



UNIVERSIDAD DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS
DEPARTAMENTO INGENIERÍA ELÉCTRICA

ESTUDIO DE COMPATIBILIDAD ELECTROMAGNÉTICA DE LA ELECTRÓNICA
DE POTENCIA DE UN SISTEMA DE CALENTAMIENTO DE FLUIDOS POR
INDUCCIÓN MAGNÉTICA

MEMORIA PARA OPTAR AL TÍTULO DE
INGENIERO CIVIL ELECTRICISTA

EMMANUEL ETIENNE DOMINIQUE VRIGNAUD

PROFESOR GUÍA:
MANUEL DUARTE MERMOUD

MIEMBROS DE LA COMISIÓN:
OSCAR MOYA ARAVENA
IAN PELISSIER MONTERO

SANTIAGO DE CHILE
DICIEMBRE 2009

UNIVERSIDAD DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS
DEPARTAMENTO DE CIENCIAS DE LA COMPUTACIÓN

ESTUDIO DE COMPATIBILIDAD ELECTROMAGNÉTICA DE LA ELECTRÓNICA DE
POTENCIA DE UN SISTEMA DE CALENTAMIENTO DE FLUIDOS POR INDUCCIÓN
MAGNÉTICA

EMMANUEL ETIENNE DOMINIQUE VRIGNAUD

COMISIÓN EXAMINADORA	CALIFICACIONES:		
	NOTA (nº)	(Letras)	FIRMA
PROFESOR GUÍA SR. MANUEL DUARTE MERMOUD	:
PROFESOR CO-GUÍA SR. OSCAR MOYA ARAVENA	:
PROFESOR INTEGRANTE SR. IAN PELISSIER MONTERO	:
NOTA FINAL EXAMEN DE TÍTULO	:

MEMORIA PARA OPTAR AL TÍTULO DE
INGENIERO CIVIL ELECTRICISTA

SANTIAGO DE CHILE
DICIEMBRE DE 2009

RESUMEN DE LA MEMORIA PARA OPTAR AL
TÍTULO DE INGENIERO CIVIL ELECTRICISTA
POR: EMMANUEL VRIGNAUD
FECHA: 29/12/09
PROFESOR GUÍA: SR. MANUEL DUARTE MERMOUD

**“ ESTUDIO DE COMPATIBILIDAD ELECTROMAGNÉTICA DE LA ELECTRÓNICA
DE POTENCIA DE UN SISTEMA DE CALENTAMIENTO DE FLUIDOS POR
INDUCCIÓN MAGNÉTICA ”**

En la presente memoria, se presenta un análisis de compatibilidad electromagnética de la electrónica de potencia en el diseño de un sistema de calentamiento inductivo. Los cables de alimentación y la electrónica de potencia a frecuencias entre $100[Hz]$ y $10[kHz]$ crean campos electromagnéticos intensos en los gabinetes de control y en su proximidad. Se propone estudiar sus efectos en los semiconductores utilizados y sobre los operadores en la zona cercana. Para tal efecto, se propone medir campos electromagnéticos en variadores de frecuencia y sistemas de calentamiento de modo de conocer los niveles frecuencias de los campos emitidos. Se comparará esos valores con las normas existentes para la protección de la salud de las personas contra las emisiones electromagnéticas. Se realizará también simulaciones de modelos físicos de semiconductores para estudiar los efectos de aplicación de flujo magnético en IGBT.

La metodología seguida consiste, en primer lugar, en una revisión bibliográfica del tema de la compatibilidad electromagnética para los variadores de frecuencia, del funcionamiento de los inversores para sistemas de calentamiento por inducción, de los modelos a nivel físico de los semiconductores típicos, de las ecuaciones de electromagnetismo y de difusión de partículas, de los métodos de resolución del sistema de ecuaciones y simulaciones realizadas por otros autores de semiconductores o de campos electromagnéticos emitidos o recibidos por la electrónica. Se realizará después mediciones de campos electromagnéticos en un variador de frecuencia para motor de inducción, dos hornos de inducción, de potencias y frecuencias distintas, para fundir metales y un prototipo del sistema de calentamiento de fluidos por inducción de $15[kW]$. Luego, se realizarán modelos físicos de diodo, MOSFET, BJT y IGBT con el software COMSOL, que se contrastarán con las ecuaciones teóricas de física electrónica y características eléctricas propias.

Los resultados obtenidos indican que los modelos para simulación de semiconductores son fiables. Se demuestra que los campos magnéticos generados no son lo bastante intensos como para perturbar el funcionamiento de los IGBT que forman parte del inversor del sistema. También, se estudió los riesgos posibles para la salud de los trabajadores, encontrándose que en todas las situaciones anteriores, las normas no son sobrepasadas.

Dedicado a mi mama y a mi hermana

Agradecimientos

Debo partir agradeciendo a mi familia, a quienes están y a quienes partieron este año. En especial, gracias a mi madre Janine y a mi hermana Marjorie que siempre me apoyaron en este proyecto de estudios en Chile y siempre me dieron la confianza suficiente para terminarlo.

Gracias también al profesor Manuel Duarte, que aceptó integrarme en el proyecto FONDEF, tuvo la infinita paciencia para guiarme en este estudio y por su confianza en mi trabajo. Gracias a Ian, por su ayuda constante en mi trabajo con las simulaciones del COMSOL, las mediciones y sus informaciones claves para el avance del trabajo.

Gracias a mis compañeros amigos de la U, que me acogieron bien cuando llegué a Chile y me ayudaron a integrarme en la vida de la Universidad. Gracias Rodrigo, Boris, Francisco, Carlos, Cesar, Nicolas, Guido y tantos otros por ayudarme a descubrir distintos aspectos de la vida en Chile . . .

Gracias a la empresa IDT y sus trabajadores por su apoyo con las distintas mediciones realizadas. Gracias al señor Jorge Estrada y al señor Ricardo Fuentes por el tiempo involucrado en mi trabajo.

Gracias a mis compañeros de laboratorio Vader, Javier, Inés y Magdalena por sus ayudas en mi trabajo, sus buenas críticas de mi avance y el buen ambiente de trabajo en la sala. También, quiero agradecer a Franco y Felipe por su ayuda con el prototipo de Valparaiso.

Índice

Agradecimientos	I
Índice	II
Índice de Figuras	VII
Índice de Tablas	XII
1. Introducción	1
1.1. Motivación de estudiar la compatibilidad electromagnética de la electrónica de potencia	1
1.1.1. Introducción a la compatibilidad electromagnética	1
1.1.1.1. Definiciones	1
1.1.1.2. Ruidos	3
1.1.2. Motivación del tema	3
1.1.3. Estado del arte en inversores	4
1.1.3.1. Inversor de frecuencias y origen de ruido electromagnético	4
1.1.3.2. Aplicación de normas internacionales de CEM	6
1.1.4. Estado del arte en simulaciones de semiconductores	8
1.1.4.1. Simulación de CEM	8
1.1.4.2. Simulación de semiconductores	9
1.2. Aportes de la memoria	9
1.2.1. Hipótesis de trabajo	9
1.2.2. Contribuciones	10
1.3. Objetivos del trabajo	10
1.3.1. Objetivos generales	10
1.3.2. Objetivos específicos	11
1.3.3. Resultados esperados	11
1.4. Metodología de trabajo	12
1.5. Estructura de la tesis	13

2. Revisión bibliográfica y contextualización	15
2.1. Consideraciones generales sobre el calentamiento por inducción	15
2.1.1. Diseño del equipo	15
2.1.1.1. Circuito Resonante	16
2.1.2. Sistema Inversor	18
2.1.2.1. Sistema Conversor DC-DC	19
2.1.2.2. Sistema de Rectificación	20
2.1.3. Diseño de variador de frecuencia	20
2.1.3.1. Inversor monofásico	21
2.1.3.2. Inversor trifásico	25
2.2. Funcionamiento de semiconductores y ecuaciones útiles para simulación	26
2.2.1. Ecuaciones físicas de semiconductores	26
2.2.1.1. Ecuaciones electrostáticas	27
2.2.1.2. Ecuaciones de difusión	29
2.2.1.3. Ecuaciones de generación y recombinación	29
2.2.1.4. Teoría de Shockley Read Hall	32
2.2.1.5. Resumen de las ecuaciones involucradas en simulaciones de semiconductores	32
2.2.2. Características electrónicas de semiconductores	33
2.2.2.1. Diodo	33
2.2.2.2. MOSFET	39
2.2.2.3. BJT	43
2.2.2.4. IGBT	47
3. Simulaciones de semiconductores	51
3.1. Resolución de las ecuaciones de semiconductores por elementos finitos	51
3.1.1. Discretización del espacio	51
3.1.1.1. Funcionamiento general	51
3.1.1.2. Formulación de las ecuaciones en elementos finitos	52
3.1.1.3. Conservación de la corriente	55
3.1.2. Implementación en el software COMSOL	57
3.1.2.1. Presentación general	57
3.1.2.2. Modelos utilizados	57
3.1.2.3. Condiciones límites	58
3.1.2.4. Implementación del dopaje	59
3.1.3. Implementación de campos magnéticos en los modelos	60
3.2. Simulación de un diodo	62
3.2.1. Presentación general del modelo	62
3.2.2. Difusión dentro de las capas	63
3.2.3. Características eléctricas del diodo	64
3.3. Simulación de un MOSFET	67
3.3.1. Presentación general del modelo	67

3.3.2.	Visualización del canal	69
3.3.3.	Características corriente-voltaje de la compuerta	71
3.3.4.	Características corriente-voltaje del drenaje	73
3.3.5.	Simulación con una carga	74
3.3.6.	Aplicación de un campo magnético al MOSFET	75
3.3.7.	MOSFET degenerado	78
3.4.	Simulación de un transistor BJT	80
3.4.1.	Presentación general del modelo	80
3.4.2.	Relaciones entre corrientes	82
3.4.2.1.	Simulaciones	82
3.4.2.2.	Cálculo teórico	85
3.4.3.	Características eléctricas del BJT	86
3.4.3.1.	BJT pnp	87
3.5.	Simulación de IGBT	87
3.5.1.	Presentación general del modelo	87
3.5.2.	Funcionamiento físico	90
3.5.3.	Características eléctricas del IGBT	92
3.5.4.	Aplicación de campo magnético	94
4.	Pruebas experimentales	95
4.1.	Mediciones de campos electromagnéticos en un variador de frecuencia	95
4.1.1.	Descripción del variador Altivar 71	95
4.1.2.	Mediciones de campos magnéticos y armónicas	96
4.1.2.1.	Descripción	96
4.1.2.2.	Análisis	98
4.1.3.	Estudio de la distancia	100
4.1.3.1.	Descripción	100
4.1.3.2.	Análisis	100
4.1.4.	Estudio de la corriente	101
4.1.4.1.	Descripción	101
4.1.4.2.	Análisis	102
4.1.5.	Mediciones de campos eléctricos	102
4.1.5.1.	Descripción	102
4.1.5.2.	Análisis	103
4.2.	Mediciones de campos electromagnéticos en el horno industrial de Maestranza Vespucio	104
4.2.1.	Densidad de flujo magnético fuera del Gabinete	106
4.2.1.1.	Descripción	106
4.2.1.2.	Análisis	107
4.2.2.	Densidad de flujo magnético dentro del gabinete	109
4.2.2.1.	Descripción	109
4.2.2.2.	Análisis	109

4.2.3.	Campo eléctrico dentro del gabinete	110
4.2.3.1.	Descripción	110
4.2.3.2.	Análisis	111
4.3.	Mediciones en el horno industrial de Pazos y Torres	111
4.3.1.	Densidad de flujo magnético cerca del inversor del gabinete	113
4.3.1.1.	Descripción	113
4.3.1.2.	Análisis	114
4.3.2.	Densidad de flujo magnético fuera del gabinete	116
4.3.2.1.	Descripción	116
4.3.2.2.	Análisis	117
4.3.2.3.	Comparación con normas sanitarias europeas	118
4.3.3.	Densidad de flujo magnético al nivel del suelo	119
4.3.3.1.	Descripción	119
4.3.3.2.	Análisis	120
4.3.4.	Densidad de flujo magnético cerca de la bobina	120
4.3.4.1.	Descripción	120
4.3.4.2.	Análisis	121
4.3.5.	Campo eléctrico dentro del gabinete	122
4.3.5.1.	Descripción	122
4.3.5.2.	Análisis	123
4.4.	Mediciones en la planta experimental del calentamiento de agua	123
4.4.1.	Densidad de flujo magnético en el gabinete	125
4.4.1.1.	Mediciones cerca de los IGBT del inversor	125
4.4.1.2.	Mediciones cerca de los IGBT del chopper	127
4.4.2.	Densidad de flujo magnético en el gabinete	130
4.4.2.1.	Mediciones	130
4.4.2.2.	Comparación con límites de exposición recomendados	132
4.4.3.	Mediciones de campo eléctrico	132
5.	Discusión de los resultados y conclusiones	133
5.1.	Trabajo realizado	133
5.2.	Consecuencias de los campos electromagnéticos	134
5.2.1.	Consecuencias sobre los semiconductores	135
5.2.2.	Recomendaciones para el futuro equipo de inducción magnética	135
5.3.	Trabajo futuro	136
	Referencias	138
A.	Recomendaciones de la Unión Europea	142
B.	Recomendaciones de la IEEE	144

C. Diodo	146
C.1. Geometría	146
C.2. Constantes	146
C.3. Propiedades de los subdominios	147
C.4. Función de dopaje	148
C.5. Condiciones limites	148
D. MOSFET	150
D.1. Geometría	150
D.2. Constantes	150
D.3. Propiedades de los subdominios	151
D.4. Función de dopaje	152
D.5. Condiciones limites	152
D.6. Resolución	153
D.7. MOSFET degenerado	154
E. BJT	155
E.1. Geometría	155
E.2. Constantes	155
E.3. Propiedades de los subdominios	156
E.4. Función de dopaje	157
E.5. Condiciones limites	157
E.6. BJT pnp	158
F. IGBT	159
F.1. Geometría	159
F.2. Constantes	159
F.3. Propiedades de los subdominios	160
F.4. Función de dopaje	161
F.5. Condiciones limites	162
F.6. Resolución	162
G. Medidor SPECTRAN	164

Índice de Figuras

1.1.	Acoplamiento por radiación y por conducción.	2
1.2.	Esquema de funcionamiento de un inversor de tensión.	5
1.3.	Generación de señales PWM para un inversor.	5
1.4.	Campos magnéticos simulados y calculados.	8
2.1.	Diagrama simplificado del subsistema eléctrico.	16
2.2.	Circuito resonante, carga de la electrónica de potencia del sistema.	17
2.3.	Esquema del inversor monofásico.	18
2.4.	Esquema del convertor DC-DC.	19
2.5.	ConFiguración básica de un inversor monofásico.	21
2.6.	Modulación onda plena.	21
2.7.	Corriente saliendo del inversor simulado por PSIM.	23
2.8.	Gráfico del inverso de la raíz del las armónicas de corriente en función de la frecuencia.	23
2.9.	Generación de la señal de dos niveles por modulación PWM sinusoidal.	24
2.10.	Circuito de un inversor trifásico de 6 interruptores.	25
2.11.	Fenómenos de difusión dentro de una juntura pn.	34
2.12.	Modelo teórico para análisis teórico del diodo.	35
2.13.	Geometría de un MOSFET.	39
2.14.	Transistor BJT NPN.	43
2.15.	Característica idealizada de un transistor bipolar.	47
2.16.	Sección de un IGBT y modelo de su dopaje.	48
2.17.	Esquemático equivalente eléctrico de un transistor IGBT.	48
2.18.	Característica de la corriente colector-emisor en función del voltaje de compuerta con voltaje reducido V_{ce}	49
2.19.	Característica de la corriente colector-emisor en función del votaje colector emisor.	50
3.1.	Geometría del diodo implementado.	62
3.2.	Dopaje inicial del diodo. En la escala, se representa el logaritmo decimal de la concentración de electrones.	63
3.3.	Concentración de electrones en la capa p del diodo en escala logarítmica	64
3.4.	Característica del diodo simulado con COMSOL.	65
3.5.	Característica del diodo en escala logarítmica simulado con COMSOL.	66

3.6. Esquemático de la geometría del MOSFET implementado.	67
3.7. Dopaje inicial del MOSFET. En escala, se representa el logaritmo decimal de la concentración de electrones.	68
3.8. Concentración de electrones en escala logarítmica para un voltaje de compuerta de 0[V].	69
3.9. Concentración de electrones en escala logarítmica para un voltaje de compuerta de 0,6[V].	69
3.10. Concentración de electrones en escala logarítmica para un voltaje de compuerta de 1,2[V].	70
3.11. Concentración de electrones en escala logarítmica para un voltaje de compuerta de 0,8[V] y un voltaje de drain de 0[V].	70
3.12. Concentración de electrones en escala logarítmica para un voltaje de compuerta de 0,8[V] y un voltaje de drain de 0,18[V].	71
3.13. Concentración de electrones en escala logarítmica para un voltaje de compuerta de 0,8[V] y un voltaje de drain de 0,9[V].	71
3.14. Características del MOSFET con un voltaje de 1[V] entre el drenaje y la fuente. . .	72
3.15. Características del MOSFET simulado comparado con la resolución analítica para un voltaje de compuerta de 0,8[V].	74
3.16. Característica de un MOSFET con una carga de 1000[Ω].	75
3.17. Mapa de flujo convectivo de los electrones para distintos valores de campo magnético 0[mT], 3[mT], 6[mT], 10[mT].	76
3.18. Corriente circulando entre el drenaje y la fuente cuando están cortocircuitados. . .	77
3.19. Efectos del campo magnético sobre la característica eléctrica del MOSFET.	77
3.20. Dopaje del MOSFET degenerado. En la escala, se representa el logaritmo decimal de la concentración de electrones.	78
3.21. Características del MOSFET degenerado con un voltaje de 1[V] entre el drenaje y la fuente.	79
3.22. Características del MOSFET degenerado comparado con el MOSFET normal simulado y el MOSFET normal teórico para un voltaje de compuerta de 0,8[V]. . .	79
3.23. Característica de un MOSFET degenerado con una carga de 1000[Ω].	80
3.24. Geometría del BJT implementado.	81
3.25. Dopaje del modelo de BJT: Concentración de electrones en escala logarítmica después de difusión.	82
3.26. Corriente de colector (curva de arriba) y de base (curva de abajo).	83
3.27. Relación entre la corriente de colector y de base del BJT.	83
3.28. Mapa de potencial de la base y del emisor del BJT para distintos valores de corrientes de inyección en la base.	84
3.29. Mapa de concentración de electrones en escala logarítmica para distintas corrientes de inyección en la base.	85
3.30. Características del BJT elaborado.	86
3.31. Características del BJT pnp construido.	87
3.32. Geometría y dopaje de un IGBT [1].	88

3.33. Geometría del IGBT implementado.	89
3.34. Geometría de un IGBT más grande implementado.	89
3.35. Dopaje inicial del IGBT. En la escala, se representa el logaritmo decimal de la concentración de electrones.	90
3.36. Mapa de concentración de electrones en escala logarítmica, para distintos voltajes de compuerta V_g	91
3.37. Carta de potencial eléctrico φ en $[V]$ para distintos voltajes de compuerta V_g	92
3.38. Característica del IGBT por distintos voltajes de compuerta.	93
3.39. Característica del IGBT en función del voltaje de compuerta.	93
3.40. Influencia del campo magnéticos sobre la característica del IGBT.	94
4.1. Disposición del Altivar 71 y de las mediciones.	96
4.2. Espectro del campo magnético medido con NF-5020.	97
4.3. Gráfico de las mediciones de campos de la Tabla 4.2.	98
4.4. Gráfico de $\frac{1}{\sqrt{B_n}} = f(n)$ a partir de los datos de la Tabla 4.3.	99
4.5. Gráficos de las mediciones de la Tabla 4.3.	100
4.6. Gráfico e interpolación de $1/\sqrt{B} = f(d)$ a partir de los datos de la Tabla 4.3.	101
4.7. Gráfico de las mediciones de la Tabla 4.4.	102
4.8. Gráfico de las mediciones de campos de la Tabla 4.5.	103
4.9. Gráfico de $\frac{1}{\sqrt{E_n}} = f(n)$ a partir de los datos de la Tabla 4.8.	104
4.10. Disposición del horno de inducción magnética Maestranza Vespuccio.	105
4.11. Densidad de flujo magnético fuera del gabinete, puerta abierta.	106
4.12. Densidad de flujo magnético fuera del gabinete, puerta cerrada.	107
4.13. Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético en función de las armónicas impares en el caso de la puerta abierta.	108
4.14. Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético en función de las armónicas pares en el caso de la puerta abierta.	108
4.15. Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético en función de las armónicas impares en el caso de la puerta cerrada.	108
4.16. Densidad de flujo magnético dentro del gabinete.	109
4.17. Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético en función de las armónicas impares en el caso de mediciones dentro del gabinete.	110
4.18. Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético en función de las armónicas pares en el caso de mediciones dentro del gabinete.	110
4.19. Disposición del horno de inducción magnética del Pazos y Torres.	112
4.20. Mediciones de campo magnético cerca del primer modulo de IGBT del inversor.	114
4.21. Mediciones de campo magnético cerca del segundo modulo de IGBT del inversor.	114
4.22. Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético cerca del módulo 1 en función de las armónicas impares de $800[Hz]$	115
4.23. Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético cerca del módulo 2 en función de las armónicas impares de $800[Hz]$	115

4.24. Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético cerca del módulo 1 en función de las armónicas pares de $800[Hz]$	116
4.25. Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético cerca del módulo 2 en función de las armónicas pares de $800[Hz]$	116
4.26. Mediciones de campo magnético fuera del gabinete puerta abierta.	117
4.27. Mediciones de campo magnético fuera del gabinete puerta cerrada.	117
4.28. Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético fuera del gabinete con la puerta abierta en función de las armónicas impares de $800[Hz]$	118
4.29. Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético fuera del gabinete con la puerta cerrada en función de las armónicas impares de $800[Hz]$	118
4.30. Mediciones de campo magnético fuera del gabinete al suelo arriba donde pasan los cables.	119
4.31. Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético fuera del gabinete al nivel del suelo en función de las armónicas impares de $800[Hz]$	120
4.32. Mediciones de campo magnético a una distancia de $40[cm]$ de la bobina.	121
4.33. Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético cerca de la bobina en función de las armónicas impares de $800[Hz]$	122
4.34. Disposición del prototipo del sistema de calentamiento de fluidos por inducción magnética.	124
4.35. Mediciones de campo magnético cerca del primer modulo de IGBT del inversor.	125
4.36. Mediciones de campo magnético cerca del segundo modulo de IGBT del inversor.	126
4.37. Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético cerca del modulo 1 en función de las armónicas impares de la frecuencia de switching del inversor.	126
4.38. Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético cerca del modulo 2 en función de las armónicas impares de la frecuencia de switching del inversor.	127
4.39. Mediciones de campo magnético cerca del modulo de IGBT del chopper.	128
4.40. Mediciones de campo magnético cerca del modulo de IGBT del chopper, filtrando las armónicas impares de $4, 3[kHz]$	129
4.41. Simulaciones de corriente de salida del chopper en análisis de Fourier del prototipo realizado por M. Sanchez.	130
4.42. Mediciones de campo magnético fuera del gabinete.	131
4.43. Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético fuera del gabinete en función de las armónicas impares de la frecuencia de switching del inversor.	131
5.1. Estimación del campo magnético cerca de los cables en sistemas de calentamiento por inducción magnética.	136
C.1. Constantes ocupadas para el modelo del diodo.	147
D.1. Constantes ocupadas para el modelo del MOSFET.	151
E.1. Constantes ocupadas para el modelo del BJT.	156

F.1. Constantes ocupadas para el modelo del IGBT.	160
G.1. Foto de arriba del instrumento de medición SPECTRAN.	164
G.2. Sensores de campos magnéticos.	165
G.3. Sensores de campos eléctricos.	165

Índice de Tablas

2.1. ConFiguración de los interruptores de un inversor monofásico	21
4.1. Características del Altivar 71.	96
4.2. Mediciones de campos magnéticos (valores RMS) en 3D a 20 cm del variador de frecuencia.	97
4.3. Medición de campos magnéticos alejando de la fuente de ruido.	100
4.4. Campo magnético en función de la corriente cerca del variador de frecuencia. . . .	101
4.5. Mediciones de campos eléctricos (valores RMS) en 3D a 20 cm del variador de frecuencia.	103
4.6. Medición de campo eléctrico dentro del gabinete.	111
4.7. Comparación de valores de campo magnético fuera del gabinete, arriba de cables a la altura del corazón con la norma europea.	118
4.8. Comparación de valores de campo magnético al suelo, arriba de cables con la norma europea.	119
4.9. Comparación de valores de campo magnético al nivel del corazón a 40[cm] de la bobina con la norma europea.	121
4.10. Componentes del campo magnético cerca de la bobina.	121
4.11. Medición de campo eléctrico dentro del gabinete.	123
4.12. Armónicas de campos magnéticos que provienen de la corriente de salida del chopper.	129
4.13. Comparación de valores de campo magnético con la norma europea.	132
4.14. Medición de campo eléctrico dentro del gabinete.	132
A.1. Restricciones bases para los campos eléctricos y magnéticos de la Union Europea para la gama de frecuencias entre 1Hz y 1 MHz.	142
A.2. Niveles de referencia de campos electromagnéticos en valor eficaz (RMS) de la Unión Europea.	143
A.3. Niveles de referencia de campos electromagnéticos en valor eficaz (RMS) de la Unión Europea.	143
B.1. Exposiciones máximas RMS a los campos electromagnéticos para la cabeza y el torso recomendada por la IEEE para frecuencias menores a 3kHz.	145
B.2. Exposiciones máximas RMS a los campos electromagnéticos recomendada por la IEEE para frecuencias mayores a 3kHz.	145

C.1.	Propiedades electrostáticas de los subdominios.	147
C.2.	Propiedades de difusión de los electrones de los subdominios.	147
C.3.	Propiedades de difusión de los huecos de los subdominios.	148
C.4.	Condiciones limites electrostáticas.	148
C.5.	Condiciones limites de difusión y convección de electrones.	149
C.6.	Condiciones limites de difusión y convección de huecos.	149
D.1.	Propiedades electrostáticas de los subdominios.	151
D.2.	Propiedades de difusión de los electrones de los subdominios.	151
D.3.	Propiedades de difusión de los huecos de los subdominios.	152
D.4.	Condiciones limites electrostáticas.	153
D.5.	Condiciones limites de difusión y convección de electrones.	153
D.6.	Condiciones limites de difusión y convección de huecos.	153
E.1.	Propiedades electrostáticas de los subdominios.	156
E.2.	Propiedades de difusión de los electrones de los subdominios.	157
E.3.	Propiedades de difusión de los huecos de los subdominios.	157
E.4.	Condiciones limites electrostáticas.	158
E.5.	Condiciones limites de difusión y convección de electrones.	158
E.6.	Condiciones limites de difusión y convección de huecos.	158
F.1.	Propiedades electrostáticas de los subdominios.	160
F.2.	Propiedades de difusión de los electrones de los subdominios.	161
F.3.	Propiedades de difusión de los huecos de los subdominios.	161
F.4.	Condiciones limites electrostáticas.	162
F.5.	Condiciones limites de difusión y convección de electrones.	162
F.6.	Condiciones limites de difusión y convección de huecos.	162
G.1.	Especificaciones del instrumento SPECTRAN 5020.	165

Capítulo 1

Introducción

1.1. Motivación de estudiar la compatibilidad electromagnética de la electrónica de potencia

1.1.1. Introducción a la compatibilidad electromagnética

1.1.1.1. Definiciones

La compatibilidad electromagnética, también conocida por sus siglas CEM o EMC, es la aptitud de un sistema eléctrico o electrónico para funcionar en un entorno electromagnético de manera satisfactoria y sin producir perturbaciones electromagnética incompatibles con el entorno que lo rodea [2]. Una buena compatibilidad electromagnética de un aparato implica:

- No perturbar demasiado a sus vecinos
- Soportar un nivel de ruido razonable

Los ruidos electromagnéticos y radioeléctricos son el resultado de todas las corrientes eléctricas que generan campos y señales parásitas. La norma CEI 61000 de la Comisión Electrotécnica Internacional establece límites a las perturbaciones electromagnéticas tolerables.

Una *perturbación electromagnética* es un fenómeno que puede producir problemas de funcionamiento en un dispositivo o en un sistema. Puede ser un ruido, una señal no deseada, o una modificación del medio de propagación. La *contaminación electromagnética* es la suma de todos los campos electromagnéticos perceptibles en el ambiente. Las *emisiones* de un sistema corresponden a las señales emitidas cuyas propagaciones pueden perturbar al buen funcionamiento de otros aparatos en su entorno. La *susceptibilidad* se refiere al comportamiento de un sistema en respuesta a un ruido externo. Un sistema que no está afectado por su entorno se dice *inmunizado*.

Los fenómenos de CEM aparecen cuando se produce simultáneamente:

- Una fuente de señales parásitas
- Un sistema vulnerable a esas señales parásitas
- Un acoplamiento entre la fuente y el sistema

Se puede clasificar los acoplamientos como se muestra en la Figura 1.1 en 2 categorías, tal:

- Acoplamiento por *radiación*: transmisión de la señal por campos eléctricos y magnéticos
- Acoplamiento por *conducción*: transmisión de la señal por un conductor

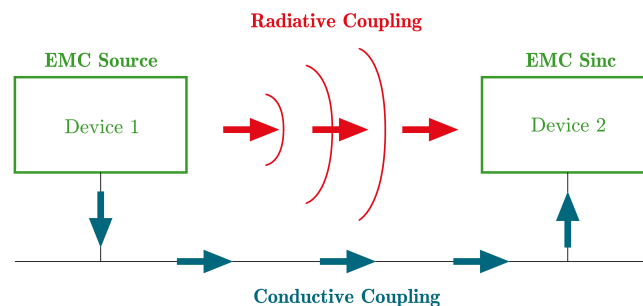


Figura 1.1: Acoplamiento por radiación y por conducción.

1.1.1.2. Ruidos

Por ruido se entiende toda componente de tensión o intensidad indeseada que se superpone con la componente de señal que se procesa o que interfiere con el proceso de medida. El ruido de un sistema se puede clasificar en uno de los dos siguientes grupos [3]:

- *Ruido interno o inherente.* Este ruido corresponde al que se genera en los dispositivos electrónicos como consecuencia de su naturaleza física (ruido térmico, ruido de semiconductor, etc.). El ruido inherente es de naturaleza aleatoria [4].
- *Ruido externo o interferencia.* Este ruido corresponde al que se genera en un punto del sistema como consecuencia de acoplamiento eléctrico o magnético con otro punto del propio sistema, o con otros sistemas naturales (tormentas, etc.) o construidos por el hombre (motores, equipos, etc.). El ruido de interferencia puede ser periódico, intermitente, o aleatorio. Normalmente se reduce, minimizando el acople eléctrico o electromagnético, bien a través de blindajes, o bien, con la reorientación adecuada de los diferentes componentes y conexiones.

El ruido se puede abordar desde dos puntos de vista:

- Mediante métodos que tratan de *reducir el ruido en sus fuentes y en su propagación*, como son las técnicas de cableado, blindaje, o diseño de dispositivos de bajo ruido. Estas técnicas son eficaces ya que no degradan las prestaciones del sistema, aunque su aplicación no siempre es eficaz o posible.
- Mediante métodos de *filtrado y promediado de la señal*, para amortiguar el nivel de ruido frente a la señal que se procesa. Estas técnicas suelen ser de aplicación más general y efectiva, pero suelen reducir las prestaciones del sistema (por ejemplo, ancho de banda).

1.1.2. Motivación del tema

El presente trabajo se realiza bajo el alejo de un proyecto de diseño de un sistema de calentamiento de fluidos por inducción magnética, para aplicaciones de biolixiviación en la minería.

La alimentación de la bobina que genera el campo magnético se hace por corrientes fuertes (del orden de 500 [A]). La circulación de esa corriente por los cables y por la electrónica de potencia del sistema genera campos electromagnéticos que pueden afectar el funcionamiento de los semiconductores de la electrónica de potencia del sistema (efecto Hall al nivel de física electrónica) y a la salud de los operadores en la zona de trabajo. Además, en las aplicaciones de calentamiento por inducción, las corrientes alimentando las bobinas tienen frecuencia mayor a 50[Hz], en un rango entre 130[Hz] y 10[kHz] [5]. Los campos generados a esa frecuencia son más peligrosos ya que la amplitud de las corrientes inducidas es proporcional a la frecuencia, por la ley de Faraday.

1.1.3. Estado del arte en inversores

En el caso de un horno de inducción, se va a necesitar el diseño de un inversor a para cambiar la frecuencia de alimentación 50 Hz a otra frecuencia del orden del kilohertz para alimentar las bobinas del horno de inducción. La mayor parte del estado de arte actual de la compatibilidad electromagnética sobre inversores es para aplicaciones en motores de inducción [6].

1.1.3.1. Inversor de frecuencias y origen de ruido electromagnético

Un inversor funciona generalmente con dos puentes de semiconductores. El primero está compuesto de diodos permitiendo rectificar la energía alterna de la red a 50 Hz. El segundo está compuesto de semiconductores controlados como en la Figura 1.2, generalmente IGBT para poder tener un mejor control del sistema. El IGBT es adecuado para velocidades de conmutación hasta 20 KHz y ha sustituido al BJT en muchas aplicaciones [7]. Es usado en aplicaciones de altas y medias potencias como fuente conmutada, control de la tracción en motores y hornos de inducción. Grandes módulos de IGBT están compuestos de varias celdas IGBT colocadas en paralelo. Pueden manejar altas corrientes, del orden de cientos de amperios con voltajes de aislación de 6.000 voltios [8]. Tienen la capacidad de manejo de corriente de un BJT se controlan por voltaje como un MOSFET. Sin embargo, las corrientes transitorias de conmutación pueden ser igualmente altas. El uso en aplicaciones de electrónica de potencia es intermedio entre los tiristores y los MOSFET ya que manejan más potencia que los segundos siendo más lento que ellos pero mas rápidos respecto de los primeros.

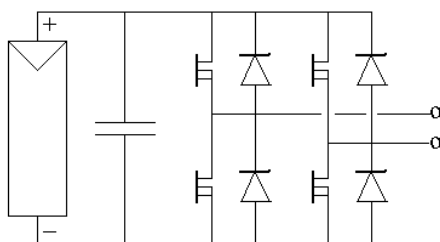


Figura 1.2: Esquema de funcionamiento de un inversor de tensión.

El control de los IGBT se hace por señales cuadradas por la compuerta del IGBT. Esos pulsos son generados por modulación PWM para aplicaciones de motores con comparación de una señal de referencia con una onda triangular de frecuencia switching como se muestra en la Figura 1.3. Esa frecuencia es del orden de 20 a 100 kHz y a veces puede alcanzar 1 MHz [2]. Esas altas frecuencias permiten reducir las armónicas contenidas en las señales del inversor pero producen interferencias electromagnéticas EMI y radiofrecuencias RFI [6].

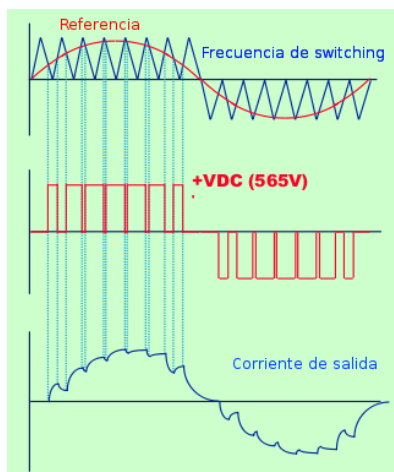


Figura 1.3: Generación de señales PWM para un inversor.

Para obtener inmunidad a las perturbaciones, el inversor PWM debe ser protegido contra los fenómenos de alta y baja frecuencia. Los fenómenos de altas frecuencias son descargas electrostáticas y campos electromagnéticos radiados [9]. Los fenómenos típicos son armónicas de corrientes y desbalances en el sistema. Algunas pruebas de Compatibilidad de Electromagnética para el el inversor tienen que ser aplicadas para asegurar que cumple los estándares EMC.

1.1.3.2. Aplicación de normas internacionales de CEM

Existen normas internacionales para la medición de ruidos electromagnéticos emitidos por sistemas y para la protección de los equipos y de los operadores en la zona.

El desarrollo de pruebas para compatibilidad electromagnética de los equipos está especificado en las normas Europeas IEC 61000-4. Sin embargo, las medidas de emisiones radiadas y conducidas es un tema complejo. En efecto, se puede obtener distintos datos en distintos lugares para *el mismo producto* [2].

Pruebas de emisiones de radiación Estas pruebas a aplicar al inversor están descritas en la norma EN61000-4-3 [10]. La prueba puede ser desarrollada en un sitio abierto (Open Area test site) o en cámaras semi-anecoicas. Se puede usar antenas de 1 o 4 metros y estar entre 3 a 10 m de distancia del inversor PWM. La utilidad de usar una cámara anecoica es prevenir las emisiones electromagnéticas desde el exterior y proteger reflexiones en las paredes. Se miden frecuencias entre 30 MHz a 1 GHz y se opera el variador a 50 Hz de alimentación con la máxima frecuencia de switching.

La solución básica para reducir las emisiones radiadas del inversor sería hacer una caja de Faraday que encierra el sistema y blindar los cables de control y de potencia.

Pruebas de emisiones de conducción Para las pruebas de emisiones de conducción, se necesita una línea de impedancia estabilizando la red LISN (Line Impedance Stabilization Network). Este instrumento permite:

- Prevenir interferencias de alta frecuencia que provienen de la fuente de alimentación de la red que pueden contaminar las mediciones del ruido electromagnético que proviene del equipo bajo prueba.
- Tener una impedancia constante para las corrientes que provienen del equipo en prueba. Esta impedancia vale 50Ω para las frecuencias que se necesita medir (menos que $30[MHz]$ en general).

En las pruebas de emisiones de conducción, el equipo en prueba se comporta como generador de interferencias. La prueba se hace siguiendo el protocolo de la norma CISPR 16 conectando el equipo al LISN. El voltaje V_{LISN} se puede calcular a partir de la corriente entre el equipo en prueba y la característica del LISN.

Pruebas de descargas electrostáticas La descarga electrostática (conocida por sus siglas en inglés ESD) es un fenómeno electrostático que hace que circule una corriente eléctrica repentina y momentáneamente entre dos objetos de distinto potencial eléctrico, como la que circula por un pararrayos tras ser alcanzado por un rayo. Algunos materiales tienen la propiedad de ganar electrones en contacto y otros los pierden fácilmente. El primero se va a cargar de manera negativa y el último de manera positiva. Esta carga se puede producir también por inducción cuando un cuerpo cargado A puede producir una carga en un cuerpo neutro B, aislado de la tierra. El cuerpo humano puede cargar hasta un potencial de $10[kV]$.

La realización de esta prueba debe seguir el protocolo de la norma IEC61000-4-2 [11]. El simulador de descarga es un generador de descargas representando la capacitancia de un cuerpo humano cargado. Se aplica este método al inversor PWM a los puntos y superficies que son normalmente accesibles por el operador.

Protección de los operadores Existen normas para la protección de la salud de los operadores y del público general cerca de una zona con ruidos electromagnéticos. Existen dos normas para la protección de la salud. La primera, la más permisiva, es la norma establecida por la IEEE en dos documentos; uno para las bajas frecuencias [12] y otro para las altas frecuencias [13].

La otra norma, más restrictiva, es la norma ICNIRP (International Commission On Non-Ionizing Radiation Protection) adoptada por la unión europea. Definen niveles para el público general y para los trabajadores de la zona en la cual se encuentra el equipo [14]. En las dos normas, se resumen los efectos realmente observados de los campos electromagnéticos. También, se definen niveles máximos y niveles de referencia, que corresponden a límites máximos de exposición de las personas. Esos niveles dependen del rango de frecuencia porque los efectos observados dependen de la corriente inducida en un conductor, que es proporcional a la frecuencia según la ley de Faraday.

Se encuentra en el anexo A el detalle de los límites admisibles por las dos normas.

1.1.4. Estado del arte en simulaciones de semiconductores

1.1.4.1. Simulación de CEM

En respuesta los aspectos de compatibilidad electromagnética de equipos eléctricos, se desarrollaron métodos de cálculo de campo basado en elementos finitos para un IGBT. Este método fue publicado en un artículo del IEEE [15]. Se simuló un elemento de circuito con IGBT en un modelo por elemento finito. Se comparan las valores practicas con medidas efectuadas a 3m con una antena en la Figura 1.4.

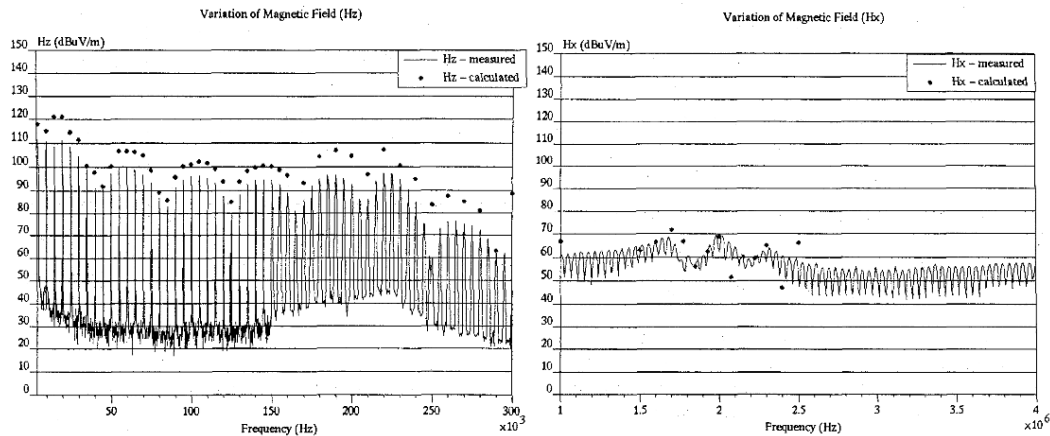


Figura 1.4: Campos magnéticos simulados y calculados.

Se presentan también resultados de simulación de compatibilidad electromagnética de semiconductores, mostrando simulaciones de IGBT de campos electromagnéticos y térmicas [16]. El estudio presenta un mapa de campos electromagnéticos cerca del IGBT. Esas simulaciones incluyen sólo las ecuaciones de electromagnetismo pero no utilizan las ecuaciones de difusión de electrones y huecos.

1.1.4.2. Simulación de semiconductores

Existen simulaciones de semiconductores a nivel físico usando softwares de resolución por método de elementos finitos. Las primeras simulaciones de transistores con ecuaciones electrostáticas y de difusión provienen de 1977 en el artículo [17] donde se plantean las ecuaciones del problema y se presenta una aplicación a un semiconductor por efecto de campo a efecto de campo especial: el mesfet. Se mejora el método y se formalizan las ecuaciones involucradas en el artículo [18] donde se aplica a un transistor BJT. Otro ejemplo de BJT se encuentra en el artículo [19]. Otros ejemplos de simulación están el artículo [20] de IBM.

Otra referencia importante para simulación de semiconductores es el libro [21], donde se plantean todas las ecuaciones teóricas, condiciones límites y subdominios. El mismo autor escribió otro libro más actualizado con diversas aplicaciones de simulaciones de semiconductores [22]. Existen simulaciones de IGBT y complementa el futuro modelo con las informaciones entregadas por el doctorado de Serge Pittet, que ocupa un modelo de IGBT entregado por Mitsubishi [1]. Hefner presenta también un ejemplo de simulación de IGBT electro-térmicas [23] que corresponden a su modelo analítico [24].

