



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

ESCUELA NACIONAL DE ESTUDIOS SUPERIORES UNIDAD MORELIA

IMPACTO DEL CLIMA ESPACIAL EN EL SISTEMA ELÉCTRICO NACIONAL DE MÉXICO

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS DE LA TIERRA

PRESENTA:

M. C. Ramón Ángel Carballo Lucas

TUTOR

Dr. J. Américo González-Esparza
LABORATORIO NACIONAL DE CLIMA ESPACIAL
INSTITUTO DE GEOFÍSICA UNIDAD MICHOACÁN

MORELIA, OCTUBRE 2022



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Tutor: *Dr. J. Américo González-Esparza*

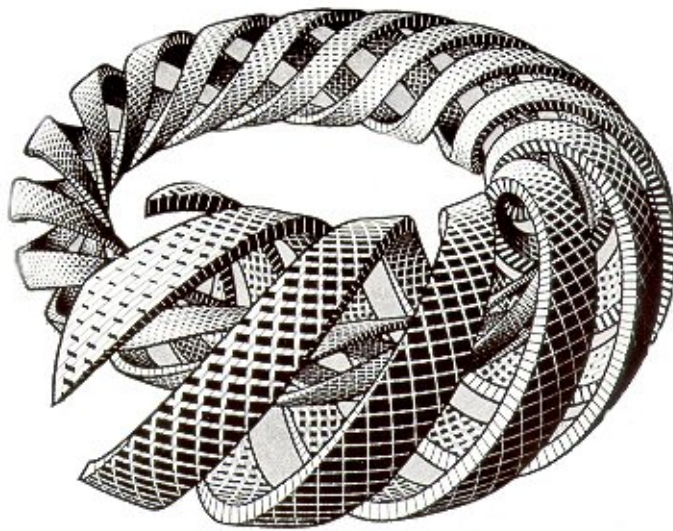
Tribunal:

Fecha:

Calificación:

Autor:

Dedicado a mis hijas Carolina y Lucía, a mi esposa Adriana
y a la memoria de mi Padre ...



Spiral, M. C. Escher (1953)

Declaro conocer el Código de Ética de la Universidad Nacional Autónoma de México, plasmado en la Legislación Universitaria. Con base en las definiciones de integridad y honestidad ahí especificadas, aseguro mediante mi firma al calce que el presente trabajo es original y enteramente de mi autoría. Todas las citas de, o referencias a la obra de otros autores aparecen debida y adecuadamente señaladas, así como acreditadas mediante los recursos editoriales convencionales. La reproducción total o parcial de este documento o la utilización de su contenido en forma total o parcial con fines comerciales, sin consentimiento escrito por parte del autor queda prohibida.

A handwritten signature in black ink, consisting of a stylized 'R' with a horizontal line through it, and a vertical line extending downwards from the center of the 'R'.

M. C. Ramón Caraballo

Resumen

El estudio del Clima Espacial ha ganado relevancia a medida que nuestra civilización global depende cada vez más de la interconexión de diversos sistemas tecnológicos. Esta integración creciente ha demostrado ser sensible a los eventos de la actividad solar severa. Uno de los efectos más relevantes del clima espacial en la superficie terrestre son a las Corrientes Inducidas Geomagnéticamente (CIG). Este fenómeno surge como resultado de procesos de inducción electromagnética creados por variaciones del campo geomagnético en sistemas de conductores. Estas variaciones del campo geomagnético son producidas principalmente como consecuencia de eventos de actividad solar que alteran el entorno espacial de la Tierra. Tradicionalmente el fenómeno de las CIG se consideraba propio de las regiones por encima de los 50° de latitud, donde el electrochorro auroral contribuye significativamente a las perturbaciones geomagnéticas. Sin embargo, en las últimas décadas hemos experimentado un cambio de paradigma en este sentido. Desde principio de los años 2000 se han reportado con frecuencia creciente fallas causadas por CIG en sistemas tecnológicos ubicados en latitudes por debajo de los 30° . Actualmente los efectos del clima espacial son un asunto de investigación activa en muchos países.

En 2014 se modificó la Ley General de Protección Civil de México para incluir los eventos de clima espacial en la lista de fenómenos perturbadores que debe atender el Sistema Nacional de Protección Civil y se estableció el Servicio de Clima Espacial México (SCIESMEX), en el Instituto de Geofísica de la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM). En 2015 el SCIESMEX junto con el Centro Nacional de Prevención de Desastres (CENAPRED) y la Agencia Espacial Mexicana (AEM), establecieron el grupo de trabajo *Clima Espacial en México* para atender el mandato de la ley en cuestiones de monitoreo de eventos de clima espacial y desarrollar políticas públicas para incrementar la resiliencia del país ante estos fenómenos naturales. Posteriormente, en 2016 se creó el Laboratorio Nacional de Clima Espacial (LANCE), con el objetivo de incrementar la capacidad de observación y análisis de eventos de clima espacial en México.

En 2018, el LANCE y la Comisión Federal de Electricidad (CFE), iniciaron una colaboración para estudiar la vulnerabilidad del Sistema Eléctrico Nacional (SEN) ante eventos de Clima Espacial. Dentro de este marco de colaboración, se planteó desarrollar un modelo numérico para conocer la respuesta del SEN, ante la ocurrencia de tormentas geomagnéticas en la red de 400/230 kV y la instalación de detectores de CIG en algunas subestaciones críticas de la red de CFE. Este tipo de colaboraciones son muy raras en el mundo, ya que en general las compañías eléctricas se resisten a compartir sus datos con los grupos de investigación.

El presente trabajo de tesis tiene como objetivo el estudio de la influencia del clima espacial sobre la red eléctrica de alta tensión de México. Su objetivo es atender dos cuestiones muy importantes: (a) Evaluar cuán relevante es el efecto de las CIG en el SEN y (b) Determinar cuáles son los puntos más vulnerables de la red y cuán intensas pueden ser estas corrientes durante las afectaciones de un evento de clima espacial severo en México.

El modelo numérico desarrollado en este trabajo proporciona, por primera vez, estimaciones realistas de los niveles de CIG en los nodos de la red de 400/230 kV. El análisis de los datos experimentales y las estimaciones del modelo numérico permiten concluir que la red de transmisión de alta tensión de México, se ve afectada incluso durante perturbaciones geomagnéticas menores ocasionadas por actividad solar.

Tomando en consideración estos resultados y el cúmulo creciente de incidentes de fallos en sistemas eléctricos provocados por la actividad solar en los últimos 20 años Gaunt and Coetzee (2007); Kappenman (2005). Es necesario un monitoreo constante del clima espacial en SEN de México, así como el diseño de protocolos de prevención y de reacción dirigidos a la mitigación de estos efectos. En virtud de lo expresado anteriormente, podemos afirmar que el Clima Espacial debe considerarse como una cuestión de seguridad nacional en virtud de las pérdidas socioeconómicas que puede ocasionar un fallo catastrófico en el SEN.

Palabras clave: Clima Espacial, Corrientes Inducidas Geomagnéticamente, Tormentas Geomagnéticas.

