26 \cdot 10^{21}$	$1.21 \cdot 10^6$	$1.65 \cdot 10^{10}$	43	288	0.78
4000(C)	229	$5 \cdot 10^{16}$	$\cong 0$	$1.20 \cdot 10^6$	$\cong 0$	37	$\cong 0$	0.70

Tabla 5. 4 Datos de la simulación MC en los puntos seleccionados.

Este comportamiento es explicable a partir del conocimiento de los mecanismos de dispersión que operan en este dispositivo. Cuando la energía cinética del electrón es baja, los mecanismos dominantes son las impurezas ionizadas y los fonones ópticos polares, que conducen al valor medio inicial de τ_m . Sin embargo, el campo eléctrico de colector acelera los electrones, lo cual implica un aumento de su energía cinética. Cuando esta energía supera los 0.3eV, entra en acción el mecanismo de dispersión de fonones ópticos no polares con transferencia de electrones del valle Γ a los valles L , lo que se traduce en la disminución abrupta de τ_m . Finalmente, cuando la energía disminuye, hay una transferencia progresiva de electrones desde los valles L hacia el valle Γ , que implica la recuperación del valor inicial de τ_m . Obsérvese, sin embargo, que

la transferencia de L a Γ es lenta, y no se completa hasta que los electrones se encuentran en las proximidades del contacto óhmico del colector.

La movilidad de los electrones μ_n se puede calcular a partir de τ_m y de su masa efectiva m^* (ecuación (5. 28)). Los valores obtenidos se presentan en la Tabla 5. 5. En la región neutra de la base se obtiene un valor aproximado de $4300\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, relativamente constante en toda la región. La caída abrupta de τ_m en la zona de carga espacial del colector conlleva la caída de la movilidad, que disminuye aún más debido al aumento simultáneo de masa efectiva, que pasa de $0.067\cdot m_0$ en el valle Γ a $0.222\cdot m_0$ en los valles L . La recuperación de τ_m y de la masa efectiva del electrón en la región neutra del colector conlleva también la recuperación de μ_n .

En la Tabla 5. 5 también se presentan los valores de la constante de difusión D_n calculados, por una parte, a partir del valor correcto dado por la ecuación (5. 28) (columna (a)) y, por otra, a partir de la relación de Einstein con T_c (columna (b)), y $T_L=300\text{K}$ (columna (c)). Como puede observarse, hay diferencias de más de un orden de magnitud entre estos valores en la zona de carga espacial del colector, donde se produce el pico transitorio de sobrevelocidad. La aproximación habitual de utilizar la relación de Einstein con la temperatura del portador da resultados satisfactorios excepto en la zona de la base anexa a la zona de carga espacial del colector. En el punto en el que tiene lugar el pico de sobrevelocidad, la ecuación (5. 28) da un valor de $D_n=544\text{ cm}^2/\text{s}$, mientras que usando la relación de Einstein con el valor calculado de $T_c=647$ se obtendría un resultado de $D_n=160$, es decir, tan solo el 30% del valor real.

x	T _c	τ _m	μ _n	(a) $\frac{2u_{xx}}{q}\mu_n$	(b) $\frac{k_B T_c}{q}\mu_n$	(c) $\frac{k_B T_L}{q}\mu_n$
[Å]	[K]	[s]	[cm ² /V·s]	[cm ² /s]	[cm ² /s]	[cm ² /s]
12100(B)	285	7.05·10 ⁻¹⁴	1850	46	45	46
11450(B)	277	1.70·10 ⁻¹³	4461	109	107	111
10000(B)	265	1.62·10 ⁻¹³	4251	105	97	106
9200(B)	254	1.39·10 ⁻¹³	3648	153	80	91
8550(B)	647	1.24·10 ⁻¹³	2864	544	160	72
7900(C)	2317	2.25·10 ⁻¹⁴	195	42	39	49
7450(C)	3120	1.13·10 ⁻¹⁴	96	27	26	2.4
6750(C)	2292	1.24·10 ⁻¹⁴	110	22	22	2.8
6000(C)	731	2.04·10 ⁻¹⁴	292	19	18	7.3
5000(C)	377	7.55·10 ⁻¹⁴	1702	56	55	43
4000(C)	332	9·10 ⁻¹⁴	2260	65	65	57

Tabla 5. 5 Parámetros de la ecuación de balance del momento calculados a partir de los datos de la Tabla 5. 4.