El software COMSOL será utilizado para la realización de simulaciones de semiconductores. Provee también una documentación detallada para la elaboración de un diodo y de un MOSFET [25].

1.2. Aportes de la memoria

1.2.1. Hipótesis de trabajo

En este trabajo, se considera sólo la influencia de los campos electromagnéticos sobre la salud de seres vivos y en los semiconductores por efecto Hall. No se estudian los posibles acoplamientos de los campos emitidos con otras máquinas presentes en la zona de trabajo. Tampoco, no se estudian las posibles perturbaciones de los campos emitidos sobre las informaciones radioeléctricas circulando cerca del sistema de calentamiento inductivo.

Las simulaciones están realizadas con un modelo 2D de semiconductores sobre el software COMSOL. Realizar simulaciones en 3D necesitaría mucho más tiempo de cálculo y necesitaría modificaciones en la implementación de las ecuaciones de semiconductores lo cual hace inviable este tipo de simulación. No se encontró ningún ejemplo de simulaciones a nivel físico de semiconductores en el estado del arte en 3D. Así, los campos magnéticos se aplican normalmente a las geometrías de los modelos, para que el flujo de electrones y huecos se mantenga en un plano 2D.

1.2.2. Contribuciones

Este estudio entrega modelos físicos de simulaciones confiables de semiconductores: diodo, MOSFET, BJT y IGBT utilizando COMSOL. Se encontró que los resultados obtenidos son concordantes con los modelos teóricos de esos semiconductores. Se agregaron después las ecuaciones de magnetismo por efecto Hall a esos modelos para ver la influencia del campo sobre los desplazamientos de los portadores de carga (electrones y huecos) dentro del semiconductor y las modificaciones sobre sus características eléctricas.

El estudio presenta mediciones de campos magnéticos en inversores de frecuencia (para motor de inducción y horno de fundición) y cerca de los gabinetes de esos equipos (de $5[cm]$ a $50[cm]$). El rango de potencia de esos equipos medidos era desde $2[kW]$ hasta $400[kW]$ y el rango de frecuencia era entre $130[Hz]$ y $4,3[kHz]$. La empresa IDT está interesada en conocer los campos emitidos de sus equipos para asegurarse que cumplen con las normas en relación con la salud de los operadores.

1.3. Objetivos del trabajo

1.3.1. Objetivos generales

Los objetivos generales de este trabajo son los cuales se muestran a continuación:

- Conocer a través de simulaciones los efectos de campos electromagnéticos sobre semiconductores.
- Realizar mediciones de campos electromagnéticos en equipos existentes de calentamiento por inducción magnética.
- Proponer recomendaciones para el diseño de un prototipo de calentamiento inductivo de mayor potencia para asegurar que los campos electromagnéticos no afecten la salud de los operadores y el funcionamiento de la electrónica de potencia del equipo mismo.

1.3.2. Objetivos específicos

Se fijan también objetivos específicos que son los cuales se muestran a continuación:

- Implementar las ecuaciones de semiconductores utilizando un software de resolución de ecuaciones diferenciales por elementos finitos.
- Obtener modelos confiables de semiconductores básicos: diodo, MOSFET, BJT y después el modelo de IGBT.
- Aplicar campos electromagnéticos a esos modelos.
- Medir campos electromagnéticos dentro del gabinete, cerca de la electrónica del inversor y fuera del gabinete.
- Conocer las frecuencias de los campos emitidos y los niveles asociados.
- Comparar esos niveles medidos con los niveles que pueden afectar el funcionamiento del semiconductor a partir de las simulaciones.
- Comparar los niveles de campos emitidos con valores de referencia de normas para la protección de la salud de los operadores.

1.3.3. Resultados esperados

Los resultados esperados de este estudio son los siguientes:

- Modelos físicos mediante elementos finitos de dispositivos semiconductores: diodo, MOS-FET, BJT e IGBT.
- Mediciones en distintos sistemas de calentamientos por inducción de potencia entre $15[kW]$ y $400[kW]$.
- Determinar los valores mínimos de campo magnético que pueden afectar el funcionamiento de los semiconductores.

1.4. Metodología de trabajo

La metodología que se seguirá en este trabajo se describe a continuación:

- Revisión bibliográfica del estado del arte sobre los siguientes temas:
 - Funcionamiento de la electrónica de potencia de un sistema de calentamiento por inducción.
 - Compatibilidad electromagnética de los variadores de frecuencia.
 - Ecuaciones físicas de los semiconductores (ecuaciones de difusión y electromagnetismo).
 - Método de discretización de estas ecuaciones.
 - Estudio analítico de los modelos simples de semiconductores para validar las simulaciones.
 - Normas para la protección de la salud de personas y trabajadores en zonas sometidas a campos electromagnéticos.
- Realización de mediciones de campos electromagnéticos en un variador de frecuencia para un motor de inducción. La realización de esas mediciones permite familiarizarse con el equipo de medición, los campos emitidos por inversores y disfrutar de la disponibilidad de este variador para preparar las mediciones en otros sistemas de calentamiento industriales.
- Realización de mediciones de campos electromagnéticos en el horno de fundición de la empresa Maestranza Vespucio en Santiago.
- Realización de mediciones de campos electromagnéticos en el prototipo de $15[kW]$ de calentamiento de fluidos situado en la Universidad Técnica Federico Santa María en Valparaiso.

- Realización de mediciones de campos electromagnéticos en el horno de fundición de la Metalúrgica Pazos y Torres en Santa Rosa (Santiago).
- Simular semiconductores básicos (diodo, MOSFET, BJT) y compararlos con sus funcionamientos teóricos.
- Simular un modelo de IGBT y aplicar campos electromagnéticos para analizar su influencia.

1.5. Estructura de la tesis

El capítulo 2 contiene una introducción al tema de la compatibilidad electromagnética, y los trabajos ya realizados sobre variadores de frecuencia. Se presentan también los fundamentos físicos que rigen el funcionamiento de los semiconductores. Para ello, se usan los conceptos básicos de los fenómenos de electromagnetismo, de difusión y de física electrónica. A partir de esas ecuaciones, se resuelve analíticamente el caso del diodo; también se presenta el funcionamiento del MOSFET, BJT e IGBT a nivel físico y sus ecuaciones características que se pueden obtener a partir de los datos físicos del semiconductor.

El capítulo 3 presenta la formulación a través de elementos finitos de las ecuaciones de semiconductores y la implementación en el software COMSOL. Se presentan así las simulaciones de distintos semiconductores: diodo, MOSFET, BJT e IGBT. Se comparan estas simulaciones con los modelos eléctricos de esos semiconductores para validarlas. Se aplica finalmente un campo magnético al IGBT para ver su influencia en el buen funcionamiento del dispositivo.

El capítulo 4 presenta las distintas mediciones de campos electromagnéticos en el variador de frecuencia ALTIVAR 71 disponible en el Laboratorio de Conversión de Energía del Departamento de Ingeniería Eléctrica de la Universidad de Chile. Se muestran también las mediciones realizadas en el horno de Fundición Maestranza Vespucio, del horno de Metalúrgica Pazos y Torres en Santa Rosa y en el prototipo experimental de $15[kW]$ desarrollado en el proyecto FONDEF DOSI-10098.

El capítulo 5 presenta las conclusiones y las recomendaciones del estudio realizado a partir de las simulaciones y mediciones realizadas.

Los anexos se componen de las normas ICNIRP (adoptada por la Unión Europea) y las

del IEEE sobre los campos admisibles para personas y trabajadores en una zona sometida a perturbaciones electromagnéticas. Incluyen también el detalle de realización de la implementación de las simulaciones del diodo, MOSFET, MOSFET degenerado, BJT e IGBT con COMSOL. Finalmente, se incluye una presentación del aparato de medición SPECTRAN ocupado y las precauciones para garantizar una buena precisión de los resultados obtenidos.

Capítulo 2

Revisión bibliográfica y contextualización

2.1. Consideraciones generales sobre el calentamiento por inducción

2.1.1. Diseño del equipo

El sistema se puede descomponer en cinco componentes funcionales [26]:

- Circuito Resonante
- Sistema Inversor
- Sistema Conversor DC-DC
- Sistema de rectificación de tensión
- Sistema de alimentación trifásico

2.1.1.1. Circuito Resonante

La Figura 2.1 muestra la conexión de todos los componentes utilizados. A partir del conversor DC-DC, se puede regular el flujo de potencia que se entrega al equipo, mediante el ciclo de trabajo del chopper.

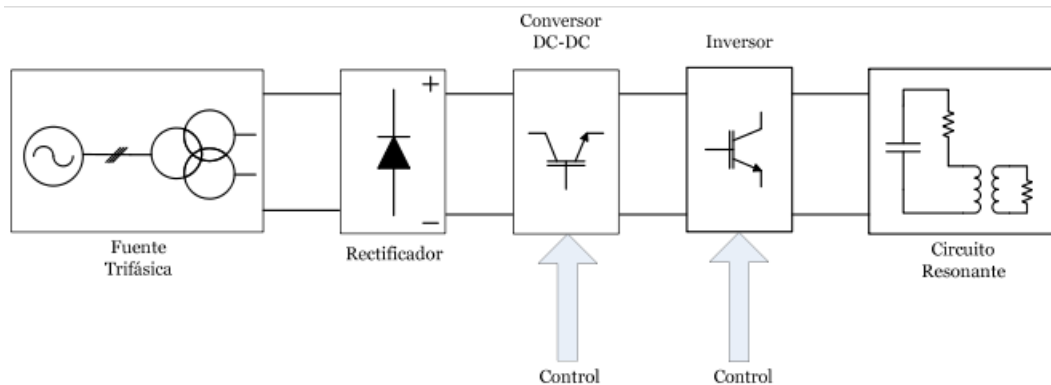


Figura 2.1: Diagrama simplificado del subsistema eléctrico.

La carga eléctrica está constituida por los parámetros equivalentes del susceptor y la bobina inductora, la resistencia y las inductancias propias y mutuas que las conforman, más un condensador de ajuste, el cual define la frecuencia de operación del circuito. Se dice que el circuito es resonante porque es alimentado por señales cuya frecuencia es la de resonancia del circuito RLC equivalente. El circuito resonante se muestra en la Figura 2.2.

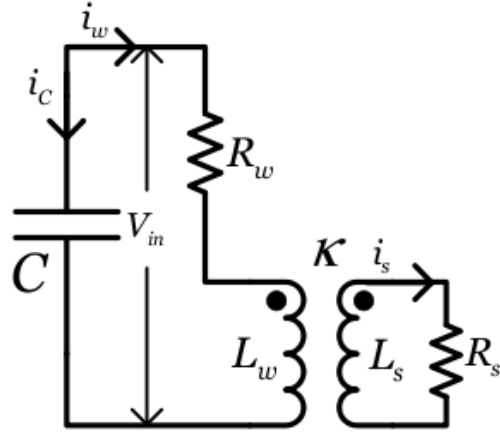


Figura 2.2: Circuito resonante, carga de la electrónica de potencia del sistema.

Para ajustar la frecuencia de operación del circuito resonante, se tiene un sistema de control de frecuencia, el cual sincroniza los pulsos de disparo de los interruptores del inversor, tomando los cruces por cero de la tensión medida de salida del inversor. Por tal motivo, esta topología se denomina *autoresonante*. La frecuencia de resonancia se calcula determinando el punto en el cual la componente reactiva de entrada al circuito se anula y se obtiene la expresión (2.1).

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_{eq}C} - \left(\frac{R_{eq} + R_w}{L_{eq}}\right)^2} \quad (2.1)$$

En esta expresión la resistencia R_{eq} es el valor de la resistencia equivalente del susceptor del punto de vista de los terminales del lado de la bobina inductora y L_{eq} la inductancia. A partir del circuito equivalente, se obtienen las expresiones de las ecuaciones (2.2) y (2.3).

$$R_{eq} = \frac{R_s \kappa^2 (2\pi f_0)^2 L_w L_s}{R_s^2 + (2\pi f_0)^2 L_s^2} \quad (2.2)$$

$$L_{eq} = \frac{R_s^2 L_w - (2\pi f_0)^2 L_s^2 L_w (\kappa^2 - 1)}{R_s^2 + (2\pi f_0)^2 L_s^2} \quad (2.3)$$

El cálculo analítico de la frecuencia de resonancia no es sencillo, ya que el grado del polinomio a resolver es mayor que 3. Se necesitan métodos numéricos para encontrar la solución y definir

las dimensiones y materiales a utilizar en cada componente para asociarlo a un valor de parámetro de circuito. El factor de acoplamiento κ está relacionando con el diseños del equipo, por lo tanto maximizarlos implica una buena disposición y materiales que permiten enlazar el flujo magnético inducido por el susceptor de la mayor manera posible

2.1.2. Sistema Inversor

La etapa de inversión está compuesta por un set de interruptores IGBT dispuestos en una configuración de *punte H* tal como se muestra en la Figura 2.3. El inversor se comporta como una fuente de corriente i , que suministra potencia reactiva pura a la rama capacitiva y potencia activa y reactiva a la rama equivalente RL. El objetivo de la resonancia consiste en que las potencias reactivas se anulen dentro del mismo circuito, para obtener un factor de potencia igual a uno en la entrada del circuito resonante.

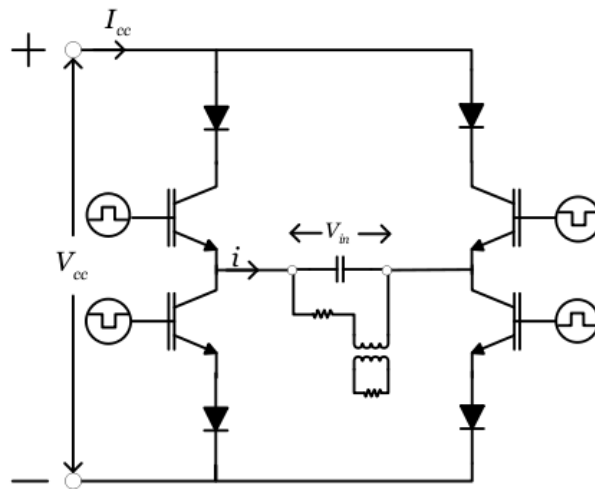


Figura 2.3: Esquema del inversor monofásico.

La corriente de entrada al inversor I_{cc} proviene de la salida del convertor DC-DC. Ésta viene filtrada por una inductancia de acoplamiento entre ambos convertidores, y tiene un valor continuo distinto de cero. Para generar la corriente alterna, los IGBTs recortarán en cada interrupción la corriente de entrada, y dado que se produce un intercambio de polaridad en cada ciclo, la carga percibe la frecuencia correspondiente a la de interrupción de los transistores, la cual puede

escribirse en serie de Fourier como en la ecuación (2.4).

$$i(t) = \frac{4I_{cc}}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin(2n\pi f_r t) \quad (2.4)$$

Evidentemente, esta señal produce una cantidad no despreciable de armónicas que no afectan a la señal de tensión, pues el circuito actúa como filtro dejando solamente la frecuencia de resonancia, lo que explica que la tensión generada sea sinusoidal pura. Por otra parte, como la funcionalidad de los convertidores está desacoplada, la tensión aplicada a la carga puede ser mayor que la tensión de recorte del convertor DC-DC, produciendo una corriente inversa desde la carga hacia la fuente. Para evitar esto, se colocan diodos en serie con IGBT. Así, en caso de tener tensión inversa, no circulará corriente en ese sentido.

2.1.2.1. Sistema Conversor DC-DC

La etapa de conversión DC-DC consiste en una configuración de regulación de bajada o "Buck", en cuyo caso la tensión recortada varía con el ciclo de trabajo impuesto por los switches del transistor IGBT tal como se muestra en la Figura 2.4.

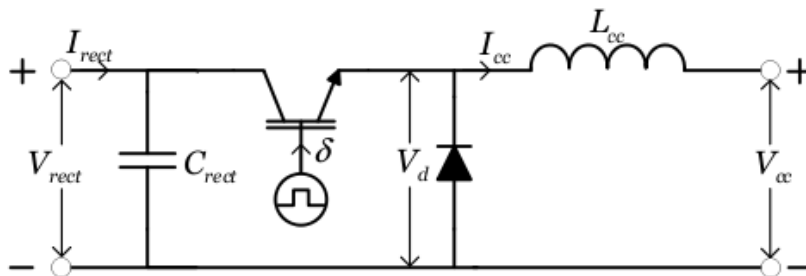


Figura 2.4: Esquema del convertor DC-DC.

En este caso, la tensión de entrada V_{rect} proviene del sistema de rectificación que está antes de este bloque. El condensador C_{rect} se comporta como un filtro pasa bajo para suavizar el rizado producido por las conmutaciones de los diodos del rectificador. Finalmente, el convertor se comporta como una fuente de corriente continua porque la bobina L_{cc} suaviza la corriente de salida ya que actúa como filtro. La tensión de salida del convertor DC-DC depende de la naturaleza de

la carga. En este caso de circuito resonante, dado que la tensión en el circuito RLC es sinusoidal, para cada semiciclo de conmutación en el inversor, se tiene por el lado de continua esta tensión rectificadora en media onda, por lo que se tiene $V_{cc}(t) = |V_{in}(t)|$ (tensión doble de la frecuencia de resonancia).

2.1.2.2. Sistema de Rectificación

El sistema de rectificación corresponde a uno no controlado. Debido a ello, no se tiene control de la tensión continua de salida. En este caso, se ocupa un rectificador de 12 pulsos con autotransformador Yy0 Yd11 y dos puentes de seis diodos cada uno. En esta topología [27], la tensión rectificadora proviene de la tensión entre fases y depende de su valor pico y del número de pulsos de tensión, $p = 12$. Se obtiene el valor de la ecuación (2.5). Esta configuración de electrónica de potencia corresponde al prototipo de 15[kW].

$$V_{rect} = V_{acpp} \frac{\text{sen}(\pi/p)}{\pi/p} = 1,398V_{abRMS} \quad (2.5)$$

2.1.3. Diseño de variador de frecuencia

El variador de frecuencia está compuesto de un circuito de rectificación para transformar la corriente alterna trifásica de alimentación en corriente continua y de un circuito inversor para transformar de nuevo la tensión continua obtenida en corriente alterna de la frecuencia requerida. Esos variadores de frecuencia se ocupan para las partidas de motores asíncronos aumentando la frecuencia poco a poco y de manera proporcional al voltaje (caso V/f constante).

El circuito de rectificación puede ser simplemente un puente de 6 diodos. El inversor trifásico se alimenta desde una fuente de tensión continua entregada por el rectificador y genera señales de tensión alternas trifásicas equilibradas, de magnitud y frecuencia ajustable.

2.1.3.1. Inversor monofásico

La configuración básica de un inversor monofásico es la de la Figura 2.5. El inversor permite generar una onda alterna cuya frecuencia f es variable [28]. En esta configuración, los interruptores S_1, S_2, S_3, S_4 son bidireccionales. Existen sólo 2 estados posibles para esta configuración, los cuales están resumidos en la Tabla 2.1.

Estado	S_1, S_4	S_2, S_3	V_{ab}
1	Cerrados	Abiertos	E
2	Abiertos	Cerrados	$-E$

Tabla 2.1: Configuración de los interruptores de un inversor monofásico

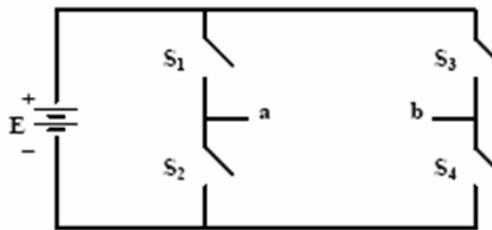


Figura 2.5: Configuración básica de un inversor monofásico.

Modulación onda plena En el caso de modulación con onda plena, por cada período de la onda de salida, se pasa sólo una vez por cada estado tal como se indica en la Figura 2.6.

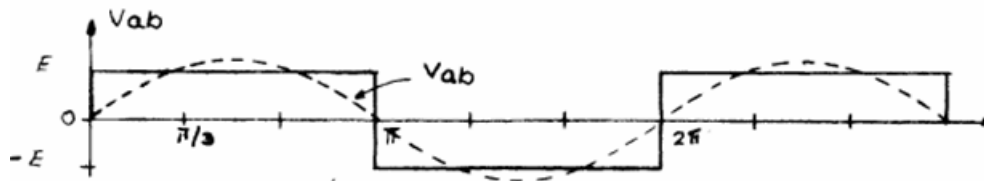


Figura 2.6: Modulación onda plena.

Haciendo el desarrollo en serie de Fourier de la onda de voltaje saliendo del inversor que tiene

la forma, se obtiene:

$$V_{ab} = \begin{cases} E & 0 < t < \frac{1}{2f} \\ -E & \frac{1}{2f} < t < \frac{1}{f} \end{cases} \quad (2.6)$$

La onda es impar, así que los coeficientes a_n son nulos (2.7).

$$a_n = \frac{2}{T} \int_0^T V_{ab}(t) \cos(2\pi nft) dt = 0 \quad (2.7)$$

Se puede calcular los coeficientes b_n con la simetría de la onda en la ecuación (2.8) y obtener así la ecuación (2.9).

$$\begin{aligned} b_n &= \frac{4}{T} \int_0^{T/2} E \sin(2\pi nft) dt \\ &= -\frac{2E}{T\pi n f} [\cos(2\pi nft)]_0^{T/2} \\ &= \frac{2E}{T\pi n f} [1 - \cos(n\pi)] \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$b_n = \begin{cases} \frac{4E}{T\pi n f} & n = 2k + 1 \\ 0 & n = 2k \end{cases} \quad (2.9)$$

Se obtiene así la expresión del voltaje de salida de la ecuación en el caso de onda plena (2.10). Se puede ver que no están las armónicas pares en la señal de salida que va del inversor. Esas armónicas se van a visualizar durante las mediciones de campo magnético.

$$V_{ab}(t) = \frac{4E}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{n} \sin((2k + 1)\pi ft) \quad (2.10)$$

Se puede visualizar a partir de las simulaciones de Marco Sánchez [26] que el decrecimiento es $\frac{1}{n}$ de esas armónicas de corriente [26]. Se tiene un modelo en PSIM del circuito eléctrico completo del prototipo del sistema de calentamiento de fluido de $15[kW]$ de la Universidad Técnico Federico Santa María. A partir de ese modelo, se muestra el espectro de Fourier de la corriente saliendo del inversor que se encuentra en la Figura 2.7. Como en el desarrollo anterior, se ocupa en el modelo una modulación onda plena para el inversor con frecuencia de base de switching de $4,3[kHz]$.

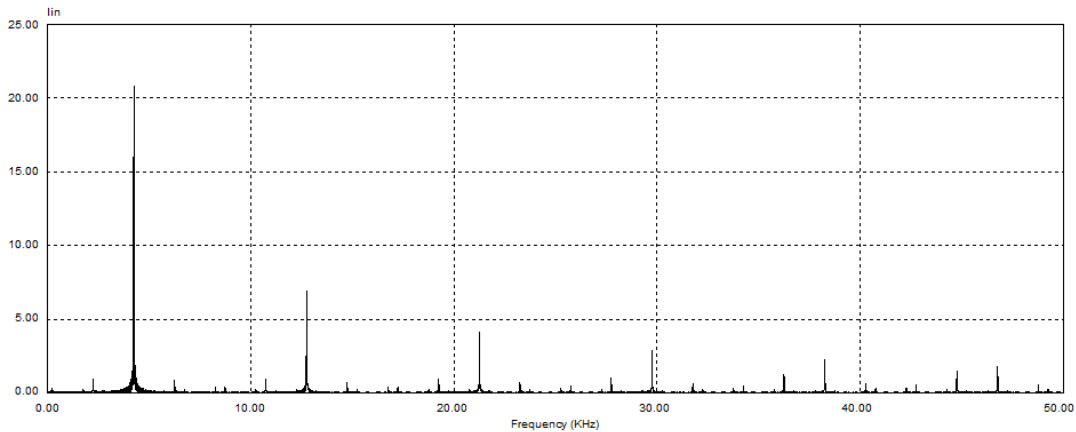


Figura 2.7: Corriente saliendo del inversor simulado por PSIM.

Se comprueba el decrecimiento de las armónicas en $\frac{1}{n}$ construyendo el gráfico $\frac{1}{I} = f(f[kHz])$ en la curva de la Figura 2.8.

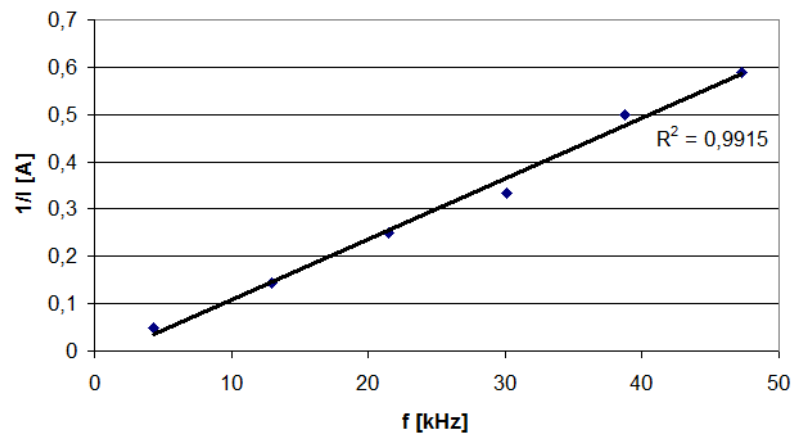


Figura 2.8: Gráfico del inverso de la raíz del las armónicas de corriente en función de la frecuencia.

La modulación de onda plena es la que se ocupa en el diseño de calentamiento por inducción por la presencia del circuito resonante. En efecto, en una configuración de circuito resonante, la frecuencia de salida del inversor tiene que ser igual a la frecuencia de resonancia de circuito resonante porque se acopla con el sistema de control.

Modulación PWM La modulación por anchos de pulsos (del inglés Pulse-Width Modulation) de una señal o fuente de energía es una técnica en la que se modifica el ciclo de trabajo de una señal periódica para controlar la cantidad de energía que se envía a una carga. El principio general consiste en aplicar una sucesión de estados discretos durante tiempos definidos, para obtener *en promedio en un tiempo más largo cualquier valor intermedio* [29].

Se genera por comparación una señal sinusoidal, denominada modulante o referencia, y una señal triangular definida como portadora. La señal de salida del comparador cambia de nivel en cada intersección de las señales portadora y modulante. Si la frecuencia de la portadora es mucho mayor que la de la señal modulante, el ancho de los pulsos resulta proporcional a la señal modulante. Luego, al filtrar esta señal de dos niveles, modulada en ancho de pulso, se recupera la señal modulante. La señal modulada puede representarse por la función $\text{signo}[v_m(t) - v_p(t)]$ cuyo resultado es el que se indica en la Figura 2.9, en que:

- $v_p(t)$: señal portadora triangular de frecuencia f_p .
- $V_m(t)$: señal modulante sinusoidal de frecuencia f_m .

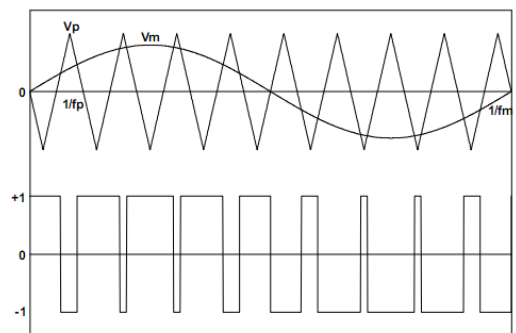


Figura 2.9: Generación de la señal de dos niveles por modulación PWM sinusoidal.

Se define:

- Índice de modulación: $M_i = V_m/V_p$, con V_m y V_p valores máximos de la modulante y la portadora respectivamente ($0 < M_i \leq 1$).
- Razón de frecuencias: $F_r = f_p/f_m$ con $F_r > 9$.

Si F_r es entero (portadora sincronizada), el espectro de la frecuencia contiene:

- f_m con amplitud proporcional a M_i .
- f_p y sus múltiplos impares.
- En torno a f_p y sus múltiplos impares: las bandas laterales están distanciadas en múltiplos pares de f_m ($f_p \pm 2k f_m, 3f_p \pm 2k f_m, 5f_p \pm 2k f_m, \dots$)
- En torno a los múltiplos pares de f_p (de amplitud nula): las bandas laterales están distanciadas en múltiplos impares de f_m ($2f_p \pm (2k - 1)f_m, 4f_p \pm (2k - 1)f_m, 6f_p \pm (2k - 1)f_m, \dots$)

Todas las bandas laterales quedan distanciadas ente sí en $2f_m$, con sus amplitudes variables según el índice de modulación. Si F_r no es entero (portadora asíncrona), el espectro de frecuencias se altera y contiene adicionalmente frecuencias bajas y subarmónicas.

2.1.3.2. Inversor trifásico

El inversor trifásico consta de 6 interruptores en configuración puente de tres ramas, como se muestra en la Figura 2.10. El inversor permite generar una onda alterna cuya frecuencia f está elegido por el sistema de control. En esta configuración, los interruptores S_1, S_2, S_3, S_4, S_5 y S_6 son bidireccionales.

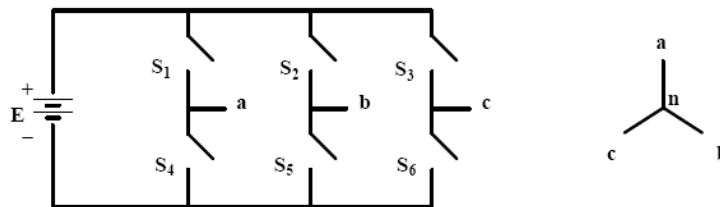


Figura 2.10: Circuito de un inversor trifásico de 6 interruptores.

Los 6 interruptores operan secuencialmente con las siguientes restricciones:

- Los 2 interruptores de una misma rama del puente no deben teóricamente cerrarse ni abrirse simultáneamente.
- Los interruptores deben ser bidireccionales

Esta configuración es la utilizada en las mediciones del inversor del Laboratorio de Conversión de la Energía de la Universidad de Chile alimentando un motor de inducción.

2.2. Funcionamiento de semiconductores y ecuaciones útiles para simulación

2.2.1. Ecuaciones físicas de semiconductores

Se puede describir el funcionamiento físico de semiconductores a partir de las ecuaciones de Maxwell y las ecuaciones de difusión de huecos y de electrones. Se definen las siguiente variables para el resto del trabajo:

- \vec{E} : Campo vectorial eléctrico en $[V/m]$.
- φ : Potencial eléctrico en $[V]$.
- σ : Conductividad eléctrica en $[S/m]$.
- ϵ : Permitividad eléctrica del semiconductor en $[F/m]$.
- ϵ_r : Permitividad eléctrica relativa del semiconductor.
- ρ : Densidad de carga en $[C/m^3]$.
- \vec{J}_n : Densidad de corriente de electrones en $[A/m^2]$.

- \vec{J}_p : Densidad de corriente de huecos en $[A/m^2]$.
- \vec{J} : Densidad de corriente en $[A/m^2]$.
- \vec{J}_{dr} : Densidad de corriente debida al campo eléctrico en $[A/m^2]$.
- \vec{J}_{di} : Densidad de corriente debida a la difusión en $[A/m^2]$.
- n : Concentración de electrones en $[1/m^3]$.
- p : Concentración de huecos en $[1/m^3]$.
- n_i : Concentración intrínseca de portadores de carga en $[1/m^3]$.
- $q = 1,6 \times 10^{-19}[C]$: Carga de un electrón en $[C]$.
- N_d : Densidad de dopaje (positiva para donante de electrones y negativa para receptor de electrones) en $[1/m^3]$.
- R_{srh} : Tasa de recombinación entre electrones y huecos en $[1/m^3]$.
- D_n : Coeficiente de difusión de electrones en $[m^2/s]$.
- D_p : Coeficiente de difusión de huecos en $[m^2/s]$.
- μ_n : Movilidad de los electrones en $[m^2/Vs]$.
- μ_p : Movilidad de los huecos en $[m^2/(Vs)]$.
- T : Temperatura del sistema en $[K]$.
- $k = 1,38 \times 10^{23}$: Constante de Boltzmann en $[m^2kg/s^2K]$.

2.2.1.1. Ecuaciones electrostáticas

La ley de Ohm (2.11) es la relación entre la densidad de corriente y el campo eléctrico, con la conductividad como factor de proporcionalidad.

$$\vec{J}_{dr} = \sigma \vec{E} \quad (2.11)$$

Hay 2 variables que influyen sobre la conductividad en un semiconductor:

- Concentración de portadores de carga disponibles.
- Movilidad de esos portadores de carga.

La conductividad es entonces proporcional a la concentración de electrones y huecos libres y su movilidad dentro del semiconductor como se puede ver en la ecuación (2.12).

$$\sigma = qn\mu_n + qp\mu_p \quad (2.12)$$

La $qn\mu_n$ es la contribución de los electrones a la conductividad y $qp\mu_p$ es la de los huecos.

El campo electrostático \vec{E} deriva de un potencial magnético ϕ como se puede ver en la ecuación (2.13). También, se tiene la ecuación de Maxwell Gauss (2.14) que se puede reescribir con el potencial en la ecuación (2.15). Existen tres tipos de cargas dentro del semiconductor: los electrones, los huecos y los átomos ionizados. Así, se puede reescribir la ecuación (2.15) como la ecuación (2.16). Para las condiciones iniciales, en un punto del espacio de zona de tipo n, hay N átomos que pueden entregar en total n electrones. Así, la densidad de carga en este punto es nula. En zona de tipo p, hay $-N$ átomos que pueden entregar en total p huecos lo que da también una densidad de carga nula.

$$-\vec{\nabla}\phi = \vec{E} \quad (2.13)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (2.14)$$

$$-\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla}\phi) = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (2.15)$$

$$-\vec{\nabla} \cdot (\epsilon\vec{\nabla}\phi) = q(p - n + N) \quad (2.16)$$

2.2.1.2. Ecuaciones de difusión

Los fenómenos de difusión aparecen por diferencia de dopaje entre las distintas capas de semiconductor. Estos aparecen gracias al desplazamiento aleatorio de un gran número de partículas dentro de un material o un gas. La ecuación general de difusión de partículas es la ecuación (2.17).

$$\vec{J}_{diffusion} = -D\vec{\nabla}N \quad (2.17)$$

El coeficiente D se llama *coeficiente de difusión*. Se puede aplicar para el caso de los electrones y los huecos dentro de un semiconductor, y como se mide corriente eléctrica y no corriente de concentración de partículas, se debe multiplicar por $\pm q$ para obtener la corriente de difusión en la ecuación (2.18). El fenómeno de difusión es más pronunciado a altas temperaturas lo que da corrientes de difusión más altas. El fenómeno de difusión y las constantes μ_n y μ_p están interrelacionadas porque provienen de ecuaciones termodinámicas. Se puede demostrar [30] la relación (2.19) conocida como *relación de Einstein*. Los dos tipos de corriente, J_{dr} y J_{di} , son debidos a mecanismos independientes. En el primer caso, es la fuerza del campo eléctrico derivado del gradiente del voltaje y en el otro caso la difusión derivada del gradiente de concentraciones de partículas. La relación (2.19) llamada *ecuación de Einstein* proviene de las propiedades termodinámicas de los portadores de cargas. Esa relación es valida para electrones y huecos porque siguen las mismas ecuaciones termodinámicas [21].

$$\vec{J}_{di} = q(D_n\vec{\nabla}n - D_p\vec{\nabla}p) \quad (2.18)$$

$$D_{n,p} = \frac{kT}{q}\mu_{n,p} = V_t\mu_{n,p} \quad (2.19)$$

2.2.1.3. Ecuaciones de generación y recombinación

La *generación* es un proceso que provoca la aparición huecos y electrones libres. El proceso contrario, que provoca aniquilación de los huecos y electrones libres se llama *recombinación*. El balance entre generación y recombinación mantiene una proporción constante entre electrones y

huecos. Cuando la concentración de portadores sobrepasa el equilibrio térmico, los procesos de recombinación actúan de manera que el sistema vuelve al equilibrio termodinámico. Se puede escribir la ecuación de conservación global de electrones y huecos (2.20) y su forma local (2.21).

$$\begin{cases} \iiint_{\Omega} \frac{\partial n}{\partial t} dV = \iint_{\partial\Omega} \frac{1}{q} \vec{J}_n \cdot d\vec{S} + \iiint_{\Omega} (-U + G_{ext}) dV \\ \iiint_{\Omega} \frac{\partial p}{\partial t} dV = \iint_{\partial\Omega} \frac{1}{q} \vec{J}_p \cdot d\vec{S} + \iiint_{\Omega} (-U + G_{ext}) dV \end{cases} \quad (2.20)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot (\vec{J}_n) - R_{srh} + G_{ext} \\ \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot (\vec{J}_p) - R_{srh} + G_{ext} \end{cases} \quad (2.21)$$

Cualquier cambio de concentración de electrones $\frac{\partial n}{\partial t}$ en una unidad de volumen proviene de lo siguiente:

- un flujo de electrones $\frac{1}{q} \vec{J}_n$ entrando o saliendo.
- el efecto de recombinación o generación debido al equilibrio termodinámico del sistema R_{srh} . El equilibrio termodinámico se obtiene cuando este término con R_{srh} es igual a 0.
- un aporte externo de electrones G_{ext} (por ejemplo cuando se aplica luz sobre el semiconductor).

En los casos estudiados en este trabajo, el aporte exterior de electrones o huecos libres es nulo y por lo tanto $G_{ext} = 0$. La tasa de recombinación R_{srh} es directamente proporcional a la concentración de electrones y huecos libres. Cuando el producto de electrones y huecos libres es igual a n_i^2 , se la puede expresar intuitivamente como en la ecuación (2.22) con α_r constante de proporcionalidad. R_{srh} es positivo cuando $np > n_i^2$ porque los mecanismos de recombinación dominan y negativo cuando $np < n_i^2$ porque los mecanismos de generación dominan. La concentración de electrones y huecos se puede expresar como la suma de una concentración de

equilibrio (n_0 y p_0) y un exceso de concentración llamado δn y δp como en la ecuación (2.23) lo que origina la ecuación (2.24).

$$R_{srh} = \alpha_r(np - n_i^2) \quad (2.22)$$

$$\begin{cases} n = n_0 + \delta n \\ p = p_0 + \delta p \end{cases} \quad (2.23)$$

$$R_{srh} = \alpha_r(n_0\delta p + p_0\delta n + \delta n\delta p) \quad (2.24)$$

Suponiendo por ejemplo que se sitúa en un semiconductor de tipo N ($p_0 \ll n_0$) con una pequeña desviación del equilibrio $|n| \ll n_0$, se puede aproximar la tasa de recombinación a la ecuación (2.25).

$$U = \alpha_r n_0 \delta p \quad (2.25)$$

$$U = \frac{\delta p}{\tau_p} \quad (2.26)$$

En la ecuación (2.26), se reemplaza la constante α_r por un constante de tiempo $\tau_p = \frac{1}{\alpha_r n_0}$. Se puede entender el significado físico de esta constante con un ejemplo. Si existe un exceso de huecos $\delta p(0) \ll n_0$ en un tiempo $t = 0$, esta concentración $\delta p(t)$ va a decaer a cero para $t > 0$ con la ecuación diferencial (2.27) cuya solución es la ecuación (2.28). Se puede así interpretar la constante τ_p como el *tiempo de vida de los huecos en exceso*.

$$\frac{d\delta p(t)}{dt} = -\frac{\delta p(t)}{\tau_p} \quad (2.27)$$

$$\delta p(t) = \delta p(0)e^{-t/\tau_p} \quad (2.28)$$

2.2.1.4. Teoría de Shockley Read Hall

La ecuación (2.22) fue escrita de manera intuitiva. Permite describir los fenómenos de generación y recombinación pero implica una constante empírica no relacionada directamente a un modelo físico. Shockley y Read desarrollaron una teoría [31] desde un punto de vista físico que permite describir de manera más precisa la generación y la recombinación. Hall la desarrolló también de manera independiente [32] y es ahora conocida como la teoría *SRH*. Para aplicarla, se necesita suponer que las desviaciones de concentraciones del punto de equilibrio son pequeñas. El desarrollo de la teoría llega a una expresión de recombinación que ajusta y mejora la ecuación (2.22) convirtiéndola en la ecuación (2.29). Si el nivel de captura en física electrónica está al medio de la banda de gap, se tiene $n_1 = p_1 = n_i$.

$$R_{srh} = \frac{np - n_i^2}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)} \quad (2.29)$$

2.2.1.5. Resumen de las ecuaciones involucradas en simulaciones de semiconductores

Se pueden resumir las ecuaciones involucradas en el funcionamiento de semiconductores sumando las corrientes por fuerza electrostática (2.12) y corrientes de difusión (2.18), tomando como hipótesis el régimen permanente (lo que elimina las derivas parciales en el tiempo),

obteniendo así el conjunto de ecuaciones (2.30).

$$\begin{aligned}
 -\vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{\nabla} \varphi) &= q(p - n + N) \\
 -\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n &= -qR_{srh} \\
 -\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p &= qR_{srh} \\
 \vec{J}_n &= -qn\mu_n \vec{\nabla} \varphi + qD_n \vec{\nabla} n \\
 \vec{J}_p &= -qp\mu_p \vec{\nabla} \varphi - qD_p \vec{\nabla} p \\
 R_{srh} &= \frac{np - n_i^2}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)}
 \end{aligned} \tag{2.30}$$

2.2.2. Características electrónicas de semiconductores

2.2.2.1. Diodo

Un diodo (del griego: dos caminos) es un dispositivo semiconductor que permite el paso de la corriente eléctrica en una única dirección con características similares a un interruptor. De forma simplificada, la curva característica de un diodo (I-V) consta de dos regiones: por debajo de cierta diferencia de potencial, se comporta como un circuito abierto (no conduce), y por encima de ella como un circuito cerrado con una resistencia eléctrica muy pequeña.

Los diodos pn son uniones de dos materiales semiconductores tipos p y n, por lo que también recibe la denominación *unión pn*. Al unir ambos cristales, se manifiesta una difusión de electrones del cristal n al p (Je) como se puede ver en la Figura 2.11.

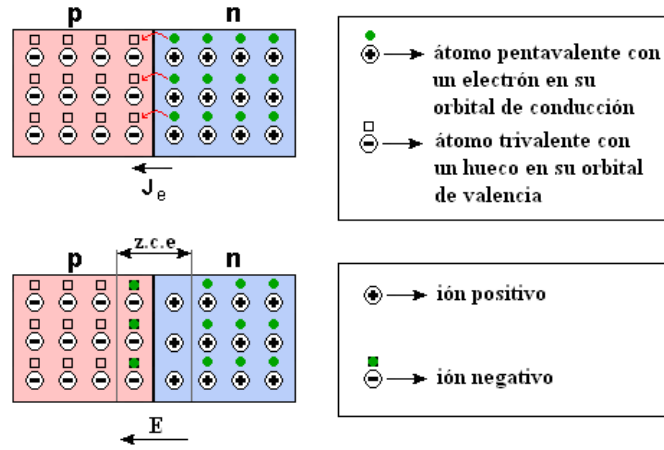


Figura 2.11: Fenómenos de difusión dentro de una juntura pn.