Reconocimientos

Deseo expresar mi más profundo agradecimiento a mi tutor, el Dr. J. Américo González-Esparza por su orientación, amabilidad y apoyo durante el trabajo de tesis y por brindarme la oportunidad de participar en la investigación del clima espacial en México. Agradezco a la Dra Maria Sergeeva y al Dr. Carlos Ramírez Pacheco, miembros del Comité Tutor, por sus comentarios y apoyo durante el proyecto doctoral así como a mis compañeros del LANCE). También me permito expresar un agradecimiento especial al Posgrado en Ciencias de la Tierra de la UNAM y al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el apoyo económico y la oportunidad de desarrollar este proyecto de estudio en México. El autor agradece a las siguientes instituciones y organizaciones que proporcionaron gratuitamente los datos utilizados en este trabajo de investigación: la red mundial de observatorios magnéticos (INTERMAGNET), SuperMAG, el Servicio Internacional de Índices Geomagnéticos (ISGI) y al SCIESMEX). La investigación de este trabajo fue parcialmente financiada por los proyectos PAPIIT-IT102720, CONACYT-AEM-292684, y CONACYT-LN 315829. Indudablemente la parte más dura de esta experiencia fue el tiempo que he permanecido lejos de mis seres queridos. En virtud de esto último, agradezco a mis amigos y en especial a mi familia por su paciencia y apoyo durante todos estos años.

Ramón Caraballo

Morelia, México

Abril 2022

Símbolos y Constantes

Constantes Fundamentales

Masa del protón, m_p	$1,6726 \times 10^{-27} \text{ kg}$
Masa del electrón m_e	$9,1095 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Relación de masa electrón a protón	1836,2
Velocidad de la luz en el vacío, c	$2,9979 \times 10^8 \text{ km s}^{-1}$
Constante gravitacional, G	$6,672 \times 10^{-11} \text{ N m}^2 \text{ kg}^{-2}$
Constante de Stefan-Boltzman, σ	$5,6703 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$
Constante de Planck, h	$6,62 \times 10^{-32} \text{ J s}$
Constante de Boltzman, κ	$1,38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Electrón voltio, [eV]	$1,6022 \times 10^{-19} \text{ J}$
Carga de electrón, e	$1,6022 \times 10^{-19} \text{ C}$
Temperatura de la partícula de 1 eV	$1,1605 \times 10^4 \text{ K}$
Permitividad de espacio libre, ϵ_0 :	$8,8542 \times 10^{-12} \text{ C}^2 \text{ N}^{-1} \text{ m}^{-2}$
Permeabilidad del espacio libre, μ_0 :	$4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$

Parámetros Característicos de la Tierra

Radio medio, R_{\oplus} :	6371,02 <i>km</i>
Masa, M_{\oplus} :	$5,97219 \times 10^{24}$ <i>kg</i>
Momento magnético, M :	$8,0 \times 10^{15}$ <i>T m³</i>
Campo magnético medio en el Ecuador, B_0 :	31200 <i>nT</i>
Período de rotación (Época J2000):	86164,0989 <i>s</i>

Parámetros Característicos del Sol

Radio medio, R_{\odot} :	$6,96 \times 10^5$ <i>km</i>
Masa, M_{\odot} :	$2,0 \times 10^{30}$ <i>kg</i>
Temperatura (Fotósfera) T_{\odot} :	~ 5772 <i>K</i>
Campo magnético medio cerca de los polos, B_{\odot} :	$1 - 2 \times 10^{-4}$ <i>T</i>
Luminosidad: L_{\odot} :	$3,828 \times 10^{26}$ <i>W</i>
Gravedad superficial : g :	274 <i>ms⁻²</i>
Período de rotación (ecuador):	25,38 <i>d</i>

Parámetros del Viento Solar a 1 UA

Composición:	97 % H, 2 % He, 1 % e^-
Velocidad del Viento solar:	400 – 750 <i>km s⁻¹</i>
Campo magnético Interplanetario:	4 – 10 <i>nT</i>
Densidad:	$\sim 6 - 10$ <i>cm⁻³</i>
Temperatura de electrones:	4 – 10 $\times 10^4$ <i>K</i>
Temperatura de protones:	10 – 20 $\times 10^4$ <i>K</i>

Lista de Abreviaciones

AEM Agencia Espacial Mexicana	IV
AT Alta Tensión	13
CA Corriente Alterna	28
CAC Corrientes Alineadas de Campo	
CENAPRED Centro Nacional de Prevención de Desastres	IV
CFE Comisión Federal de Electricidad	V
CIG Corrientes Inducidas Geomagnéticamente	IV
CIM Método de la Imagen Compleja	
EMC Eyección de Masa Coronal	9
CONACYT Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología	VI

	X
EM Electromagnética	14
PEM Pulso Electromagnético	25
FEM Fuerza Electromagnética	12
ISGI International Service of Geomagnetic Indexes	XVII
ITU International Telecommunications Union	51
LANCE Laboratorio Nacional de Clima Espacial	IV
NOAA National Oceanic and Atmospheric Administration	102
SCIESMEX Servicio de Clima Espacial México	IV
SECS Sistema de Corrientes Esféricas Elementales	40
SEN Sistema Eléctrico Nacional	V
SVD Singular Value Decomposition	
UNAM Universidad Nacional Autónoma de México	IV

Índice general

Tabla de Símbolos	VII
1. Introducción	1
1.1. Motivación	1
1.2. Revisión de Estudios Previos en la Región	3
1.3. Objetivos	4
1.4. Alcance y Contribuciones del Presente Trabajo	5
1.5. Organización de la Obra	5
2. Fundamento Teórico	7
2.1. La Actividad Solar y su Influencia sobre la Tierra	7
2.1.1. La Actividad Solar	7
2.1.2. La Magnetosfera y la Ionosfera Terrestre	10
2.2. Corrientes Inducidas Geomagnéticamente	12
2.2.1. Causas y Efectos	12
2.2.2. Roles de la Localización Geográfica y la Conductividad del Suelo	16
2.2.3. Efectos de Proximidad y Costa	23
2.3. CIG en Redes Eléctricas de Potencia	25
2.3.1. Amenazas Electromagnéticas en Redes Eléctricas de Potencia	25
2.3.2. Efectos de las CIG en las Redes de Potencia	26

3. Cálculo y Medición de CIG en Redes Eléctricas	31
3.1. Cálculo de CIG en Redes Eléctricas de Potencia	31
3.2. Consideraciones Finales	42
3.2.1. Diferentes Voltajes de Operación	42
3.2.2. El Efecto de las Redes Eléctricas Externas	44
3.3. Medición de CIG en Redes Eléctricas de Potencia	48
3.3.1. Dispositivos Adheridos al Circuito	48
3.3.2. Magnetometría Diferencial	49
4. First GIC Estimates for the Mexican Power Grid	51
4.1. Resumen	51
5. Improved Model for GIC in the Mexican Power Grid	65
6. Fallos en Redes de Alta Tensión	95
6.1. Cuatro Casos de Apagones Masivos en Redes Eléctricas	96
6.1.1. Apagones en México durante 2020 y 2021	96
6.1.2. Apagón del Sistema Interconectado de Argentina, Uruguay y Paraguay	97
6.1.3. Sudáfrica, Octubre-Noviembre 2003	99
6.1.4. Colapso de la Red de Hydro-Quebec, Marzo 1989	100
6.2. Consecuencias de los Fallos en Redes de Energía	101
7. Conclusiones	105
7.1. Trabajo a Futuro	108
A. Campos Geoelectrónicos Inducidos	
A.1. Método de la Onda Plana	
A.1.1. Solución para Medios Parcialmente Conductores	
A.1.2. Propagación en Medios Conductores	
A.1.3. Propagación en un Dieléctrico Perfecto	

A.2. Campos Inducidos en la Superficie Terrestre

B. Cálculo de CIG en Sistemas de Conductores

B.1. Sistema de Corrientes Elementales Esféricas (SECS)

B.2. Interpolación de Campo mediante SECS+CIM

B.3. Cálculo de CIG en Redes Eléctricas de Potencia.