Finalmente, en la Tabla 5. 6 se presentan las distintas componentes de la corriente de colector según el modelo de balance del momento (ecuación (5. 27)): corriente de arrastre J_a , corriente de difusión convencional debida al gradiente de concentración de portadores J_{dif} y corriente debida al gradiente de energía cinética J_K . Asimismo, la tabla también incluye el porcentaje que representa esta última componente respecto a la corriente total. Como puede observarse, la corriente de arrastre J_a es muy importante en la zona de carga espacial del colector, pero también lo es en la zona neutra de la base como consecuencia de la polarización elegida ($V_{BE}=1.25V$), que hace trabajar al transistor con un nivel de inyección relativamente alto. Nótese también que la componente J_K proporciona directamente la diferencia entre la corriente total y la corriente proporcionada por el modelo convencional de arrastre-difusión.

x	J_a	J_{dif}	J_k	J_{Tot}	$e_r=J_k/J_{Tot}$
[Å]	[A/cm ²]	[A/cm ²]	[A/cm ²]	[A/cm ²]	[%]
12100(B)	-7289	16567	-278	9000	-3.1
11450(B)	1700	7520	-224	8996	-2.5
10000(B)	1016	8910	-948	8978	-10.5
9200(B)	2353	15373	-8730	8996	-97
8550(B)	21222	10797	-23026	8993	-256
7900(C)	18272	-5277	-3998	8997	-45
7450(C)	9754	-616	135	9273	+4.5
6750(C)	7290	-1276	2948	8962	+33
6000(C)	12381	-16898	13549	9032	+150
5000(C)	4578	-8227	12646	8997	+140
4000(C)	4136	1406	3458	9000	+38

Tabla 5. 6 Corriente de la ecuación de balance del momento calculados a partir de los parámetros de la Tabla 5. 5.

En función del valor que toma la componente J_K debida al gradiente de energía cinética, podemos dividir el dispositivo en dos tipos de regiones: aquellas en las que J_K es muy poco significativa respecto a la corriente total (regiones DD) y aquellas en las que J_K juega un papel importante. Las primeras estarían constituidas por el emisor, zona neutra de la base y parte de la zona neutra del colector (si bien en las regiones neutras de emisor y colector la afirmación anterior es cualitativa, ya que no es posible evaluar los términos du/dx y du_{xx}/dx con la precisión requerida). Las regiones del segundo tipo estarían constituidas por la zona de carga espacial de la unión colectora e inicio de la región neutra del colector.

Obviamente, en las regiones DD la ecuación de balance del momento puede ser aproximada por la ecuación convencional de arrastre-difusión. En las otras regiones esta

aproximación no es válida en absoluto. Así por ejemplo, en las proximidades del punto en el que tiene lugar el pico de sobrevelocidad la corriente de arrastre vale $J_a=21220\text{A/cm}^2$, la de difusión convencional $J_{dif}=10797\text{A/cm}^2$ y $J_K=-23026\text{A/cm}^2$, cuya suma se ajusta al valor total de $J_{Tot}=9000\text{A/cm}^2$. Ignorar esta última componente equivaldría a cometer un error por exceso del 256%.

5.5 Discusión de la validez del modelo de arrastre-difusión para el análisis de BJT's de GaAs.

Durante más de 30 años el modelo de arrastre-difusión se ha utilizado con éxito para estudiar el funcionamiento de los transistores bipolares y optimizar sus prestaciones. En el apartado 5.2 hemos visto que dicho modelo da valores de corriente similares a los proporcionados por el modelo MC cuando la anchura metalúrgica de la base se encuentra en el margen 0.25-0.45 μm . Sin embargo, acabamos de ver en el apartado anterior que su utilización en determinadas zonas del transistor es absolutamente inexacta. En este apartado intentaremos responder a estas dos preguntas:

- ¿Por qué el modelo de arrastre-difusión puede representar correctamente el funcionamiento de estos transistores habida cuenta de su importante inexactitud en determinadas zonas?
- ¿En qué condiciones el modelo de arrastre-difusión deja de ser válido?

Las ecuaciones de arrastre-difusión no modelan correctamente el transistor en la zona de carga espacial del colector. En esta región se produce el pico transitorio de sobrevelocidad, que no está contemplado en el modelo DD. La corriente proporcionada por este último modelo sólo será válida en la medida en que lo que ocurra en la zona de carga espacial de la unión colector no tenga incidencia en la corriente final. Para discutir esta incidencia usaremos el modelo analítico aproximado presentado en el capítulo 2, el cual se deriva del modelo DD realizando aproximaciones adicionales.