Longitud de difusión de un diodo: Se puede definir el concepto de *longitud de difusión* en estado de régimen permanente. Si se toma el ejemplo de una juntura pn, los electrones son inyectados (por efecto de difusión) en la región de tipo P. En la frontera ($x = 0$), hay una concentración de electrones $n(0)$ que decae para $x > 0$. Si se aplica la ecuación 2.21 en régimen permanente, desaparecen los términos que dependen del tiempo con lo que queda la ecuación (2.31).

$$0 = D_n \frac{d^2 \delta n(x)}{dx^2} - \frac{\delta n}{\tau_n} \quad (2.31)$$

Se transforma la ecuación (2.31) en la ecuación (2.32), definiendo una longitud de difusión L_n mediante la ecuación (2.33). Se obtiene la solución de la ecuación en la ecuación (2.34) con la condición de borde $n(\infty) = 0$ y la concentración conocida en la frontera. Se puede interpretar la constante L_n como la profundidad que pueden penetrar los electrones dentro de una región de tipo P. Se puede definir de manera parecida una longitud de difusión para los huecos $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ [22].

$$\frac{d^2 \delta n(x)}{dx^2} - \frac{\delta n}{L_n^2} = 0 \quad (2.32)$$

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad (2.33)$$

$$\delta n(x) = \delta n(0)e^{-x/L_n} \quad (2.34)$$

Esta difusión crea una zona con cargas negativas dentro de la zona de tipo p. Estas cargas están presentes hasta una distancia W_p dentro de la capa p. Se define igualmente una distancia W_n para la presencia de cargas positivas dentro de la capa n, como se puede observar en la Figura 2.12 [33].

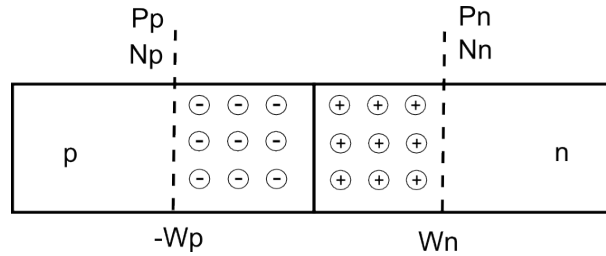


Figura 2.12: Modelo teórico para análisis teórico del diodo.

Obtención de las características eléctricas del diodo: A partir de la quinta ecuación (2.30), cuando no se aplica voltaje en los bornes, los fenómenos de difusión de huecos compensan la corriente de convección de los huecos lo que genera la ecuaciones (2.35) y (2.36), tomando en cuenta la relación de Einstein $\frac{\mu_p}{D_p} = \frac{q}{kT}$.

$$\vec{J}_p = -qp\mu_p\vec{\nabla}\varphi - qD_p\vec{\nabla}p = \vec{0} \quad (2.35)$$

$$-\frac{q}{kT}\frac{dV(x)}{dx} = \frac{1}{p(x)}\frac{dp(x)}{dx} \quad (2.36)$$

Se eligen las siguientes concentraciones, lo que se puede resumir en la Figura 2.12:

- p_n : Concentración de huecos dentro de la zona n en $x = W_n$ (concentración minoritaria).
- p_p : Concentración de huecos dentro de la zona p en $x = -W_p$ (concentración mayoritaria).

- n_p : Concentración de electrones dentro de la zona p en $x = -W_p$ (concentración minoritaria).
- n_n : Concentración de electrones dentro de la zona n en $x = W_n$ (concentración mayoritaria).

Se puede integrar la expresión (2.36) para obtener la expresión (2.37). Denotando $V_{ic} = V_n - V_p$ como la diferencia de voltaje creada por la unión de las dos capas, se obtiene la ecuación (2.38). Usando el mismo razonamiento para los electrones, se obtiene la ecuación (2.39) y la ecuación (2.40).

$$\frac{-q}{kT} \int_{V_p}^{V_n} dV = \int_{p_p}^{p_n} \frac{dp}{p} \quad (2.37)$$

$$V_{ic} = V_n - V_p = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{p_p}{p_n} \right) \quad (2.38)$$

$$V_{ic} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{n_n}{n_p} \right) \quad (2.39)$$

$$\frac{p_p}{p_n} = \frac{n_n}{n_p} = e^{qV_{ic}/kT} \quad (2.40)$$

Si se aplica una polarización externa V_a , *bajo las suposiciones de cuasi-equilibrio*, se puede usar el mismo proceso de cálculo para obtener la ecuación (2.41) [34]. La aplicación de campo eléctrico va a aumentar la densidad de portadores minoritarios de huecos (dentro de la capa n) pero no va a perturbar la concentración mayoritaria de huecos en la capa p porque es mucho más alta $p(-W_p) = p_p$. En efecto, *en polarización directa, la barrera de potencial disminuye de modo que se puede inyectar más carga a través de la barrera. En el caso de la polarización inversa, la barrera se incrementa de manera que menos carga puede ser inyectada*. Se puede así combinar las ecuaciones (2.41) y (2.40) para obtener la ecuación (2.42). Podemos aplicar el mismo razonamiento

para los electrones y obtener la ecuación (2.43).

$$\frac{p(-W_p)}{p(W_n)} = e^{q(V_{ic}-V_a)/kT} \quad (2.41)$$

$$\frac{p(W_n)}{p_n} = e^{qV_a/kT} \quad (2.42)$$

$$\frac{n(-W_p)}{n_p} = e^{qV_a/kT} \quad (2.43)$$

Así, se puede estimar los portadores *en exceso* en el caso sin voltaje externo inyectado a través de las regiones de agotamiento con la ecuación (2.44).

$$\begin{aligned} \Delta p_n &= p(W_n) - p_n = p_n(e^{qV_a/kT} - 1) \\ \Delta n_p &= p(-W_p) - n_p = n_p(e^{qV_a/kT} - 1) \end{aligned} \quad (2.44)$$

A partir de la expresión de decaimiento de los portadores minoritarios en una capa de la ecuación (2.34) debida a la recombinación con los portadores mayoritarios, se calcula la concentración de portadores minoritarios de huecos, fuera de la zona de agotamiento (porque la presencia de cargas perturba la expresión (2.34)), con la ecuación (2.45) y de electrones con la ecuación (2.46).

$$\begin{aligned} \delta p(x) &= \Delta p_n e^{-(x-W_n)/L_p} \\ &= p_n (e^{qV_a/kT} - 1) e^{-(x-W_n)/L_p} \quad x > W_n \end{aligned} \quad (2.45)$$

$$\begin{aligned} \delta p(x) &= \Delta n_p e^{(x+W_p)/L_p} \\ &= n_p (e^{qV_a/kT} - 1) e^{(x+W_p)/L_p} \quad x < -W_p \end{aligned} \quad (2.46)$$

Se puede ahora calcular la corriente en el diodo considerando los flujos de electrones y de huecos. La corriente de difusión debida a los huecos en el material de tipo n es la ecuación (2.47)

donde A es la superficie del modelo. La corriente de huecos inyectado en el lado n es proporcional a la densidad de huecos en exceso por un punto particular. La corriente total de huecos inyectada en el lado n está dada por la corriente en $x = W_n$ [34] lo que permite obtener la ecuación (2.48). De manera similar, se obtiene la corriente de electrones en la región del lado p en la ecuación (2.49).

$$I_p(x) = -eAD_p \frac{d(\partial p(x))}{dx} = eA \frac{D_p}{L_p} (\partial p(x)) \quad x > W_n \quad (2.47)$$

$$I_p(W_n) = q \frac{AD_p}{L_p} p_n (e^{qV_a/kT} - 1) \quad (2.48)$$

$$I_n(-W_p) = q \frac{AD_n}{L_n} n_p (e^{qV_a/kT} - 1) \quad (2.49)$$

Tomando la hipótesis de que no hay recombinación de las corrientes inyectadas de electrones y huecos en la región de agotamiento, la corriente total es entonces la suma de la corriente de huecos inyectada a través de W_n y la corriente de electrones inyectada a través de W_p porque no hay conservación de esos portadores de carga si no hay recombinación, como se puede ver en la ecuación (2.50).

$$\begin{aligned} I(V_a) &= I_p(W_n) + I_n(W_p) \\ &= eA \left[\frac{D_p}{L_p} p_n + D_n L_n n_p \right] (e^{qV_a/kT} - 1) \\ &= I_0 (e^{qV_a/kT} - 1) \end{aligned} \quad (2.50)$$

Un ejemplo de aplicación del cálculo está en el capítulo 3 de las simulaciones para el caso del diodo.

2.2.2.2. MOSFET

MOSFET son las siglas de *Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor*. Consiste en un transistor de efecto de campo basado en la estructura MOS.

Un transistor MOSFET consiste en un sustrato de material semiconductor dopado en el que, mediante técnicas de difusión de dopantes, se crean dos islas de tipo opuesto separadas por un área sobre la cual se hace crecer una capa de dieléctrico culminada por una capa conductora. Los transistores MOSFET se dividen en dos tipos fundamentales dependiendo de cómo se haya realizado el dopaje:

- Tipo nMOS: Sustrato de tipo p y difusiones de tipo n.
- Tipo pMOS: Sustrato de tipo n y difusiones de tipo p.

Las áreas de difusión se denominan *fuentes* (source) y *drenaje* (drain), y el conductor entre ellos es la *compuerta* (gate).

El funcionamiento de un transistor de tipo nMOS se ilustra en la Figura 2.13.

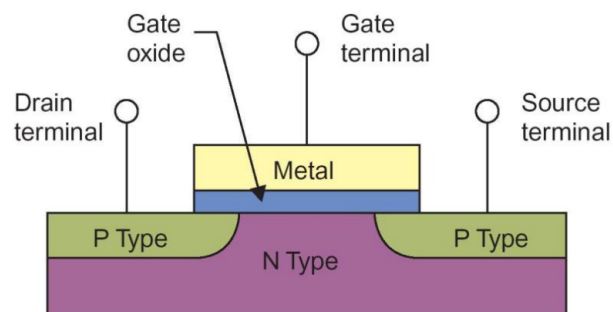


Figura 2.13: Geometría de un MOSFET.

En uso normal, se conecta la fuente con la tierra y se aplica en el drenaje un potencial superior a los de la fuente o del sustrato para generar un campo electrostático. La aplicación de un voltaje

entre la compuerta y la fuente permite la creación de un canal de conducción de tipo n entre las junturas n. Para eso, se debe aplicar un voltaje V_{GS} mayor a un umbral V_{TH} . Si no se cumple, se dice que el transistor está bloqueado.

Existen tres regímenes de funcionamiento del MOSFET, los cuales se explican a continuación:

Estado bloqueado: Cuando el voltaje V_{GS} es inferior al voltaje umbral V_{TH} , no se forma canal en el sustrato. Existen ecuaciones para calcular este voltaje umbral a partir del modelo físico [34]. El voltaje umbral es igual a la suma del voltaje *Float-band* V_{FB} , que representa la interacción entre los niveles de energía entre el óxido y el silicio, el potencial de Fermi del silicio $2\Phi_F$ y de un factor del producto entre un factor de forma γ del sistema con la raíz del potencial de Fermi (2.51).

$$V_{TH} = V_{FB} + 2\phi_F + \gamma\sqrt{2\phi_F} \quad (2.51)$$

El voltaje del potencial de Fermi se puede encontrar con la ecuación (2.52) donde N_A es el dopaje del sustrato y n_i la concentración intrínseca del silicio.

$$\phi_F = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right) \quad (2.52)$$

El voltaje de interacción V_{FB} se puede calcular con la ecuación (2.53).

$$V_{FB} = \chi_{Si\text{poly}} \left(\chi_{Si} + \chi_{SiO_2} + \frac{E_g}{2q} + \phi_F \right) \quad (2.53)$$

El factor de forma se calcula con la ecuación (2.54). El condensador C_{ox} representa el valor del condensador de óxido entre el sustrato y donde se aplica el potencial V_g cuya expresión es la

fracción entre la permitividad del óxido y el espesor de éste (2.55).

$$\gamma = \frac{\sqrt{2\epsilon_{Si}qN_A}}{C_{ox}} \quad (2.54)$$

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{SiO_2}}{t_{ox}} \quad (2.55)$$

Un ejemplo de aplicación del cálculo se encuentra en el capítulo 3 de las simulaciones para el caso del MOSFET.

Estado saturado: Este estado aparece cuando $V_g > V_{TH}$ y la tensión entre el drenaje y la fuente supera el voltaje entre la compuerta y el voltaje umbral $V_g - V_{TH} < V_{DS}$. En este estado, el canal de conducción bajo la compuerta sufre un estrangulamiento en la cercanías del drenaje y desaparece. La corriente entre fuente y drenaje no se interrumpe, ya que es debida al campo eléctrico entre ambos, pero se asume en los modelos simples analíticos de MOSFET que es independiente con respecto a V_{DS} (como en la ecuación (2.56)). Sin embargo, en realidad la longitud del canal que no sufre de agotamiento decrece en una cantidad λ a medida que V_{DS} excede a $V_g - V_{TH}$. Las ecuaciones resultantes en el modo saturado son las ecuaciones (2.56), (2.57), (2.58), (2.59) y (2.60) con los siguientes parámetros [35]:

- L : longitud del canal.
- W : ancho del canal.
- μ_n : movilidad de los portadores de carga (electrones en el caso de un MOSFET de tipo N).
- C_{ox} : capacidad del óxido de grilla.
- x_j : profundidad de la unión.
- t_{ox} : Anchura del óxido de grilla.

$$I_{DSsat} = \frac{1}{2}\beta (V_g - V_{TH})^2 \quad (2.56)$$

$$\beta = \frac{W}{L}\mu C_{ox} \quad (2.57)$$

$$I_{DS} = I_{DSsat} \frac{L}{L - \lambda} \quad (2.58)$$

$$\lambda = \lambda_0 \ln \left(1 + \frac{V_{DS} - (V_g - V_{TH})}{V_g - V_{TH}} \right) \quad (2.59)$$

$$\lambda_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_{si}}{\epsilon_{ox}} x_j t_{ox}} \quad (2.60)$$

Estado lineal: Cuando se tiene $V_g > V_{TH}$ y $V_{DS} < V_g - V_{TH}$, la compuerta crea una región de depleción en la región que separa la fuente y el drenaje donde aparecen portadores minoritarios que darán lugar a un canal de conducción. El transistor pasa entonces a estado de conducción, de modo que una diferencia de potencial entre fuente y drenaje dará lugar a una corriente de valor I_{DS} (2.61).

$$I_{DS} = \beta \left(V_g - V_{TH} - \frac{1}{2}V_{DS} \right) V_{DS} \quad (2.61)$$

2.2.2.3. BJT

Descripción: El transistor BJT (del inglés *Bipolar Junction Transistor*) es un dispositivo electrónico constituido de semiconductores. Su funcionamiento está basado en dos junturas PN, una en directa y la otra en inversa. De esta manera, quedan formadas de tres regiones:

- *Emisor*, que se diferencia de las otras dos por estar fuertemente dopada, comportándose como un metal. Su nombre se debe a que este terminal funciona como emisor de portadores de carga.
- *Base*, la intermedia, muy estrecha, que separa el emisor del colector.
- *Colector*, que sirve para recibir los portadores de cargas emitidos por el emisor.

Estas regiones son, respectivamente tipo P, tipo N y tipo P en un BJT PNP; tipo N, tipo P, tipo N en un transistor NPN, como en la Figura 2.14.

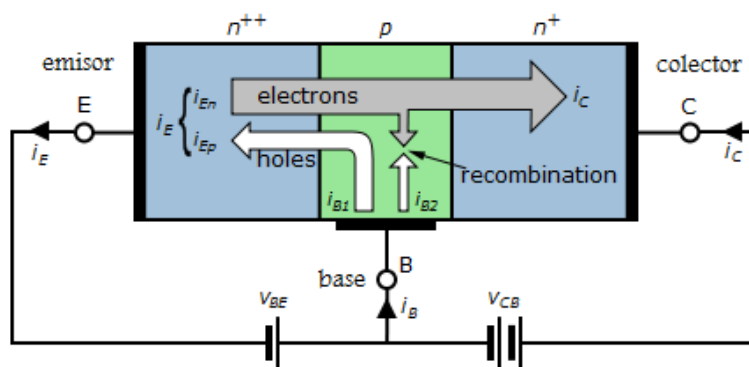


Figura 2.14: Transistor BJT NPN.

Funcionamiento del transistor: El funcionamiento normal del transistor BJT npn se llama régimen *activo* o *lineal*, donde se tienen los voltaje V_{be} , V_{cb} y corriente entrando en la base I_b positivos. En este caso, el diodo base-emisor se encuentra en polarización directa (inyección de huecos) y desaparece la zona de agotamiento en huecos en la base. Así, el emisor puede emitir electrones en dirección de la base y del colector. Como el emisor tiene un dopaje mucho mayor a las otras dos capas, sucede lo siguiente:

- La corriente de los portadores mayoritarios de tipo huecos en el sustrato P es despreciable comparada con la inyección de electrones que provienen del emisor. Las recombinaciones son marginales.
- Un gran número de electrones inyectados por el emisor son *proyectados* a la juntura base-colector (de polarización inversa). Como la base es muy estrecha y el colector no tiene tanto dopaje como el emisor, el campo eléctrico entre la base y el colector no alcanza a modificar el trayecto de los electrones.

Las región de base en un transistor debe ser constructivamente delgada, para que los portadores puedan difundirse a través de ésta en mucho menos tiempo que la vida útil del portador minoritario del semiconductor, para minimizar el porcentaje de portadores que se recombinan antes de alcanzar la unión base-colector. Eso se traduce en termino de la ecuación (2.62), con L_e longitud de difusión de los electrones y W_b longitud de la base.

$$W_b \ll L_e = \sqrt{D_e \tau_e} \quad (2.62)$$

Así, en régimen lineal, la corriente del colector es casi independiente del voltaje V_{ce} y depende sólo de la corriente inyectado en la base I_b , con una ganancia llamada β .

La juntura base-emisor se comporta como un diodo, con lo que se puede aplicar la misma demostración de las ecuaciones (2.49) y (2.48) del caso del diodo para obtener la corriente de huecos y electrones entre la base y el emisor de las ecuaciones (2.63) y (2.64). Como el dopaje del emisor es mucho mayor al dopaje de la base $N_b \ll N_e$, se puede definir una *eficiencia del emisor* γ_e en la ecuación (2.65) [36].

$$I_{n,e} = qAn_i^2 \frac{D_b}{N_b W_b} e^{V_{be}/V_t} \quad (2.63)$$

$$I_{p,e} = qAn_i^2 \frac{D_e}{N_e W_e} e^{V_{be}/V_t} \quad (2.64)$$

$$\gamma_e = \frac{I_{n,e}}{I_e} = \frac{I_{n,e}}{I_{n,e} + I_{p,e}} = \frac{1}{1 + \frac{D_e N_b W_b}{D_b N_e W_e}} \quad (2.65)$$

Los electrones que salen del colector se pueden recombinar en la base o alcanzar el colector, así que se puede separar la corriente de electrones en estas dos componentes en la ecuación (2.66). Como el transistor está diseñado de manera que todos los electrones emitidos por el emisor sean colectados por el colector, se tiene $I_{n,c} \approx I_{n,e}$ y se puede crear un factor de transporte α_T en la ecuación (2.67).

$$I_{n,e} = I_{n,c} + I_{rec} \quad (2.66)$$

$$\alpha_T = \frac{I_{n,c}}{I_{n,e}} = \frac{1}{1 + \frac{I_{rec}}{I_{n,c}}} \approx \frac{1}{1 + \frac{I_{rec}}{I_{n,e}}} \quad (2.67)$$

La corriente de recombinación puede ser relacionada con la concentración de electrones en exceso en la base. Es igual a $AW_b [n_p(0) - n_p(W_b)] / 2 \approx AW_b n_p(0) / 2$. La carga asociada de estos electrones es: $Q_s = qAW_b n_p(0) / 2$. Si el tiempo medio de cada electrón es τ_n , el tiempo medio que se necesita para recombinar la carga Q_s es también τ_n . En régimen permanente, la carga Q_s queda constante porque los fenómenos de recombinación son compensados por corriente de electrones del emisor y corriente de huecos de la base. Así la corriente de recombinación se calcula en la ecuación (2.68) y se obtiene el factor de transporte en la ecuación (2.69).

$$I_{rec} = \frac{Q_s}{\tau_n} = qA \frac{W_b n_p(0)}{2\tau_n} = qA \frac{W_b D_b n_p(0)}{2L_B^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{W_b}{L_b} \right)^2 I_{n,e} \quad (2.68)$$

$$\alpha_T = 1 / \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{W_b}{L_b} \right)^2 \right] \quad (2.69)$$

Se define el coeficiente $\alpha = I_c / I_e$. La corriente de colector I_c es esencialmente la corriente de electrones que provienen del emisor porque la juntura colector-base está inversa: $I_c \approx I_{n,c}$. Se obtiene así la relación (2.70). Con los cálculos anteriores, como los términos en N_b / N_e y W_b / L_b son pequeños, se aproxima el desarrollo limitado hasta el orden dos de esos términos en la ecuación

(2.71).

$$\alpha = \frac{I_c}{I_e} \approx \frac{I_{n,c}}{I_e} = \frac{I_{n,c}}{I_{n,e}} \frac{I_{n,e}}{I_e} = \alpha_T \gamma_e \quad (2.70)$$

$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{W_b}{L_b} \right)^2} \frac{1}{1 + \frac{D_e N_b W_b}{D_b N_e W_e}} \approx \frac{1}{1 + \frac{D_e N_b W_b}{D_b N_e W_e} + \frac{1}{2} \left(\frac{W_b}{L_b} \right)^2} \quad (2.71)$$

El coeficiente $\beta = I_c/I_b$ está relacionado con el α por conservación de corriente dentro del BJT como se muestra en la ecuaciones (2.72) y (2.73).

$$\beta = \frac{I_c}{I_b} = \frac{I_c}{I_e - I_c} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha} - 1} \quad (2.72)$$

$$\beta = \frac{1}{\frac{D_e N_b W_b}{D_b N_e W_e} + \frac{1}{2} \left(\frac{W_b}{L_b} \right)^2} \quad (2.73)$$

El régimen saturado corresponde a tensiones $V_{ce} < 2[V]$; en esta zona, I_c depende del voltaje V_{ce} y de la corriente I_b . Se puede así definir la característica idealizada de un transistor BJT en la Figura 2.15.

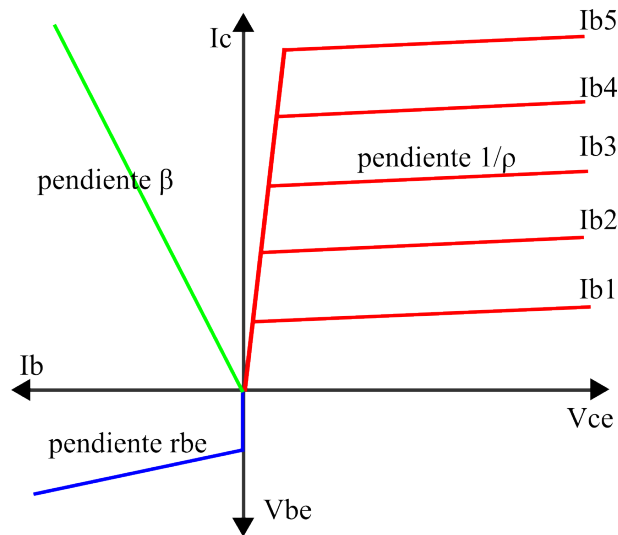


Figura 2.15: Característica idealizada de un transistor bipolar.

2.2.2.4. IGBT

Presentación El transistor bipolar de compuerta aislada (IGBT, del inglés Insulated Gate Bipolar Transistor) es un dispositivo semiconductor que generalmente se aplica como interruptor controlado en circuitos de electrónica de potencia.

La estructura de un IGBT está basada en un MOSFET cuyo drenaje tiene un dopaje menor que un MOSFET normal. Esta zona de dopaje n- corresponde también a la base de un BJT pnp como se observa en la Figura 2.16. Se aplica un potencial positivo en el colector (contacto C) con respecto al emisor (contacto E). Eso significa que *el emisor del IGBT corresponde al colector del BJT pnp que lo constituye*. De manera inversa, *el colector del IGBT corresponde al emisor del BJT que lo constituye* [7].

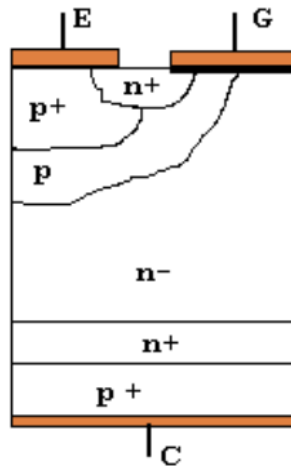


Figura 2.16: Sección de un IGBT y modelo de su dopaje.

El IGBT es entonces un transistor híbrido, juntando un transistor MOSFET en entrada y un transistor BJT en la salida. Se controla por un voltaje de compuerta que se le aplica, pero sus características de conducción entre el colector y el emisor son las de un transistor BJT. El esquemático eléctrico equivalente de un IGBT se muestra en la Figura 2.17.

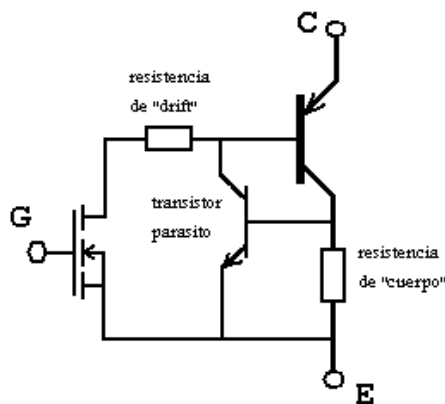


Figura 2.17: Esquemático equivalente eléctrico de un transistor IGBT.

El esquemático equivalente muestra un tercer transistor, que representa en efecto una propiedad parásita responsable del *latching*. Esto se debe a la sucesión de las cuatro capas N-P-N-P que pueden, en algunas condiciones, dejar pasar corriente como un tiristor, del efecto de la presencia de un transistor parásito entre el emisor y la base del transistor bipolar. En algunas condiciones, el

transistor BJT se queda conduciendo como un tiristor, con efectos destructivos. Los constructores disminuyeron este problema del transistor IGBT modificando la transconductancia del BJT de salida.

En el estado bloqueado, es la capa N- la que soporta la tensión máxima del IGBT. En el estado conduciendo, la corriente va a estar limitada por el ancho del canal. Las estructuras verticales permiten poner en paralelo celdas, de manera de aumentar la corriente admisible y disminuir la resistencia al estado cerrado.

Características eléctricas Se puede encontrar las características típicas [37] de un transistor IGBT en la Figura 2.18 y 2.19 con voltajes reducidos.

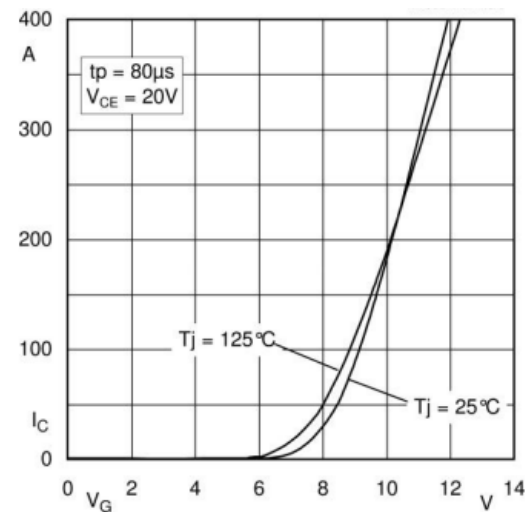


Figura 2.18: Característica de la corriente colector-emisor en función del voltaje de compuerta con voltaje reducido V_{ce} .

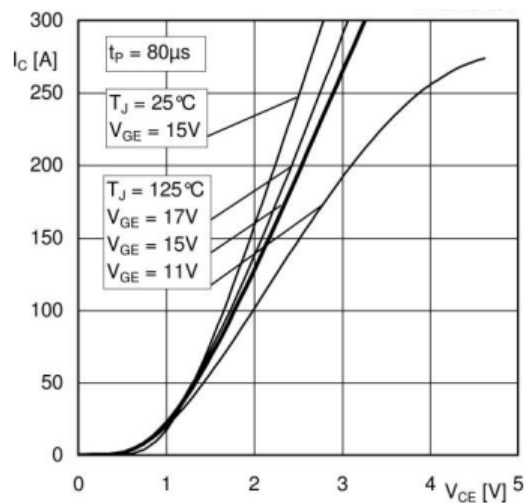


Figura 2.19: Característica de la corriente colector-emisor en función del votaje colector emisor.

Capítulo 3

Simulaciones de semiconductores sometidos a campos electromagnéticos

3.1. Resolución de las ecuaciones de semiconductores por elementos finitos

3.1.1. Discretización del espacio

3.1.1.1. Funcionamiento general

Para resolver las ecuaciones (2.30), se usa el método de elementos finitos que se basa en dividir el *dominio* del problema (medio continuo) en una serie de subdominios no intersectantes entre sí denominados *elementos finitos* [38]. El conjunto de elementos finitos forma una partición del dominio. Dentro de cada elemento, se distinguen una serie de puntos representativos llamados *nodos*. Dos nodos son adyacentes si pertenecen al mismo elemento finito. El conjunto de nodos considerando sus relaciones de adyacencia se llama *malla*. Una de las dificultades de resolver las ecuaciones (2.30) es el hecho de determinar algunos términos (como el R_{srh} , coeficiente de

generación recombinación) [17]. Se denota Ω el dominio del modelo y $\partial\Omega$ su frontera. El estudio se realizará en dos dimensiones.

3.1.1.2. Formulación de las ecuaciones en elementos finitos

Para la resolución del problema, se define un conjunto de funciones de forma dadas por $\phi_i(x, y) : i = 1, 2, \dots, N$ suponiendo que existen N nodos. Estas funciones se obtienen a partir de la malla del modelo y deben cumplir las condiciones (3.1). También, $\phi_j(x, y)$ es igual a cero en los elementos que no contienen el nodo j . Así, si j no pertenece a $\partial\Omega$, $\phi_j(x, y) = 0$ en $\partial\Omega$.

$$\phi_j(x_i, y_j) = \begin{cases} 0 & i \neq j \\ 1 & i = j \end{cases} \quad (3.1)$$

Las ecuaciones de elementos finitos se obtienen a partir de las ecuaciones (2.30) multiplicándolas por ϕ_i e integrando en todo el dominio Ω (3.2). Eso corresponde a realizar una proyección en el conjunto ortogonal de funciones de forma.

$$\iint_{\Omega} \phi_i \vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{\nabla} \varphi) dS = \iint_{\Omega} \phi_i q(n - p - N) dS \quad (3.2)$$

Aplicando el teorema de Gauss-Ostrogradsky, se obtiene la ecuación (3.3) donde \vec{n} es la normal a $\partial\Omega$.

$$\iint_{\Omega} [\epsilon \vec{\nabla} \phi_i \cdot \vec{\nabla} \varphi + q \phi_i (n - p - N)] dS = \int_{\partial\Omega} \epsilon \phi_i \vec{\nabla} \varphi \cdot \vec{n} dl \quad (3.3)$$

Se aplica el mismo proceso para la ecuación de corriente de los huecos y electrones de la

ecuación (2.30) para obtener las ecuaciones (3.4), (3.5), (3.6) y (3.7).

$$\iint_{\Omega} \phi_i [\vec{\nabla} \cdot (\vec{J}_p) + qR_{srh}] dS = 0 \quad (3.4)$$

$$\iint_{\Omega} [\vec{\nabla} \phi_i \cdot \vec{J}_p - q\phi_i R_{srh}] dS = \int_{\partial\Omega} \phi_i \vec{J}_p \cdot \vec{n} dl \quad (3.5)$$

$$\iint_{\Omega} \phi_i [\vec{\nabla} \cdot (\vec{J}_n) - qR_{srh}] dS = 0 \quad (3.6)$$

$$\iint_{\Omega} [\vec{\nabla} \phi_i \cdot \vec{J}_n + q\phi_i R_{srh}] dS = \int_{\partial\Omega} \phi_i \vec{J}_n \cdot \vec{n} dl \quad (3.7)$$

El conjunto $\{\phi_i\}$ forma una base en el espacio de elementos finitos. Así, se puede aproximar cualquier función $u(x, y)$ por una función $u^h(x, y)$ calculando el producto escalar de la función con cada vector de la base para obtener las *coordenadas* u_j de la función $u(x, y)$ tal como se puede ver en las ecuaciones (3.8) y (3.9). El objetivo del método de elementos finitos es obtener los coeficientes u_j para obtener la solución aproximada $u^h(x, y)$.

$$u^h(x, y) = \sum_{j=1}^N u_j \phi_j(x, y) \quad (3.8)$$

$$u_j = \iint_{\Omega} \phi_j(x, y) u(x, y) dS \quad (3.9)$$

A partir de lo anterior, se obtienen así las aproximaciones de φ , p y n descritas en la ecuación

(3.10).

$$\begin{aligned}
 \varphi^h(x, y) &= \sum_{j=1}^N \varphi_j \phi_j(x, y) \\
 p^h(x, y) &= \sum_{j=1}^N p_j \phi_j(x, y) \\
 n^h(x, y) &= \sum_{j=1}^N n_j \phi_j(x, y)
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

De la ecuación (3.1), se tiene $\varphi_i = \varphi^h(x_i, y_i)$. Se puede dividir las condiciones de borde en 2 tipos.

- Las *condiciones de aislamiento* imponen $\vec{\varphi} \cdot \vec{n} = 0$, $\vec{J}_p \cdot \vec{n} = 0$ y $\vec{J}_n \cdot \vec{n}$. En efecto, no puede salir corriente a un aislador, ni campo eléctrico por ley de Ohm. Se supone que existen M nodos con $M < N$ que están en un borde aislado o no están tocando ninguna frontera.
- Las *condiciones de contacto* imponen valores fijos de $\vec{\varphi}$, \vec{J}_p y \vec{J}_n . En efecto, corresponden a contacto eléctrico con circuitos exteriores. Esos nodos son los nodos $[M + 1, N]$ del modelo discretizado.

Reemplazando la ecuación (3.10) en las ecuaciones (3.3), (3.5) y (3.7), se puede encontrar las ecuaciones (3.11), (3.13) y (3.12).

$$\int_{\partial\Omega} \epsilon \phi_i \vec{\nabla} \varphi^h \cdot \vec{n} dl = \iint_{\Omega} [\epsilon \vec{\nabla} \phi_i \cdot \vec{\nabla} \varphi^h + q \phi_i (n^h - p^h - N)] dS \tag{3.11}$$

$$\int_{\partial\Omega} \phi_i \vec{J}_p^h \cdot \vec{n} dl = \iint_{\Omega} [\vec{\nabla} \phi_i \cdot \vec{J}_p^h - q \phi_i R_{srh}^h] dS \tag{3.12}$$

$$\int_{\partial\Omega} \phi_i \vec{J}_n^h \cdot \vec{n} dl = \iint_{\Omega} [\vec{\nabla} \phi_i \cdot \vec{J}_n^h + q \phi_i R_{srh}^h] dS \quad (3.13)$$

En las ecuaciones (3.11), (3.13) y (3.12), para i entre $1, 2, \dots, M$, las integrales según $\partial\Omega$ son iguales a 0. En efecto, si el nodo i pertenece $\partial\Omega$, las condiciones limites implican que el flujo saliendo es nulo. Si el nodo i no pertenece a $\partial\Omega$, se trata de un punto dentro de la malla y por construcción de la función de forma $\phi_i(x, y) = 0$.

3.1.1.3. Conservación de la corriente

Se define para un nodo i entre $M + 1$ y N la corriente de huecos en la ecuación (3.14) y de electrones (3.15). Estas definiciones provienen del término izquierdo de las ecuaciones (3.12) y (3.13) para nodos de frontera tipo contacto.

$$I_{pi}^h = \iint_{\Omega} [\vec{\nabla} \phi_i \cdot \vec{J}_p^h - q \phi_i R_{srh}^h] dS \quad (3.14)$$

$$I_{ni}^h = \iint_{\Omega} [\vec{\nabla} \phi_i \cdot \vec{J}_n^h + q \phi_i R_{srh}^h] dS \quad (3.15)$$

Realizando la suma de los N nodos en las ecuaciones (3.13) y (3.12), y tomando en cuenta que el término es igual a cero para i entre 0 y N , se obtienen en régimen permanente las ecuaciones de corriente de electrones (3.17) y huecos (3.16) saliendo por los contactos del modelo.

$$\sum_{i=M+1}^N I_{pi}^h = \iint_{\Omega} [\vec{\nabla} (\sum_{i=1}^N \phi_i) \cdot \vec{J}_p^h - q (\sum_{i=1}^N \phi_i) R_{srh}^h] dS \quad (3.16)$$

$$\sum_{i=M+1}^N I_{ni}^h = \iint_{\Omega} [\vec{\nabla}(\sum_{i=1}^N \phi_i) \cdot \vec{J}_n^h + q(\sum_{i=1}^N \phi_i) R_{srh}^h] dS \quad (3.17)$$

Como el conjunto $\{\phi_i\}$ es una base, se sabe que $\sum_{i=1}^N \phi_i = 1$. Así, las ecuaciones anteriores se simplifican a las ecuaciones (3.18) y (3.19). La formulación del problema con elementos finitos mantiene la conservación de la corriente de huecos y de electrones. Para asegurar resultados correctos, los dominios conductores deben ser simplemente conexos [39].

$$\sum_{i=M+1}^N I_{pi}^h = \iint_{\Omega} [-qR_{srh}^h] dS \quad (3.18)$$

$$\sum_{i=M+1}^N I_{ni}^h = \iint_{\Omega} [qR_{srh}^h] dS \quad (3.19)$$

En los contactos, se supone también que la concentración de portadores de electrones y huecos está en equilibrio térmico. El método general para resolver estas ecuaciones de elementos finitos es el siguiente:

1. Leer las propiedades de los materiales y construir el grafo de nodos.
2. Ensamblar las ecuaciones (3.11), (3.12) y (3.13) en cada elemento.
3. Resolver las ecuaciones lineales.
4. Empezar de nuevo las etapas 2 y 3 cuando el problema no es lineal hasta que el error sea menor a cierto valor.

3.1.2. Implementación en el software COMSOL

3.1.2.1. Presentación general

COMSOL Multiphysics (antes conocido como FEMLAB) es un paquete de software de análisis y resolución por elementos finitos para variadas aplicaciones físicas de ingeniería, especialmente fenómenos acoplados o multifísicos. Permite resolver los siguientes problemas:

- Acústica
- Convección y difusión
- Electromagnetismo
- Dinámicas de fluidos
- Mecánica estructural
- Optimización y sensibilidad
- Interacción Electrotérmica
- Interacción Fluídico-Térmica

3.1.2.2. Modelos utilizados

Se integran dentro del *navegador de modelo* de COMSOL, el módulo *Electrostática* y dos veces el módulo de *convección y difusión* en su forma conservativa con la condición de régimen cuasi estático. El módulo electrostático contiene las ecuaciones de Maxwell Gauss y buscará el valor del potencial φ en cada elemento. Un modelo de difusión sirve para buscar la concentración de los electrones, denotada n , en cada elemento y el otro para la concentración de los huecos denotada p . El enlace entre los módulos se realiza dentro de las condiciones de los subdominios. Para esto, en las condiciones de los subdominios electrostático, se utiliza la ecuación (2.16) y la permitividad eléctrica relativa ϵ_r del medio. En las condiciones de los subdominios para la difusión

de los electrones y de los huecos, se ponen las ecuaciones de velocidad de los electrones (3.20) y huecos (3.21) que provienen de la corriente de drift de las ecuaciones (2.11) y (2.12).

$$\begin{cases} u = -\mu_n * \frac{\partial \varphi}{\partial x} \\ v = -\mu_n * \frac{\partial \varphi}{\partial y} \end{cases} \quad (3.20)$$

$$\begin{cases} u = \mu_p * \frac{\partial \varphi}{\partial x} \\ v = \mu_p * \frac{\partial \varphi}{\partial y} \end{cases} \quad (3.21)$$

En el software COMSOL, las ecuaciones electrostáticas calculan las variables $phix = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}$ y $phiy = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}$ que permiten no tener que implementar el cálculo de esas derivadas y obtenerlas directamente.

3.1.2.3. Condiciones límites

Los bordes del modelo en contacto con aislante deben cumplir las condiciones de la ecuación (3.22). Esas mismas condiciones se aplican para bordes del modelo lejos de la parte activa del semiconductor. En efecto, los semiconductores simulados son en realidad más grandes porque se descomponen en muchas partes activas.

$$\begin{cases} \vec{n} \cdot \vec{\nabla} \varphi = 0 \\ \vec{n} \cdot \vec{J}_n = 0 \\ \vec{n} \cdot \vec{J}_p = 0 \end{cases} \quad (3.22)$$

En los bordes en contacto con metales, el potencial electrostático φ es fijo. Se puede suponer

una tasa de recombinación infinita en el contacto así que la ecuación (3.23) es válida.

$$n_i^2 = np \quad (3.23)$$

Con esta expresión, se calcula la concentración de portadores de cargas suponiendo que no hay carga en el contacto. El voltaje aplicado es igual al nivel de Fermi en contacto metálico, así que el potencial electrostático es igual al voltaje aplicado más la diferencia de energía entre el nivel de Fermi y la referencia ocupada por el potencial electrostático. Las condiciones de borde están dados por la ecuación (3.24) donde V_a es el voltaje aplicado al contacto.