 B.3.1. Efectos de las Características del Sistema

B.4. Determinación de los Parámetros del Sistema

B.5. Calculo de CIG en Redes de Tuberías

C. Tratamiento y Reducción de los Datos Experimentales

C.1. Interpolación de la Perturbación Geomagnética

 C.1.1. Determinación de la Variaciones de Largo Período

 C.1.2. Cálculo de la Variación Diurna

C.2. Tratamiento de los Datos de CIG y Temperatura

Referencias

Índice de figuras

1.1.	Daños causados por CIG en transformadores de alta tensión de la red eléctrica de Sudáfrica 2003. (Gaunt and Coetzee, 2007)	2
2.1.	Esquema de una prominencia solar	8
2.2.	Representación esquemática de las corrientes de la magnetósfera (Adaptado de Russell (2000))	10
2.3.	Modelo de Dungey de reconexión magnética para ambas polaridades del componente B_z , del campo magnético interplanetario: polaridad Sur (arriba), polaridad Norte (abajo).(Russell, 2000)	11
2.4.	Las CIG son la manifestación final de una larga cadena de eventos que se inician en el Sol. Cuando una perturbación solar (i.e., eyección de masa coronal, viento solar rápido) colisiona con la magnetosfera terrestre, se producen variaciones rápidas en el campo magnético terrestre, dando lugar a la aparición de un campo geoelectrico inducido en superficie. La perturbación electromagnética subsecuente penetra a gran profundidad en el suelo.	13
2.5.	Efecto de la conductividad del suelo sobre la intensidad de CIG (en rojo). En un terreno de baja conductividad (izq.), la corriente telúrica de retorno es pequeña, circula una gran intensidad de CIG en las líneas. Mientras que en un terreno de alta conductividad (i.e baja resistividad) la corriente telúrica es más intensa, lo que disminuye la intensidad de CIG circulando por las líneas. En la interfase entre ambos medios existen corrientes telúricas normales y paralelas a la interfase J_{\perp}, J_{\parallel}	16

2.6. Esquema de un medio estratificado conformado por N capas de conductividad uniforme $(\sigma_1, \dots, \sigma_N)$ de espesores (h_1, \dots, ∞) , la última capa es un semiespacio infinito. Por simplicidad suponemos que la perturbación electromagnética se puede modelar como una onda plana propagándose en profundidad, (método de la onda plana). Las amplitudes transmitidas y reflejadas en cada capa se representan con las flechas rojas y azules, respectivamente. El campo secundario es la suma vectorial de todas estas reflexiones. A la derecha se muestra una representación de las amplitudes transmitidas en cada capa. 19

2.7. (a) Efecto de costa: Interfase entre el continente y el océano. La alta conductividad de este último hace que se genere acumulación de cargas a lo largo de la interfase con el continente. Esto incrementa el campo eléctrico regional E y afecta a los sistemas de conductores próximos a los márgenes oceánicos. (b) Efecto de proximidad: afecta a sistemas de conductores que transcurren paralelos a las fronteras entre regiones geológicas de marcado contraste de conductividad. La presencia de corrientes telúricas circulando en la interfase entre ambos medios tiende a aumentar la variabilidad del campo magnético regional en sus cercanías. Es un caso propio de regiones interiores al continente. En este caso el campo eléctrico inducido es paralelo a la interfase. En ambos casos existen corrientes telúricas paralelas y normales a la interfase, $J_{||}, J_{\perp}$ 23

2.8. a) Amplificación de Medio Ciclo en Transformadores: En condiciones normales el dispositivo funciona en la región lineal de la curva de histéresis (verde), en condiciones de flujo de excitación nulo la relación entre las amplitudes de entrada y salida son proporcionales (azul). Cuando se excita el núcleo del transformador, en un semiperíodo la señal de entrada encuentra el dispositivo completamente saturado, la amplificación no es posible y se genera un pico muy intenso en la salida (rojo). b) Salida normal de corriente alterna de un transformador de Potencia (punteado) y la respuesta a la amplificación de medio ciclo (curva continua). c) Relación entre el consumo de potencia reactiva (en MVar) vs. la intensidad de CIG para varias tensiones de operación. d) Temperatura medida en el exterior del transformador e intensidad de CIG durante un evento específico en 1992. Fuente: (Kappenman, 2007) 27

2.9. Bobinados dañados en transformadores de ESKOM en Sudáfrica. Este deterioro fue causado por CIGs no superiores a 10 A fluyendo por algunas horas durante las Tormentas de Halloween, Octubre - Noviembre 2003 (Gaunt and Coetzee, 2007) 30

3.1. Diagrama de flujo del algoritmo de cálculo de CIG en una red eléctrica. 32

3.2. Dadas las características cuasi-continuas las CIG, la red eléctrica se modela como una malla compuesta por resistencias y fuentes de potencial en serie-paralelo. 35

3.3. Dos descripciones de la red eléctrica diferentes: (arriba) *Método de la malla de impedancias*, la inducción electro-magnética se modela como fuentes de corriente continua V_{ij} en serie con la resistencia de los conductores R_{ij} , cada nodo se conecta a tierra por una resistencia r . (abajo) *Método de la admitancia nodal*, se reemplazan las fuentes de voltaje por fuentes ideales de corriente j y las resistencias por admitancias y_{ij}, y_j respectivamente. 38

3.4. Diagrama de flujo detallando el procedimiento de calculo de CIG a partir de datos de los observatorios geomagnéticos, del modelo de conductividad del suelo y de los datos de la red eléctrica. 41

3.5. Equivalentes de los principales tipos de transformadores y autotransformadores con conexiones a dos buses con diferente voltaje, según (Boteler and Pirjola, 2017) 43

3.7. Equivalente de Thévenin para modelar la influencia de una red externa según Boteler et al. (2013). La red externa es considerada como un conjunto de una fuente y un par de resistencias R_L, R_s . En este caso los terminales del circuito son la tierra misma y la malla. 44

3.6. Mapa de la Red del SEN Fuente: Reporte PRODESEN 2020-2034 CENACE <https://www.gob.mx/sener/articulos/prodesen-2020-2034> 45

3.8. Sensores de CIG instalados en las subestaciones de Laguna Verde (arriba) y Querétaro Potencia (debajo). (izq. arriba) Sensor Hall adherido al neutro común del banco de transformadores (cabo negro). Caja con la electrónica de control (der. arriba). Unidad de comunicaciones y datalogger (izq. abajo). Sensor de temperatura (der. abajo) 48

3.9. Disposición de los equipos para magnetometría diferencial, un magnetómetro se coloca debajo de la línea de alta tensión, mientras que otra estación prudentemente alejada registra el campo magnético en paralelo. La diferencia entre ambos registros corresponde a la contribución magnética de la CIG en la línea de corriente. 50

6.1. Lista de Apagones ocurridos en todo el mundo entre 1999 y 2021, ordenados en orden decreciente de acuerdo a la cantidad de usuarios afectados. Fuente: https://en.wikipedia.org/wiki/List_of_major_power_outages 96

6.2. Conexiones e interdependencias entre los distintos sectores productivos y de servicios básicos de la economía moderna. Fuente: Department of Homeland Security, National Infrastructure Protection Plan http://www.dhs.gov/xprevprot/programs/editorial_0827.shtm 101

- A.1. Corriente auroral a una altura $-h$ sobre un suelo estratificado con capas de espesores h_j y conductividades uniformes σ_j ($j = 1 \dots n$), la capa final se asume como un semi-espacio infinito de conductividad σ constante