El transistor bipolar puede considerarse un caso particular de un HBT, en el que el *spike* interfacial es nulo. En estas condiciones podemos considerar la velocidad a través del *spike*, v_s , muy superior a la velocidad efectiva a través de la base, v_B , por lo que la corriente de colector está limitada por la difusión de electrones a través de la base, y su valor puede expresarse como:

$$J_C = q \cdot v_B \cdot n_0(x_p) \cdot e^{V_{BE}/V_T} \quad (5.33)$$

siendo:

$$\frac{1}{v_B} = \frac{1}{v_{sat}} + \frac{1}{D_n/w_B} \quad (5.34)$$

donde w_B representa la anchura de la zona neutra de la base. La velocidad de saturación v_{sat} que el modelo DD presupone para los electrones en la zona de carga espacial está afectada, aunque sólo sea desde un punto de vista empírico, por el fenómeno del pico transitorio de sobrevelocidad. Por tanto, para que este fenómeno no tenga influencia en J_C sería necesario que v_{sat} no lo tuviera sobre la corriente, es decir, se requiere que $D_n/w_B \ll v_{sat}$. En estas condiciones:

$$J_C \approx q \cdot \frac{D_n}{w_B} \cdot n_0(x_p) \cdot e^{V_{BE}/V_T} \quad (5.35)$$

De esta manera, el modelo DD representaría adecuadamente al transistor, en cuanto a corriente de colector se refiere, a pesar de que diera resultados incorrectos en la zona de carga espacial del colector. Escogiendo $v_{sat}=0.8 \cdot 10^7$ cm/s y $D_n=100$ cm²/s se necesitaría que $w_B \gg 1.25 \cdot 10^{-5}$ cm, es decir, $w_B \geq 1.25 \mu\text{m}$. Ahora bien, este espesor de base es muy superior al máximo permitido para realizar un transistor con unas prestaciones aceptables (la simulación con HBTSIM prevé una β de 11 para un transistor con una anchura total de base de $1 \mu\text{m}$). Por tanto, los transistores eficaces de GaAs tienen anchuras de base muy inferiores a la micra y, en consecuencia, el parámetro v_{sat} tiene influencia significativa sobre J_C , por lo que es de esperar que el modelo DD dé resultados con errores significativos.

En la Figura 5. 24 se ha representado la distribución de electrones a lo largo del dispositivo según HBTSIM para un transistor con $w_{Bm}=0.45\mu\text{m}$ usando dos valores dispares de v_{sat} : a) $0.8\cdot 10^7\text{cm/s}$ y b) $8\cdot 10^7\text{cm/s}$. La corriente de colector obtenida fue $J_c=9237\text{ A/cm}^2$ y $J_c=13271\text{ A/cm}^2$, respectivamente, lo cual pone de manifiesto la influencia de v_{sat} sobre la corriente.

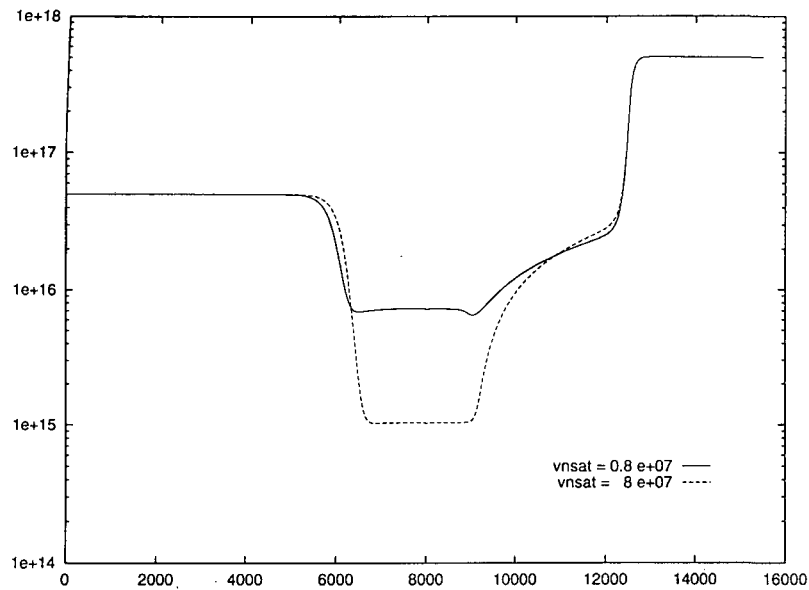
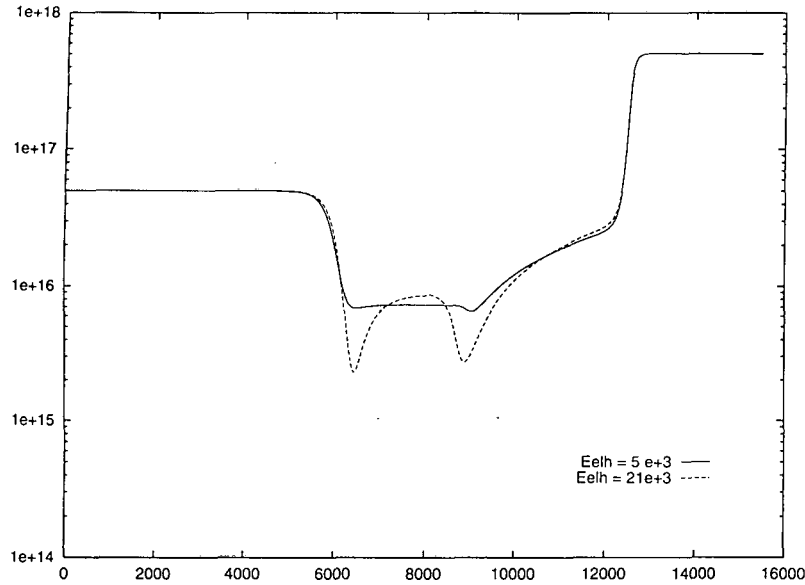