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi = V_a + \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{\frac{N}{2} + \sqrt{\left(\frac{N}{2}\right)^2 + n_i^2}}{n_i} \right) \\ n = \frac{N}{2} + \sqrt{\left(\frac{N}{2}\right)^2 + n_i^2} \\ p = -\frac{N}{2} + \sqrt{\left(\frac{N}{2}\right)^2 + n_i^2} \end{array} \right. \quad (3.24)$$

3.1.2.4. Implementación del dopaje

Se define el campo escalar $N(x, y)$. Esta variable representa el dopaje en cada uno de los modelos. La transición entre una capa de tipo n y una capa de tipo p no puede ser abrupta por problema de convergencia en los cálculos de difusión (gradiente infinito). Por eso, la transición se

aproxima entre dos capas por una función de Gauss espacial (3.25).

$$G(x, y, x1, y1) = \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-x1)^2}{ch^2}\right) \exp\left(-\frac{(y-y1)^2}{ch^2}\right) & x > x1 \quad y \leq y1 \\ \exp\left(-\frac{(x-x1)^2}{ch^2}\right) & x > x1 \quad y > y1 \\ \exp\left(-\frac{(y-y1)^2}{ch^2}\right) & x \leq x1 \quad y \leq y1 \\ 1 & x \leq x1 \quad y > y1 \end{cases} \quad (3.25)$$

3.1.3. Implementación de campos magnéticos en los modelos

En las ecuaciones de corrientes de electrones y de huecos (3.26), el término en $J_{dr,n}^{\vec{}} = qn\vec{v} = qn\mu_n\vec{\nabla}\varphi$ corresponde a la acción del campo eléctrico y el término $J_{di,n}^{\vec{}} = qD_n\vec{\nabla}n$ a los efectos de difusión.

$$\begin{aligned} \vec{J}_n &= -qn\mu_n\vec{\nabla}\varphi + qD_n\vec{\nabla}n \\ \vec{J}_p &= -qp\mu_p\vec{\nabla}\varphi - qD_p\vec{\nabla}p \end{aligned} \quad (3.26)$$

La expresión de la fuerza de Lorentz está dada por la ecuación (3.27). Esta fuerza integra el efecto del campo eléctrico y del campo magnético \vec{B} sobre una partícula de carga q y de velocidad \vec{v} . Esta fuerza representa el término de convección en la ecuaciones precedentes.

$$\vec{F} = q(\vec{\nabla}\varphi + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (3.27)$$

Si se agregan campos magnéticos al modelo, se introduce un nuevo término en la velocidad de los electrones (3.28). Como se estudian modelos de semiconductores en 2D, se consideran campos magnéticos aplicados perpendicularmente al plano del modelo. En efecto, las corrientes de electrones y huecos, después del producto vectorial con el campo magnético $\vec{B} = B\vec{e}_z$, deben quedar en el plano del modelo. Las ecuaciones de velocidad de convección se proyectan en los ejes \vec{e}_x y \vec{e}_y en las ecuaciones (3.29) y (3.30).

$$\vec{v} = \mu_n(\vec{\nabla}\varphi + v \wedge \vec{B}) \quad (3.28)$$

$$\begin{cases} v_x = \mu_n(E_x + v_y B) \\ v_y = \mu_n(E_y - v_x B) \end{cases} \quad (3.29)$$

$$\begin{cases} -\mu_n E_x = -v_x + \mu_n B v_y \\ -\mu_n E_y = -v_y - \mu_n B v_x \end{cases} \quad (3.30)$$

Se obtiene así un sistema de ecuaciones. Este sistema tiene una y sólo una solución porque el cálculo del determinante del sistema de la ecuación (3.31) es siempre superior a cero. La solución está en la ecuación (3.32). Asegurarse que el determinante no sea igual a cero es importante para evitar que el software divida por cero durante la resolución del problema.

$$\Delta = \begin{vmatrix} -1 & -\mu_n B \\ -\mu_n B & -1 \end{vmatrix} = 1 + (\mu_n B)^2 > 0 \quad (3.31)$$

$$\begin{cases} v_x = \mu_n \frac{E_x + \mu_n E_y B}{1 + (\mu_n B)^2} \\ v_y = \mu_n \frac{E_y - \mu_n E_x B}{1 + (\mu_n B)^2} \end{cases} \quad (3.32)$$

Esas ecuaciones reemplazan las otras ecuaciones de dominios en COMSOL para la expresión de la velocidad de convección de los electrones. La misma demostración se aplica para la velocidad de convección de los huecos.

3.2. Simulación de un diodo

3.2.1. Presentación general del modelo

Se realiza en COMSOL una geometría simplificada de un diodo [25]. Se introduce una juntura de tipo p de $3[\mu\text{m}]$ de largo y $1[\mu\text{m}]$ de espesor dentro del sustrato de tipo n. El contacto metálico con la capa de tipo p se llama *ánodo* y con la capa de tipo n *cátodo*.

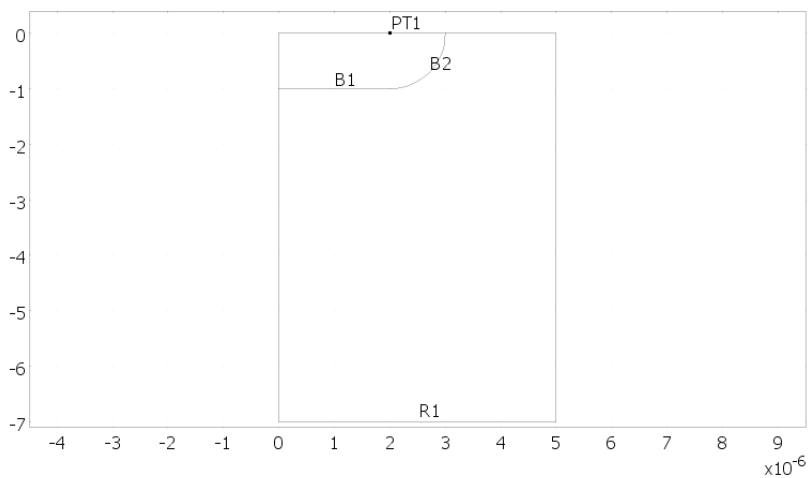


Figura 3.1: Geometría del diodo implementado.

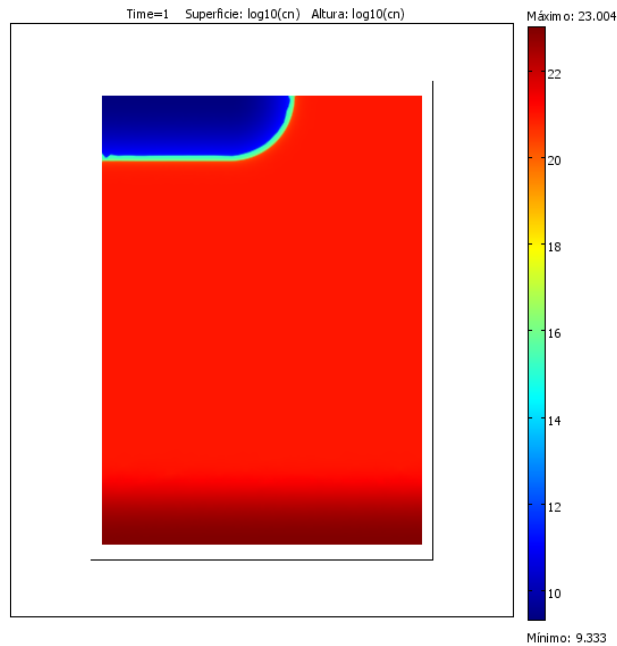


Figura 3.2: Dopaje inicial del diodo. En la escala, se representa el logaritmo decimal de la concentración de electrones.

La Figura 3.1 muestra la geometría ocupada en el modelo. Los dos subdominios definidos son de tipo silicio donde se realizan los cálculos de difusión de electrones y huecos, y de electrostática. Un voltaje V_a se aplica entre los 2 contactos metálicos ánodo y cátodo y se mide la corriente I_c circulando a través del diodo. El detalle de las condiciones límites y de subdominios está en el anexo C.

La función de dopaje inicial está en la ecuación (C.1) en el anexo C. Ese dopaje inicial corresponde a la condición inicial de la Figura 3.2.

3.2.2. Difusión dentro de las capas

Se analizarán los fenómenos de difusión dentro de las capas. A partir de la ecuación (2.33), se calcula una longitud de difusión de electrones igual a $L_n = 16,3 \cdot 10^{-6}[m]$ y de huecos igual a

$L_p = 7,2 \cdot 10^{-6}[m]$. Esto es mayor que la longitud de las capas modelizadas lo que significa que se puede ver en las capas el decrecimiento exponencial de la concentración de electrones en la capa p cuando se aleja del límite de la juntura pn. En la Figura 3.3, se grafica para un voltaje $V_a = 0[V]$ la concentración de electrones en escala logarítmica. Se puede apreciar así que la difusión en régimen permanente provoca la llegada de electrones en la capa p y que la concentración disminuye de manera exponencial cuando se aleja de la juntura.

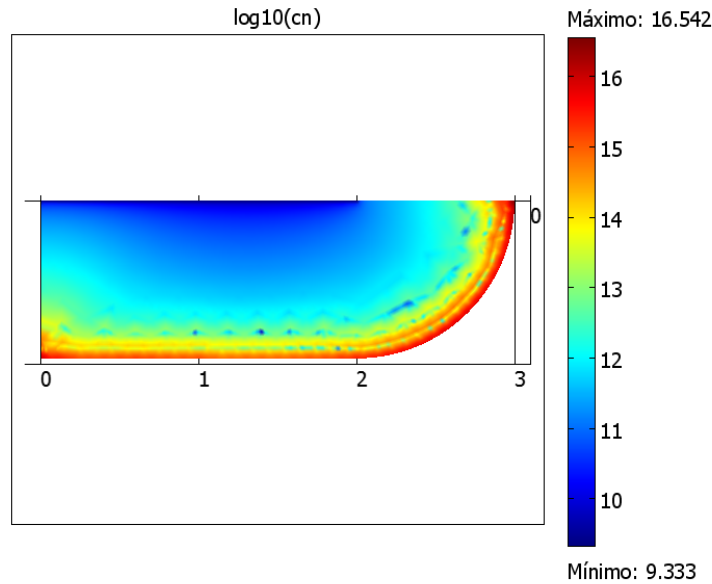


Figura 3.3: Concentración de electrones en la capa p del diodo en escala logarítmica

3.2.3. Características eléctricas del diodo

A partir del modelo anterior, la corriente I_c se mide en función del valor del voltaje V_a entre los contactos metálicos. Se obtiene así la característica de la Figura 3.4. Se observa que el diodo deja pasar la corriente sólo en un único sentido, cuando el voltaje V_a es positivo.

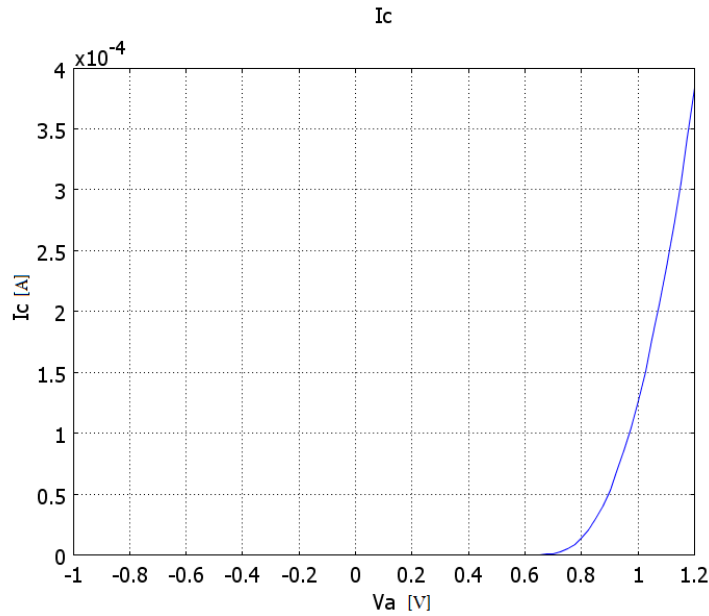


Figura 3.4: Característica del diodo simulado con COMSOL.

En el capítulo 2, se encontró resolviendo analíticamente la ecuaciones para el caso del diodo la ecuación (2.50). En la realidad, para un diodo real, se necesita agregar un factor η porque la demostración no consideraba los fenómenos de recombinación en la zona de agotamiento. El factor η está entre 1 y 2, donde $\eta \approx 1$ representa un diodo ideal y $\eta \approx 2$ representa el caso de la corriente limitada por los fenómenos de generación y recombinación [40].

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{qV}{\eta kT} \right) - 1 \right] \quad (3.33)$$

A partir de las constantes físicas elegidas del modelo, se puede construir la curva teórica de la característica del diodo y compararla con el caso simulado en la Figura 3.5 en escala logarítmica. Se eligió una constante de recombinación $\eta = 1,32$ y los siguientes parámetros:

- $\frac{kT}{q} = 0,26[V]$.
- $Dp = 5,17 \times 10^{-4}[m^2/Vs]$ y $Dn = 2,07 \times 10^{-3}[m^2/Vs]$.

- $L_p = 0,0032[m]$ y $L_n = 0,013[m]$.
- $A = 1,00 \times 10^{-6}[m^2]$.

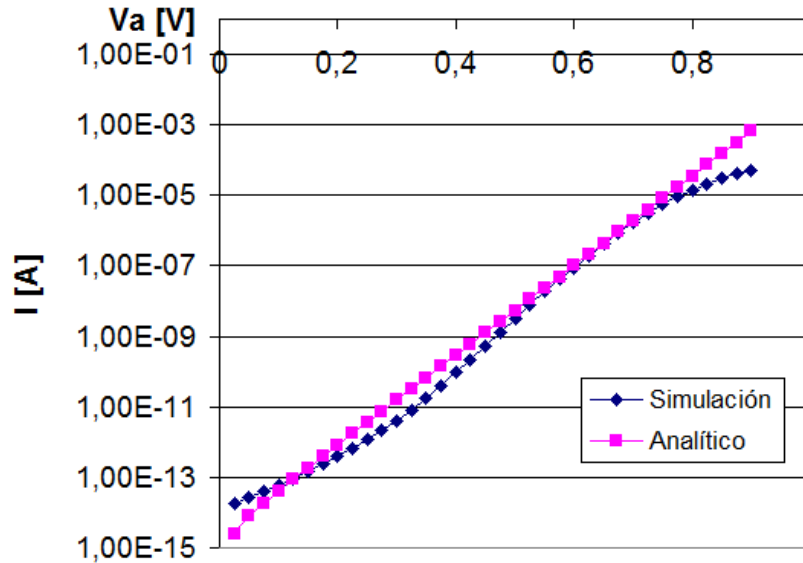


Figura 3.5: Característica del diodo en escala logarítmica simulado con COMSOL.

En la Figura 3.5, la parte entre 0,4[V] y 0,8[V] crece más rápidamente que entre 0 y 0,4[V]. En efecto, a bajo voltaje, la corriente es controlada por la recombinación en la zona de agotamiento. El poco aporte de huecos y electrones sólo sirve principalmente para llenar esta área. A partir del voltaje 0,8[V], se limita el crecimiento por el efecto de la resistencia parásita r_s de la juntura pn. En efecto, la ecuación (3.33) no toma en cuenta la resistencia parásita del semiconductor. Si se agrega este término, se obtiene la ecuación (3.34). Así, en escala logarítmica de la Figura 3.5 no sigue la recta por la caída de tensión dentro del efecto parásito.

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{q(V - r_s I)}{\eta k T} \right) - 1 \right] \quad (3.34)$$

Así, se puede utilizar el modelo del diodo para simulaciones en forma confiable. En efecto, su característica es muy cercana al caso analítico excepto por los fenómenos de recombinación en la zona de agotamiento, que se observan más a bajo voltaje, y la resistencia interna del diodo, que se observa más a alto voltaje.

3.3. Simulación de un MOSFET

3.3.1. Presentación general del modelo

Se realiza en COMSOL una geometría simplificada de un transistor MOSFET [25]. Se introducen dos junturas de tipo n de una profundidad de $0,1\mu m$ y separadas por una compuerta *gate* de $0,2\mu m$ dentro de un sustrato de tipo p. El óxido de silicio separando la compuerta del semiconductor tiene un espesor de $5[nm]$. La aplicación de un voltaje en el gate permite la creación de un canal entre la fuente y el drenaje del MOSFET.

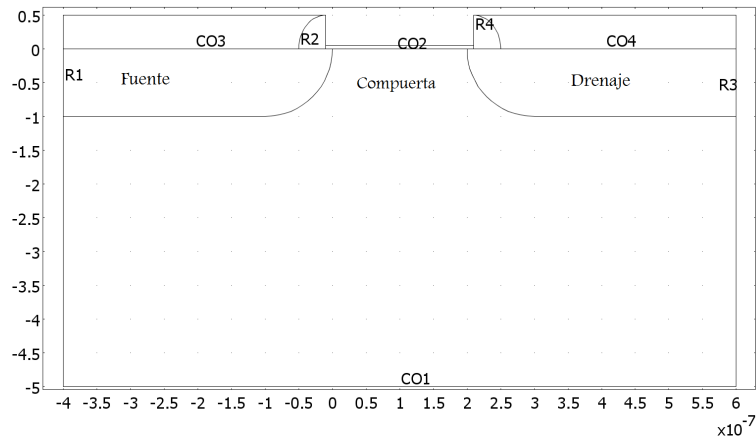


Figura 3.6: Esquemático de la geometría del MOSFET implementado.

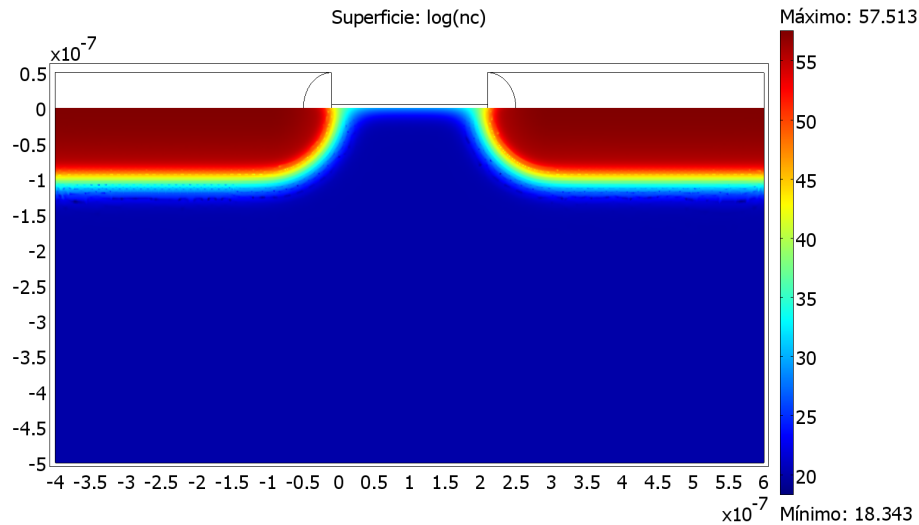


Figura 3.7: Dopaje inicial del MOSFET. En escala, se representa el logaritmo decimal de la concentración de electrones.

El modelo utilizado del MOSFET se muestra en la Figura 3.6. Los subdominios 1, 2 y 6 son materiales de tipo silicio; 4, 5, y 7 de tipo óxido de silicio; 3 y 8 de tipo aire. Los cálculos de difusión son activados para sólo los subdominios 1, 2 y 6. Se pone un voltaje nulo en el contacto eléctrico de la fuente y un voltaje V_d en el contacto eléctrico del drenaje. Arriba del óxido de silicio, se aplica el voltaje de compuerta V_g . Se puede consultar el detalle de las condiciones límites y de subdominios en el anexo D.

La función de dopaje inicial está en la ecuación (D.1) en el anexo D. Ese dopaje inicial corresponde a la condición inicial de la Figura 3.7.

No se puede aplicar voltaje entre el drenaje y la fuente superior a $10V$, si no aparecen problemas de convergencia del modelo. Esto tiene sentido por el hecho que se está diseñando un MOSFET para micro-electrónica y no para aplicaciones de potencia.

3.3.2. Visualización del canal

El efecto de creación de canal aplicando distintos voltajes de compuerta se presenta en las Figuras 3.8, 3.9 y 3.10. La aplicación de un voltaje permite la creación de un canal entre el drenaje y la fuente del MOSFET. El espesor del canal se controla con el valor del voltaje que se aplica a la compuerta.

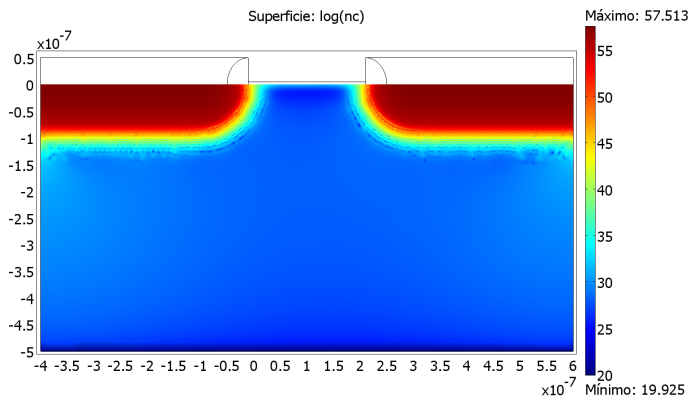


Figura 3.8: Concentración de electrones en escala logarítmica para un voltaje de compuerta de 0[V].

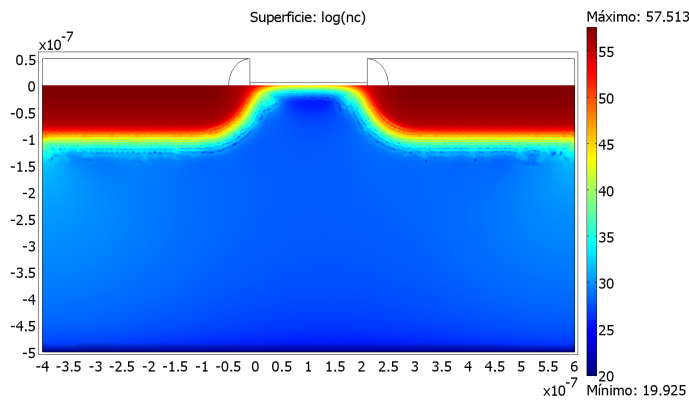


Figura 3.9: Concentración de electrones en escala logarítmica para un voltaje de compuerta de 0,6[V].

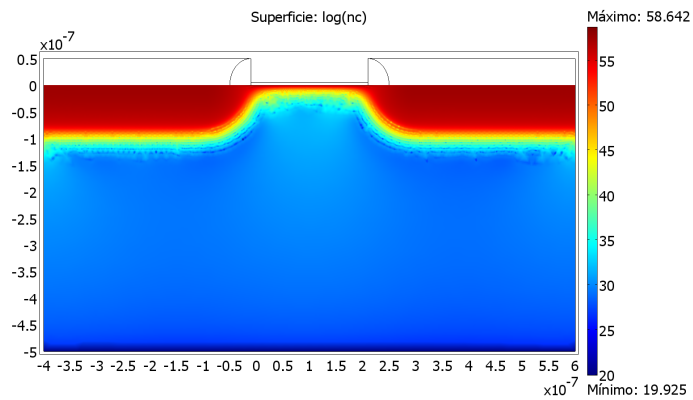


Figura 3.10: Concentración de electrones en escala logarítmica para un voltaje de compuerta de 1, 2[V].

Cuando se sube el voltaje V_{DS} entre el drenaje y la fuente hasta sobrepasar el valor $V_g - V_{TH} = 0,18[V]$, el canal de conducción sufre un estrangulamiento en las cercanías del drenaje. El fenómeno se ve en las Figuras 3.11, 3.12 y 3.13.

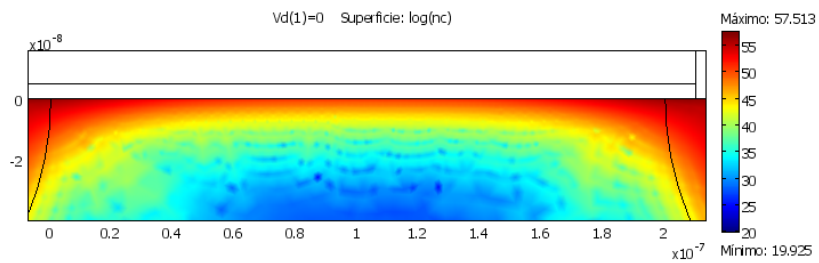


Figura 3.11: Concentración de electrones en escala logarítmica para un voltaje de compuerta de 0, 8[V] y un voltaje de drain de 0[V].

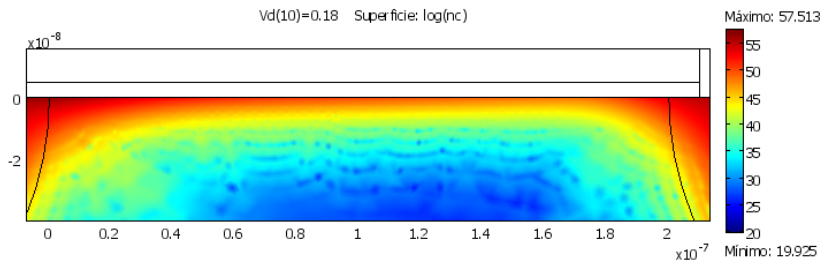


Figura 3.12: Concentración de electrones en escala logarítmica para un voltaje de compuerta de 0,8[V] y un voltaje de drain de 0,18[V].

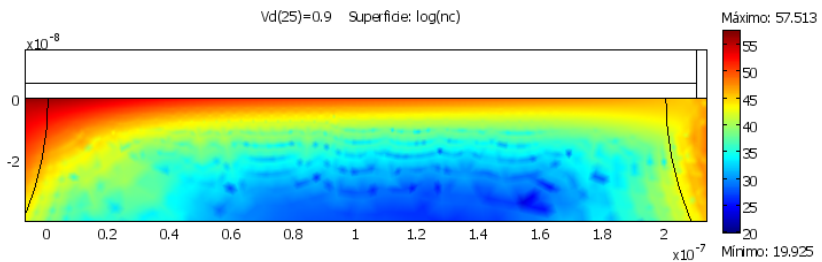


Figura 3.13: Concentración de electrones en escala logarítmica para un voltaje de compuerta de 0,8[V] y un voltaje de drain de 0,9[V].

3.3.3. Características corriente-voltaje de la compuerta

Se aplica un voltaje de 1[V] entre el drenaje y la fuente del MOSFET y se muestra progresivamente el voltaje de la compuerta. La característica del MOSFET en régimen permanente se indica en la Figura 3.14.

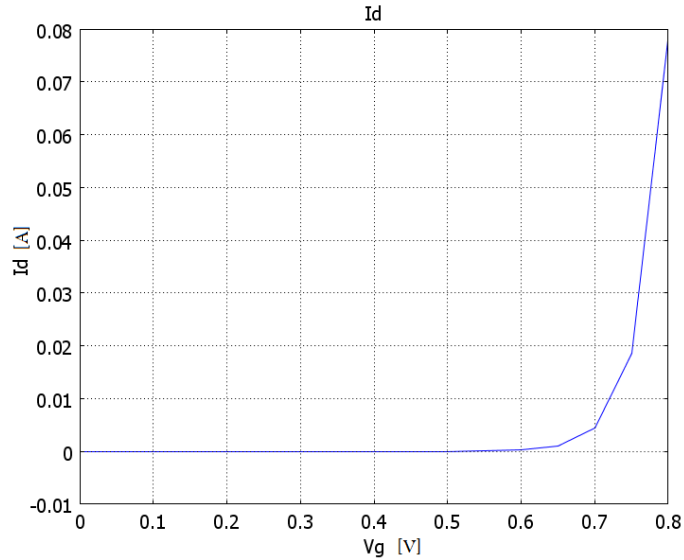


Figura 3.14: Características del MOSFET con un voltaje de 1[V] entre el drenaje y la fuente.

Se estima así el voltaje umbral de 0,6[V] con una incertidumbre de 0,03[V], cuando el transistor comienza a conducir.

A partir de las ecuaciones (2.51), (2.52), (2.53) y (2.54), el valor teórico del voltaje umbral se calcula a partir de los datos en el anexo D. Se obtienen así los cálculos de la ecuación (3.35).

$$\begin{aligned}
 C_{ox} &= \frac{\epsilon_{SiO_2}}{t_{ox}} &= 0,00744 \quad [F/m^2] \\
 \phi_F &= \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right) &= 0,448 \quad [V] \\
 V_{FB} &= \chi_{Si} \text{poly} \left(\chi_{Si} + \chi_{SiO_2} + \frac{E_g}{2q} + \phi_F \right) &= -0,788 \quad [V] \\
 \gamma &= \frac{\sqrt{2\epsilon_{Si}qN_A}}{C_{ox}} &= 0,543 \quad [V^{1/2}] \\
 V_{TH} &= V_{FB} + 2\phi_F + \gamma\sqrt{2\phi_F} &= 0,62 \quad [V]
 \end{aligned} \tag{3.35}$$

El voltaje umbral encontrado es de 0,62[V] lo cual es coherente con el valor encontrado con la

simulación del MOSFET.

3.3.4. Características corriente-voltaje del drenaje

Se fija el voltaje de la compuerta en $0,8[V]$ y se simula para voltajes entre el drenaje y la fuente de 0 a $1[V]$. Así, se puede construir esta característica del MOSFET de la Figura 3.15. A partir de las ecuaciones (2.56), (2.57), (2.58), (2.59) y (2.60), se puede construir la característica del mosfet saturado ($V_{DS} > 0,18[V]$). A partir de los datos del modelo físico del anexo D, se puede determinar las siguientes constantes:

- $\beta = \frac{W}{L} \mu C_{ox} = 6,61[A/V^2]$.
- $I_{DSsat} = \frac{1}{2} \beta (V_g - V_{TH})^2 = 6,54[A]$.
- $\lambda_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_{si}}{\epsilon_{ox}} x_j t_{ox}} = 3,75 \times 10^{-8}[m]$.

Se construye también para voltaje inferior a $V_{DS} < 0,18[V]$ la parte lineal del MOSFET con la ecuación (2.61) y se obtiene así la curva de la Figura 3.15.

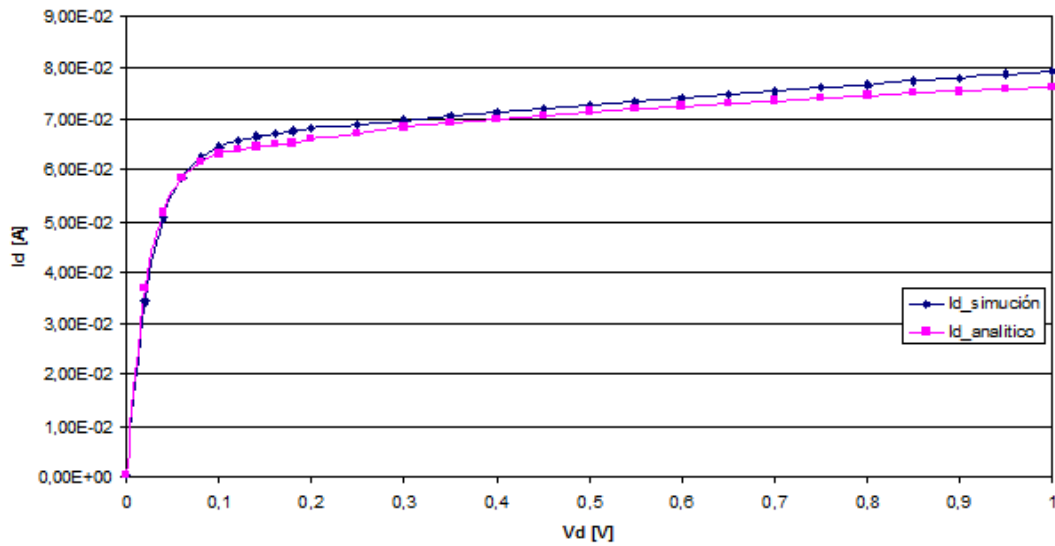


Figura 3.15: Características del MOSFET simulado comparado con la resolución analítica para un voltaje de compuerta de 0,8[V].

3.3.5. Simulación con una carga

Se puede simular una carga conectada entre el drenaje y la fuente del MOSFET, representada por una resistencia de 1000[Ω]. En las simulaciones del MOSFET, se cambia la expresión del voltaje $V_{ds} = 1[V]$ con la expresión $V_{ds} = 1[V] - R * I_d$ donde I_d es la corriente del drenaje del MOSFET. Los pasos de simulaciones se bajan para asegurar la convergencia del sistema. Se sube el voltaje de 0 a 1[V] entre el drenaje y la fuente paso a paso con un voltaje de compuerta igual a 0. Después, se construye la curva de la Figura 3.16 subiendo el voltaje de la compuerta de 0 a 1[V].

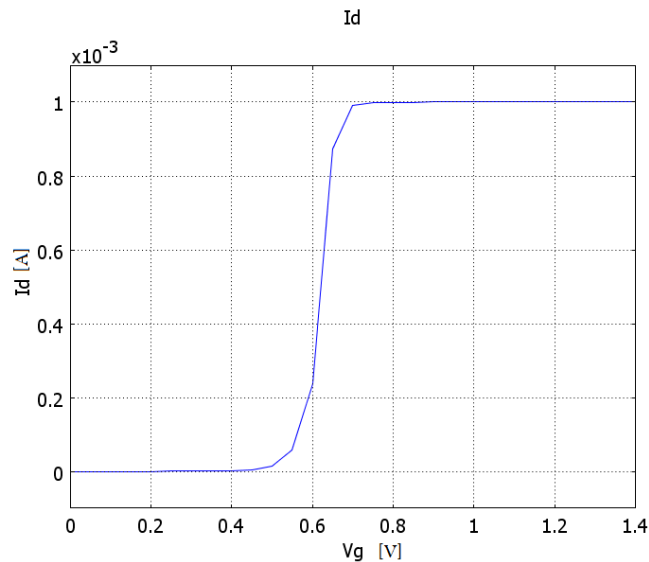


Figura 3.16: Característica de un MOSFET con una carga de $1000[\Omega]$.

La corriente va de 0 a $1[mA]$. Esa corriente de $1[mA]$ muestra que el MOSFET se comporta como un interruptor cerrado. En efecto, se tiene $\frac{1[V]}{1[k\Omega]} = 1[mA]$. Se ve así el encendido del transistor para un voltaje de compuerta mayor a $0,62[V]$ y la zona de transición entre $0,52[V]$ y $0,72[V]$.

3.3.6. Aplicación de un campo magnético al MOSFET

A continuación, se aplicarán campos magnéticos al modelo anterior. Se cambian entonces las condiciones de subdominios para tener cuenta del efecto del campo magnético B . Como se dijo, el campo magnético tiene un efecto sobre los portadores de cargas (electrones y huecos) y modifica entonces el flujo convectivo normalmente provocado sólo por los campos eléctricos. En la Figura 3.17, se puede observar la carta dentro del MOSFET del campo vectorial de corriente de convección.

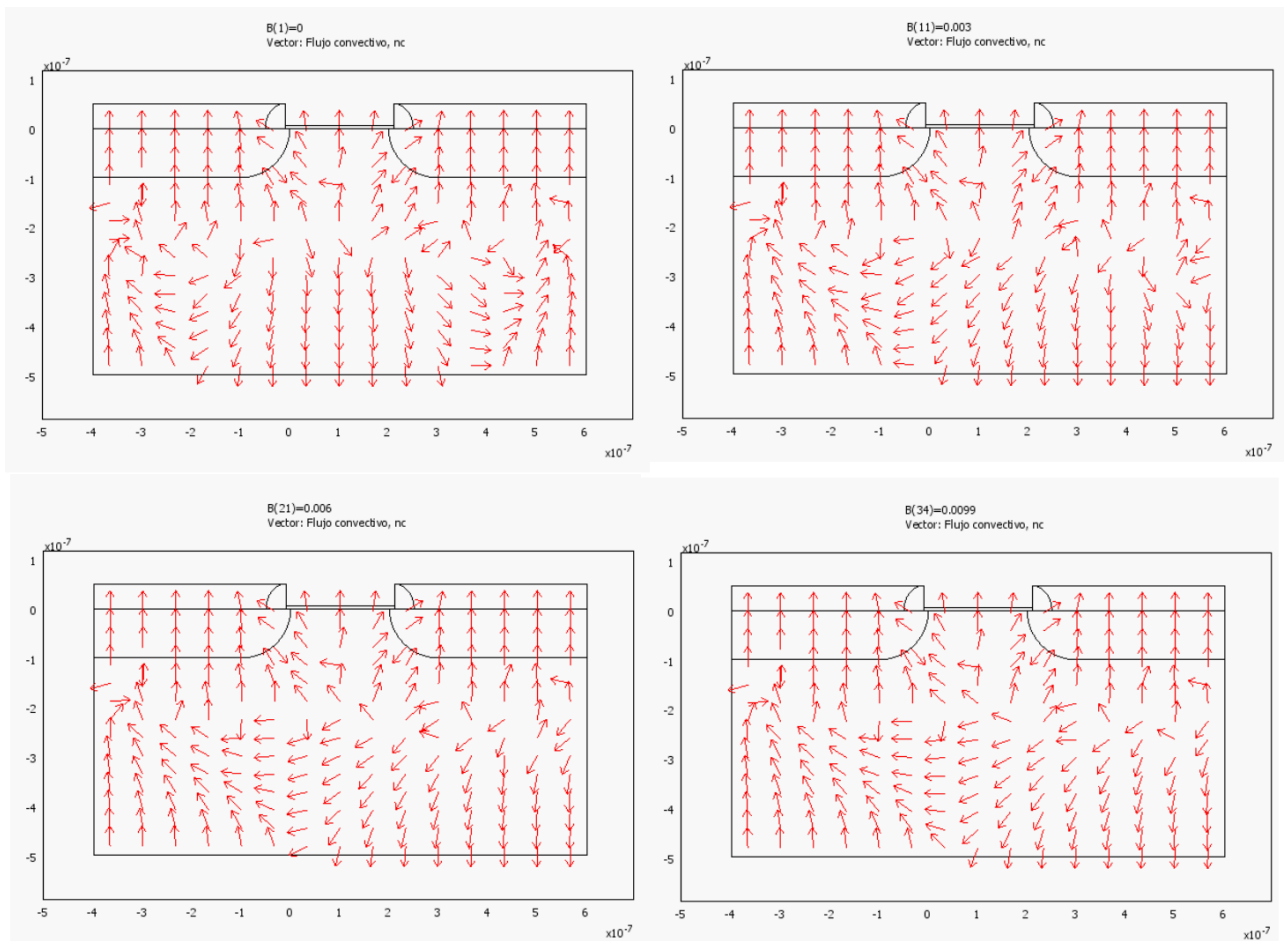


Figura 3.17: Mapa de flujo convectivo de los electrones para distintos valores de campo magnético $0[mT]$, $3[mT]$, $6[mT]$, $10[mT]$.

El campo magnético aplicado modifica las líneas de campo magnético dentro del MOSFET. El producto vectorial en las ecuaciones crea rotaciones del flujo de electrones en el MOSFET. Así, se crean nuevas líneas de circulación de portadores de carga entre el drenaje y la fuente creando corrientes parásitas. Cortocircuitando el drenaje y la fuente, aparece una corriente causada por el campo magnético entre los dos bornes como se nota en la Figura 3.18.

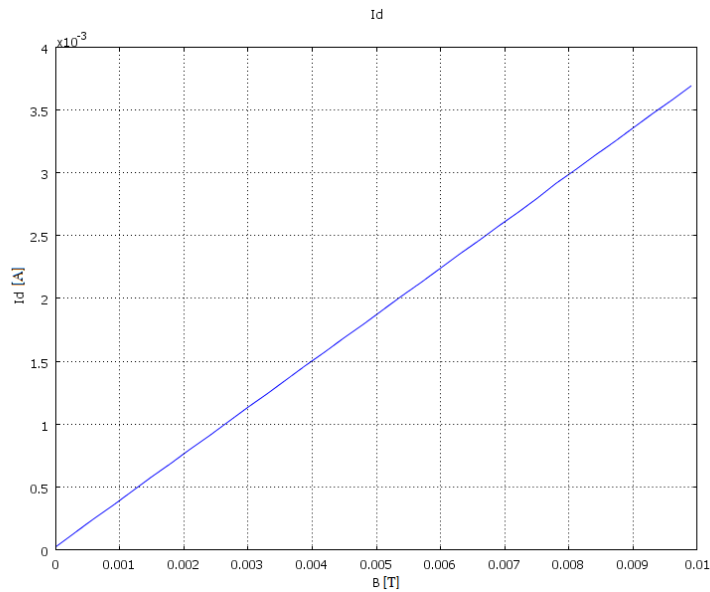


Figura 3.18: Corriente circulando entre el drenaje y la fuente cuando están cortocircuitados.

La Figura 3.19 presenta el efecto sobre la característica eléctrica del MOSFET para distintos valores de campo magnético en el funcionamiento de este. Si se toma el criterio de una modificación de 5% de las características eléctricas del MOSFET, para el voltaje máximo de 1 V, el campo máximo que se puede aplicar al transistor sería 5[mT]. Este campo corresponde a un campo fuerte ya que corresponde a más de 10 veces los campos medidos.

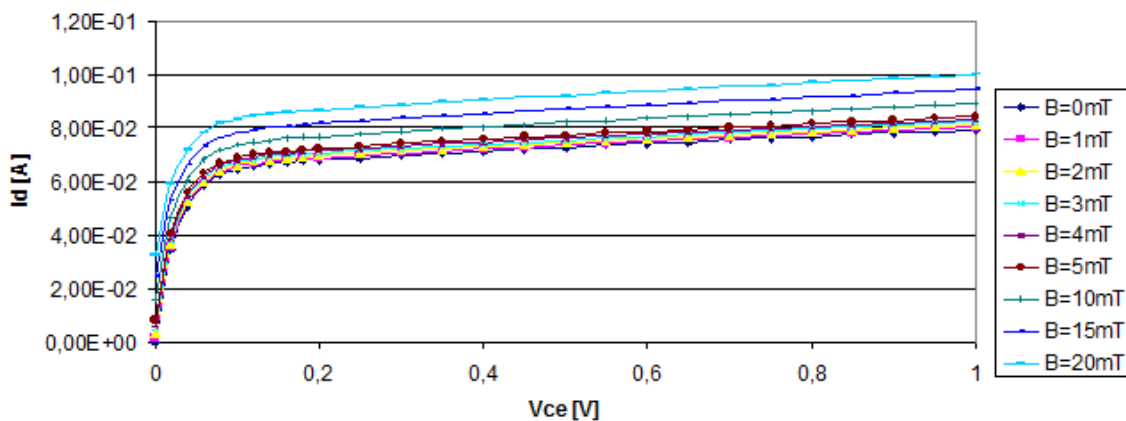


Figura 3.19: Efectos del campo magnético sobre la característica eléctrica del MOSFET.

3.3.7. MOSFET degenerado

El MOSFET integrado en los IGBT tiene propiedades distintas del MOSFET estudiado. En efecto, el MOSFET simulado representa el transistor típico utilizado en los circuitos de electrónica. Las capas N que representa el drenaje y la fuente del MOSFET son simétricas y tiene un dopaje alto en torno a las $1 \times 10^{25} [1/m^3]$. En los IGBT, el drenaje del MOSFET comparte su capa con la base del BJT. Sin embargo, los BJT, para funcionar, necesitan dopaje de capa mucho más bajo [1]. En efecto, para que los huecos crucen la zona de la base, se debe limitar las recombinaciones dentro de la base y entonces tener un valor bajo de dopaje en electrones. Para eso, se debe *degenerar* el MOSFET simulado bajando el dopaje del drenaje del MOSFET. Se modifica así la función de dopaje del MOSFET anterior en la ecuación (D.2) indicado en el anexo D.

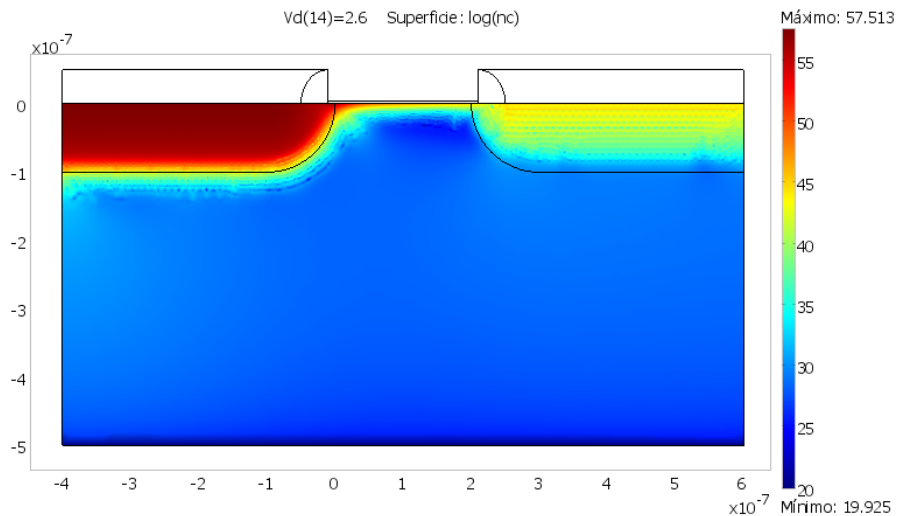


Figura 3.20: Dopaje del MOSFET degenerado. En la escala, se representa el logaritmo decimal de la concentración de electrones.