- B.1. Esquema de las corrientes en la magnetosfera-ionosfera.
- B.2. Esquema de las corrientes elementales esféricas: Corrientes irrotacionales (izq.) y solenoidales (der.). (Vanhamaki et al., 2003)
- B.3. (a) Un elemento de corriente elemental y su imagen telúrica correspondiente. (b) Las componentes de campo generadas por el polo elemental en $(R_i, \vartheta_0, \phi_0)$, se deben transformar al sistema coordenado común centrado en P
- B.4. Esquema de Interpolación SECS+CIM: El campo medido en A es la superposición de los campos producidos por M fuentes de corriente ionosféricas y P polos telúricos ubicados a una profundidad compleja p
- B.5. Diagrama de flujo ilustrando el proceso de interpolación SECS+CIM. Los valores de entrada son: L_p una matriz con la posición de los polos de corriente, δB los datos magnéticos, p_o , las coordenadas de los pts de observación, ϵ , parámetro de "suavizado" de la interpolación, p la profundidad de los polos telúricos. Según se usen estos últimos se hará la suma de contribuciones o no
- B.6. Esquema de una red de conductores conectados entre sí, la influencia de la CIG se representa mediante fuentes conectadas en cada segmento.
- B.7. Modelo eléctrico de una tubería mediante DSTL. La tubería se modela como una red de impedancias, fuentes y admittancias en paralelo. Adaptado de (Pulkkinen et al., 2001)
- B.8. Geometría básica para el cálculo de CIG en una tubería con recubrimiento.

- C.1. Histograma de valores para dos días específicos de 1999 para el Obs. magnético de Bay of St. Luis (BSL). Como se puede observar en verde, para el 20 de Febrero de 1999 (un día calmo), los valores se concentran en torno a la media. En cambio para el 1 de marzo de 1999, en condiciones de tormenta magnética G1 (rojo), la distribución muestra un ensanchamiento con un IQR cuatro veces superior.
- C.2. Representación de dos días quietos próximos entre sí según datos de International Service of Geomagnetic Indexes (ISGI). En los paneles podemos ver las componentes horizontales X e Y del campo geomagnético para el observatorio magnético de St. Luis (BSL). Vemos que hay diferencias significativas entre los registros de cada componente para diferentes días quietos.

- C.3. Componente X del campo magnético para el observatorio de Tucson Entre Junio 2020 y Enero 2021 (azul). Tendencia de largo período calculada con el método anterior (naranja). Se puede observar una oscilación mensual sumada a una tendencia decreciente de largo período
- C.4. Espectro de Frecuencias de la CIG medida en la Subestación Querétaro Potencia. Las líneas verticales denotan las componentes de la variación Diurna. También se pueden apreciar diversos picos en la región de alta frecuencia del espectro.
- C.5. Esquema del proceso de cálculo de δB . El resultado final de la columna izquierda X_T es la tendencia a largo plazo de la componente trabajada y es usado como dato de entrada para el calculo de la variación diurna X_{sq} en la parte inferior derecha.
- C.6. Comparación entre la curva residual del registro de la componente X del observatorio de Tucson, luego de sustraer la tendencia de largo plazo X_{LT} y la curva de variación diurna X_{SQ} calculada por el método descrito.
- C.7. (a) Datos crudos de CIG de la subestación Laguna Verde entre Junio y Septiembre 2021. (b) Datos procesados luego de aplicarles la metodología mencionada. En este caso ya han desaparecido los spikes y el offset de las mediciones. Desafortunadamente el gran salto en los datos debido a un problema en la alimentación eléctrica del sensor no se puede remediar.
- C.8. Metodología empleada para el tratamiento de los valores medidos de CIG

Capítulo 1

Introducción

1.1. Motivación

Los efectos de la actividad solar sobre el entorno espacial de la Tierra suponen una nueva amenaza para nuestra civilización. Desde la aparición del telégrafo a fines del s. XIX, la influencia de la actividad solar se ha hecho notar. En la medida que nuestra civilización evoluciona y se vuelve cada vez más dependiente de la microelectrónica, la infraestructura orbital y la interconexión global, nos volvemos más vulnerables a la influencia de la actividad solar. En los últimos 60 años, con el advenimiento de estas tecnologías y el inicio de la era espacial, la actividad solar ejerce una influencia creciente en dichos sistemas hasta el punto de poner en riesgo su propia integridad.

Inicialmente, sus efectos concernían principalmente a los países ubicados en latitudes por encima de los 50°, dada la proximidad de los primeros sistemas tecnológicos a las corrientes aurorales. Sin embargo, la evolución tecnológica conlleva la interconexión transcontinental de gran variedad de sistemas. Con estos avances, las afectaciones relacionadas con la actividad solar han aumentado el alcance geográfico de sus daños potenciales.

En este trabajo estudiamos las corrientes inducidas geomagnéticamente (CIG). Estas se producen

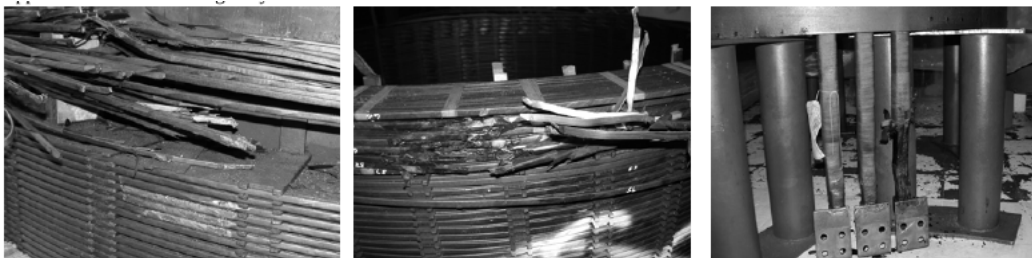


Figura 1.1: Daños causados por CIG en transformadores de alta tensión de la red eléctrica de Sudáfrica 2003. (Gaunt and Coetzee, 2007)

cuando la actividad solar perturba el entorno espacial de la Tierra ocasionando una tormenta geomagnética. De acuerdo a la ley de Faraday de inducción, a medida que la tasa de variación temporal del campo magnético terrestre aumenta, más intensos son los campos geoelectrónicos inducidos en la superficie terrestre. Estos campos geoelectrónicos originan corrientes eléctricas sobre toda estructura conductora aterrada, incluyendo: redes de transmisión, oleoductos, cables submarinos y vías férreas. La intensidad de dichas corrientes eléctricas depende, entre otros factores, de la conductividad del terreno y de la configuración de dichas redes. Estas corrientes son cuasi-continuas ($T \approx 10^{-1} - 10^{-4} s$), y circulan entre la infraestructura conductora y el suelo, (Pirjola, 2000).

Los daños causados por las CIG en las redes de transmisión eléctrica han resultado ser un problema serio para el sector energético de muchos países. En este sentido, podemos destacar el colapso de la red de Hydro-Quebec en Canadá el 13 de Marzo de 1989, que dejó sin energía a toda el área de Montreal ($45^{\circ}N$), por más de nueve horas, (Kappenman, 2007). Incluso países ubicados en latitudes medias como Nueva Zelanda ($34^{\circ}S$) y Sudáfrica ($45^{\circ}S$), han experimentado fallos causados por las CIG en sus líneas de alta tensión (Marshall et al., 2012). Del mismo modo, en el caso de las tuberías metálicas (i.e., oleoductos y gasoductos), las CIG pueden alterar el control de corrosión de las mismas y afectar su integridad estructural, (Osella et al., 1998).