Figura 5. 24 Concentración media de electrones a lo largo del dispositivo según HBTSIM para dos valores dispares de velocidad de saturación: a) $v_{sat}=0.8\cdot 10^7\text{ cm/s}$ y b) $v_{sat}=8\cdot 10^7\text{ cm/s}$.

La simplicidad y facilidad de uso de los simuladores DD es un argumento importante para intentar “simular” de forma empírica el fenómeno del pico transitorio de sobrevelocidad, intentando extender así su margen de validez. Para demostrar que esto no es posible (al menos de forma inmediata), hemos intentado forzar el efecto del pico de sobrevelocidad modificando los parámetros que intervienen en la fórmula (5. 4) de dependencia de la movilidad con el campo eléctrico, de tal manera que el máximo de velocidad que se produce en el entorno del campo eléctrico crítico sea de $6\cdot 10^7\text{cm/s}$ (el mismo valor de pico que se observa en la simulación MC) y un valor de $v_{sat}=0.8\cdot 10^7\text{cm/s}$. Para conseguirlo hemos escogido un campo crítico $E_{elh}=2.1\cdot 10^4\text{V/cm}$, que es el valor necesario para obtener las velocidades deseadas sin cambiar el parámetro de movilidad de los electrones para campos eléctricos débiles. El resultado de estas simulaciones HBTSIM aparece en la Figura 5. 25. Como se observa, este resultado tiene muy poco que ver con los de la simulación MC. La figura ilustra claramente el principio de que *la velocidad de los portadores no es efecto exclusivo del campo eléctrico local*.

El resultado obtenido con HBTSIM precisamente expresa una relación biunívoca entre campo eléctrico y velocidad. No es posible, por tanto, obtener con un modelo DD los resultados de las modelizaciones MC.



**Figura 5. 25 Concentración media de electrones a lo largo del dispositivo según HBTSIM ajustando la curva característica $v-E_{el}$ del GaAs: ($v_{nsat}=0.8 \cdot 10^7$ cm/s)
a) $E_{elh}=5 \cdot 10^3$ V/cm y b) $E_{elh}=21 \cdot 10^3$ V/cm.**

Estas simulaciones muestran que el transporte basado en DD no es adecuado para modelar transistores bipolares de GaAs con $w_{Bm} \ll 1 \mu\text{m}$. ¿Por qué entonces MC y HBTSIM dan valores de J_c muy parecidos en el margen de anchuras de base $w_{Bm}=0.25 \dots 0.45 \mu\text{m}$? A nuestro modo de ver, esto se debe a que los parámetros que controlan la corriente de colector (mecanismos de dispersión para MC y movilidades para DD) han sido ajustados *de forma independiente* para reproducir los resultados experimentales.

En efecto, la movilidad de los electrones en la base deducida a partir de MCHBT en el apartado anterior era de unos $4300 \text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. Por su parte, la movilidad utilizada por HBTSIM fue de $2900 \text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. Cuando en este segundo simulador se fuerza a que la movilidad coincida con la obtenida por MC, la corriente de colector aumenta hasta $12106 \text{A}/\text{cm}^2$.

En conclusión, la coincidencia de valores entre MC y DD para las anchuras de base en el rango $0.25 \dots 0.45 \mu\text{m}$ se debe a que los parámetros de ambos modelos se ajustan

independientemente para reproducir los resultados experimentales. Esta coincidencia valida, por tanto, el simulador MC desarrollado. Sin embargo, como no hay correspondencia entre la movilidad derivada del simulador MCHBT y la utilizada por HBTSIM, las corrientes proporcionadas por ambos modelos discreparán fuera de la región en la que se ha forzado su coincidencia, tal como ocurre cuando $w_{Bm} < 0.25\mu\text{m}$. La progresión de esta discrepancia entre modelos de simulación se puede observar en la secuencia de figuras vistas más arriba, que presentan resultados de la concentración de portadores a lo largo del dispositivo según MCHBT y HBTSIM para el BJT de GaAs tomando la anchura de la base como parámetro: desde $w_{Bm} = 0.45\mu\text{m}$ hasta $w_{Bm} = 0.15\mu\text{m}$ (Figura 5. 13 a Figura 5. 17)