En la Figura 3.20, se observa el mapa del dopaje del MOSFET degenerado. El drenaje tiene un dopaje mucho más bajo que la fuente y las fronteras entre capas pierden la simetría con el caso anterior. Sin embargo, se observa de la misma manera la creación del canal bajo la compuerta. Se puede construir el mismo gráfico de la Figura 3.14, imponiendo un voltaje de $1[V]$ aumentando el voltaje de compuerta poco a poco y se obtiene la Figura 3.21. Se puede también construir la otra característica imponiendo un voltaje $V_g = 0,8[V]$ subiendo el voltaje drenaje-fuente en la Figura 3.22 para comparar con la Figura 3.15.

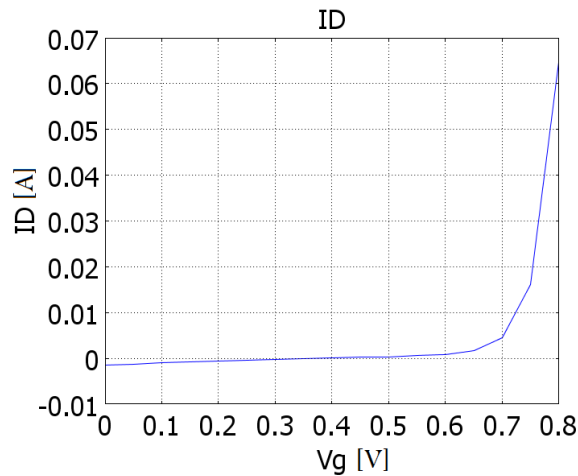


Figura 3.21: Características del MOSFET degenerado con un voltaje de 1[V] entre el drenaje y la fuente.

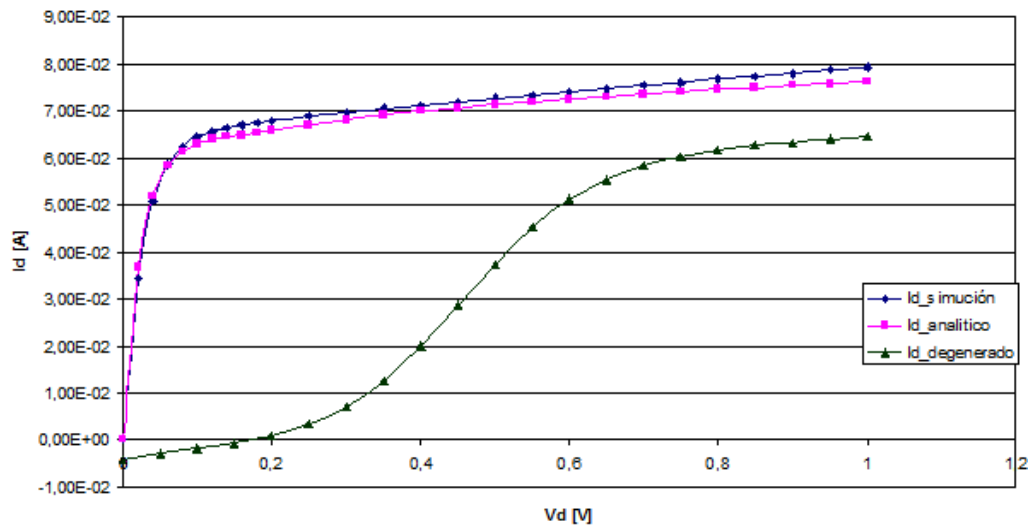


Figura 3.22: Características del MOSFET degenerado comparado con el MOSFET normal simulado y el MOSFET normal teórico para un voltaje de compuerta de 0,8[V].

Las características eléctricas del nuevo modelo no son iguales al MOSFET clásico. En efecto, la corriente circulando en el caso degenerado es menor por disminución de dopaje, se disminuye la concentración de portadores de cargas y sube así la resistencia entre el drenaje y la fuente. Sin embargo, se puede ver en la Figura 3.21 que el MOSFET todavía se comporta como interruptor. En efecto, se necesita aplicar un voltaje de compuerta mayor a 0,6[V] para que el interruptor deje

pasar corriente. Así, aunque las características del modelo degenerado no siguen las ecuaciones teóricas del MOSFET, se podría usarlo como interruptor. En efecto, cuando se agrega una carga, se obtiene la Figura 3.23.

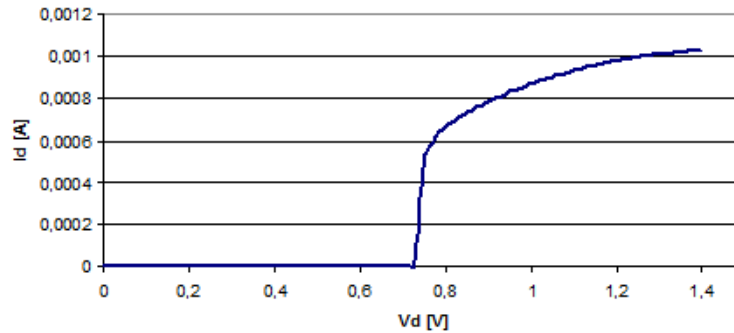


Figura 3.23: Característica de un MOSFET degenerado con una carga de $1000[\Omega]$.

3.4. Simulación de un transistor BJT

3.4.1. Presentación general del modelo

En esta sección, se realiza un modelo simplificado de BJT con COMSOL. Se compone de junturas de tipo n colector y emisor, de largo respectivo $3[\mu m]$ y $3,5[\mu m]$ y una juntura de tipo p base, de largo $0,5[\mu m]$. Tiene un ancho total de $0,5[\mu m]$. Se puede ver un esquemático del BJT realizado en la Figura 3.24.

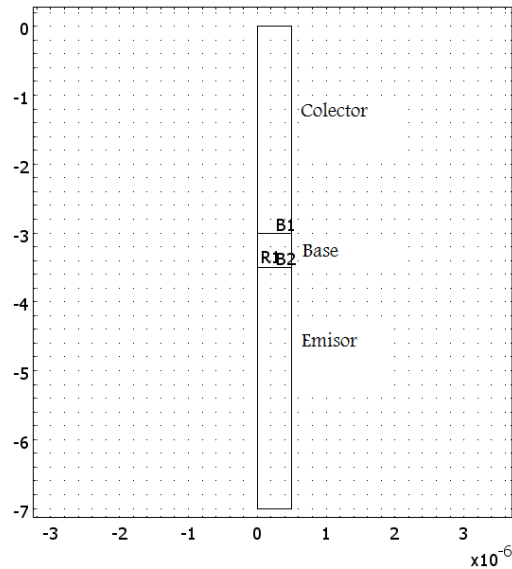


Figura 3.24: Geometría del BJT implementado.

La región de arriba corresponde al colector, la del medio a la base y la de abajo al emisor. Los tres dominios son de tipo silicio. Se aplica un voltaje V_{ce} a la entrada del colector, un voltaje V_{be} en un borde de la base y se impone un voltaje nulo a la salida del emisor. Los otros bordes son aislantes. Se define la función de dopaje (E.1) del anexo E que permite definir los dopajes siguientes:

- $N_{colector} = 1 \times 10^{19}[1/m^3]$ en electrones.
- $N_{base} = 1 \times 10^{18}[1/m^3]$ en huecos.
- $N_{emisor} = 1,5 \times 10^{21}[1/m^3]$ en electrones.

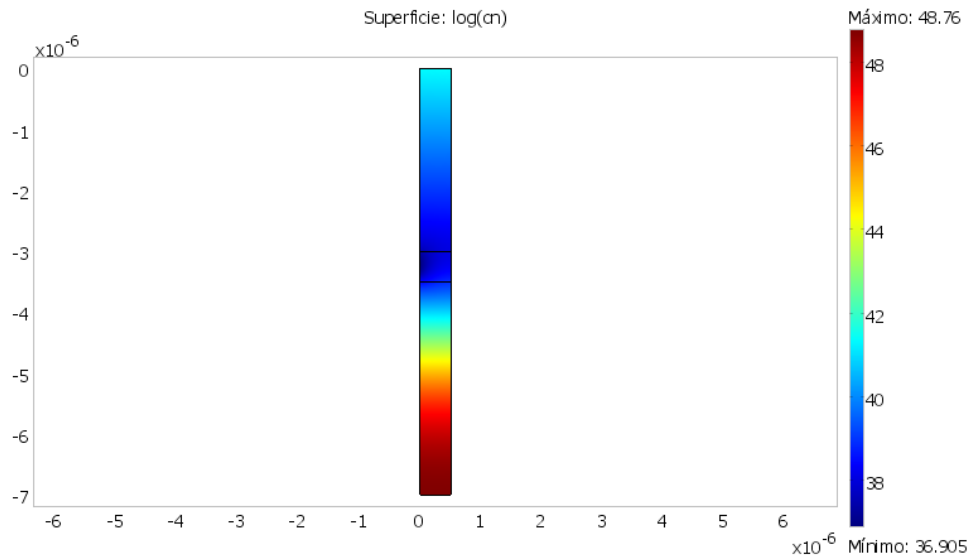


Figura 3.25: Dopaje del modelo de BJT: Concentración de electrones en escala logarítmica después de difusión.

El dopaje de la base es pequeño para limitar las recombinaciones en la base y que el dopaje en el emisor es fuerte para asegurar una fuerte emisión de electrones del emisor hasta el colector. En la Figura 3.25, se puede ver después de difusión el dopaje inicial del modelo. El detalle de las condiciones límites y de subdominios se encuentra en el anexo E del BJT.

3.4.2. Relaciones entre corrientes

3.4.2.1. Simulaciones

La idea principal del transistor BJT es controlar la corriente circulando del colector al emisor con una corriente pequeña de base con una relación de proporcionalidad $I_c = \beta I_b$. Para eso, se impone un voltaje colector emisor fijo de 10[V] y se sube poco a poco el voltaje base emisor para modificar el control en corriente. Así se construye en escala logarítmica las curvas de la corriente de colector y de base en función del voltaje base emisor en la Figura 3.26.

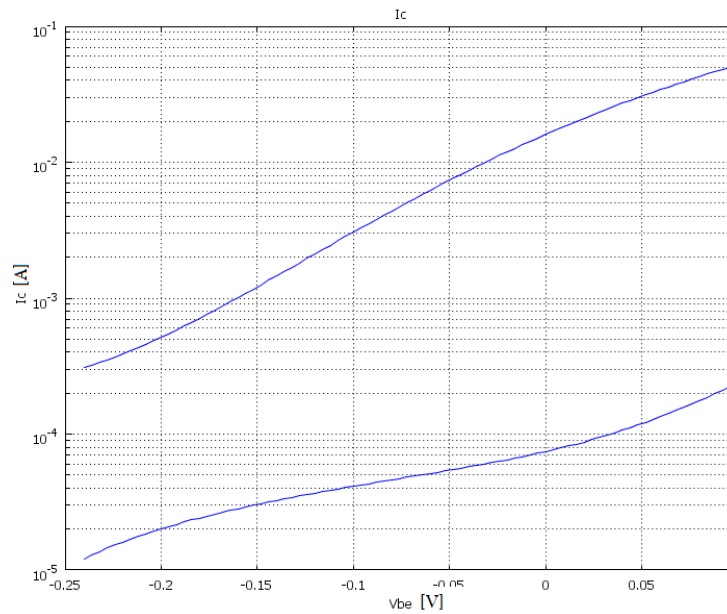


Figura 3.26: Corriente de colector (curva de arriba) y de base (curva de abajo).

Una corriente pequeña de base permite controlar la corriente del colector. Como la distancia entre las dos curvas se mantiene, eso muestra la presencia del factor de proporcionalidad β entre el colector y el emisor. La características directa entre las dos corrientes se muestra en la Figura 3.27. En esta condiciones, se encuentra un factor $\beta = 248$ de proporcionalidad en el BJT simulado.

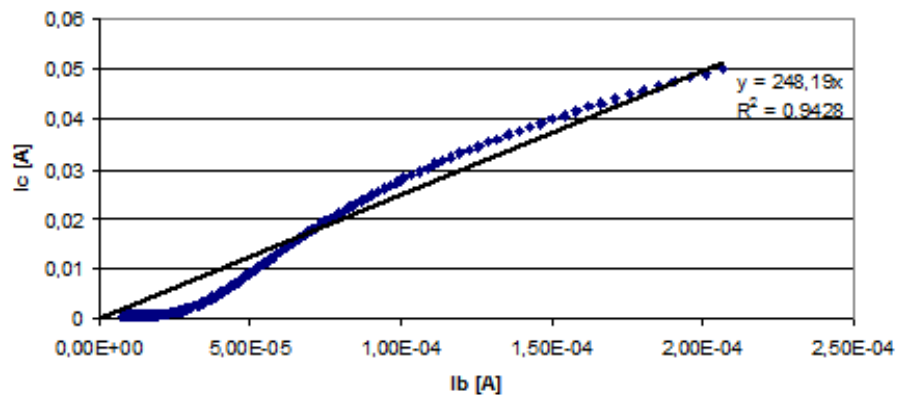


Figura 3.27: Relación entre la corriente de colector y de base del BJT.

Se advierte la frontera de potencial que se crea entre el colector y el emisor por el efecto de difusión en la Figura 3.28. Cuando, la corriente inyectada por la base es nula, existe una frontera de potencial en la frontera base emisor. En efecto, partiendo de la base el potencial está a $0,6[V]$, baja a $-0,2[V]$ y sube de nuevo a $0[V]$. Este *hoyo* se crea por la difusión de los huecos de la zona p de la base del semiconductor hasta la capa n del emisor dejando una carga negativa en el lugar donde se fue. Recíprocamente, hay difusión de electrones del emisor hasta la base dejando una carga positiva del principio del emisor. Este hoyo de potencial es la frontera que provoca el BJT no conduzca. Inyectando corriente positiva en la base, la juntura base-emisor se polariza directa (como una juntura pn) de un diodo y desaparece la frontera de potencial entre la base y el emisor.

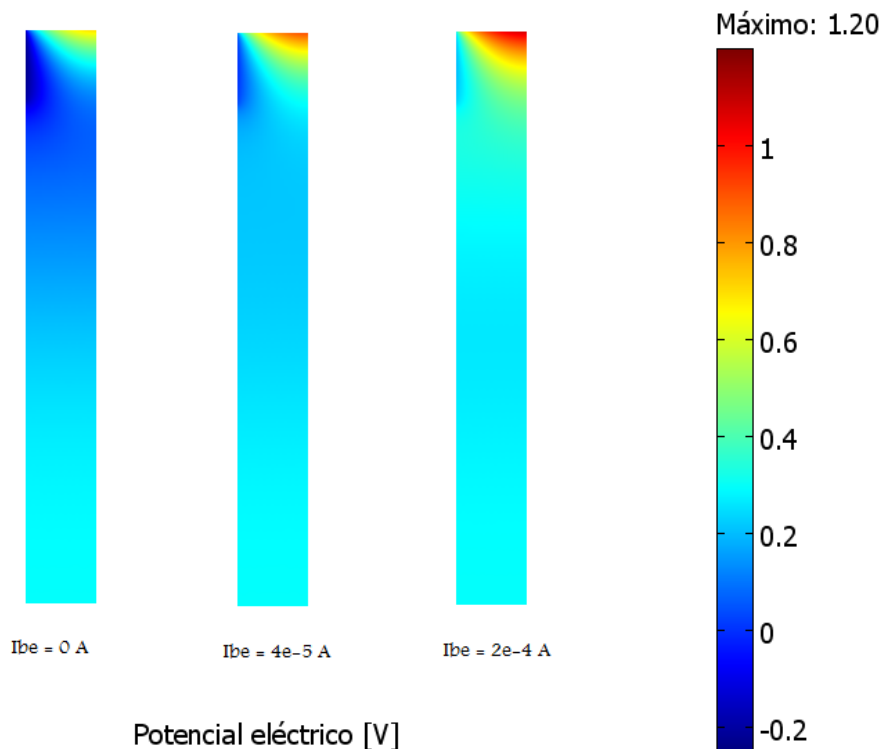


Figura 3.28: Mapa de potencial de la base y del emisor del BJT para distintos valores de corrientes de inyección en la base.

Así, como desaparece la frontera de potencial, los electrones pueden circular del emisor hasta la base como se nota en la Figura 3.29.

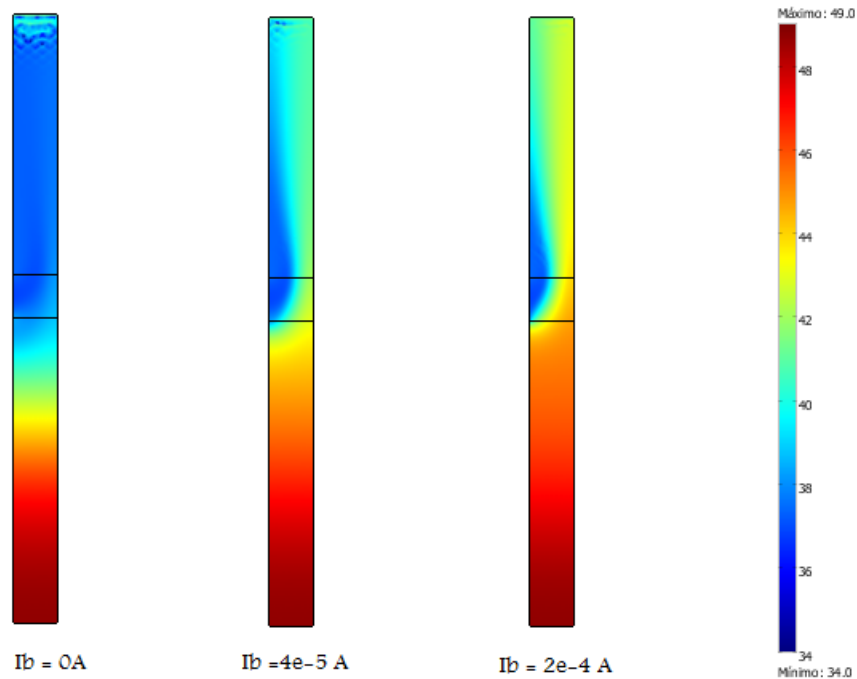


Figura 3.29: Mapa de concentración de electrones en escala logarítmica para distintas corrientes de inyección en la base.

3.4.2.2. Cálculo teórico

Existe una expresión del valor de β del BJT en la ecuación (2.73) calculado, con las siguientes constantes:

- $D_E = 0,001292[m^2/s]$: difusión de los huecos en el emisor.
- $D_B = 0,002594[m^2/s]$: difusión de los electrones en la base.
- $N_B = 1 \times 10^{17}[1/m^3]$: Dopaje de la base.
- $N_E = 1,5 \times 10^{21}[1/m^3]$: Dopaje del emisor.
- $W_B = 1,4[\mu m]$: se observa esa distancia en la Figura 3.29, zona de agotamiento donde el voltaje es negativo por difusión.

- $W_E = 5,5[\mu m]$.
- $L_B = \sqrt{D_B \tau_p}$: longitud de difusión de los huecos en la base.

Con la ecuación (3.36), se obtiene un valor de β cercano del valor encontrado con la simulación.

$$\beta = \frac{1}{\frac{D_E N_B W_B}{D_B N_E W_E} + \frac{1}{2} \left(\frac{W_b}{L_B} \right)^2} = 263 \quad (3.36)$$

3.4.3. Características eléctricas del BJT

La característica de la corriente en función del voltaje de colector V_{ce} se construye para distintos voltajes de base V_{be} en la Figura 3.30.

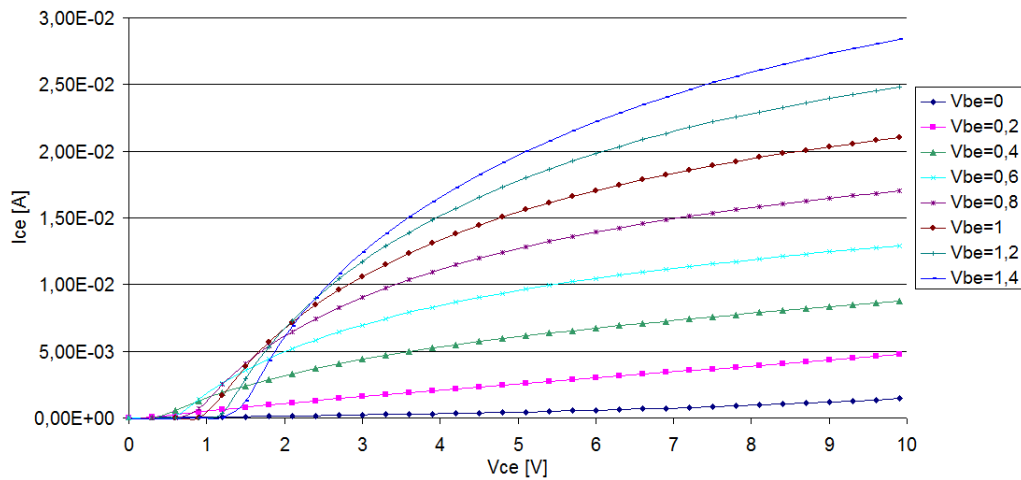


Figura 3.30: Características del BJT elaborado.

Esas características corresponden a un BJT normal [18]. El transistor está en modo de saturación para voltajes bajos de V_{CE} y en modo activo para voltajes altos. La corriente máxima en modo activo es controlada por el voltaje V_{BE} .

3.4.3.1. BJT pnp

Se realiza un BJT pnp cambiando la función de dopaje del BJT. La idea de implementar un BJT pnp es preparar las simulaciones para el IGBT. En efecto, este transistor incluye un transistor pnp.

Para esto, se ocupa la función de dopaje de la nueva función de dopaje (E.2) obteniendo así las características de la Figura 3.31. La característica es parecida al caso anterior, pero se ve que la corriente va efectivamente del emisor al colector del transistor. Esa corriente es controlada por el voltaje negativo entre la base y el emisor.

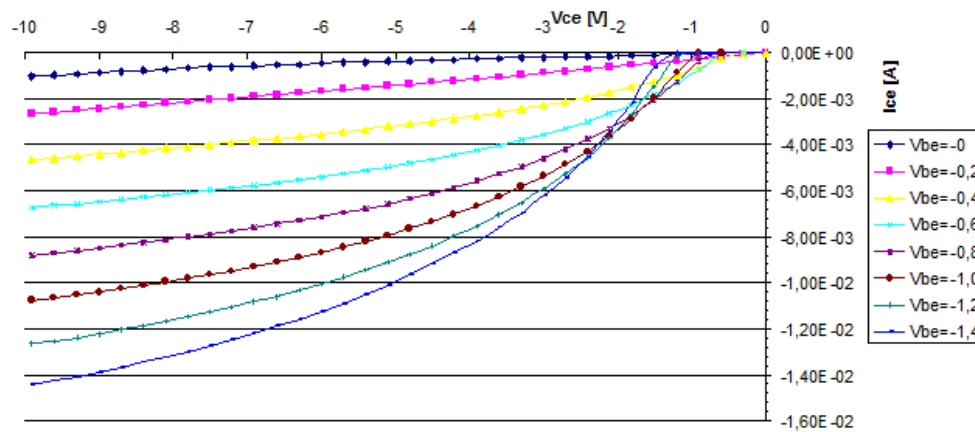


Figura 3.31: Características del BJT pnp construido.

3.5. Simulación de IGBT

3.5.1. Presentación general del modelo

El modelo se obtiene mezclando las geometrías del MOSFET degenerado y del BJT pnp elaborado. Para eso, se ayuda de la geometría y niveles de dopaje de la referencia [1], que se puede encontrar en la Figura 3.32, y de los modelos de IGBT de Hefner [24].

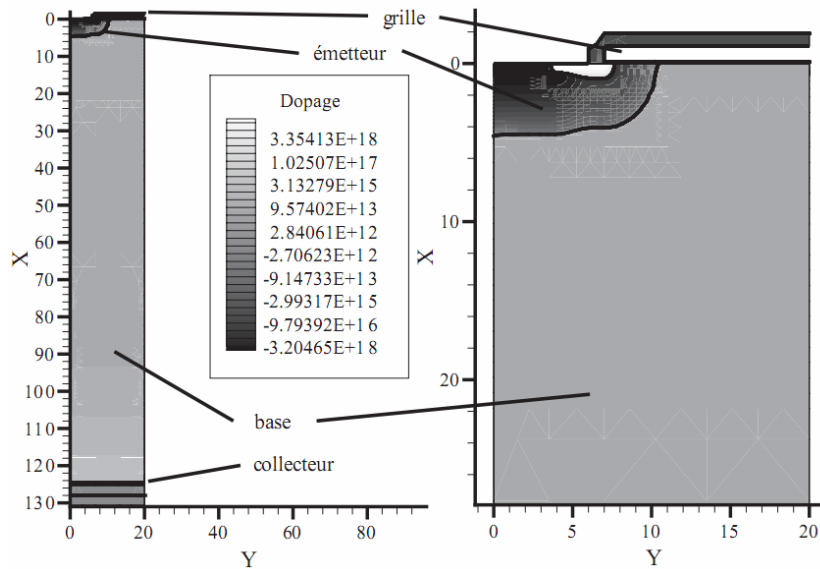


Figura 3.32: Geometría y dopaje de un IGBT [1].

Se crea la geometría de IGBT de la Figura 3.33 donde la base tiene una longitud de sólo $40[\mu m]$, para poder trabajar con voltaje reducido y acelerar las simulaciones con COMSOL. Se realizaron también simulaciones con un IGBT más grande como el de la Figura 3.34 pero el tamaño del problema no permitía una resolución con los $8[Gb]$ de memoria disponible.

La parte principal del IGBT se compone de un BJT pnp cuya base es conectada con la salida de un MOSFET situado arriba del esquemático. El MOSFET se basa en el MOSFET degenerado ya estudiado y BJT del caso pnp estudiado en la sección anterior porque se aplica dopaje similar.

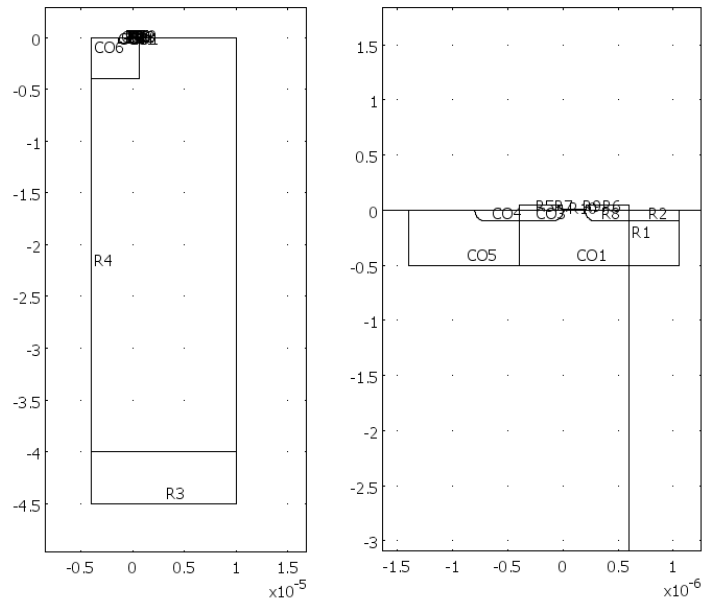


Figura 3.33: Geometría del IGBT implementado.

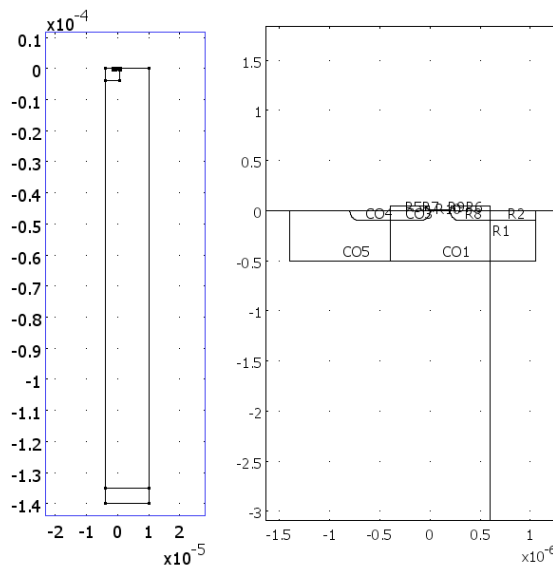


Figura 3.34: Geometría de un IGBT más grande implementado.

La función de dopaje inicial está en la ecuación (F.1) en el anexo F. Este dopaje inicial corresponde a la condición inicial de la Figura 3.35.

Se aplica el mismo potencial igual a 0 al colector del BJT npn y a la fuente del MOSFET. Este borne corresponde al *emisor* del IGBT (porque el emisor de un IGBT corresponde al colector del transistor npn integrado).

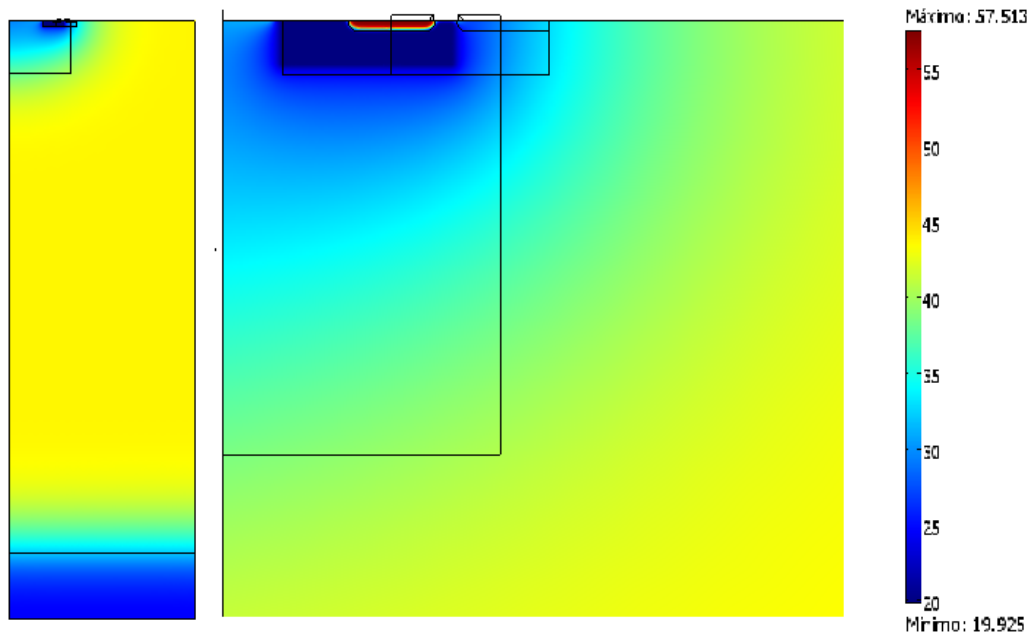


Figura 3.35: Dopaje inicial del IGBT. En la escala, se representa el logaritmo decimal de la concentración de electrones.

3.5.2. Funcionamiento físico

En estado normal, la difusión de los portadores de cargas entre la base y el colector (emisor de pnp) integrado del IGBT crea una frontera de potencial, como en un transistor BJT. El hecho de agregar un voltaje de compuerta al MOSFET produce la creación de un canal entre la fuente y el drenaje conectado a la base del transistor. Así, se crea una corriente de electrones dentro de la base tal como se observa en la Figura 3.36.

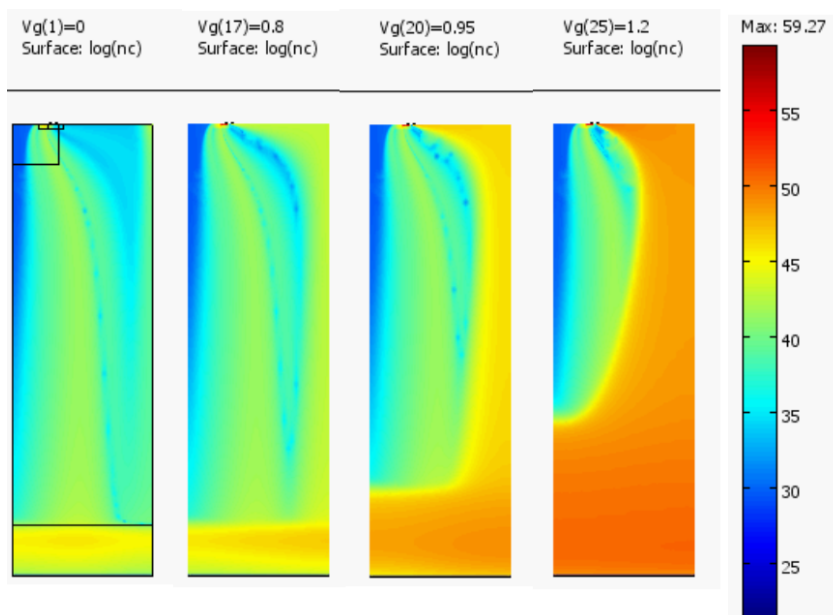


Figura 3.36: Mapa de concentración de electrones en escala logarítmica, para distintos voltajes de compuerta V_g .

Esta inyección permite el desplazamiento de la frontera de potencial. Como se observa en la Figura 3.37, se desplaza hacia arriba la repartición de potencial, lo que significa que desaparece la frontera de potencial de la juntura base - colector (con fuerte dopaje). Así, el transistor puede dejar pasar alta corriente entre los contactos metálicos colector y emisor.

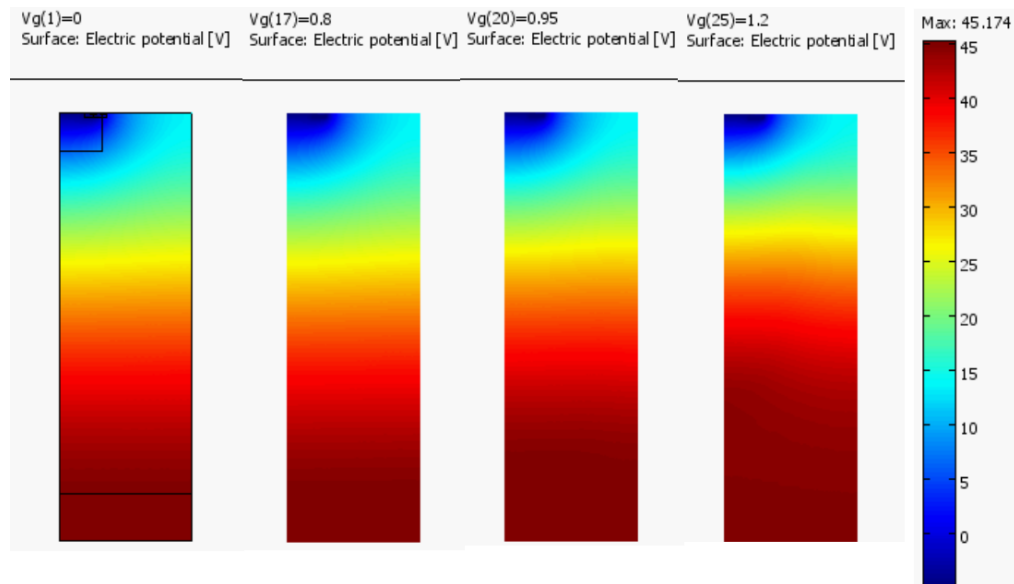


Figura 3.37: Carta de potencial eléctrico φ en [V] para distintos voltajes de compuerta V_g .

3.5.3. Características eléctricas del IGBT

Las características eléctricas del IGBT se construyen modificando los voltajes de compuerta y colector-emisor. Las modificaciones de voltajes son sencillas porque el modelo es muy no lineal y se puede perder la convergencia del sistema si se suben los voltajes por pasos superiores a 0,1[V]. Se obtiene la característica de la corriente circulando entre el colector y el emisor en función del voltaje V_{ce} con distintos voltajes de compuerta V_g .

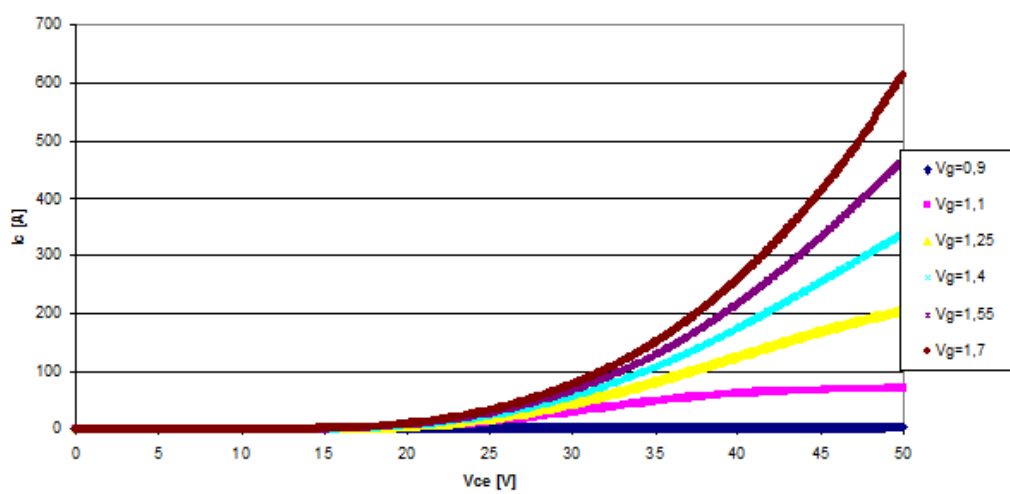


Figura 3.38: Característica del IGBT por distintos voltajes de compuerta.

Se puede construir por voltaje fijo la característica de la corriente en función del voltaje de compuerta, con un voltaje V_{ce} igual a 50[V] para observar el encendido del transistor.

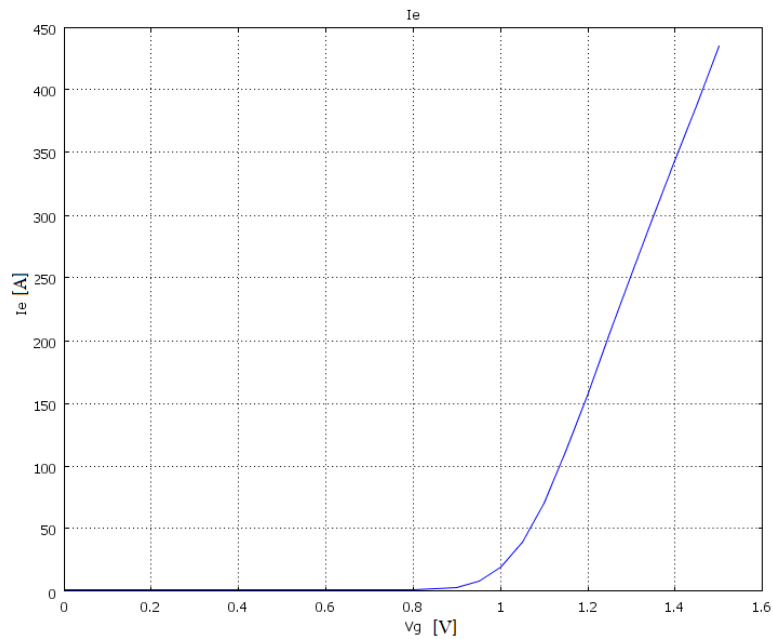


Figura 3.39: Característica del IGBT en función del voltaje de compuerta.

Se nota que el IGBT cumple con su rol de interruptor en las Figuras 3.38 y 3.39. En efecto, el interruptor está cerrado cuando deja pasar alta corriente, lo que implica un voltaje de compuerta mayor a $1[V]$. Se puede ver que el dispositivo puede soportar altos voltajes (al menos $50[V]$) y altas corrientes $400[A]$, lo que no podía soportar el modelo de MOSFET anterior. Esas características son comparables a las de los IGBT existentes como aquellos de las Figuras 2.18 y 2.19 de los datos SEMITRANS [37] y FAIRCHILD [41].

3.5.4. Aplicación de campo magnético

A continuación, se aplicarán campos magnéticos al modelo anterior. Se cambian entonces las condiciones de subdominios para tener en cuenta del efecto del campo magnético B . Como se dijo, el campo magnético tiene un efecto sobre los portadores de cargas (electrones y huecos) y modifica entonces el flujo convectivo normalmente provocado sólo por los campos eléctricos.

Como en el caso del MOSFET, se dibujan las nuevas características con campos magnéticos las que se puede encontrar en la Figura 3.40.

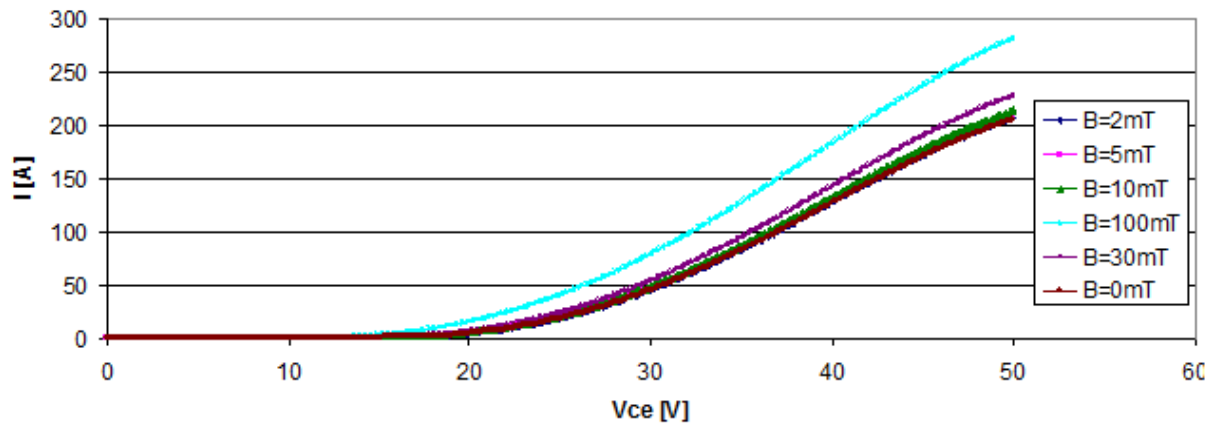


Figura 3.40: Influencia del campo magnéticos sobre la característica del IGBT.

El campo magnético mínimo para perturbar en un 5% la característica eléctrica del IGBT es de $10[mT]$. Esto no significa tampoco pérdidas de control del IGBT, sólo perturbación interna del IGBT y aumento probable de las pérdidas.

Capítulo 4

Pruebas experimentales

4.1. Mediciones de campos electromagnéticos en un variador de frecuencia

En esta sección, se entregan los resultados obtenidos de la medición de campo eléctrico y magnético en torno de un variador de frecuencia, realizada en Junio 2009.

4.1.1. Descripción del variador Altivar 71

El Altivar 71 es un variador de frecuencia presente en el laboratorio de Conversión Electromecánica de la Energía del Departamento de Ingeniería Eléctrica de la Universidad de Chile. Funciona con una modulación PWM con una frecuencia portadora de $4[kHz]$ [42]. Se utiliza normalmente con motores de inducción de $50[Hz]$. Sus características están dadas en la Tabla 4.1. La disposición geométrica del Altivar y de las mediciones se muestra en la Figura 4.1.

Rango de frecuencias de salida	10 . . . 500[Hz]
Voltaje alimentación	380[V] con $\pm 15\%$
Frecuencia alimentación	50[Hz] con $\pm 5\%$
Potencia	50[kW]

Tabla 4.1: Características del Altivar 71.