La intensidad de las CIG en países localizados por encima de los $50^{\circ}N$ de latitud (e.g Noruega, Finlandia, etc.) puede llegar incluso a 200 A (Wik et al., 2009). Sin embargo, en países localizados en latitudes bajas ($0^{\circ} - 34^{\circ}$), los valores de corrientes registrados resultan un orden de magnitud menor (Trivedi et al., 2007). Aun así, una CIG de 10 A fluyendo durante más de 3

hs, puede generar una sobreexcitación en el núcleo de los transformadores de potencia que a la postre resulte en un fallo catastrófico del dispositivo por recalentamiento, (Radasky and Kappenman, 2010).

Las CIG de baja intensidad pueden producir daño acumulativo en los transformadores, (Marshall et al., 2012). El fallo provocado por la CIG, en caso que afecten significativamente un transformador, fácilmente puede ser atribuido a otro tipo de causa si no se cuenta con una red de monitoreo de CIG. De todos modos, es más probable que los transformadores afectados sean varios en función del grado de interconectividad entre subestaciones y la extensión geográfica de las redes.

El costo económico y la extensión de los daños causados en los transformadores de alta tensión hacen inviable cualquier otra solución que no sea la adopción temprana de medidas paliativas para contrarrestar el fenómeno. Ni siquiera los países más desarrollados pueden afrontar una falla generalizada en sus redes de oleoductos, transmisión de potencia, etc. Se estima que una tormenta geomagnética similar al evento Carrington de 1859 sumiría nuestra civilización actual en la era pre-electrónica en cuestión de días u horas, (Kappenman, 2007).

1.2. Revisión de Estudios Previos en la Región

Como precedente observacional para el caso de regiones de latitudes medias y bajas, durante la tormenta magnética de Halloween, el 29-30 de octubre de 2003 ($Dst \sim -480 \text{ nT}$), se registraron fallas en varios transformadores de potencia a consecuencia de $CIG > 10 \text{ A}$, en la red eléctrica de Sudáfrica ($34^\circ S$), (Bernhardi et al., 2008; Gaunt and Coetzee, 2007).

En Latinoamérica existen pocos estudios de CIG, algunos tratan sobre perturbaciones en la protección catódica de oleoductos en Tierra del Fuego ($54^\circ S$), Osella et al. (1998, 2002). En cuanto a perturbaciones de redes de transmisión eléctrica, Trivedi et al. 2005 reporta mediciones de CIG del orden de 10 A en la línea de 750 kV entre las subestaciones de Itumbiara y San Simón

en la red eléctrica Brasileña ($18^{\circ}S$). El tema se volvió a retomar luego del 2013 con los estudios en Brasil ($18^{\circ}S$) y Uruguay ($34^{\circ}S$), Barbosa et al. (2015a,b); Caraballo et al. (2013). En 2017 se reportaron mediciones con el único detector de CIG hasta entonces operativo en Latinoamérica, ubicado en la central eléctrica de Itumbiara ($18^{\circ}S$), en el centro de Brasil. La última referencia encontrada data de 2017, cuando se publicó un estudio estadístico sobre la probabilidad de ocurrencia de CIG elevadas reanalizando datos de Itumbiara ($18^{\circ}S$), correspondientes a los años 1998-2002 (Barbosa et al., 2017). El sensor de Itumbiara dejó de operar en 2013 y la investigación en este tema se detuvo en la región.

El estudio que se realiza por primera vez en México permite retomar esta línea de investigaciones y es muy importante para continuar la investigación de los efectos de la CIG en redes de baja latitud. Esta es una línea de investigación poco explorada en el mundo y abre paso a estudios más detallados y de larga duración sobre los efectos de las CIG en el Sistema Eléctrico Nacional.

1.3. Objetivos

Por todo lo expresado en la sección previa, los objetivos del presente trabajo de tesis son:

- Desarrollar de un modelo numérico para el cálculo de CIG en la red eléctrica de 400/230 kV del SEN.
- Instalar sensores de CIG en algunas subestaciones estratégicas de la CFE.
- Estudiar la vulnerabilidad del SEN ante la ocurrencia de tormentas geomagnéticas.

Paralelamente estos objetivos dan respuesta a una pregunta fundamental:

¿ Cuáles son las magnitudes de CIG esperables en México durante tormentas geomagnéticas intensas, así como en periodos de calma geomagnética?

1.4. Alcance y Contribuciones del Presente Trabajo

Los efectos del Clima espacial tienen fuertes repercusiones socioeconómicas. El presente trabajo pretende analizar las vulnerabilidades del SEN de México frente a diversos escenarios posibles de tormentas geomagnéticas. En la medida que los operadores del sector energético y tomadores de decisión puedan evaluar adecuadamente esta amenaza, podremos contar con estrategias y procedimientos dedicados a contener los posibles daños a las infraestructuras.

Actualmente, estamos saliendo del mínimo de actividad solar 2019-2020 e iniciando un nuevo ciclo de actividad que promete llegar a su ápex en 2024-2026. Para ese entonces estaremos a merced de eventos de la actividad solar que provocarán tormentas geomagnéticas más frecuentes e intensas, las cuales pueden producir daños significativos en la infraestructura instalada en Tierra.

Este trabajo pretende ser un punto de partida para el diseño de estrategias de gestión y/o mitigación de los efectos de la CIG en los puntos más vulnerables del SEN. Nuestra investigación ha generado diversas ponencias y publicaciones que se han presentado en colaboración con la CFE y publicado desde 2018, tanto en revistas arbitradas, como en eventos científicos nacionales e internacionales.

1.5. Organización de la Obra

Esta tesis está dividida en seis capítulos y tres apéndices que resumen el trabajo del presente proyecto doctoral. En el capítulo 1 damos a conocer la motivación, antecedentes, objetivos y alcance general del proyecto. El capítulo 2 presenta una breve fundamentación teórica sobre los fenómenos del Clima Espacial así como causas y efectos de las CIG en los sistemas tecnológicos. En el capítulo 3 se discuten metodologías para la medición y estimación de las mismas. Esto complementa las unidades Teóricas en los apéndices A y B. En el capítulo 4 se presenta el primer artículo de investigación concerniente al desarrollo y resultados del modelo exploratorio inicial

para el cálculo de CIG en algunas subestaciones de 400 kV del SEN. Este artículo fue publicado en una revista arbitrada internacional. En el capítulo 5 presentamos un segundo artículo de investigación que expone resultados referentes a la implementación de una nueva versión del modelo de cálculo de CIG, esta vez incluyendo diversas optimizaciones y mejoras al modelo inicial. Este artículo al momento de escribir esta tesis fue sometido a revisión en una revista indizada. En el capítulo 6, analizamos los aspectos socioeconómicos de los fallos provocados por el clima espacial, a la luz de apagones masivos ocurridos en los últimos veinte años en redes eléctricas de Latinoamérica y el mundo. En el capítulo 7, resumimos todos los resultados de investigación y los nuevos hallazgos. Finalmente, en los Apéndices se relatan todas las consideraciones teóricas y prácticas consideradas en los cálculos y en la reducción de los datos experimentales.

Capítulo 2

Fundamentación Teórica

2.1. La Actividad Solar y su Influencia sobre la Tierra

2.1.1. La Actividad Solar

Con la aparición de los primeros telégrafos eléctricos a mediados del s. XIX, se observaron corrientes desconocidas que provocaban operaciones anómalas en los receptores. El primer reporte de estas corrientes espontáneas es una publicación de W. H. Barlow, un ingeniero inglés quien era superintendente del Ferrocarril de los condados de Midland cerca de Derby, Inglaterra. En 1849 Barlow escribió que *"Se llamó mucho la atención sobre el tema..(sic)"* por su observación de que durante una aurora en la tarde del 19 de mayo de 1847, *"se produjeron fuertes desviaciones alternas en todos los instrumentos [telegráficos]"*. Además escribió *"... en cada caso que ha llegado bajo mi observación, las agujas del telégrafo se han desviado cada vez que la aurora ha sido visible"*, (Barlow, 1849).

El 1° de septiembre de 1859, mientras observaban un grupo de manchas solares, dos astrónomos británicos, de manera independiente, R. Carrington y R. Hodson, observaron un destello de luz blanca durante unos 5 minutos. Esta fue la primera observación de una fulguración solar con

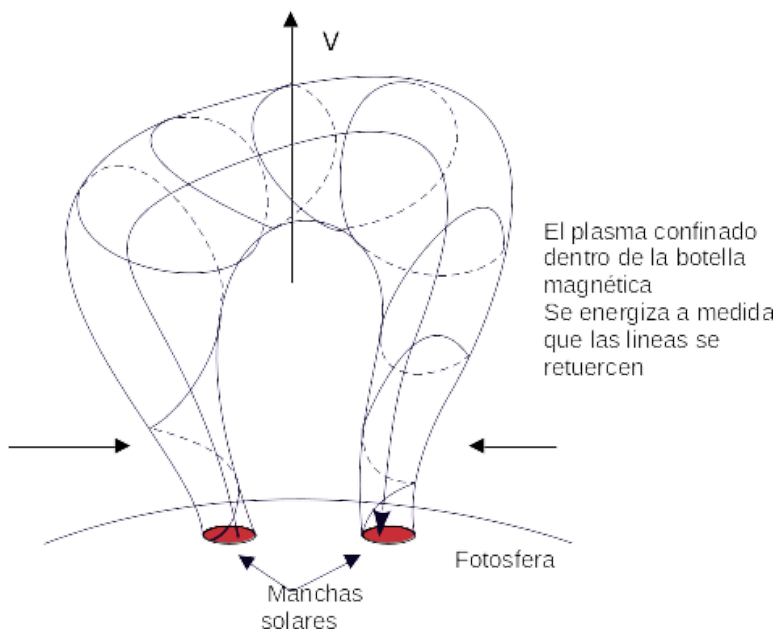


Figura 2.1: Esquema de una prominencia solar

un telescopio óptico. Dieciocho horas después, se registró una tormenta geomagnética extrema. Este evento provocó el colapso de los sistemas telegráficos en Europa y América del Norte, (Kivelson and Russell (1995) pp. 6). Los incidentes causados durante el evento Carrington, fueron compilados por Elías Loomis y publicados en el *American Journal of Science* entre 1859 y 1861. Según reportes locales de la época, se observaron auroras en Puerto Rico y México, (González-Esparza and Cuevas-Cardona, 2018; Shea and Smart, 2006).

El sol experimenta máximos y mínimos de actividad los cuales se suelen caracterizar por el número de manchas en su superficie. El número promedio de manchas solares posee una periodicidad de 11 años aproximadamente. Estas manchas son regiones más frías en la fotosfera solar caracterizadas por altas densidades de flujo magnético que inhiben la convección. Usualmente, las manchas surgen de a pares con polaridad magnética opuesta y al principio del ciclo solar aparecen en latitudes solares medias ($\sim 35^\circ - 45^\circ$). Mientras que sobre el final del ciclo tienden a formarse en latitudes mas ecuatoriales, (entre 0° y 30°). La duración típica de estas manchas puede ir desde horas hasta semanas.

Las manchas delinean las trazas de haces de líneas magnéticas que sobresalen de la superficie del sol en forma de bucles llamadas prominencias solares 2.1. Dentro de estos bucles parte del plasma solar queda atrapado por el efecto de botella magnética. A medida que la prominencia se agranda, las líneas de campo se retuercen y las líneas de campo cerca de los pies de la prominencia se acercan entre sí. El material confinado dentro de la botella magnética se energiza. En ciertas circunstancias, las líneas magnéticas en una prominencia se retuercen y reconfiguran violentamente, provocando una reconexión magnética dando lugar a potentes destellos de radiación electromagnética (fulguraciones solares), que pueden estar asociadas con la expulsión de enormes cantidades de partículas al medio interplanetario. Estas nubes se conocen como Eyección de Masa Coronal (EMC), (Kivelson and Russell (1995) cap 3).

La atmósfera externa del Sol, es un plasma con temperaturas superiores a $10^6 K$. Esta enorme temperatura hace que la fuerza de gravedad del Sol no pueda contener su atmósfera externa y entonces esta se escapa continuamente formando el viento solar. Este flujo de plasma, compuesto principalmente de electrones, protones y partículas alfa, constituye el viento solar, cuya velocidad de expansión varía entre $\sim 300 km/s$ y más de $650 km/s$. El viento solar permea el espacio interplanetario hasta alcanzar los límites del sistema solar.

La interacción Sol-Tierra es muy importante para el desarrollo de las actividades en el entorno Terrestre. Consecuentemente, en los años 90 se acuñó el término *Clima Espacial o Meteorología del Espacio* para referirse a las *condiciones en el Sol, en el viento solar, la magnetosfera, la ionosfera y la termosfera que pueden influir en el rendimiento y fiabilidad de los sistemas tecnológicos espaciales y terrestres y que pueden poner en peligro la vida humana o la salud.*

Actualmente existen varias definiciones para *Clima Espacial o Meteorología del Espacio*, pero en esencia todas coinciden en la definición anterior.¹

¹<http://www2.inpe.br/climaespacial/portal/definition-of-space-weather/>

2.1.2. La Magnetosfera y la Ionosfera Terrestre

El campo magnético terrestre provee una coraza efectiva ante el embate constante del viento solar. Sin éste, la Tierra podría haber perdido gran parte de su atmósfera arrastrada al espacio por el viento solar. El campo magnético terrestre desvía el viento solar creando una cavidad en el medio interplanetario, esta zona de influencia del campo magnético terrestre se denomina magnetosfera. Los límites de la magnetósfera se localizan en donde la presión dinámica del viento solar equilibra la presión del campo magnético terrestre y define la magnetopausa, (Fig. 2.2). La combinación atmósfera-magnetosfera terrestre evita que casi toda la radiación peligrosa del Sol, (electromagnética y de partículas), llegue a la superficie.

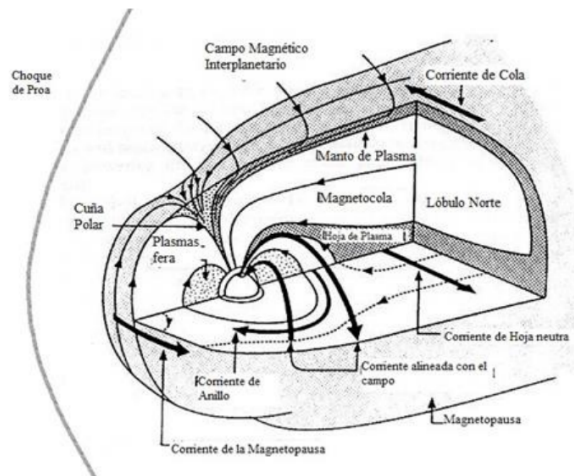


Figura 2.2: Representación esquemática de las corrientes de la magnetósfera (Adaptado de Russell (2000))

Los electrones y protones atrapados en el campo magnético terrestre experimentan diversos procesos de deriva. En especial la deriva $E \times B$ y de curvatura por la asimetría del campo magnético (Kivelson and Russell (1995), cap 2). Las fuerzas de deriva magnética actúan sobre electrones y protones y generan separación de cargas y por ende una corriente que circula en torno al planeta sobre el plano del ecuador magnético. Esta se denomina *corriente en anillo* como se muestra en la Fig. 2.2. Las corrientes de la magnetopausa y la corriente en anillo son las principales contribuciones externas al campo magnético terrestre, ($\sim 2\%$ de la variación total del campo (Campbell, 2003)).