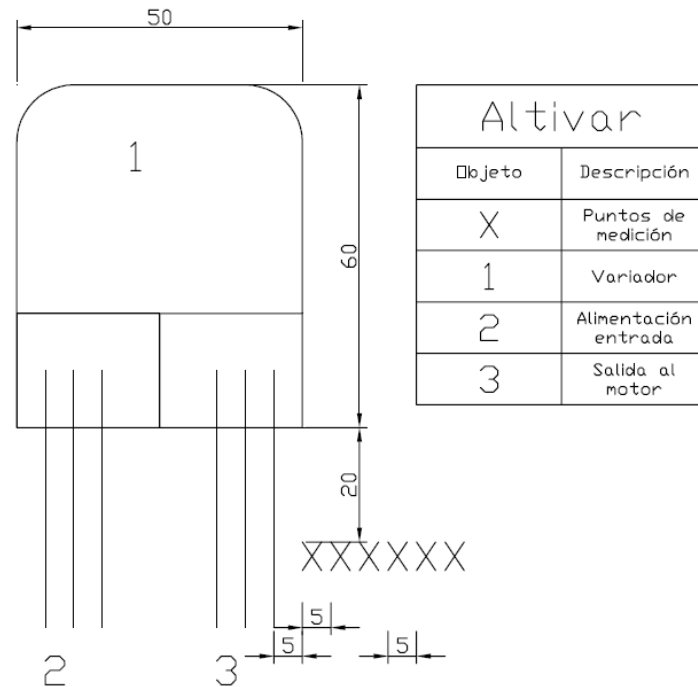


Figura 4.1: Disposición del Altivar 71 y de las mediciones.

4.1.2. Mediciones de campos magnéticos y armónicas

4.1.2.1. Descripción

Para una distancia fija, se realiza la medición del campo magnético y de las armónicas del campo magnético en el dominio de las bajas frecuencias.

Se mide el espectro entero con el medidor para un tiempo SampleTime (tiempo de medición para el muestreo del equipo) de $300[ms]$ y un filtro RBW (frecuencia base para el análisis de Fourier discreto) de $300[Hz]$. El gráfico general de la medición de las armónicas se muestra en la Figura 4.2.

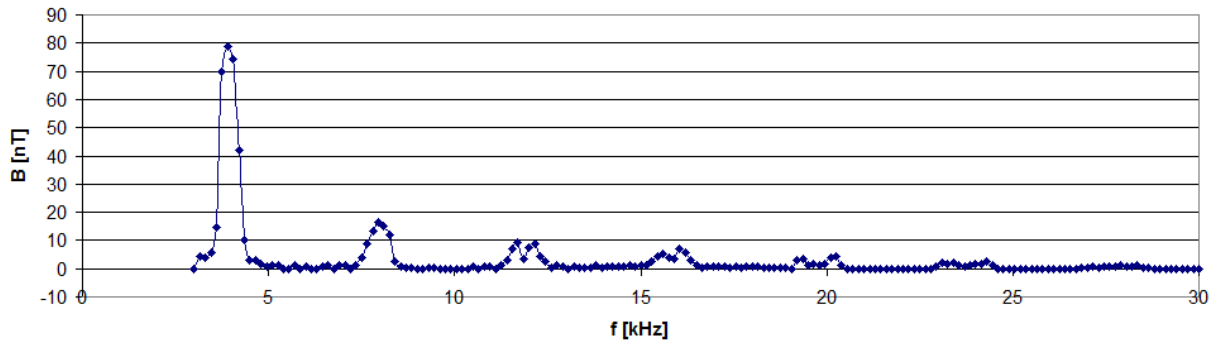


Figura 4.2: Espectro del campo magnético medido con NF-5020.

Se realiza después una medición más precisa de esas armónicas con ventanas más chicas, un span de $1[kHz]$ y un filtro RBW de $100[Hz]$. Los resultados están en la Tabla 4.2 y se obtiene el gráfico de la Figura 4.3. Las mediciones se hacen con el motor en vacío y con el motor con una carga de $6,7[kW]$.

frecuencia [kHz]	$B[nT]$ motor en vacío	$B[nT]$ motor con carga
4	80	130
8	26.9	30
12	13.6	17
16	9.1	11.5
20	5.6	6
24	3.2	3.1

Tabla 4.2: Mediciones de campos magnéticos (valores RMS) en 3D a 20 cm del variador de frecuencia.

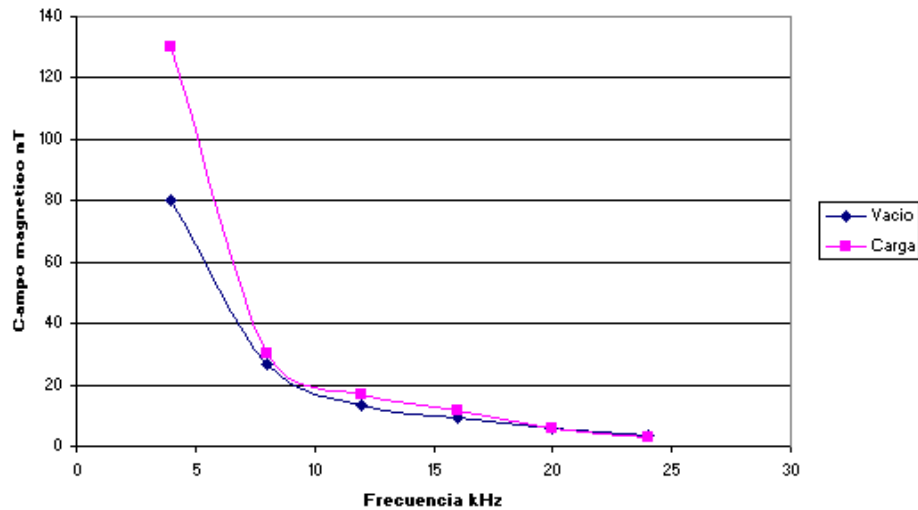


Figura 4.3: Gráfico de las mediciones de campos de la Tabla 4.2.

4.1.2.2. Análisis

Se observa en la Figura 4.2 que las armónicas de campos magnéticos corresponden a las armónicas de corriente en modulación PWM, presentada en el capítulo 2. En efecto, se nota que el espectro contiene:

- f_p y sus múltiplos impares.
- En torno a f_p y sus múltiplos impares: las bandas laterales distanciadas en múltiplos pares de f_m ($f_p \pm 2k f_m, 3f_p \pm 2k f_m, 5f_p \pm 2k f_m, \dots$).
- En torno a los múltiplos pares de f_p (de amplitud nula): las bandas laterales distanciadas en múltiplos impares de f_m ($2f_p \pm (2k - 1)f_m, 4f_p \pm (2k - 1)f_m, 6f_p \pm (2k - 1)f_m, \dots$).
- Se pudo medir también el campo a $f_m = 50[Hz]$. No está incluido en el gráfico anterior para no perturbar las otras mediciones de más altas frecuencias (recomendación del manual del medidor [43]).

Se propone un modelo de decrecimiento de las armónicas de tipo $B(f_n) = \frac{1}{n^2}B(f_0)$ donde n es el rango de la armónica de la frecuencia de switching y $B(f_0)$ es el campo magnético para la frecuencia fundamental (la de switching). Para eso, se construye la curva $\frac{1}{\sqrt{B_n}} = f(n)$ lo que se puede ver en la Figura 4.4.

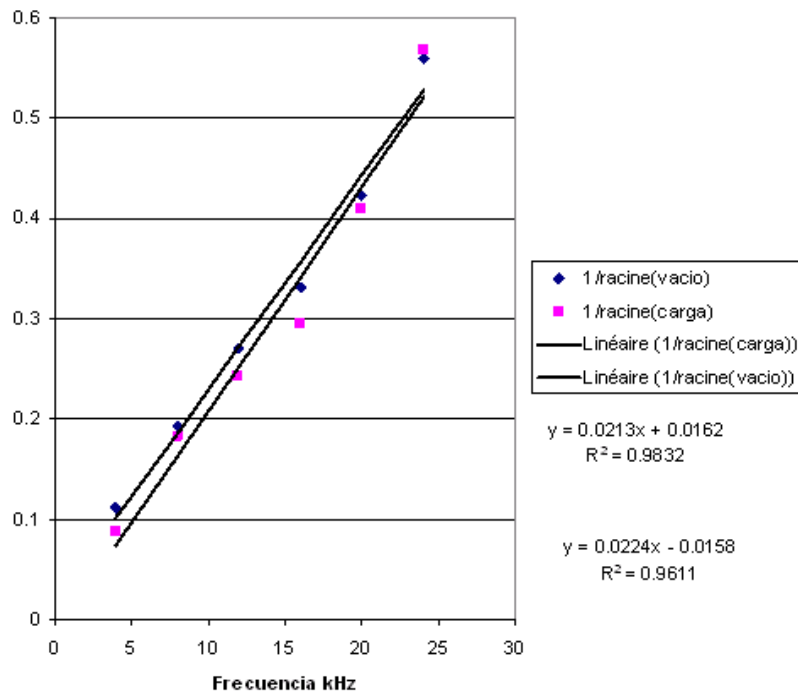


Figura 4.4: Gráfico de $\frac{1}{\sqrt{B_n}} = f(n)$ a partir de los datos de la Tabla 4.3.

Se puede concluir que la amplitud del campo magnético decrece en $\frac{1}{n^2}$ con n orden de la armónica considerada.

4.1.3. Estudio de la distancia

4.1.3.1. Descripción

Se realizan mediciones alejando el sensor SPECTRAN 5020 de la fuente de ruido electromagnético. Los resultados están en la Tabla 4.3 que corresponden a la curva de la Figura 4.5.

distancia [cm]	campo magnético [nT]
5	1500
10	201
15	78
20	35
25	22.8
30	20.4

Tabla 4.3: Medición de campos magnéticos alejando de la fuente de ruido.

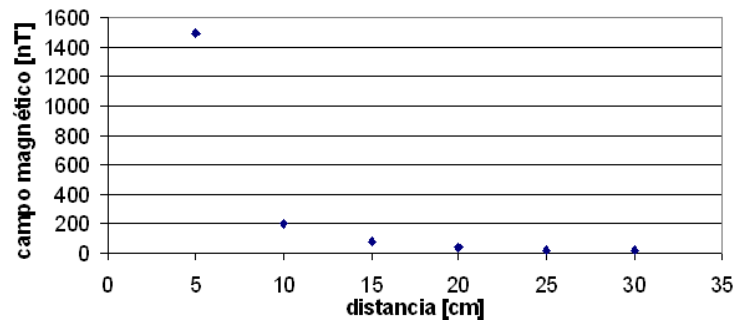


Figura 4.5: Gráficos de las mediciones de la Tabla 4.3.

4.1.3.2. Análisis

Las fuentes de perturbaciones de campos electromagnéticos son los cables de alimentación del inversor al motor, que transfieren la corriente. Los sistemas multifases (como los cables trifásicos) emiten campos magnéticos que decrecen en $1/r^2$. Se puede comprobar esa hipótesis construyendo

el gráfico $\frac{1}{\sqrt{B}} = f(r)$ de la Figura 4.6. Se puede comprobar que la hipótesis que los campos magnéticos decrecen en $\frac{1}{r^2}$ con la distancia

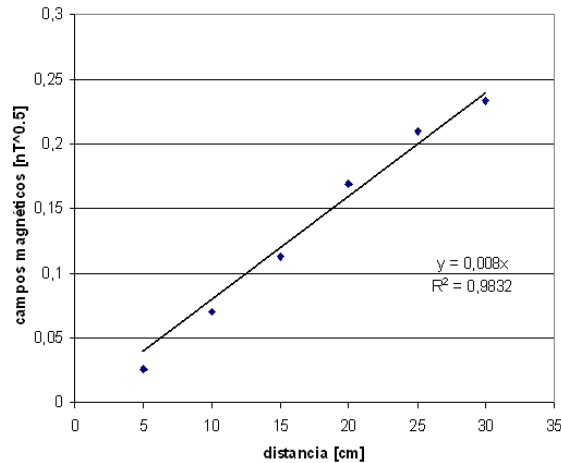


Figura 4.6: Gráfico e interpolación de $1/\sqrt{B} = f(d)$ a partir de los datos de la Tabla 4.3.

4.1.4. Estudio de la corriente

4.1.4.1. Descripción

Se varía la corriente que circula en el variador de frecuencia para ver la influencia en los campos electromagnéticos. Se mide para una distancia fija de 10 cm para la armónica de 50[Hz] los datos de la Tabla 4.4. Se aumenta poco a poco la carga en el motor asíncrono.

$I[A]$	$B[uT]$
8,91	24,4
9,9	25,2
11,0	29,7
11,7	32,4
12,6	33,1
13,3	35,2
14,7	39,9

Tabla 4.4: Campo magnético en función de la corriente cerca del variador de frecuencia.

4.1.4.2. Análisis

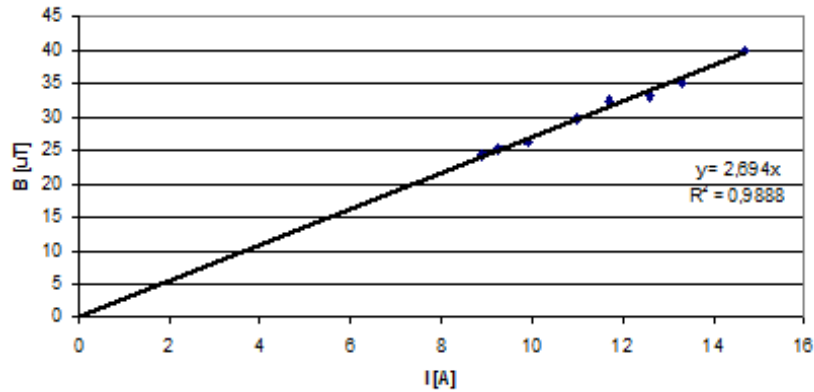


Figura 4.7: Gráfico de las mediciones de la Tabla 4.4.

Se observa que los campos emitidos son proporcionales a la corriente circulando en los cables y el variador de frecuencia.

4.1.5. Mediciones de campos eléctricos

4.1.5.1. Descripción

Se realizó también el estudio de armónicas para el campo eléctrico generado. Así se mide para cada armónica el campo eléctrico 3D generado por el variador de frecuencia. Como el sensor mide en una sola dirección, se necesita hacer 3 mediciones para obtener el valor 3D. La medición del campo eléctrico necesita precauciones (alejarse del cuerpo humano), ocupar el datalogger del SPECTRAN que permite registrar valores de campos eléctricos y transferir después al computador. Se obtuvieron los datos de la Tabla 4.5, que se puede graficar en la Figura 4.8.

frecuencia [kHz]	E [V/m] motor en vacío
4	140
8	45.8
12	23.6
16	9.5
20	9.3
24	5.3

Tabla 4.5: Mediciones de campos eléctricos (valores RMS) en 3D a 20 cm del variador de frecuencia.

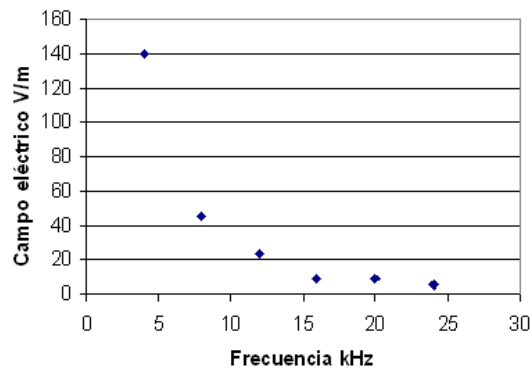


Figura 4.8: Gráfico de las mediciones de campos de la Tabla 4.5.

4.1.5.2. Análisis

Se propone un modelo de decrecimiento de las armónicas de tipo $E(f_n) = \frac{1}{n^2} E(f_0)$ donde n es el rango de la armónica de la frecuencia de switching y $E(f_0)$ es el campo eléctrico para la frecuencia fundamental (la de switching). Para esto, se construye la curva $\frac{1}{\sqrt{E_n}} = f(n)$ lo que se puede ver en la Figura 4.9.

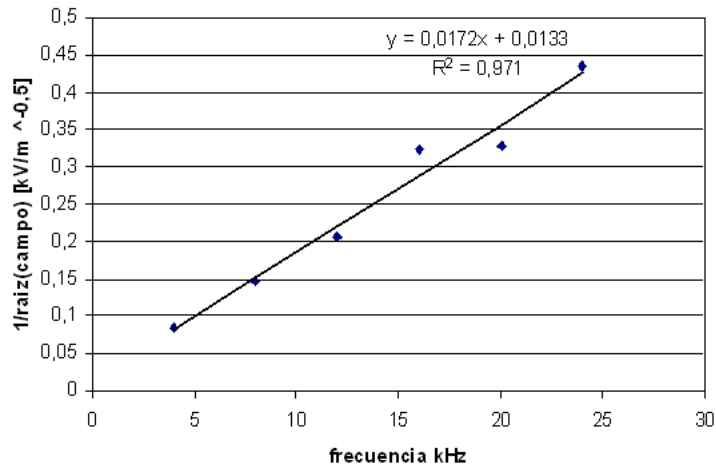


Figura 4.9: Gráfico de $\frac{1}{\sqrt{E_n}} = f(n)$ a partir de los datos de la Tabla 4.8.

4.2. Mediciones de campos electromagnéticos en el horno industrial de Maestranza Vespucio

En esta sección, se entregan los resultados obtenidos de la medición de campo eléctrico y magnético en torno a un horno de inducción de Maestranza Vespucio, realizada el día lunes 10 de agosto de 2009.

Se realizaron las siguientes mediciones de campos producidos por un horno de inducción:

- Densidad de flujo magnético fuera del gabinete de control con la puerta del gabinete abierta.
- Densidad de flujo magnético fuera del gabinete de control con la puerta del gabinete cerrada.
- Campo eléctrico y densidad de flujo magnético dentro del gabinete de control.

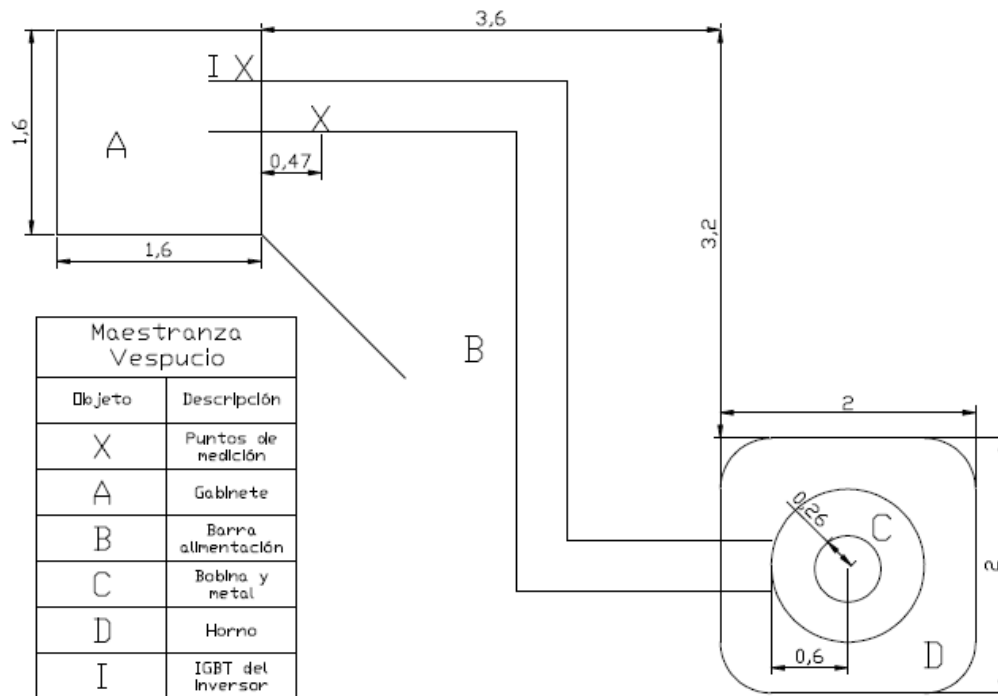


Figura 4.10: Disposición del horno de inducción magnética Maestranza Vespucio.

La Figura 4.10 permite ver la disposición del horno de inducción magnética y los puntos de medición. Durante la operación, se conocen las condiciones siguientes:

- $V_{chopper} = 740[V_{cc}]$.
- $I_{chopper} = 500[A]$.
- Frecuencia de switching de los IGBT del inversor: $f_s = 168[Hz]$.
- Potencia de salida del horno $P = 370[kW]$.

En el caso de un horno de inducción, se puede considerar que el espectro de las armónicas generadas por el inversor y su modulación PWM va a estar entre $[f_p, 20f_p]$, siendo f_p la frecuencia base del horno de inducción. En el caso del horno de inducción estudiado, se tiene $f_p = 168[Hz]$. Los valores fueron medidos utilizando el equipo para medición de campos SPECTRAN NF5030, del fabricante alemán AARONIA AG. Con estos datos, se realizó un estudio del decrecimiento

de las armónicas de campos del inversor del equipo y comparación con los valores máximos permitidos por las recomendaciones de organizaciones internacionales. Los valores obtenidos y su análisis se presentan a continuación.

4.2.1. Densidad de flujo magnético fuera del Gabinete

4.2.1.1. Descripción

Se realizan mediciones de campos magnéticos fuera del gabinete, con puerta abierta y puerta cerrada. Primero, se ocupa el SPECTRAN con una ventana de frecuencias entre $100[Hz]$ y $1,5[kHz]$, con un sweep time de 200 ms y un filtro RBW de 30 Hz. Luego, se hace una nueva medición, con una ventana más pequeña, entre $150[Hz]$ y $900[Hz]$, con un filtro RBW de $10[Hz]$ para obtener más precisión en los valores obtenidos dentro de esa ventana. Los resultados para las mediciones de densidad de flujo magnético (B) en función de la frecuencia (f) con puerta abierta y puerta cerrada se muestran en las Figuras 4.11 y 4.12.

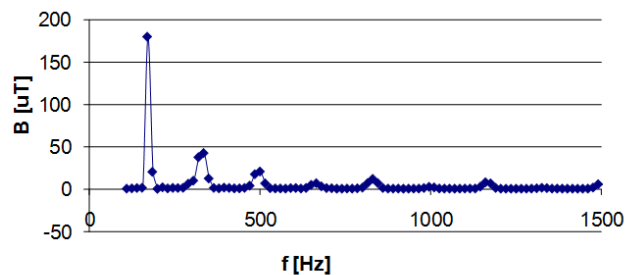


Figura 4.11: Densidad de flujo magnético fuera del gabinete, puerta abierta.

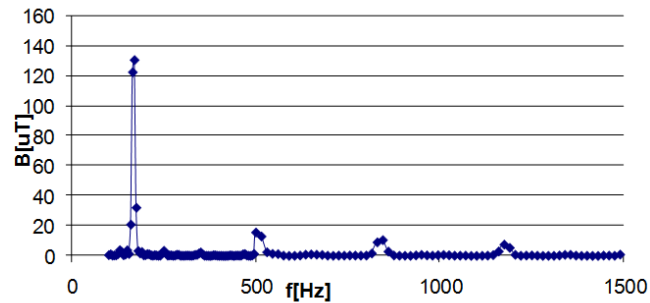


Figura 4.12: Densidad de flujo magnético fuera del gabinete, puerta cerrada.

4.2.1.2. Análisis

Comparando los gráficos de las Figuras 4.11 y 4.12, se nota que el caso de la puerta cerrada no tiene los armónicos pares, mientras que el caso de la puerta abierta sí las tiene. La explicación proviene del hecho que el campo magnético en el caso puerta cerrada es emitido de los cables que conectan el gabinete al horno de inducción. Como se ocupa modulación onda plena, la señal de potencia que llega al horno de inducción es una señal cuadrada que se descompone en armónicas impares. En el caso de la puerta del gabinete abierta, se observan además las armónicas pares (con potencias menores a las armónicas impares). Esos campos deben provenir de la electrónica de potencia que está dentro del gabinete.

Se puede comprobar el decrecimiento de las armónicas en $\frac{1}{n^2}$. Para esto, es necesario hacer dos estudios separados, para las armónicas pares y armónicas impares, porque ambas tienen distinto origen. Para eso, se construyen las curvas $\frac{1}{\sqrt{B=f(f[Hz])}}$ para cada uno de los casos. Se obtienen así los gráficos de la Figura 4.13 en el caso de la puerta abierta para las armónicas impares, y 4.14 para las armónicas pares. Cuando se cierra la puerta, se obtiene el gráfico de la 4.15, donde aparecen sólo las armónicas impares.

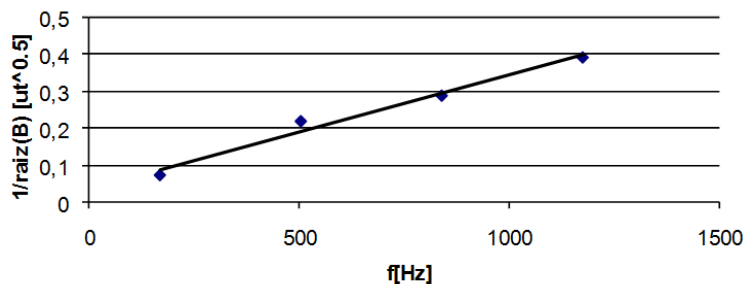


Figura 4.13: Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético en función de las armónicas impares en el caso de la puerta abierta.

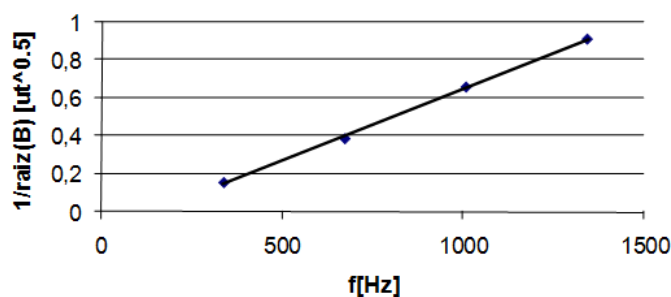


Figura 4.14: Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético en función de las armónicas pares en el caso de la puerta abierta.

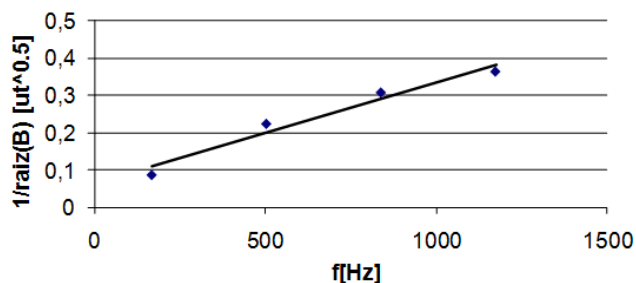


Figura 4.15: Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético en función de las armónicas impares en el caso de la puerta cerrada.

Se puede ver que en los casos de mediciones fuera del gabinete, tanto para puerta abierta como para puerta cerrada, se comprueba que las armónicas de campo magnético decrecen en $\frac{1}{n^2}$.

4.2.2. Densidad de flujo magnético dentro del gabinete

4.2.2.1. Descripción

Se realizan mediciones de densidad de flujo magnético dentro del gabinete. Primero, se ocupa el SPECTRAN con una ventana de frecuencias entre $100[Hz]$ y $1,5[kHz]$ con un sweep time de $200[ms]$ y un filtro RBW de $30[Hz]$. Luego se realiza una nueva medición con una ventana más pequeña de $150[Hz]$ hasta $900[Hz]$ con un filtro RBW de $10[Hz]$ para obtener más precisión en los valores obtenidos en esa ventana.

Se muestran los resultados en la Figura 4.16.

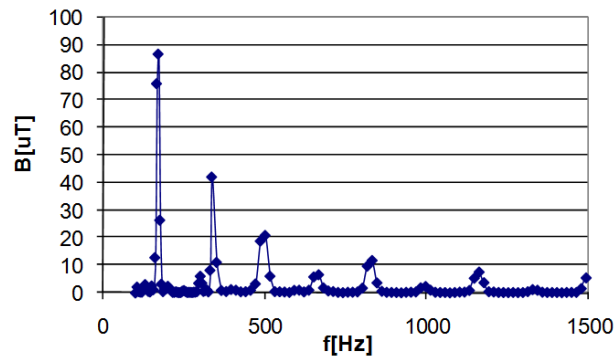


Figura 4.16: Densidad de flujo magnético dentro del gabinete.

4.2.2.2. Análisis

Se puede realizar el mismo estudio de las armónicas que antes, separando las armónicas impares y pares. Graficando las curvas $\frac{1}{\sqrt{B=f(f[Hz])}}$ para cada caso, se obtienen las curvas de la Figura 4.17 y la Figura 4.18, respectivamente.

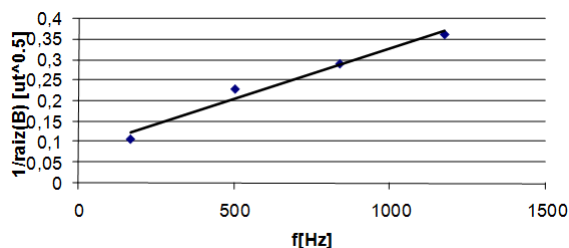


Figura 4.17: Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético en función de las armónicas impares en el caso de mediciones dentro del gabinete.

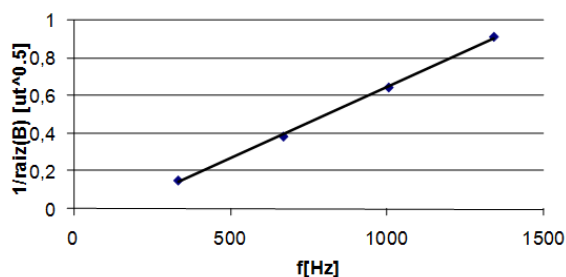


Figura 4.18: Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético en función de las armónicas pares en el caso de mediciones dentro del gabinete.

El decrecimiento de las armónicas pares e impares respeta también correctamente la ley en $\frac{1}{n^2}$, con n orden de la armónica. Es importante notar que el decrecimiento de las armónicas pares es independiente de las armónicas impares.

4.2.3. Campo eléctrico dentro del gabinete

4.2.3.1. Descripción

Se realiza la medición de campo eléctrico con el SPECTRAN. La realización de esta medición es más sensible que la de densidad de flujo magnético, porque es necesario cumplir las siguientes condiciones:

- Maximizar la distancia entre el cuerpo humano y el instrumento.
- Medir a al menos 1 metro del suelo.
- No operar con el cable USB conectado al medidor o con el cargador de batería.

El no respetar estas condiciones puede provocar altas imprecisiones en las mediciones. Por ejemplo, el hecho de tener a mano el SPECTRAN cuando se mide campo eléctrico puede multiplicar por 3 o 4 veces el valor obtenido. Para poder satisfacer estas condiciones, se utiliza el *datalogger* del equipo, se efectúan las mediciones alejándose del equipo mientras éste almacena los valores de campo eléctrico, las que más tarde son transferirlas a un computador.

El sensor de campo eléctrico mide en una sola dirección, por lo que es necesario realizar 3 mediciones (según cada uno de los 3 ejes) para obtener el valor total del campo eléctrico. Los valores medidos se presentan en la Tabla 4.6.

Eje	x	y	z	E
Norma [V/m]	285	121	35	312

Tabla 4.6: Medición de campo eléctrico dentro del gabinete.

4.2.3.2. Análisis

Se puede ver que esos valores de campo eléctrico son muy inferiores a las recomendaciones del ICNIRP [14], que son del orden de [kV/m]. Se puede concluir, entonces, que los campos eléctricos generados por el inversor no pueden dañar a la salud de los operadores en la zona.

4.3. Mediciones en el horno industrial de Pazos y Torres

Esta parte entrega los resultados obtenidos de la medición de campo eléctrico y magnético en torno del horno metalúrgica Pazos y Torres en Santa Rosa. El desarrollo experimental se hizo el 9 de Noviembre 2009.

Se realizaron las siguientes mediciones de campos producidos por un gabinete de un horno de inducción.

- Densidad de flujo magnético cerca de los dos módulos de IGBT del inversor del gabinete.
- Densidad de flujo magnético al nivel del corazón fuera del gabinete puerta abierta.
- Densidad de flujo magnético al nivel del corazón fuera del gabinete puerta cerrada.
- Densidad de flujo magnético al nivel del suelo cerca arriba de los cables de alimentación del gabinete al horno.
- Densidad de flujo magnético a una distancia de 50[cm] de la bobina del horno.

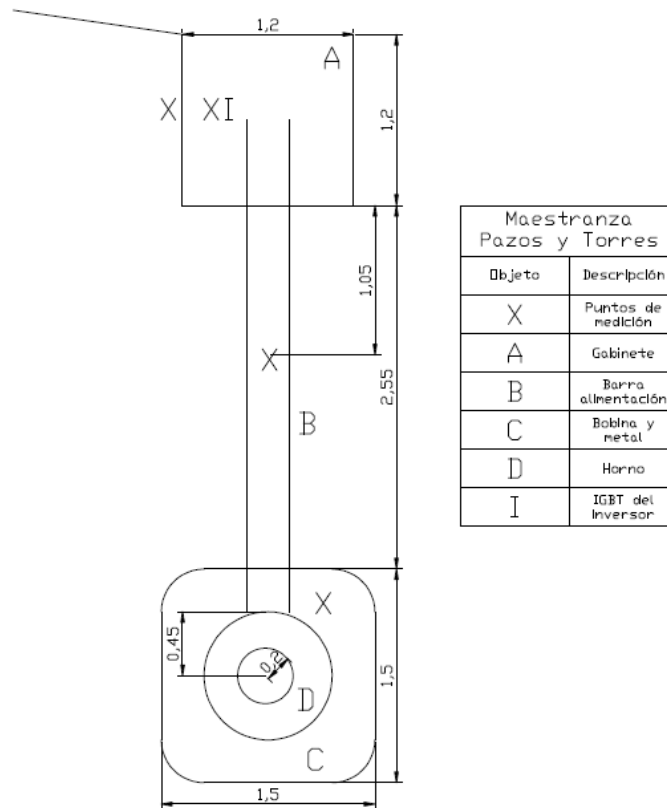


Figura 4.19: Disposición del horno de inducción magnética del Pazos y Torres.

Los valores fueron medidos utilizando el equipo de medición de campos Spectran NF5030 del

fabricante AARONIA AG. La Figura 4.19 muestra la disposición del horno de inducción magnética y los puntos de medición.

Con estos datos, se realizó un estudio del decrecimiento de las armónicas de campos del inversor y comparación con los valores máximos permitidos por las recomendaciones de organizaciones internacionales. Durante la operación, se conocen las condiciones siguientes:

- $V_{chopper} = 540[V_{CC}]$.
- $I_{chopper} = 155[A]$.
- Frecuencia de switching de los IGBT del inversor: $f_s = 4,3[kHz]$.
- Potencia de salida del horno $P = 82[kW]$.

4.3.1. Densidad de flujo magnético cerca del inversor del gabinete

4.3.1.1. Descripción

Se realizan mediciones de campos magnéticos dentro del gabinete cerca de los dos módulos de IGBT que constituyen el inversor. Se hacen las mediciones con el SPECTRAN con un *sweep time* de $3[s]$ y un filtro RBW de $100[Hz]$ para una ventana total de frecuencia entre $0,6[kHz]$ y $10[kHz]$. Los resultados de flujo magnético en función de la frecuencia (f) para los dos módulos están en las Figuras 4.20 y 4.21. Se observan las armónicas impares de manera más importante que las armónicas pares. Como se ocupa modulación onda plena, la señal de potencia que llega al horno es una señal casi cuadrada que se descompone en armónicas impares [29].

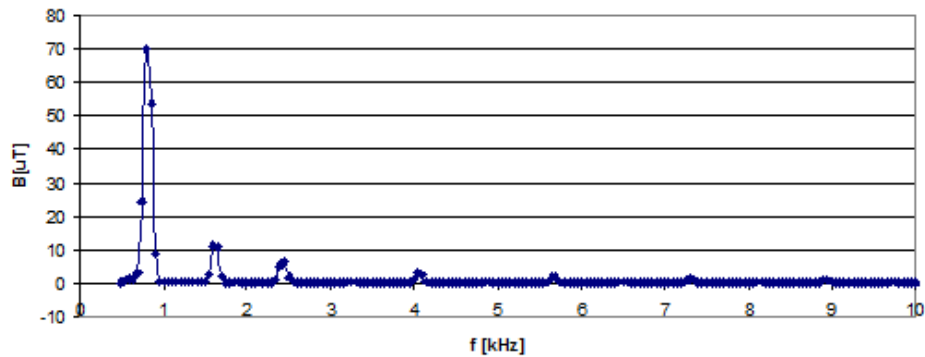


Figura 4.20: Mediciones de campo magnético cerca del primer modulo de IGBT del inversor.

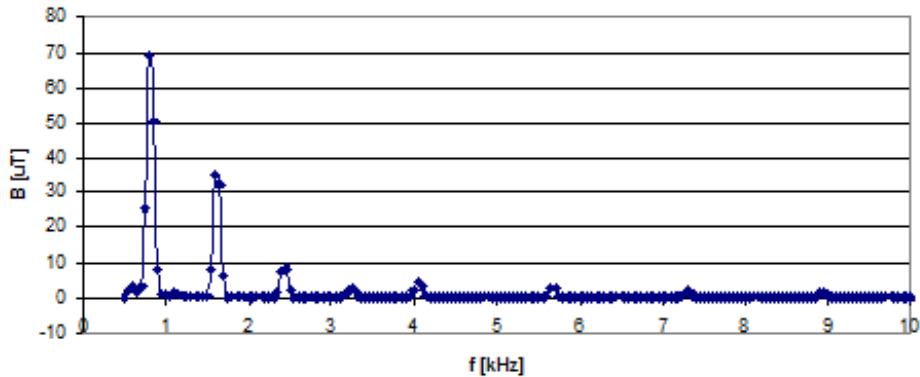


Figura 4.21: Mediciones de campo magnético cerca del segundo modulo de IGBT del inversor.

4.3.1.2. Análisis

Se puede comprobar el decrecimiento de las armónicas impares en $1/n^2$. Para esto, se construyen las curvas $\frac{1}{\sqrt{B}} = f(f[kHz])$ en los dos casos sólo para las armónicas impares de $800[Hz]$. Se obtienen así los gráficos de las Figuras 4.22 y 4.23. Así, se nota de nuevo que el decrecimiento de las armónicas impares del campo magnético emitido por el inversor es en $1/n^2$.

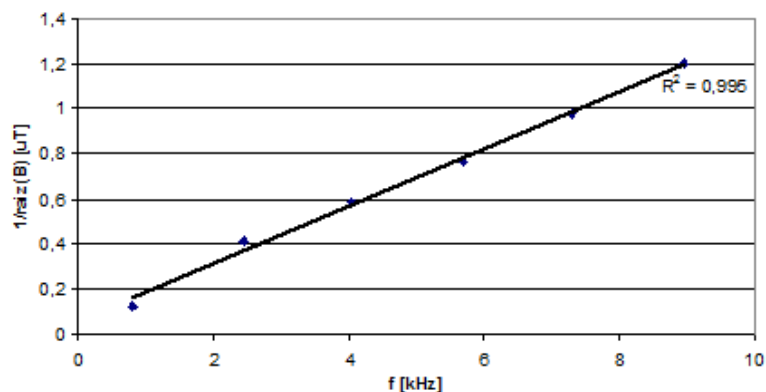


Figura 4.22: Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético cerca del módulo 1 en función de las armónicas impares de $800[\text{Hz}]$.

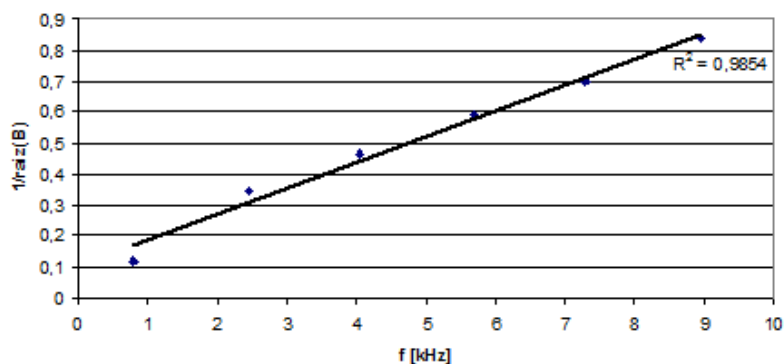


Figura 4.23: Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético cerca del módulo 2 en función de las armónicas impares de $800[\text{Hz}]$.

Se puede hacer la misma regresión lineal para las armónicas pares como se observan en las Figura 4.24 y 4.25. No se puede concluir el decrecimiento de las armónicas pares en $1/n^2$ con esas mediciones. En efecto, normalmente la onda de corriente no contiene armónicas pares. Sin embargo, eso significa que existen residuos de esas armónicas en la corriente saliendo del gabinete.

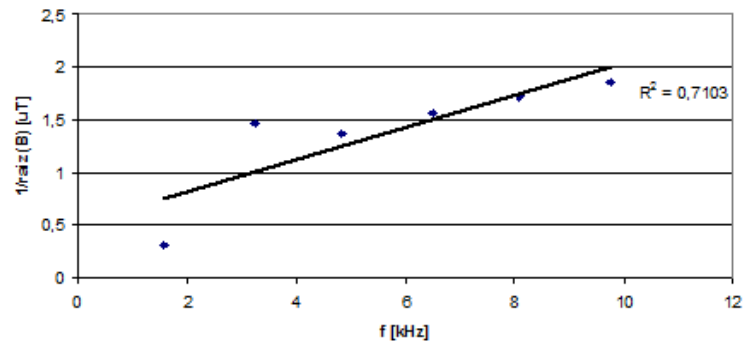


Figura 4.24: Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético cerca del módulo 1 en función de las armónicas pares de $800[\text{Hz}]$.

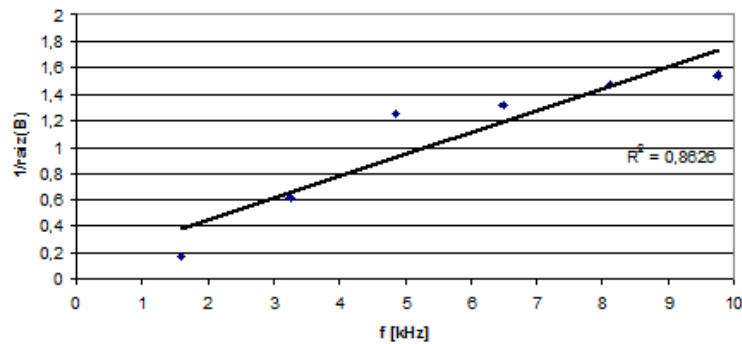


Figura 4.25: Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético cerca del módulo 2 en función de las armónicas pares de $800[\text{Hz}]$.

4.3.2. Densidad de flujo magnético fuera del gabinete

4.3.2.1. Descripción

Se realizaron mediciones de flujo magnético fuera del gabinete a la altura del corazón de un operador, puerta abierta y cerrada del gabinete. Corresponden también a mediciones a la altura del corazón de un operador, arriba de los cables de alimentación. Se obtienen las mediciones con el SPECTRAN con un *sweep time* de $3[s]$ y un filtro RBW de $100[\text{Hz}]$ para una ventana total de

frecuencia entre $0,6[lHz]$ y $10[kHz]$. Los resultados de esas mediciones están en la Figura 4.26 con puerta abierta y 4.27 con puerta cerrada.

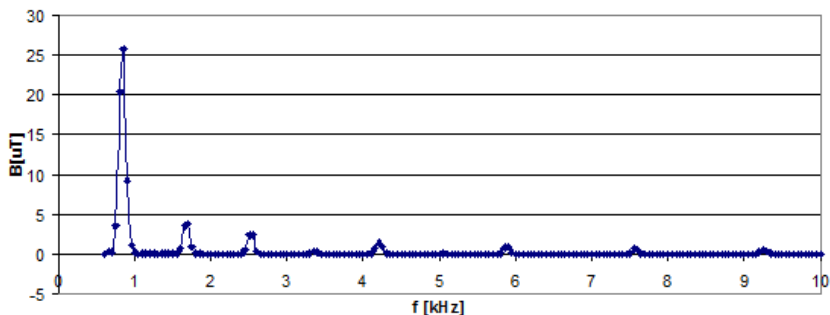


Figura 4.26: Mediciones de campo magnético fuera del gabinete puerta abierta.

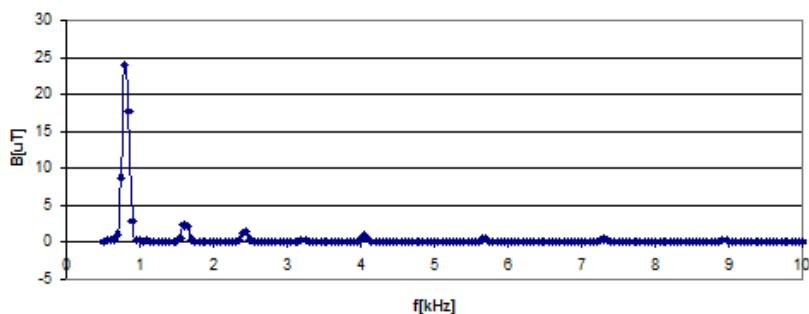


Figura 4.27: Mediciones de campo magnético fuera del gabinete puerta cerrada.

4.3.2.2. Análisis

Se observa que el hecho de cerrar o abrir la puerta tiene poco efecto en el valor del campo magnético fuera del gabinete como durante las mediciones en el horno de Maestranza Vespucio para la armónica principal. Sin embargo, se notan menos armónicas en la señal para la puerta cerrada, creadas en parte por la electrónica de potencia dentro del gabinete y atenuadas por la puerta. Se puede ver en los dos casos el decrecimiento de las armónicas impares graficando $\frac{1}{\sqrt{B}} = f(f[kHz])$ en las Figuras 4.28 y 4.29.

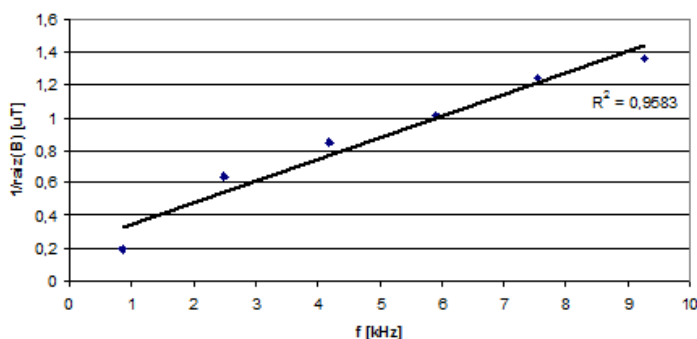


Figura 4.28: Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético fuera del gabinete con la puerta abierta en función de las armónicas impares de $800[Hz]$.

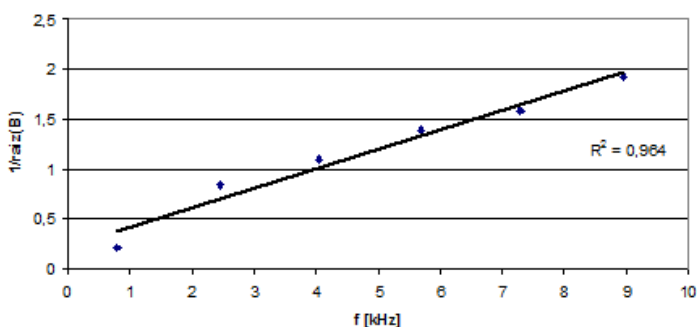


Figura 4.29: Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético fuera del gabinete con la puerta cerrada en función de las armónicas impares de $800[Hz]$.

4.3.2.3. Comparación con normas sanitarias europeas

Se compara el campo medido fuera del gabinete a la altura del corazón con límites recomendados por la Unión Europea en la Tabla 4.7. El valor medido excede el limite del publico general pero está debajo del limite de exposición ocupacional.

B abierta [uT]	B cerrada [uT]	Limite general [uT]	Limite ocupacional[uT]
25,8	24,1	6,25	31,25

Tabla 4.7: Comparación de valores de campo magnético fuera del gabinete, arriba de cables a la altura del corazón con la norma europea.

El horno está diseñado por una potencia máxima de $100[kW]$. Si se sube la corriente para alcanzar la potencia máxima del horno, se obtiene un campo $\frac{100}{82} \times 24,1 = 29,4[uT]$ que es abajo del límite ocupacional para una frecuencia de $800[Hz]$ lo que significa que no hay riesgo para la salud de la persona operando cerca del gabinete.

4.3.3. Densidad de flujo magnético al nivel del suelo

4.3.3.1. Descripción

Se realizaron mediciones al nivel fuera del gabinete arriba de la barra que alimenta la bobina. Se observan los campos de la Figura 4.30. Se puede comparar este campo con los valores de referencias de la norma europea en la Tabla 4.8. Se realizan las mediciones con el SPECTRAN con un *sweep time* de $3[s]$ y un filtro RBW de $100[Hz]$ para una ventana total de frecuencia entre $0,6[lHz]$ y $10[kHz]$. Se realiza la comparación con los valores de referencias de la Unión Europea en la Tabla 4.8.

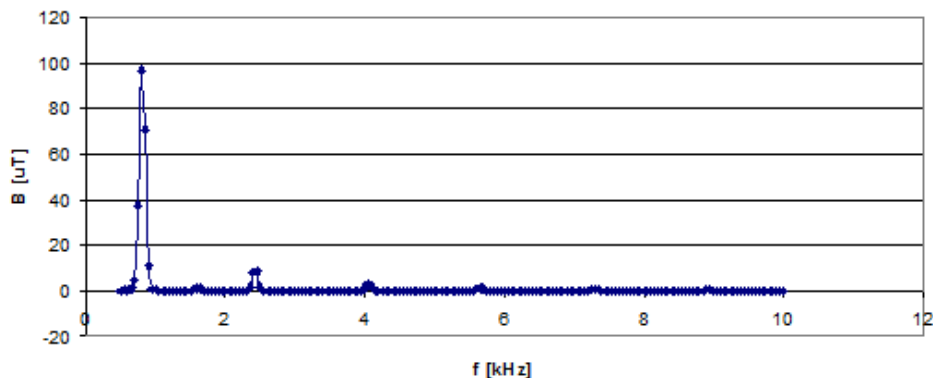


Figura 4.30: Mediciones de campo magnético fuera del gabinete al suelo arriba donde pasan los cables.

B suelo [uT]	Limite general [uT]	Limite ocupacional[uT]
97	6,25	31,25

Tabla 4.8: Comparación de valores de campo magnético al suelo, arriba de cables con la norma europea.

4.3.3.2. Análisis

El campo magnético cerca del suelo sobrepasa los límites de referencia general y ocupacional. Sin embargo, sobrepasar los niveles de referencia no es necesariamente grave para la salud de las personas. En efecto, cuando hay sobrepaso de la norma, se estudia el acoplamiento posible entre el campo y las partes sensibles de cuerpo humano (corazón, cabeza). Así, el valor de campo de la Tabla 4.7, que representa el campo al nivel de corazón arriba de los cables, es mucho más revelante que el campo en las piernas para la salud de las personas en la zona.

Se puede comprobar el decrecimiento de las armónicas impares en las mediciones al suelo con el gráfico de la Figura 4.31.

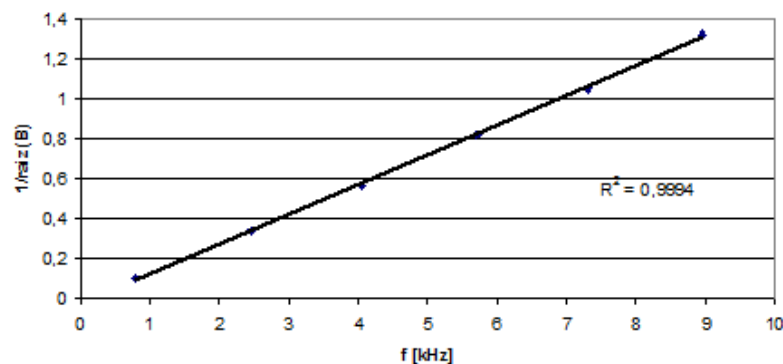


Figura 4.31: Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético fuera del gabinete al nivel del suelo en función de las armónicas impares de $800[Hz]$.

4.3.4. Densidad de flujo magnético cerca de la bobina

4.3.4.1. Descripción

Se realizaron mediciones de flujo magnético a una distancia de $40[cm]$ de la bobina al nivel del corazón. Se hacen con el SPECTRAN con un *sweep time* de $3[s]$ y un filtro RBW de $100[Hz]$ para una ventana total de frecuencia entre $0,6[lHz]$ y $10[kHz]$. Los campos medidos están en la Figura 4.32. Se comparan con los niveles de referencias de la Unión Europea en la Tabla 4.9.

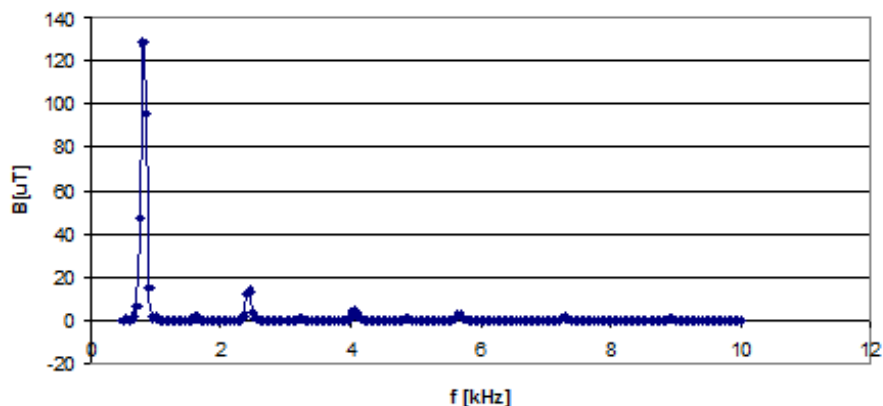


Figura 4.32: Mediciones de campo magnético a una distancia de 40[cm] de la bobina.

B bobina [uT]	Limite general [uT]	Limite ocupacional[uT]
128,5	6,25	31,25

Tabla 4.9: Comparación de valores de campo magnético al nivel del corazón a 40[cm] de la bobina con la norma europea.

4.3.4.2. Análisis

El campo magnético sobrepasa la norma de la Unión Europea cerca de la bobina, sea la norma para el público general o para los trabajadores de la zona. Se necesita ver entonces ver el acoplamiento entre esa fuente de perturbaciones de campo magnético y una parte sensible del cuerpo humano (en este caso el corazón). Según la norma, para que el acoplamiento sea máximo, hay que tomar la componente (según los ejes) más fuerte y ver si sobrepasa el nivel de referencia. En efecto, el valor de referencia de campo magnético provoca la densidad de corriente máxima admisible, cuando está en sola una dirección (eje) a la altura del corazón. A partir de las mediciones, se puede ver la componentes del campo magnético en la Tabla 4.10.

B_x [uT]	B_y [uT]	B_z [uT]	Limite general [uT]	Limite ocupacional[uT]
65	100,2	47,5	6,25	31,25

Tabla 4.10: Componentes del campo magnético cerca de la bobina.

Se obtiene, en el eje \vec{e}_y , un campo que es 3,2 veces el máximo de la norma. Eso significa la

creación de una densidad de corriente de 3,2 veces el de la norma, lo que da $32mA/m^2$. Según las informaciones entregadas por la norma, se observaron efectos significativos sobre los tejidos de los músculos para densidad de corriente entre 10 y $100mA/m^2$ como también alteraciones funcionales del sistema nervioso. Se observó también voluntarios sometidos a campos magnéticos apariciones de fosfenos, que es un fenómeno entóptico caracterizado por la sensación de ver manchas luminosas, causada por la estimulación mecánica, eléctrica o magnética de la retina o corteza visual. Un ejemplo de fosfeno son los patrones luminosos que se ven al frotar los párpados con bastante presión [44]. Se nota también en los voluntarios una bajada de ritmo cardiaco durante o después de la exposición. Esos fenómenos no representan normalmente riesgo a largo plazo para la salud [14]. Una disminución de la síntesis nocturna de melatonina se observo en especies de roedores.

Se puede comprobar el decrecimiento de las armónicas impares en las mediciones cerca de la bobina con el gráfico de la Figura 4.33.

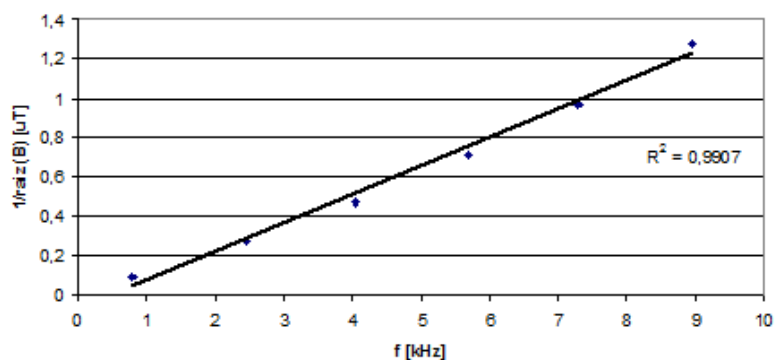


Figura 4.33: Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético cerca de la bobina en función de las armónicas impares de $800[Hz]$.

4.3.5. Campo eléctrico dentro del gabinete

4.3.5.1. Descripción

Se realizaron mediciones de campo eléctrico con el SPECTRAN dentro del gabinete del inversor. La realización de estas son más sensibles que con el flujo magnético, como ya se vio antes. Los valores medidos se presentan en la Tabla 4.11.

Eje	E_x	E_y	E_z	E
Norma [V/m]	1101	332	1096	1590

Tabla 4.11: Medición de campo eléctrico dentro del gabinete.

4.3.5.2. Análisis

Esos valores de campo eléctrico son muy bajos y debajo de la norma que puede afectar a los operadores.

4.4. Mediciones en la planta experimental del calentamiento de agua

Esta parte presenta los resultados de las mediciones hechas en el prototipo del sistema de calentamiento de fluidos por inducción magnética presente en la universidad Técnica Federico Santa María en Valparaíso, realizada el día Martes 20 de Octubre de 2009.

Se realizaron las siguientes mediciones de campos producidos por un gabinete de un horno de inducción.

- Densidad de flujo magnético cerca de los módulos de IGBT del inversor dentro del gabinete.
- Densidad de flujo magnético cerca del módulo del chopper dentro del gabinete.
- Campos eléctricos dentro del gabinete de control.
- Densidad de flujo magnético fuera del gabinete a la altura del corazón de un operador.

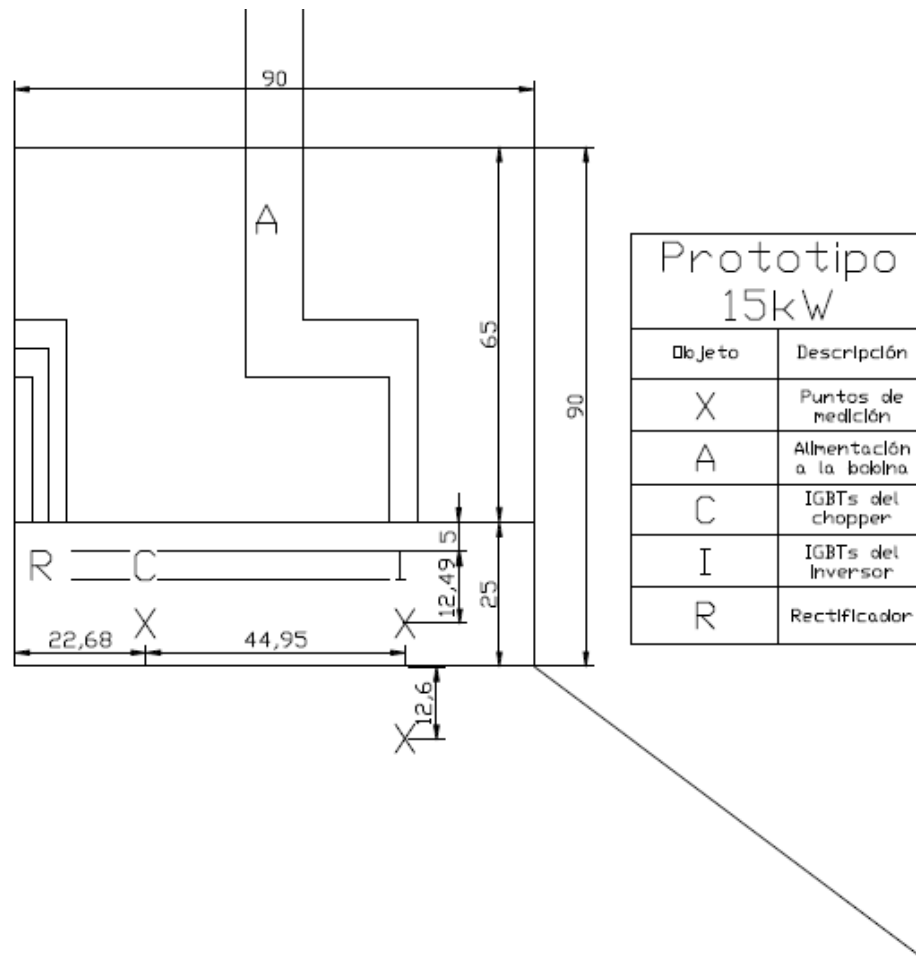


Figura 4.34: Disposición del prototipo del sistema de calentamiento de fluidos por inducción magnética.

Los valores fueron medidos utilizando el equipo para medición de campos SPECTRAN NF5030 del fabricante alemán AARONIA AG. La Figura 4.34 muestra la disposición del prototipo del sistema de calentamiento de fluidos y de los puntos de mediciones.

Con estos datos, se estudió el decrecimiento de las armónicas de campos del inversor del equipo y comparación con los valores máximos permitidos por las recomendaciones de organizaciones internacionales. Durante la operación, se conocen las condiciones siguientes:

- $V_{chopper} = 200[V_{cc}]$.
- $I_{chopper} = 20[A_{cc}]$.
- Frecuencia de switching de los IGBT del inversor: $f_s = 4,3[kHz]$.
- Frecuencia de switching del IGBT del chopper: $f_c = 2[kHz]$.

4.4.1. Densidad de flujo magnético en el gabinete

4.4.1.1. Mediciones cerca de los IGBT del inversor

Descripción Se realizan mediciones de campos magnéticos cerca de los módulos de IGBT. Cada módulo tiene 2 IGBT integrados. Se ocupa el SPECTRAN con una ventana de frecuencias entre $1[kHz]$ y $51[kHz]$, con un *sweep time* de $50s$ y un filtro RBW de $100[Hz]$ para optimizar la precisión en los valores obtenidos dentro de esa ventana.

Los resultados para las mediciones de flujo magnético en función de la frecuencia cerca de los IGBT están en las Figuras 4.35 y 4.36.

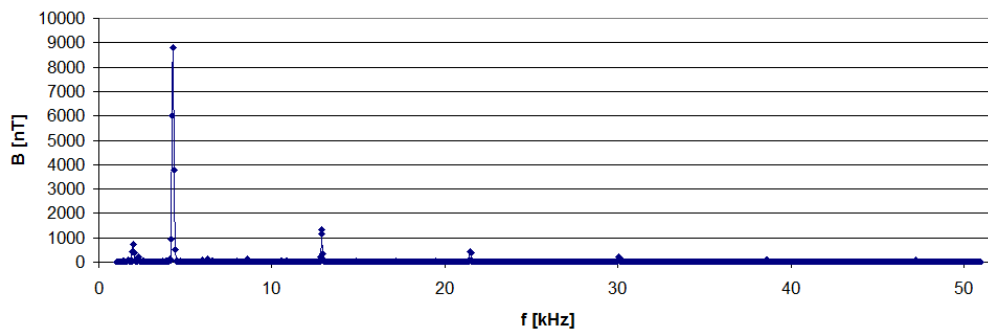


Figura 4.35: Mediciones de campo magnético cerca del primer módulo de IGBT del inversor.

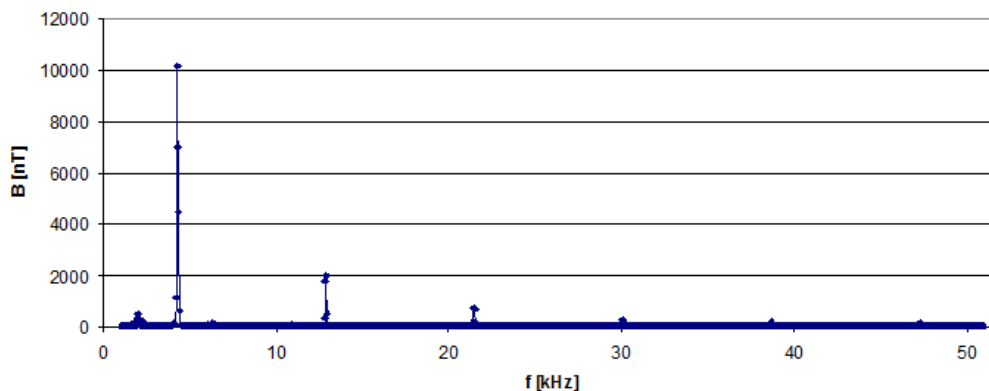


Figura 4.36: Mediciones de campo magnético cerca del segundo modulo de IGBT del inversor.

Análisis Se midió campos magnéticos con valores de mismo orden en cada uno de los IGBT. En los dos casos, se observa la presencia de las armónicas impares de $4,3[kHz]$, así que un campo a $2[kHz]$ de valor débil que corresponde al campo magnético emitido por el chopper.

Se comprueba el decrecimiento de la armónicas en $\frac{1}{n^2}$. Para eso, se construyen las curvas $\frac{1}{\sqrt{B}} = f(f[kHz])$ en los dos casos para las mediciones de campos magnéticos de cada una de armónicas impares de $4,3[kHz]$. Se obtienen así los gráficos de la Figura 4.37 y 4.38.

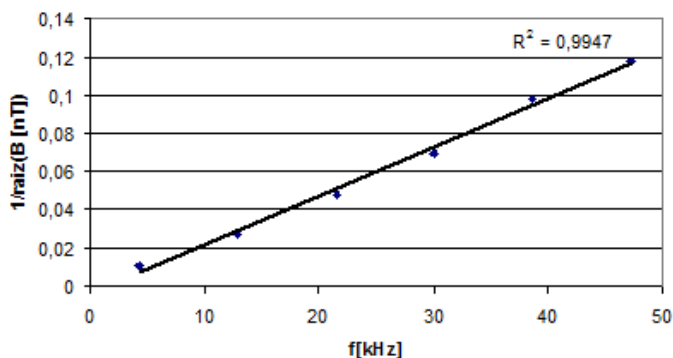


Figura 4.37: Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético cerca del modulo 1 en función de las armónicas impares de la frecuencia de switching del inversor.

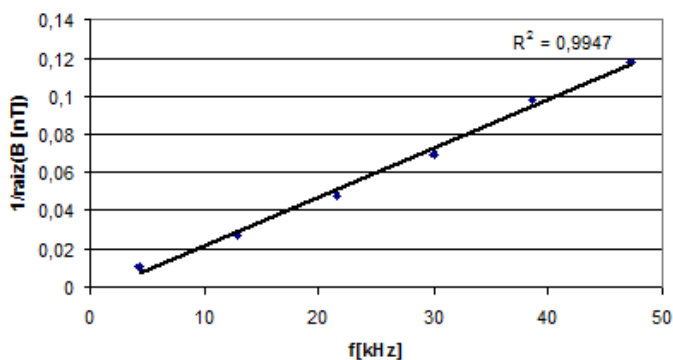


Figura 4.38: Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético cerca del modulo 2 en función de las armónicas impares de la frecuencia de switching del inversor.

La existencia de las armónicas impares se explica por el hecho que se ocupa una modulación de tipo onda plena. La onda de corriente que sale del inversor y que alimenta la bobina es una onda cuadrada de frecuencia base $4,3[kHz]$, que se descompone en serie de Fourier en armónicas impares.

Sin embargo, las armónicas de campos magnéticos no disminuyen en $1/n$, como la corriente saliendo del inversor pero en $1/n^2$ como se observó en las mediciones.

4.4.1.2. Mediciones cerca de los IGBT del chopper

Descripción El chopper está constituido por un módulo de 2 IGBT. Se realizan también mediciones de campos magnéticos cerca de este módulo. Se ocupa el SPECTRAN con una ventana de frecuencias entre $1[kHz]$ y $51[kHz]$, con un *sweep time* de $50s$ y un filtro RBW de $100[Hz]$ para optimizar la precisión en los valores obtenidos dentro de esa ventana. El resultado está en la Figura 4.39.

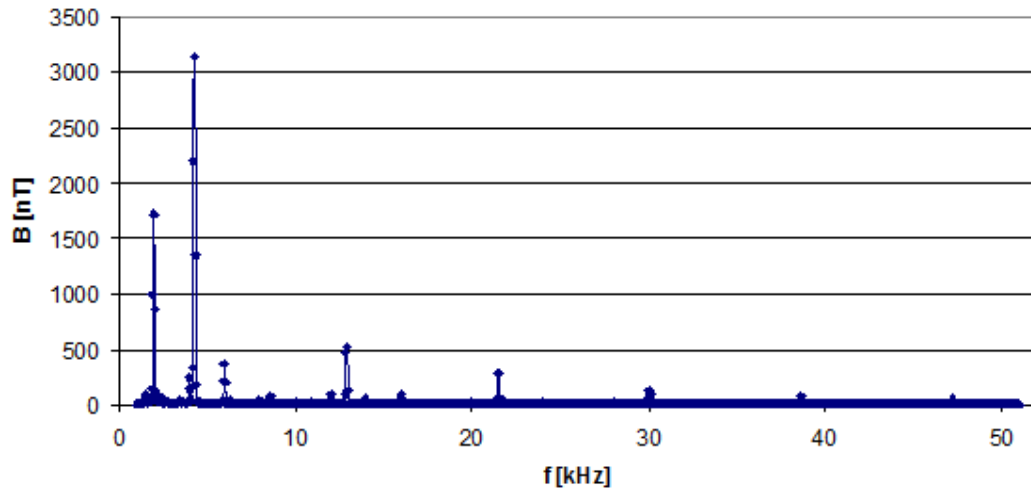


Figura 4.39: Mediciones de campo magnético cerca del modulo de IGBT del chopper.

Análisis De esas mediciones, se aprecian distintas armónicas en el campo magnético. Se puede ver primero que las armónicas que corresponden al campo magnético, creado por la corriente saliendo del inversor, son armónicas impares de 4,3 kHz . Para analizar únicamente el campo magnético generado por la corriente saliendo del chopper, se retira del gráfico de la Figura 4.39 las armónicas que corresponden a múltiples impares de 4,3 kHz para obtener la curva de la Figura 4.40. Se realiza un zoom entre 1 kHz y 10 kHz porque no se notan valores significativos de campo magnético para frecuencias mayores.

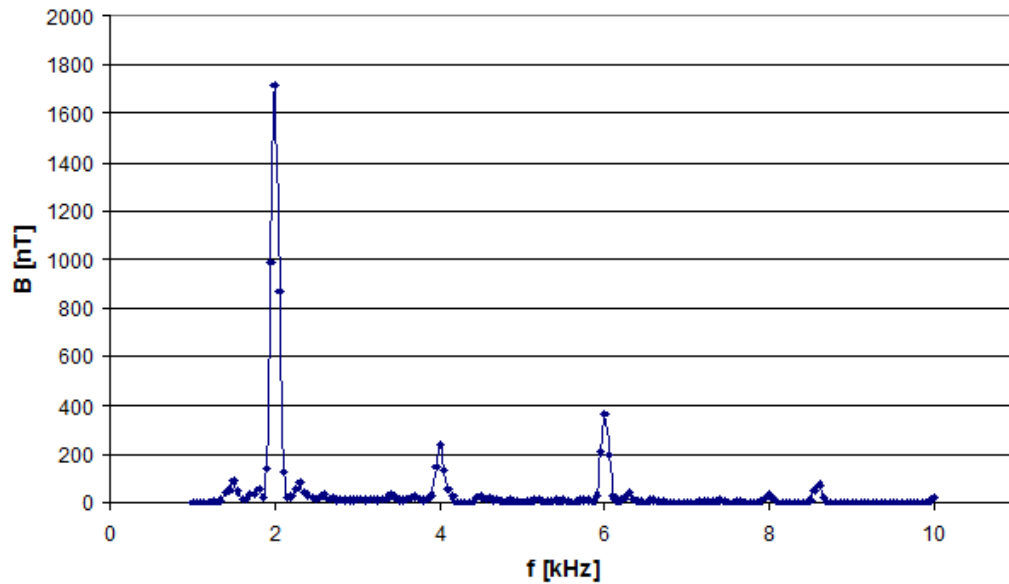


Figura 4.40: Mediciones de campo magnético cerca del modulo de IGBT del chopper, filtrando las armónicas impares de $4,3[kHz]$.

Se nota así armónicas significativas para algunas frecuencias resumidas en la Tabla 4.12. Se comparan esas valores con las simulaciones realizadas con PSIM por Marco Sánchez [26]. En esas simulaciones, la señal de corriente saliendo del chopper está en la Figura 4.41. Existen armónicas de $2,3,4,6,8$ y $8,5[kHz]$. Esos valores de frecuencias corresponden a la mismas frecuencias que la Tabla 4.12. Sin embargo, el amplitud del campo de algunas armónicas no corresponden cuantitativamente respectivo a otras armónicas. De todo manera, se puede predecir con la simulaciones de Marco Sanchez, las frecuencias del contenido armónico del campo generado por el chopper.

frecuencia [kHz]	Campo magnético [nT]
2	1715
2,3	82
3,4	37
4	242
6	365
8	32
8,6	71

Tabla 4.12: Armónicas de campos magnéticos que provienen de la corriente de salida del chopper.

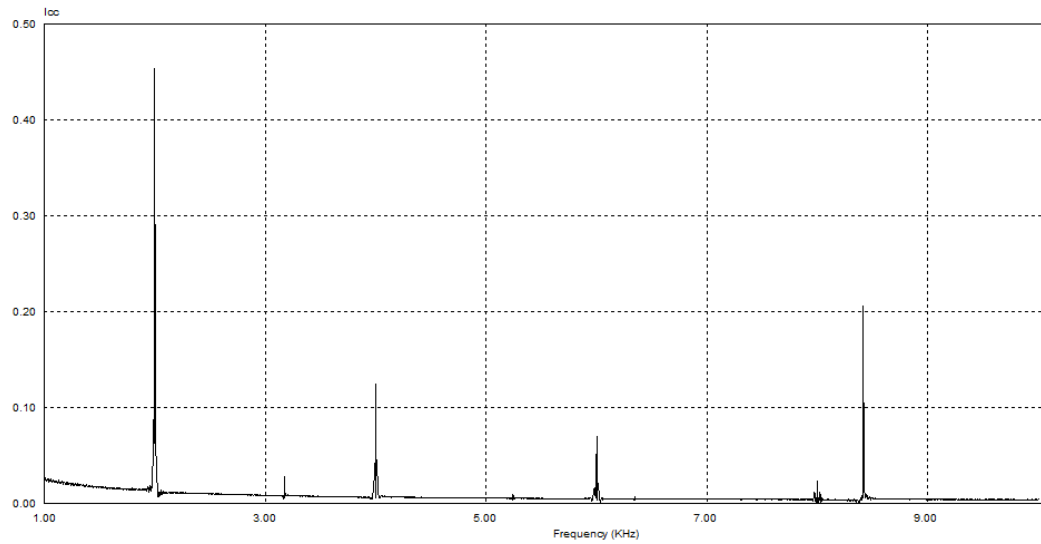


Figura 4.41: Simulaciones de corriente de salida del chopper en análisis de Fourier del prototipo realizado por M. Sanchez.

4.4.2. Densidad de flujo magnético en el gabinete

4.4.2.1. Mediciones

Se realizan mediciones de campo magnético fuera del gabinete, lo que corresponde a una distancia de $40[cm]$ de los IGBT del inversor. Se ocupa el SPECTRAN con una ventana de frecuencias entre $1[kHz]$ y $51[kHz]$, con un *sweep time* de $50s$ y un filtro RBW de $100[Hz]$ para optimizar la precisión en los valores obtenidos dentro de esa ventana. Las mediciones se hacen puerta abierta porque no se podía cerrarla por la presencia de lógica de control fuera del gabinete. Los resultados de la medición están en la Figura 4.42.

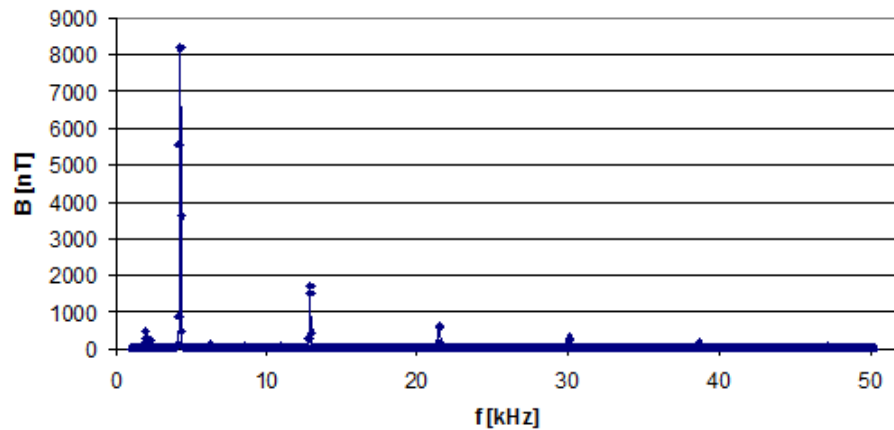


Figura 4.42: Mediciones de campo magnético fuera del gabinete.

Se puede comprobar el decrecimiento de la armónicas en $\frac{1}{n^2}$. Para eso, se construyen las curvas $\frac{1}{\sqrt{B}} = f(f[kHz])$ para la medición de campo magnético de cada una de armónicas impares de 4, 3[kHz]. Se obtienen así el gráfico de la Figura 4.43. Fuera del gabinete, se comprueba también la misma ley de decrecimiento.

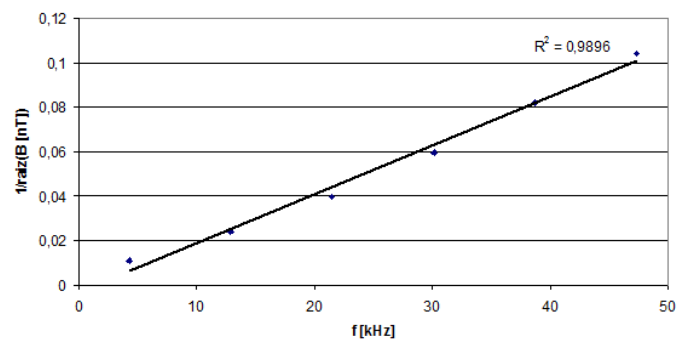


Figura 4.43: Gráfico del inverso de la raíz del campo magnético fuera del gabinete en función de las armónicas impares de la frecuencia de switching del inversor.

Se nota que el campo magnético no es mucho menor que el campo dentro del gabinete. Eso se debe probablemente al hecho que los cables que alimentan la bobina salen del gabinete con la corriente que sale del inversor y así generan el mismo campo magnético que dentro del gabinete.

4.4.2.2. Comparación con límites de exposición recomendados

Se compara el campo medido fuera del gabinete con los límites recomendados por la Unión Europea en la Tabla 4.13. El valor medido excede el límite del público general pero está abajo del límite de exposición ocupacional.

B Medido [μT]	Límite exposición general [μT]	Límite exposición ocupacional [μT]
8,2	6,25	30.7

Tabla 4.13: Comparación de valores de campo magnético con la norma europea.

El horno está diseñado para una potencia máxima de $15[kW]$ con una corriente máxima de $40[A]$ que es el doble de las condiciones de operación de las mediciones. Así, con este modelo, se espera un campo magnético fuera hasta $16,4[\mu T]$, que es todavía bajo del límite ocupacional.

4.4.3. Mediciones de campo eléctrico

Se realiza la medición de campo eléctrico con el SPECTRAN. Se utiliza su datalogger. Se efectúan las mediciones alejándose del equipo mientras éste almacena los valores de campo eléctrico, que se transfieren después a un computador. El sensor de campo eléctrico mide en una sola dirección, por lo que es necesario realizar 3 mediciones (según cada uno de los 3 ejes) para obtener el valor total del campo eléctrico. Los valores medidos se presentan en la Tabla 4.14.

Eje	E_x	E_y	E_z	E
Norma [V/m]	9,2	10,2	18,2	22,8

Tabla 4.14: Medición de campo eléctrico dentro del gabinete.

Esos valores de campo eléctrico son muy inferiores a las recomendaciones (del orden de $[500V/m]$). Se puede concluir, entonces, que los campos eléctricos generados por el inversor no pueden dañar a la salud de los operadores en la zona. También, esos valores de campos eléctricos son considerados como muy pequeños para poder perturbar el funcionamiento de cualquier equipo eléctrico.

Capítulo 5

Discusión de los resultados y conclusiones

5.1. Trabajo realizado

En esta memoria, se realizó un estudio de compatibilidad electromagnética para la electrónica de potencia asociada a un sistema de calentamiento por inducción magnética. Se obtuvieron las ecuaciones constitutivas de semiconductores: ecuaciones de electromagnetismo y ecuaciones de difusión de electrones y huecos. Se utilizaron dichas ecuaciones para crear modelos de elementos finitos de dispositivos semiconductores. Se utilizó para ello el software COMSOL para la creación y la resolución de las ecuaciones en derivadas parciales resultantes. Se encontró una solución para aplicar campos magnéticos a esos modelos sin necesidad de agregar nuevas ecuaciones, lo que permite reutilizar lo que se hizo antes sin aumentar el tiempo de cálculo.

Se obtuvieron modelos confiables de diodos, MOSFET, BJT e IGBT y se comparó estos modelos con las características eléctricas de esos semiconductores. En efecto, existe una solución aproximada, obtenida a partir de las ecuaciones del modelo físico. Se encontró que esos modelos se comportan adecuadamente en comparación con los resultados teóricos. Además, observando los flujos de electrones, huecos, carta de potencial eléctrico o de vectores, se puede comprobar los fenómenos físicos de esos semiconductores tales como frontera de potencial e inyección de electrones. La aplicación de campos magnéticos a los modelos de MOSFET y IGBT revelaron la existencia de una perturbación de la corrientes de flujos convectivos de los portadores de cargas.

Así, se vio una modificación de las características eléctricas de esos semiconductores. Aplicando el criterio de un 5 % de modificación de esas características, se encontró un campo máximo admisible a un MOSFET de $5[mT]$ y a un IGBT de $10[mT]$. Sin embargo, esos campos no significan la pérdida de control de transistor, sólo una modificación de sus características que puede provocar una aumento de las pérdidas térmicas.

También se realizaron mediciones experimentales en cuatros inversores de potencia y distintas frecuencias. Las primeras medidas eran de un variador de frecuencia en el Laboratorio de Conversión de Energía del Departamento de Ingeniería Eléctrica de la Universidad de Chile ocupando modulación PWM de portadora $4[kHz]$ y de potencia $8,6[kW]$; de un horno industrial de fundición en Maestranza Vespucio de frecuencia $168[Hz]$ y de potencia $370[kW]$; de un horno industrial de fundición Pazos y Torres en Santa Rosa de frecuencia $800[Hz]$ y de potencia $82[kW]$, del prototipo de sistema de calentamiento de agua por inducción magnética de frecuencia de $2[kHz]$. De esos estudios, se pudo ver la composición del espectro del campo magnético en los casos de modulación PWM y onda plena. En el caso de onda plena, se vio que la amplitud de las armónicas impares del campo magnético decrecen como $1/n^2$. Las armónicas pares son generalmente de amplitudes pequeñas porque están filtradas en modulación onda plena. Se observó también que los campos generados son proporcionales a la corriente entregada al sistema. Se vio también que los campos generados fuera de los gabinetes son generados por los cables de alimentación a la bobina. Estos decrecen con la distancia de los cables de alimentación como $1/n^2$. Se comparó esos niveles de campo con los niveles de referencia del ICNIRP, norma adoptada por la unión europea. Sólo en las mediciones en el horno Pazos y Torres, se observó campos arriba de los valores de referencia al nivel del suelo y a $30[cm]$ de la bobina. El campo al nivel de suelo no presenta riesgos para la salud porque tiene un débil acoplamiento con las partes sensibles (corazón y cabeza) de los operadores. Cerca de la bobina, esos campos crean corriente del orden de $32[mA/m^2]$. Estos no presentan riesgos a largo plazo para la salud pero pueden crear molestias en el operador (fosfenos en la visión, bajada del ritmo cardíaco, etc).

5.2. Consecuencias de los campos electromagnéticos

Se consideraron sólo los efectos de los campos magnéticos ya que los campos eléctricos obtenido en las mediciones eran de valores pequeños, mucho menores a los valores de referencia de la unión europea o a los campos eléctricos dentro de un semiconductor creados por diferencia de potencial.

5.2.1. Consecuencias sobre los semiconductores

Los niveles de campo medidos son mucho menores a los valores mínimos que pueden provocar fallas dentro de los semiconductores. En efecto, para alcanzar los $10[mT]$ que pueden perturbar el funcionamiento del IGBT, como los campos magnéticos son proporcionales a la corriente, se necesitará una corriente de $20000 \times 500/100 = 100[kA]$. Esa corriente no será alcanzada para futuros modelos de sistemas de calentamiento por inducción magnética así que los semiconductores de la electrónica de potencia son invulnerables a los efectos de los campos magnéticos.

5.2.2. Recomendaciones para el futuro equipo de inducción magnética

A partir de los datos medidos en sistemas de calentamiento por inducción magnética, se puede construir la curva de los campos medidos fuera del gabinete, cerca de los cables y/o cerca del gabinete en función de la corriente, tal como se muestra en la Figura 5.1. Si se estima la corriente del futuro prototipo en $600[A]$, se puede esperar campos magnéticos del orden de $230[\mu T]$ para un frecuencia de trabajo entre $0,8[kHz]$ y $4[kHz]$. Para este rango de frecuencia, los valores de referencia para los trabajadores es de $30,7[\mu T]$. Se puede esperar entonces una densidad de corriente del orden de $75[mA/m^2]$, suponiendo un acoplamiento máximo entre el ruido electromagnético y las partes sensibles del cuerpo humano (corazón y cabeza).