El principal mecanismo por el cual el viento solar energiza la magnetosfera es la reconexión magnética, propuesta originalmente por Dungey (1961). Cuando una perturbación en el viento solar (e.g. EMC), trae consigo una componente significativa de campo magnético en dirección sur respecto al campo magnético terrestre ($B_z < 0$), se pueden dar entonces las condiciones para que se produzca una reconexión magnética con el campo terrestre. En estas condiciones se forma un punto X en la nariz de la magnetosfera, (Fig 2.3 superior).

Esto implica que se unen las líneas de campo

magnético del viento solar y de la Tierra abriendo una compuerta en la coraza magnética del planeta. Por unas horas un gran número de partículas del viento solar pueden penetrar a la atmósfera de la Tierra. Durante estas transferencias de energía y partículas, la magnetosfera se comprime rápidamente por los cambios en la presión dinámica del viento solar. Esto da lugar a variaciones rápidas del sistema de corrientes magnetosféricas, en especial la corriente en anillo y de la magnetopausa (Fig. 2.2). A este fenómeno se le denomina *tormenta geomagnética*.

Durante la tormenta geomagnética se produce una segunda reconexión magnética del lado noche. Esta segunda reconexión inyecta y acelera plasma hacia la magnetosfera desde la cola magnética, en el lado nocturno. En el lado diurno, el flujo de plasma va del viento solar hacia la magnetosfera (se mueve hacia el lado noche), pero en la cola va en sentido opuesto (flechas horizontales).

La ionosfera terrestre está compuesta por una mezcla de iones y átomos neutros de hidrógeno, oxígeno, nitrógeno y elementos más pesados. La radiación solar y cósmica generan una ionización parcial, en este sentido la ionosfera se comporta como un plasma no colisional. Esta capa

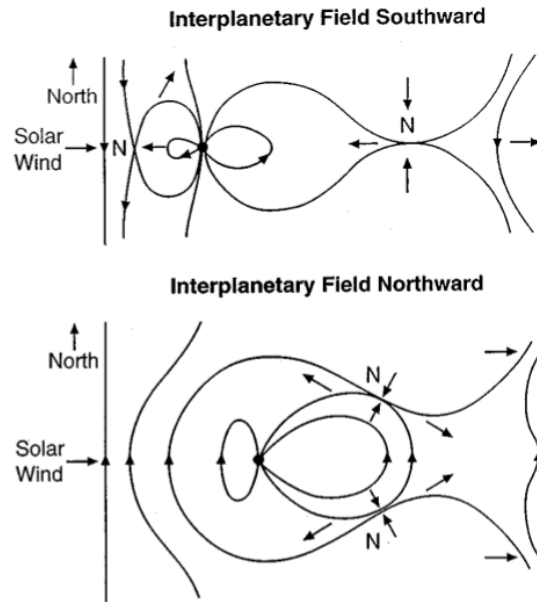


Figura 2.3: Modelo de Dungey de reconexión magnética para ambas polaridades del componente B_z , del campo magnético interplanetario: polaridad Sur (arriba), polaridad Norte (abajo). (Russell, 2000)

responde muy rápidamente a los campos eléctricos inducidos por las variaciones del campo magnético, generando corrientes conocidas como electrochorros.

Las perturbaciones geomagnéticas a diferentes latitudes son causadas por fenómenos diferentes en la magnetósfera y la ionosfera. Esto genera entonces respuestas distintas en sistemas tecnológicos en función de su latitud sobre la superficie terrestre.

En los casquetes polares y las zonas aurales, los electrochorros hacia el este y el oeste forman un sistema de celdas de circulación de corrientes resultante de la convección de líneas de campo magnético dentro de la magnetosfera. La carga de energía en la cola magnética y su posterior descarga en la ionosfera auroral produce subtormentas magnéticas que originan variaciones rápidas del campo geomagnético (Baumjohann W. (1997), cap. 5). Por otro lado, en latitudes bajas ($(0^\circ - 30^\circ)$ de latitud), el electrochorro ecuatorial junto con la corriente en anillo aportan una contribución significativa a la variabilidad geomagnética local (Oliveira et al., 2018).

2.2. Corrientes Inducidas Geomagnéticamente

2.2.1. Causas y Efectos

Las CIG son originadas por variaciones rápidas del campo geomagnético. En el esquema de la Fig. 2.4 podemos ver como una perturbación que se propaga en el medio interplanetario y contiene campo magnético en la dirección B_z sur (EMC o viento solar rápido), al impactar la magnetosfera terrestre provoca perturbaciones en el campo geomagnético. Estas fluctuaciones en el campo crean una Fuerza Electromagnética (FEM) inducida en los conductores, (*Efecto Faraday*), cuya intensidad es proporcional a la tasa de variación temporal del campo geomagnético. Por su baja frecuencia $10^{-1} - 10^{-4}$ Hz, la perturbación geomagnética penetra en el subsuelo a una profundidad que varía en relación inversa a su conductividad eléctrica (ver Apéndice A). Como conductividad y resistividad son magnitudes inversas ², a mayor resistividad del suelo,

²La conductividad σ , se define como el inverso de la resistividad ρ y se mide en Siemens por metro, $1 S/m = 1/\Omega \cdot m$, siendo $\Omega \cdot m$ las unidades de la resistividad

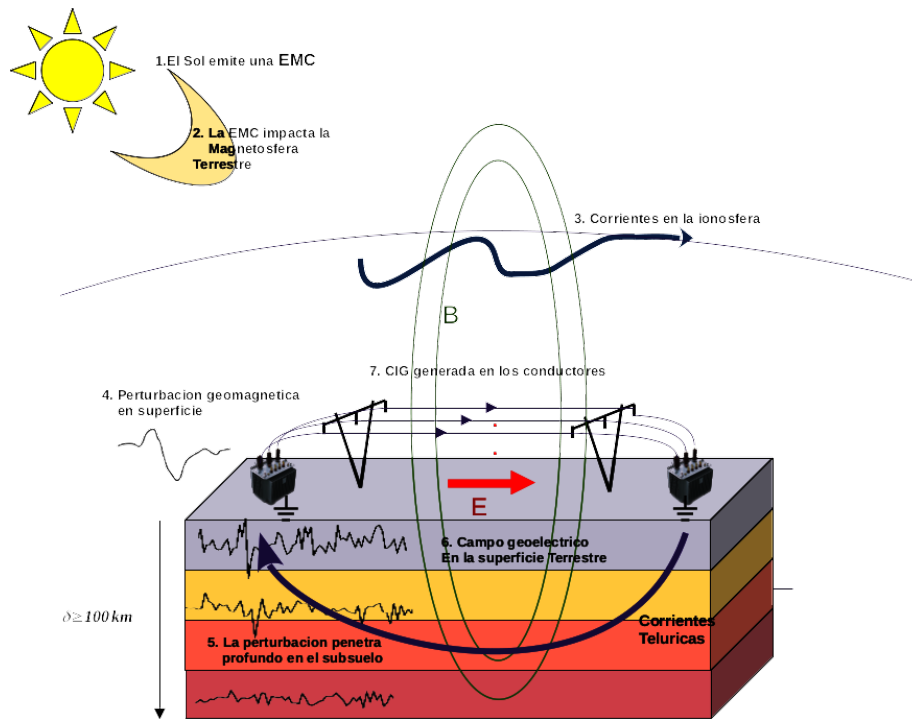


Figura 2.4: Las CIG son la manifestación final de una larga cadena de eventos que se inician en el Sol. Cuando una perturbación solar (i.e., eyección de masa coronal, viento solar rápido) colisiona con la magnetosfera terrestre, se producen variaciones rápidas en el campo magnético terrestre, dando lugar a la aparición de un campo geoelectrónico inducido en superficie. La perturbación electromagnética subsecuente penetra a gran profundidad en el suelo.