La norma ICNIRP detalla los efectos posibles de esa corriente: se observaron efectos significativos sobre los tejidos de los músculos para densidades de corriente entre 10 y $100mA/m^2$ así como alteraciones funcionales del sistema nervioso. Se observó también en voluntarios sometidos a campos magnéticos apariciones de fosfenos, que es un fenómeno entóptico caracterizado por la sensación de ver manchas luminosas, causada por la estimulación mecánica, eléctrica o magnética de la retina o corteza visual. Un ejemplo de fosfeno son los patrones luminosos que se ven al frotar los párpados con bastante presión [44]. Se nota también en los voluntarios una bajada de ritmo cardíaco durante o después de la exposición. Esos fenómenos no representan normalmente riesgo a largo plazo para la salud [14]. Una disminución de la síntesis nocturna de melatonina se observó en especies de roedores.

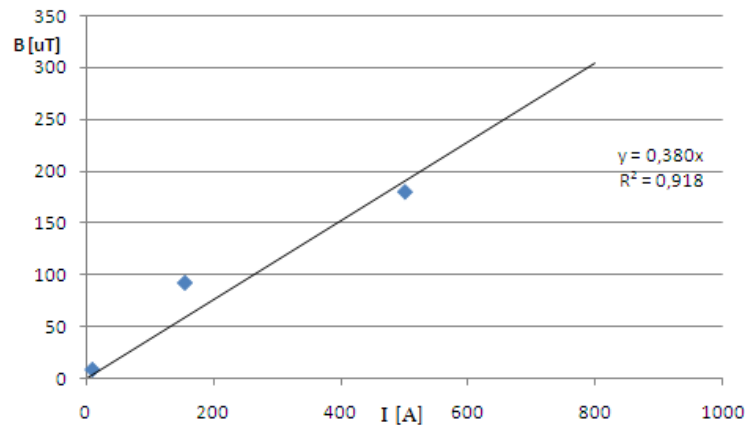


Figura 5.1: Estimación del campo magnético cerca de los cables en sistemas de calentamiento por inducción magnética.

Así el futuro prototipo de $500[kW]$ puede sólo provocar molestias para un operador trabajando en la zona. Sin embargo, se puede seguir las siguientes recomendaciones para limitar las molestias:

- Una frecuencia de switching más baja. Por ejemplo, a $168[Hz]$, el límite ocupacional es de $149[\mu T]$, más permisivo que el caso anterior. Esto, se debe al hecho que las corrientes inducidas son proporcionales a la frecuencia por la ley de Faraday.
- Un diseño que aleja las fuentes del operador. En el caso del horno de Maestranza Vespucio, el inversor y los cables saliendo de éste están situados al fondo del gabinete y al nivel de los pies del operador. Esto limita el acoplamiento entre las partes sensibles del cuerpo humano y las fuentes electromagnéticas. En el caso del prototipo de $15[kW]$, los IGBT están situados a la altura del corazón del operador.

5.3. Trabajo futuro

Para completar las actividades pendientes de esta memoria y/o desarrollar nuevos trabajos, se recomienda realizar las siguientes estudios:

- Desarrollar el modelo teórico del IGBT para hacer una comparación física de las simulaciones con el caso teórico. Este modelo se puede basar en los artículos de Hefner sobre los IGBT [24] y [23]. También, el doctorado de Serge Pittet desarrolla la extracción de parámetros a partir de simulación. Un estudio más profundo de estos documentos podría ser un tema interesante para la modelación de los IGBT.
- Junto con el estudio del modelo teórico, se podría mejorar el modelo IGBT del COMSOL, introduciendo parámetros de geometría para poder simular distintos IGBT de diversas potencias. La construcción de modelos parametrizados permitiría simular diversas configuraciones de IGBT. Este trabajo requeriría una persona con conocimientos en física electrónica. Estos modelos de IGBT podrían ayudar a la empresa de electrónica de potencia IDT S.A. a entender las causas de fallas en sus módulos de IGBT (caso típico sobrevoltaje). El modelo de IGBT podría ser mejorado por las nuevas tecnologías existentes de IGBT, donde se introduce dopaje más fuerte entre el emisor y la base del IGBT, tecnología ocupada por los IGBT de Mitsubishi [45].
- Cambiar la geometría del modelo de BJT, para obtener uno más cercano a la realidad industrial de fabricación. Eso significa acercarse del modelos de IGBT. Sin embargo, se encontró problemas de convergencia durante el estudio con el software COMSOL para modelos de BJT con bases largas.
- En el futuro prototipo de $500[kW]$, se puede comprobar los valores de campos magnéticos estimados durante el estudio y obtener una zona de *peligro* que significaría molestias para los operadores entrando al rededor del equipo. Así, se podría ver a que altura la amplitud del campo está bajo los niveles de referencias del ICNIRP.

Referencias

- [1] S. Pittet, “Modélisation physique d’un transistor de puissance igbt - trainée en tension à l’enclenchement,” Ph.D. dissertation, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, EPFL, 2005.
- [2] R. P. Clayton, *Introduction to electromagnetic compatibility*, 2nd ed., ser. Wiley Series in Microwave and Optical Engineering. United States of America, Hoboken: Wiley-Interscience, 2006.
- [3] J. M. Drake Mayo, *Ruidos e Interferencias: Técnicas de reducción*, ser. Apuntes de clases. España, Santander: Departamento de Electrónica y Computadores, 2005.
- [4] C. Christopoulos, *Principles and techniques of electromagnetic compatibility*, 2nd ed. United Kingdom, London: CRC press, 2007.
- [5] R. E. Haimbaugh, *Practical Induction Heat Treating*. Materials Park, Ohio: ASM International, December 2001.
- [6] K. Muttaqi, “Electromagnetic interference generated from fast switching power electronic devices,” *International Journal Of Innovations In Energy Systems And Power*, vol. 3, no. 1, pp. 19–26, April 2008.
- [7] M. J. Barnes, E. W. Blackmore, G. D. Wait, J. Lemire-Elmore, B. Rablah, M. Nguyen, and C. Pappas, “Analysis of high power igbt short circuit failures,” in *Conference Record of the Power Modulator Symposium*, TRIUMF, Ed., Vancouver, Canada, May 2004, pp. 424–428.
- [8] P. Bertholet and Y. Scheerer, *La CEM et les variateurs de fréquence*, Control Techniques SA, Proceedings, France, Paris, 2007, "<http://www.docstoc.com/docs/8949273/La-CEM-et-les-variateurs-de-fréquence> Consultación Mayo 2009".
- [9] C. Choochuan, “Emission and immunity testing for pwm inverter,” in *IEEE International Conference on Industrial Technology*, ICIT, Ed. Thailand, Ban Klang: IEEE, December 2006, pp. 944–948.

- [10] CEI, “Techniques d’essai et de mesure; essai d’immunité aux champs électromagnétiques aux fréquences radioélectriques,” *Publication fondamentales en CEM*, vol. 61000-4-3, 2002.
- [11] —, “Techniques d’essai et de mesure; essai d’immunité aux décharges électrostatiques,” *Publication fondamentales en CEM*, vol. 61000-4-2, 2002.
- [12] IEEE Std 95.6, Ed., *IEEE standard for safety levels with respect to human exposure to electromagnetic fields, 0-3 kHz*. United States, New York: Institute of Electrical and Electronics Engineers, October 2002.
- [13] IEEE Std 95.1, Ed., *IEEE standard for safety levels with respect to human exposure to electromagnetic fields, 3 kHz-300GHz*. United States, New York: Institute of Electrical and Electronics Engineers, September 1991.
- [14] Secretariat of Europe, Ed., *Scientific committee on emerging and newly identified health risks, C7 Risk Assessment*, Belgium, Brussels, July 2006.
- [15] A. M. Sitzia, “Finite element analysis of electromagnetic fields emitted by an igbt commutation cell,” *High Frequency Simulation*, vol. 6, pp. 1–4, November 1997.
- [16] E. Batista, V. Delafosse, and R. Magargle, *Simulating EMC/EMI effects for high power inverter systems*, ANSOFT, 2008, "Presentación ppt ANSOFT para la empresa Astom".
- [17] J. J. Barnes and R. J. Lomax, “Finite-element methods in semiconductor device simulation,” *IEEE Transactions On Electron Devices*, vol. ED-24, no. 8, pp. 1082–1088, August 1977.
- [18] T. Adachi, Y. Yoshi, and T. Sudo, “Two dimensional semiconductor analysis using finite-element method,” *IEEE Transactions On Electron Devices*, vol. ED-26, no. 7, pp. 1026–1031, July 1979.
- [19] G. D. Hatchel, M. H. Mack, R. R. O'Brien, and H. F. Quinn, “Two-dimensional finite element modeling of NPN devices,” *Electron Devices Meeting*, vol. 22, pp. 166–169, 1976.
- [20] E. M. Buturia, P. E. Cottrel, B. M. Grossman, and S. K. A., “Finite-element analysis of semiconductor devices: the FIELDAY program,” *IBM J. RES. DEVELOP.*, vol. 25, no. 1, pp. 218–231, July 1981.
- [21] S. Selberherr, *Analysis and simulation of semiconductor devices*. Austria, Wien: Springer Verlag, 1984.
- [22] —, *Simulation of semiconductor processes and devices*. Austria, Wien: Springer Verlag, 2007.
- [23] R. Hefner, “A dynamic electro-thermal model for the igbt,” *IEEE Transactions On Industry Applications*, vol. 30, no. 2, pp. 394–405, March-April 1994.

- [24] ———, “Analytical modeling of device-circuit interactions for the power insulated gate bipolar transistor (igbt),” *IEEE Transactions On Industry Applications*, vol. 26, no. 6, pp. 995–1005, November-December 1990.
- [25] *COMSOL Multiphysics manual*, 3rd ed., COMSOL AB., United States, Los Angeles, 2007.
- [26] M. Sánchez, “Modelación y control de un sistema piloto de calentamiento de fluidos por inducción magnética,” Master’s thesis, Departamento de Ingeniería Eléctrica, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas, Universidad de Chile, Chile, Santiago, Mayo 2009.
- [27] M. J. Fisher, *Power electronics*, ser. Pws-Kent Series In Engineering. PWS-Kent, April 1991.
- [28] M. H. Rashid, *The power electronics handbook*, ser. Academic Press Series in Engineering. United Kingdom, London: Academic Press, 2001.
- [29] A. Aycaguer, *Apuntes de clase del cursos electrónica de potencia*. Chile, Santiago: Departamento de Ingeniería Eléctrica de la Universidad de Chile, Mayo 2009.
- [30] S. Dimitrijević, *Principles of semiconductor devices*, 2nd ed., ser. Oxford series in electrical and computer engineering. United States, New York: Oxford University Press, 2006.
- [31] W. Shockley and W. T. Read, “Statistics of the recombination of holes and electrons,” *Physical Review*, vol. 87, no. 5, pp. 835–842, September 1952.
- [32] R. N. Hall, “Electron-hole recombination in germanium,” *Physical Review*, vol. 87, no. 2, pp. 387–387, May 1952.
- [33] K. Seeger, *Semiconductor physics: an introduction*, 6th ed., ser. Springer series in solid-state sciences. Germany, Berlin: Springer-Verlag, 1997.
- [34] J. Singh, *Dispositivos semiconductores*, 1st ed. University of Michigan: McGRAW-HILL, 1997.
- [35] J. Lindmayer and C. Y. Wrigley, *Principles of semiconductor devices*. United States, New Jersey: Van Nostrand, 1965.
- [36] B. Lise and R. L. Anderson, *Fundamentals of semiconductor devices*. United States, Boston: McGraw-Hill Higher Education, 2005.
- [37] SEMITRANS, *SKM 200GB128D datasheet*, <http://www.semikron.com/internet/gecont/pdf/55.pdf>, consultación 01/11/2009.
- [38] P. P. Silvester and R. L. Ferrari, *Finite elements for electrical engineers*, 3rd ed. The pitt building, Trumpington, Cambridge: Press Syndicate of the University of Cambridge, 1996.

- [39] J. Y. Roger, E. Vrignaud, T. Henneron, A. Benabou, and J.-P. Ducreux, “Electromagnetic modelling of short circuited coreplates,” *COMPEL: The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering*, vol. 28, no. 3, pp. 762–771, 2009.
- [40] S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices*, 2nd ed. United States of America, Hoboken: John Wiley and Sons, 1981.
- [41] *IGBT Basics*, Application note 9016 ed., FAIRCHILD SEMICONDUCTOR, United States, San Jose, February 2001.
- [42] Telemecanique, *Altivar 71*, Schneider Electric, http://www.cruzzolin.com.ar/downloads/archivos/schneider_consultación_01/05/2009.
- [43] *High end hand held realtime emc spectrum analyzer spectran series 50XX*, <http://www.spectran.com/testreport/spectran5000-e.pdf> ed., AARONIA AG, Alemania, Eusheid, consultación 01/05/09.
- [44] A. Cowey and V. Walsh, “Magnetically induced phosphenes in sighted, blind and blindsighted observers,” *NeuroReport*, vol. 11, no. 14, pp. 3269–3273, September 2000.
- [45] T. Yamada, H. Takahashi, and H. H., “A high-performacne igbt with new n+ buffer structure,” *Electrical Engineering in Japan*, vol. 124, no. 4, pp. 37–46, 1997, translated from Denki Gakkai Ronbunshi, vol. 117-C, no. 6, pp. 732-740, Junio 1997.

Anexo A

Recomendación de la Unión Europea para los niveles máximos de exposición a campos electromagnéticos

Con el objetivo de proteger a la población, organizaciones internacionales como la Comisión Internacional para la Protección contra Radiaciones no Ionizantes (ICNIRP) ha elaborado normas y recomendaciones para los máximos niveles de campo eléctrico y magnético a los cuales una persona puede exponerse. Esas recomendaciones fueron adoptadas en 1999 en la resolución 519 CE [14]. Esas recomendaciones tratan de campos electromagnéticos hasta 300 GHz. Para frecuencias entre 1Hz y 10MHz, las recomendaciones definen niveles de corrientes máximas para el cerebro. Esas recomendaciones para esas frecuencias se resumen en la Tabla A.1.

frecuencia	Densidad de corriente [mA/m^2]
1-4 Hz	$8/f$
4-1000 Hz	2
1000-Hz-100 kHz	$f/500$
100 kHz-1 MHz	$f/500$

Tabla A.1: Restricciones bases para los campos eléctricos y magnéticos de la Union Europea para la gama de frecuencias entre 1Hz y 1 MHz.

La unión europea entrega también *niveles de referencias* para permitir la comparación con valores medidos de otras variables electromagnéticas. El cumplimiento de todos los niveles de referencias garantiza el respeto de las restricciones bases de la Tabla A.1. Si los valores medidos son superiores a los niveles de referencias, no significa necesariamente que se sobrepasan las restricciones bases. En ese caso, conviene evaluar los niveles de exposiciones para las personas.

Los niveles de referencias para la limitación de la exposición están obtenidos a partir de las restricciones bases para un acoplamiento máximo del campo con la persona, lo que provee una protección maximal. Se recapitulan esos niveles en la Tabla A.2 incluyendo la gama de frecuencia del inversor usado en el estudio.

Rango de frecuencias	$E[V/m]$	$H[A/m]$	$B[\mu T]$
1-8 Hz	10000	$3,2 \times 10^4/f^2$	$4 \times 10^4/f^2$
8-25 Hz	10000	$4000/f$	$5000/f$
0.025-0.8 kHz	$250/f$	$4/f$	$5/f$
0.08-3 kHz	$250/f$	5	6,25
3-150 kHz	87	5	6,25
0.15-1 MHz	87	$0,73/f$	$0,92/f$

Tabla A.2: Niveles de referencia de campos electromagnéticos en valor eficaz (RMS) de la Unión Europea.

También, se define otros niveles de referencia para una *exposición ocupacional* de los trabajadores, que se puede encontrar en la Tabla A.3

Rango de frecuencias	$E[V/m]$	$H[A/m]$	$B[\mu T]$
1-8 Hz	20000	$1,6 \times 10^5/f^2$	$2 \times 10^5/f^2$
8-25 Hz	20000	$2 \times 10^4/f$	$2,5 \times 10^4/f$
0.025-0.82 kHz	$500/f$	$20/f$	$25/f$
0.082-65 kHz	610	24,56	30,7
0.065-1 MHz	610	$1,6/f$	$2/f$

Tabla A.3: Niveles de referencia de campos electromagnéticos en valor eficaz (RMS) de la Unión Europea.

Anexo B

Recomendación de la IEEE para los niveles máximos de exposición a campos electromagnéticos

El IEEE entrega recomendaciones para niveles de campos electromagnéticos en dos artículos, el C95.1 [13] y C95.6 [12]. El C95.6 da recomendaciones para campos electromagnéticos de frecuencia entre 0 y 3[kHz] y el C95.1 para campos de frecuencia entre 3[kHz] y 300[GHz].

El artículo C95.6 da recomendaciones de exposición de la cabeza y del torso para bajos niveles de frecuencia, los que se presentan en la Tabla B.1. Los niveles de campo son para un tiempo de medición de 0.2 segundos para frecuencias mayor a 25[Hz]. Para frecuencias menores, el tiempo de medida (para obtener un promedio) debe ser de al menos 5 ciclos, con un tiempo máximo de 10 segundos.

Rango de frecuencias [Hz]	Publico general		Trabajadores en la zona	
	B [mT]	H [A/m]	B [mT]	H [A/m]
<0.153	118	$9,39 \times 10^4$	353	$2,81 \times 10^5$
0.153-20	$18,1/f$	$1,44 \times 10^4/f$	$54,3/f$	$4,32 \times 10^4/f$
20-759	0,904	719	2,71	$2,16 \times 10^3$
759-3000	$687/f$	$5,47 \times 10^5$	$2060/f$	$1,64 \times 10^6/f$

Tabla B.1: Exposiciones máximas RMS a los campos electromagnéticos para la cabeza y el torso recomendada por la IEEE para frecuencias menores a 3kHz.

Para frecuencias mayores a $3[kHz]$, el artículo C95.1 da las recomendaciones que se encuentran en la Tabla B.2.

Rango de frecuencias [MHz]	E [V/m]	H [A/m]
0.003-0.1	614	163
0.1-3	614	$16.3/f$

Tabla B.2: Exposiciones máximas RMS a los campos electromagnéticos recomendada por la IEEE para frecuencias mayores a 3kHz.

En ambas recomendaciones, en el caso de las personas o público general, se aplica un factor de seguridad adicional, con lo cual se obtienen límites más bajos que los permitidos para los trabajadores. Esto es porque el público general puede estar en todo momento expuesto a las radiaciones de campos electromagnéticos lo cual requiere cotas más exigentes que las para el caso de trabajadores.

Se puede concluir que los niveles máximos recomendados por ICNIRP son mucho más estrictos que los definidos por el IEEE, en un factor del orden de 100, por lo que se considerará al primero como referencia para verificar el respeto de los límites máximos recomendados de los campos medidos.

Anexo C

Construcción detallada del modelo de un diodo con COMSOL

C.1. Geometría

Se puede encontrar la geometría del sistema a partir de la Figura 3.1.

C.2. Constantes

Se ocupa para el diseño las constantes de la Figura C.1, las cuales se usarán en las simulaciones en el software COMSOL.

Nombre	Expresión	Valor	Descripción
q	1.602e-19[C]	(1.602e-19)[C]	Elementary charge
T	300[K]	300[K]	Room temperature
k	1.38e-23[J/K]	(1.38e-23)[m ² ·kg/	Boltzmann constant
epsilon_r	11.8	11.8	Rel. permittivity for Si
ni	1.46e10[1/cm ³]	1.46e16[1/m ³]	Intrinsic concentration for Si
mun	800[cm ² /(V*s)]	0.08[m ² /(s·V)]	Electron mobility for Si
mup	200[cm ² /(V*s)]	0.02[m ² /(s·V)]	Hole mobility for Si
Dn	k*T/q*mun	0.002067[m ² /s]	Electron diffusivity
Dp	k*T/q*mup	(5.168539e-4)[m ² /s]	Hole diffusivity
taun	0.1[us]	(1e-7)[s]	Electron life time
taup	0.1[us]	(1e-7)[s]	Hole life time
c	q/(k*T)	38.695652[s ³ ·A/	Reciprocal thermal voltage
y1	7[um]	(7e-6)[m]	Diode dimension
x1	5[um]	(5e-6)[m]	Diode dimension
ju	1[um]	(1e-6)[m]	Junction depth
ac	2[um]	(2e-6)[m]	Anode dimension
NApmax	1e17[1/cm ³]	10e22[1/m ³]	Maximum p-type doping
NDn	1e15[1/cm ³]	10e20[1/m ³]	Drift layer n-type doping
NDnmax	1e17[1/cm ³]	10e22[1/m ³]	Maximum n-type doping
ch	ju/sqrt(log(NApmax/NDn))	(4.659906e-7)[m]	Doping fall-off constant
Va	0[V]	0[V]	Applied voltage

Figura C.1: Constantes ocupadas para el modelo del diodo.

C.3. Propiedades de los subdominios

Las propiedades de los subdominios para la formulación electrostática del problema está en la Tabla C.1, para la difusión de los electrones en la Tabla C.2 y de los huecos en la Tabla C.3.

Parámetros	Subdominios 1, 2
ϵ_r	epsilon_r
ρ	$q * (p - n + N)$
$\phi_0(t_0)$	phi_init

Tabla C.1: Propiedades electrostáticas de los subdominios.

Parámetros	Subdominios 1, 2
D (isotropic)	Dn
R	-R_srh
u	mun*phix
v	mun*phiy
nc(t0)	n0

Tabla C.2: Propiedades de difusión de los electrones de los subdominios.

Parámetros	Subdominios 1, 2
D (isotropic)	Dp
R	-R_srh
u	-mun*phix
v	-mun*phiy
pc(t0)	p0

Tabla C.3: Propiedades de difusión de los huecos de los subdominios.

C.4. Función de dopaje

La función de dopaje para el diodo es la de la ecuación (C.1). Permite definir una juntura n y una juntura tipo p adentro de un substrato de tipo n.

$$N = NDn + NDnmax * \exp \left[- \left(\frac{y + y1}{ch} \right)^2 \right] - NApmax * \exp \left[- \left(\frac{y}{ch} \right)^2 \right] * \left[(x < ac) + (x \geq ac) * \exp \left[- \left(\frac{x - ac}{ch} \right)^2 \right] \right] \quad (C.1)$$

C.5. Condiciones limites

Existen dos contactos metálicos: el *ánodo* en contacto con la capa p y el *cátodo* en contacto con la capa n. Todas las otras condiciones límites sirven como aislador. Las condiciones limites eléctricas están en la Tabla C.4. Las condiciones limites de difusión y convección de electrones y huecos están en la Tabla C.5 y C.6.

	Contorno 1, 3, 7, 8	Contorno 2	Contorno 5
Ajuste de contorno	Zero Charge Simetría	Potencial eléctrico	Potencial eléctrico
V_0		phi_init	Va + phi_init

Tabla C.4: Condiciones limites electrostáticas.

	Contorno 1, 3, 6, 7, 8	Contorno 2, 5
Ajuste de contorno	Aislamiento Simetría	Concentración
nc_0		n_init

Tabla C.5: Condiciones limites de difusión y convección de electrones.

	Contorno 1, 3, 6, 7, 8	Contorno 2, 5
Ajuste de contorno	Aislamiento Simetría	Concentración
pc_0		p_init

Tabla C.6: Condiciones limites de difusión y convección de huecos.

Anexo D

Construcción detallada del modelo de un MOSFET con COMSOL

D.1. Geometría

Se puede encontrar la geometría del sistema a partir de la Figura 3.6.

D.2. Constantes

Se ocupa para el diseño las constantes de la Figura D.1, las cuales se usarán en las simulaciones en el software COMSOL.

Nombre	Expresión	Valor	Descripción
mun_si	1000[cm ² /(V*s)]	0.1	Electron mobility for Si
mup_si	500[cm ² /(V*s)]	0.05	Hole mobility for Si
X_poly	4.5[V]	4.5[V]	Work function for poly-Si
X_si	4.0[V]	4[V]	Electron affinity for Si
Eg_si	1.08[V]	1.08[V]	Band gap for Si
NAsub	5e17[1/cm ³]	5e23[1]	Substrate doping
NDimpl	1e19[1/cm ³]	1e25[1]	Peak concentration of implanted profile
X_sio2	0.3[V]	0.3[V]	Electron affinity for oxide
epsilon_si	11.8	11.8	Rel. permittivity for Si
epsilon_sio2	4.2	4.2	Rel. permittivity for SiO2
T0	300[K]	300[K]	Lattice temperature
q	1.602e-19[C]	(1.602)	Elementary charge
k	1.38e-23[J/K]	(1.38)	Boltzmann's constant
Vt	k*T0/q	0.0258	Thermal voltage
ni	1.5e10[1/cm ³]	1.5e16	Intrinsic carrier concentration for Si
x1	-0.1[um]	-1e-7[1]	Help coordinate
x2	0.2[um]	(2e-7)	Help coordinate
ch	yj/sqrt(log(NDimpl/NAsub))	(5.777)	Characteristic length of implanted region
yj	0.1[um]	(1e-7)	Junction depth
Vd	0[V]	0[V]	Drain voltage
Vg	0.8[V]	0.8[V]	Gate voltage
taun	0.1[us]	(1e-7)	Electron carrier life time
taup	0.1[us]	(1e-7)	Hole carrier life time

Figura D.1: Constantes ocupadas para el modelo del MOSFET.

D.3. Propiedades de los subdominios

Las propiedades de los subdominios para la formulación electrostática del problema está en la Tabla D.1, para la difusión de los electrones en la Tabla D.2 y de los huecos en la Tabla D.3.

Parámetros	Subdominios 1, 2, 6	otros subdominios
ϵ_r	epsilon	epsilon
ρ	$q * (p - n + N)$	0
$\phi_0(t_0)$	phi_init	phi_init

Tabla D.1: Propiedades electrostáticas de los subdominios.

Parámetros	Subdominios 1, 2, 6
D (isotropic)	Dn
R	-R_srh
u	mun*phix
v	mun*phiy
nc(t0)	n0

Tabla D.2: Propiedades de difusión de los electrones de los subdominios.

Parámetros	Subdominios 1, 2, 6
D (isotropic)	Dp
R	-R_srh
u	-mun*phix
v	-mun*phiy
pc(t0)	p0

Tabla D.3: Propiedades de difusión de los huecos de los subdominios.

D.4. Función de dopaje

La función de dopaje para el MOSFET es la de la ecuación (D.1). Permite definir dos juntaras de tipo n dentro de un sustrato de tipo p.

$$N = -N_{Asub} + N_{Dimpl} * flgauss(x, y, x1, 0, ch) + N_{Dimpl} * flgauss(x2 - x, y, x1, 0, ch) \quad (D.1)$$

D.5. Condiciones limites

Existen sólo tres contactos metálicos: el *drenaje*, la *fuelle* y la tierra(al misma potencia que la fuente). Además, se aplica un voltaje eléctrico en la compuerta pero este segmento está conectado al oxido de silicium donde no se realizan cálculos de difusión de electrones y huecos. Se puede encontrar en la Tabla D.4 las condiciones limites para la resolución electrostática. Las condiciones limites de difusión y convección de electrones y huecos están en la Tabla D.5 y D.6.

	Contorno 2, 6	Contorno 19	Contorno 11, 12, 17	Contorno 1, 3, 5, 7, 18, 21-23
Ajuste de contorno	Potencial eléctrico	Potencial eléctrico	Potencial eléctrico	Zero Charge Simetría
V_0	phi_init	phi_init + Vd	Vg - X_poly	

Tabla D.4: Condiciones limites electrostáticas.

	Contorno 2, 6, 19	Todos los otros contornos
Ajuste de contorno	Concentración	Aislamiento Simetría
nc_0	n_init	

Tabla D.5: Condiciones limites de difusión y convección de electrones.

	Contorno 2, 6, 19	Todos los otros contornos
Ajuste de contorno	Concentración	Aislamiento Simetría
pc_0	p_init	

Tabla D.6: Condiciones limites de difusión y convección de huecos.

D.6. Resolución

Para la resolución, es importante empezar con todas los voltajes a 0 y aumentar poco a poco los voltajes V_d y V_g por paso de máximo $0,05[V]$ para mantener la convergencia del modelo. En efecto, el modelo es muy no lineal.

D.7. MOSFET degenerado

El modelo de MOSFET degenerado es lo mismo que para un MOSFET normal, solo se modifica la función de dopaje del modelo (D.2). Se elige un valor de dopaje $NDimpl2 = 5 \times 10^{13} [1/cm^3]$ que corresponde al dopaje de la base de un IGBT.

$$N = NDimpl * flgauss(x, y, x1, 0, ch) - NAsub * (1 - flgauss(x2 - x, y, x1, 0, ch2)) + NDimpl2 * flgauss(x2 - x, y, x1, 0, ch2) \tag{D.2}$$

Anexo E

Construcción detallada del modelo de un BJT con COMSOL

E.1. Geometría

Se puede encontrar la geometría del sistema a partir de la Figura 3.24.

E.2. Constantes

Se ocupa para el diseño las constantes de la Figura E.1, las cuales se usarán en las simulaciones en el software COMSOL.

Nombre	Expresión	Valor	Descripción
q	1.602e-19[C]	(1.602e-19)[C]	Elementary charge
T	300[K]	300[K]	Room temperature
k	1.38e-23[J/K]	(1.38e-23)[m ² ·kg/(s ² ·K)]	Boltzmann's constant
epsilon_r	11.8	11.8	Rel. permittivity for Si
ni	1.46e10[1/cm ³]	1.46e16[1/m ³]	Intrinsic concentration for Si
mun	1000[cm ² /(V*s)]	0.1[m ² /(s·V)]	Electron mobility for Si
mup	500[cm ² /(V*s)]	0.05[m ² /(s·V)]	Hole mobility for Si
Dn	k*T/q*mun	0.002584[m ² /s]	Electron diffusivity
Dp	k*T/q*mup	0.001292[m ² /s]	Hole diffusivity
taun	0.1[us]	(1e-7)[s]	Electron life time
taup	0.1[us]	(1e-7)[s]	Hole life time
c	q/(k*T)	38.695652[s ³ ·A/(m ² ·kg)]	Reciprocal thermal voltage
y1	7[um]	(7e-6)[m]	Diode dimension
x1	5[um]	(5e-6)[m]	Diode dimension
ju	3[um]	(3e-6)[m]	Junction depth
ac	1[um]	(1e-6)[m]	Anode dimension
NAPmax	1e11[1/cm ³]	1e17[1/m ³]	Maximum p-type doping
Ndn2	1.5e15[1/cm ³]	1.5e21[1/m ³]	Maximum n-type dopingemisor
NDn	1e12[1/cm ³]	1e17[1/m ³]	Maximum n-type dopingcolector
ch	ju/sqrt(log(NDn/NAPmax))	(1.977031e-6)[m]	Doping fall-off constant
Vbe	0[V]	0[V]	Voltaje aplicado base emisor
Vce	2[V]	2[V]	Voltaje aplicado colector emisor
ch2	ju2/sqrt(log(Ndn2/NAPmax))	(1.128691e-6)[m]	Doping fall-off constant 2
ju2	3.5[um]	(3.5e-6)[m]	Junction depth 2
Dbas	0.0001 [C/m]	(1e-4)[C/m]	Difusion
jub	0.5 [um]	(5e-7)[m]	Junction depth b
chb	jub/sqrt(log(Np2/NAPmax))	(2.329953e-7)[m]	Doping fall-off constant 1
Np2	1e13[1/cm ³]	1e19[1/m ³]	Dopaje p-type
yb	3.25[um]	(3.25e-6)[m]	dato geometria
rhau	0.00000[C/m ²]	0[C/m ²]	

Figura E.1: Constantes ocupadas para el modelo del BJT.

E.3. Propiedades de los subdominios

Las propiedades de los subdominios para la formulación electrostática del problema está en la Tabla E.1, para la difusión de los electrones en la Tabla E.2 y de los huecos en la Tabla E.3.

Parámetros	Subdominios 1, 2, 3
ϵ_r	epsilon_r
ρ	$q * (p - n + N)$
$\phi_0(t_0)$	phi_init

Tabla E.1: Propiedades electrostáticas de los subdominios.

Parámetros	Subdominios 1, 2, 3
D (isotropic)	Dn
R	-R_srh
u	mun*phix
v	mun*phiy
nc(t0)	n0

Tabla E.2: Propiedades de difusión de los electrones de los subdominios.

Parámetros	Subdominios 1, 2, 3
D (isotropic)	Dp
R	-R_srh
u	-mun*phix
v	-mun*phiy
pc(t0)	p0

Tabla E.3: Propiedades de difusión de los huecos de los subdominios.

E.4. Función de dopaje

La función de dopaje para el diodo es la de la ecuación (E.1). Permite definir dos juntura n y una juntura tipo p.

$$NDn * \exp\left(-\left(\frac{y}{ch}\right)^2\right) + Ndn2 * \exp\left(-\left(\frac{y + y1}{ch2}\right)^2\right) - NA_{pmax} \quad (E.1)$$

E.5. Condiciones limites

Existen tres contactos metálicos: el *colector* (contorno 7), la base (contorno 3) y el emisor (contacto 2). Todas las otras condiciones límites sirven como aislador. Las condiciones limites

eléctricas están en la Tabla E.4. Las condiciones limites de difusión y convección de electrones y huecos están en la Tabla E.5 y E.6.

	Contorno 1, 5, 8, 9, 10	Contorno 2	Contorno 3	Contorno 7
Ajuste de contorno	Zero Charge Simetría	Potencial eléctrico	Potencial eléctrico	Potencial eléctrico
V_0		phi_init	Vbe + phi_init	Vce + phi_init

Tabla E.4: Condiciones limites electrostáticas.

	Contorno 1, 5, 8, 9, 10	Contorno 2, 3, 7
Ajuste de contorno	Aislamiento Simetría	Concentración
nc_0		n_init

Tabla E.5: Condiciones limites de difusión y convección de electrones.

	Contorno 1, 5, 8, 9, 10	Contorno 2, 3, 7
Ajuste de contorno	Aislamiento Simetría	Concentración
pc_0		p_init

Tabla E.6: Condiciones limites de difusión y convección de huecos.

E.6. BJT pnp

Se puede implementar un transistor pnp guardando la misma geometría del BJT, las condiciones limites y las propiedades de subdominios. Sólo se necesita poner un signo negativo a la función de dopaje del BJT npn para invertir la capa p (base) en capa n y las capas n (colector y emisor) en capas p. Se obtiene así la ecuación (E.2).

$$-NDn * \exp\left(-\left(\frac{y}{ch}\right)^2\right) - Ndn2 * \exp\left(-\left(\frac{y+y1}{ch2}\right)^2\right) + NA_{pmax} \quad (E.2)$$

Anexo F

Construcción detallada del modelo de un IGBT con COMSOL

F.1. Geometría

Se puede encontrar la geometría del sistema a partir de la Figura 3.33.

F.2. Constantes

Se ocupa para el diseño las constantes de la Figura F.1, las cuales se usarán en las simulaciones en el software COMSOL.

Nombre	Expresión	Valor	Descripción
mun_si	1000[cm^2/(V*s)]	0.1	Electron mobility for Si
mup_si	500[cm^2/(V*s)]	0.05	Hole mobility for Si
X_poly	4.5[V]	4.5[V]	Work function for poly-Si
X_si	4.0[V]	4[V]	Electron affinity for Si
Eg_si	1.08[V]	1.08[V]	Band gap for Si
NAsub	5e17[1/cm^3]	5e23[Substrate doping
NDimpl	1e19[1/cm^3]	1e25[Peak concentration of implanted profile
X_sio2	0.3[V]	0.3[V]	Electron affinity for oxide
epsilon_r_si	11.8	11.8	Rel. permittivity for Si
epsilon_r_sio2	4.2	4.2	Rel. permittivity for SiO2
T0	300[K]	300[K]	Lattice temperature
q	1.602e-19[C]	(1.602	Elementary charge
k	1.38e-23[J/K]	(1.38	Boltzmann's constant
Vt	k*T0/q	0.025[Thermal voltage
ni	1.5e10[1/cm^3]	1.5e14[Intrinsic carrier concentration for Si
x1	-0.1[um]	-1e-7[Help coordinate
x2	0.15[um]	(1.5e-	Help coordinate
ch	yj/sqrt(log(NDimpl/NAsub))	(5.777	Characteristic length of implanted region
yj	0.1[um]	(1e-7)	Junction depth
Vce	50[V]	50[V]	Drain voltage
Vg	1.1[V]	1.1[V]	Gate voltage
taun	0.1[us]	(1e-7)	Electron carrier life time
taup	0.1[us]	(1e-7)	Hole carrier life time
NDimpl2	1e13[1/cm^3]	1e19[Substrate doping
ch2	yj/sqrt(log(NAsub/NDimpl2))	(3.040	Characteristic length of implanted region
ycol	4e-6	4e-6	
Nacol	5e13[1/cm^3]	5e19[Substrate doping
chcol	ycol/sqrt(log(Nacol/NDimpl2))	3.1...	Characteristic length of implanted region
yem	5e-6	5e-6	Geometria
NAem	5e15[1/cm^3]	5e21[Substrate doping
chem	yem/sqrt(log(NAem/NDimpl2))	2.0...	Characteristic length of implanted region
ch3	yj/sqrt(log(NAsub/Nacol))	(3.295	Characteristic length of implanted region

Figura F.1: Constantes ocupadas para el modelo del IGBT.

F.3. Propiedades de los subdominios

Las propiedades de los subdominios para la formulación electrostática del problema está en la Tabla F.1, para la difusión de los electrones en la Tabla F.2 y de los huecos en la Tabla F.3.

Parámetros	Subdominio 1-7, 11, 14, 15	Subdominio 9, 10, 12	Subdominio 8, 13
ϵ_r	epsilon_r	epsilon_r	1
ρ	$q * (p - n + N)$	0	0
$\phi(t_0)$	phi_init	phi_init	phi_init

Tabla F.1: Propiedades electrostáticas de los subdominios.

Parámetros	Subdominios 1-7, 11, 14, 15
D (isotropic)	Dn
R	-R_srh
u	mun*phix
v	mun*phiy
nc(t0)	n0

Tabla F.2: Propiedades de difusión de los electrones de los subdominios.

Parámetros	Subdominios 1-7, 11, 14, 15
D (isotropic)	Dp
R	-R_srh
u	-mun*phix
v	-mun*phiy
pc(t0)	p0

Tabla F.3: Propiedades de difusión de los huecos de los subdominios.

F.4. Función de dopaje

La función de dopaje para el IGBT es la de la ecuación (F.1). Permite definir los dopajes del mosfet degenerado y las tres capas del BJT pnp.

$$\begin{aligned}
 N = & \quad NDimpl * flgauss(x, y, x1, 0, ch) * flgauss(-x, y, -x1 + 0,6e - 6, 0, ch) \\
 & - NAsub * flgauss(x, y, x2, -0,4e - 6, ch2) * flgauss(-x, y, 1,4e - 6, -0,4e - 6, ch3) \\
 & + NDimpl2 - NAem * flgauss(x, -y, 1, 4,5e - 5, chem) \\
 & - NAcol * flgauss(x, y, -5e - 6, 0, chcol)
 \end{aligned}
 \tag{F.1}$$

F.5. Condiciones limites

El IGBT tiene las mismas condiciones limites que el mosfet para su mosfet integrado, menos el contacto metálico de la fuente. Existen también los contactos metálicos del colector y emisor del BJT pnp, sabiendo que el *colector* del IGBT es en verdad el emisor del BJT pnp y el *emisor* del IGBT es el colector del BJT pnp. Las condiciones limites eléctricas están en la Tabla F.4. Las condiciones limites de difusión y convección de electrones y huecos están en la Tabla F.5 y F.6.

	Contorno 7, 18	Contorno 2	Contorno 23, 24, 29	Contorno 1, 3, 5, 10, 11, 17, 19, 30, 31, 38, 39, 42-44
Ajuste de contorno	Potencial eléctrico	Potencial eléctrico	Potencial eléctrico	Zero Charge Simetría
V_0	phi_init	phi_init + Vce	Vg - X_poly	

Tabla F.4: Condiciones limites electrostáticas.

	Contorno 2, 7, 18	Todos los otros contornos
Ajuste de contorno	Concentración	Aislamiento Simetría
nc_0	n_init	

Tabla F.5: Condiciones limites de difusión y convección de electrones.

	Contorno 2, 7, 18	Todos los otros contornos
Ajuste de contorno	Concentración	Aislamiento Simetría
pc_0	p_init	

Tabla F.6: Condiciones limites de difusión y convección de huecos.

F.6. Resolución

Para la resolución, es importante empezar con todas los voltajes a 0 y aumentar poco a poco los voltajes V_{ce} y V_g por paso de máximo 0,05[V] para mantener la convergencia del modelo. En

efecto, el modelo es muy no lineal.

Anexo G

Medidor de campos electromagnéticos SPECTRAN 5020



Figura G.1: Foto de arriba del instrumento de medición SPECTRAN.

Para la experiencia, se ocupa un medidor de campos electromagnéticos SPECTRAN 5020. El aparato permite medir campos eléctricos y magnéticos de frecuencia entre 0 y 1MHz [43]. La medición se realiza en las 3 direcciones para el campo magnético como en (Figura G.2) y para el campo eléctrico en una sola dirección (Figura G.3). Las especificaciones del instrumento están en

la Tabla G.1.

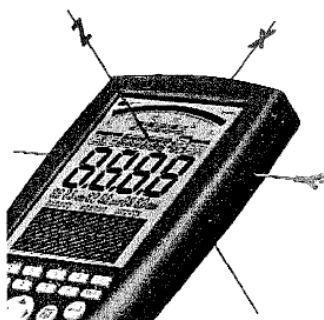


Figura G.2: Sensores de campos magnéticos.

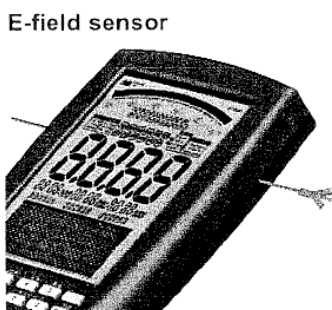


Figura G.3: Sensores de campos eléctricos.

Frecuencia mínima	1[Hz]
Frecuencia máxima	1[MHz]
Campo eléctrico mínimo	0,1[V/m]
Campo eléctrico máximo	5[kV/m]
Campo magnético mínimo (3D)	1[nT]
Campo magnético máximo (3D)	2[mT]
Base de precisión	3%
Memoria FLASH	64 K
Conexión USB	sí

Tabla G.1: Especificaciones del instrumento SPECTRAN 5020.

Las mediciones de campos eléctricos de cualquier frecuencia y de campos magnéticos de más que 500kHz necesitan precauciones para usar el SPECTRAN. La proximidad de paradas metálicas,

del cuerpo humano pueden perturbar de manera significativa los resultados. Se pregunta entonces cumplir lo siguiente:

- Maximizar la distancia entre el cuerpo humano y el instrumento. En consecuencia, se debe usar una mesa de madera y aumentar la distancia entre el operador y el medidor de 1 metro.
- Medir lejos de al menos un metro del suelo
- No ocupar el medidor cuando hay rocío adentro
- No operar con el cable USB conectado al medidor o con el cargador de batería
- Ocupar el datalogger para efectuar mediciones y transferirlas después a un computador

El no-respecto de esas condiciones pueden provocar altas imprecisiones en las mediciones. Por ejemplo, el hecho de tener a mano el SPECTRAN cuando se mide campos eléctricos puede multiplicar por 3 o 4 el valor obtenido.