mayor profundidad que alcanza la perturbación geomagnética. El campo eléctrico inducido resultante crea corrientes en el circuito conformado por los conductores y el suelo. Estas corrientes ascienden (descienden) a (desde) los conductores por las conexiones a tierra de la red. Observaciones de CIG en Japón ($43^{\circ}N$) y Sudáfrica ($34^{\circ}S$), permiten inferir que una perturbación con $dH/dt \approx 100nT/min$, es capaz de generar efectos significativos en redes eléctricas de Alta Tensión (AT), (Kappenman, 2005).

Como se puede ver en la Fig. 2.2, en regiones por encima de los 45° de latitud, las mayores contribuciones a la variabilidad geomagnética son los electrochorros aurorales y las corrientes de la magnetocola. Sin embargo, en latitudes medias y bajas ($0^{\circ} - 35^{\circ}$), resultan preponderantes los efectos del electrochorro ecuatorial, las corrientes en anillo y de la magnetopausa (Campbell (2003), cap. 3). De esta forma tenemos diferentes causas contribuyendo a un mismo fenómeno global, según la localización geográfica de la red de conductores eléctricos.

El cálculo de las CIG en líneas de transmisión y tuberías se trata en detalle en el Apéndice B. Aquí nos enfocaremos en analizar las causas que pueden generar estas corrientes y sus principales efectos en redes de alta tensión. Para tales efectos partiremos de las dos últimas Ecs. de Maxwell:

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times B = \mu_0 J + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \quad (2.2)$$

Para describir el efecto de inducción electromagnética (EM), aplicamos el método de la onda plana. Supondremos: (a) una perturbación Electromagnética (EM) con una dependencia armónica en el tiempo, (i.e., $\mathbf{B}, \mathbf{E} \propto \exp(j\omega t)$), propagándose en un medio parcialmente conductor de conductividad σ (en este caso el subsuelo). La frecuencia f está implícita en la frecuencia angular de los campos $\omega = 2\pi f$. (b) Suponemos que se cumple la ley de Ohm en el medio, $J = \sigma E$, entre la densidad de corriente J y el campo eléctrico E .

Para las frecuencias típicas de las CIG, ($10^{-1} - 10^{-4} Hz$), tenemos $\sigma \gg \omega \epsilon_0$, y podemos despreciar la corriente de desplazamiento (i.e., el 2.º término de la derecha en la Ec. 2.2) Por lo tanto, en el dominio frecuencial tenemos:

$$\nabla \times E(\omega) = j\omega B(\omega) \quad (2.3)$$

$$\nabla \times B(\omega) = \mu_0 \sigma E(\omega), \quad (2.4)$$

siendo:

$$B(t) = \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (2.5)$$

$$E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} B(\omega) e^{j\omega t} d\omega. \quad (2.6)$$

En un referencial cartesiano donde el eje vertical \hat{z} apunte hacia el subsuelo y los ejes \hat{x} , \hat{y} , hacia el Norte y Este geográficos, respectivamente 2.4. Podemos considerar que las variaciones horizontales de los campos \mathbf{E} , \mathbf{B} , son despreciables en comparación con sus variaciones en la vertical, $\partial E_z / \partial x \approx \partial E_z / \partial y \approx 0$.

Esta es una suposición razonable si consideramos fuentes de corriente con una extensión espacial muy grande o que el sistema en estudio se ubica muy lejos de estas. Entonces, las componentes del campo geoelectrónico quedan definidas exclusivamente en términos de las componentes horizontales del campo magnético.

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = j\omega B_y \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = -j\omega B_x \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \quad (2.9)$$

Es importante notar que el campo geoelectrónico inducido no es conservativo debido a la presencia de fuentes de corriente en el medio. Por lo tanto, \mathbf{E} es debido a las variaciones temporales del potencial vector magnético \mathbf{A} , producido por las corrientes telúricas y de la ionosfera, tanto como por la acumulación de cargas estáticas que puedan existir.

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (2.10)$$

2.2.2. Roles de la Localización Geográfica y la Conductividad del Suelo

La orientación geográfica influye en la intensidad de las CIG. De acuerdo a las Ecs. 2.9, las redes eléctricas con ejes preferentes en dirección E-O serían los más afectados. La causa esto es la geometría de las corrientes que originan las perturbaciones geomagnéticas a distintas latitudes, (ver Fig. 2.2), las cuales tienden a generar componentes de campo magnético significativas en la dirección meridional.

Como las perturbaciones en la componente B_x (Norte-Sur), del campo geomagnético tienden a ser mas prominentes que las de la componente B_y (Este-Oeste). Entonces, la contribución de E_y suele ser mas significativa que la de E_x al campo geoelectrico regional. De todos modos, no puede subestimarse la contribución de E_y , especialmente en ramales conductores muy largos en dirección N-S.

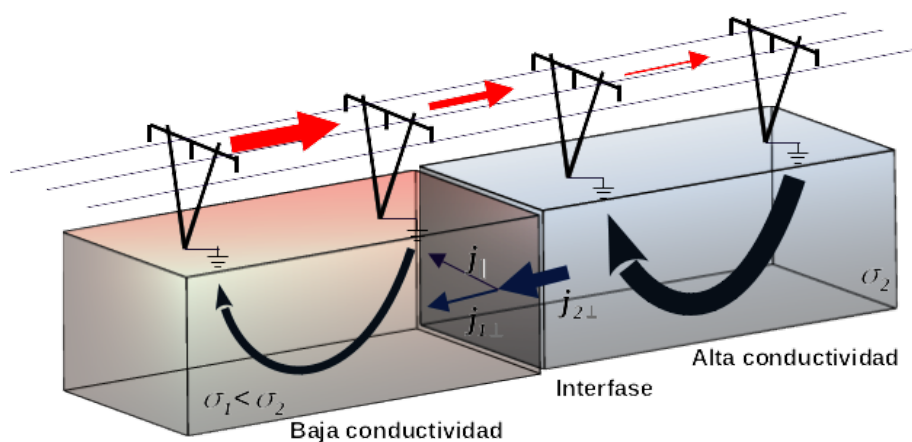


Figura 2.5: Efecto de la conductividad del suelo sobre la intensidad de CIG (en rojo). En un terreno de baja conductividad (izq.), la corriente telúrica de retorno es pequeña, circula una gran intensidad de CIG en las líneas. Mientras que en un terreno de alta conductividad (i.e. baja resistividad) la corriente telúrica es más intensa, lo que disminuye la intensidad de CIG circulando por las líneas. En la interfase entre ambos medios existen corrientes telúricas normales y paralelas a la interfase J_{\perp}, J_{\parallel} .

Por otro lado, la conductividad del suelo es un factor que afecta el campo geoelectrico regional. Supongamos el caso del bloque izquierdo de la Fig. 2.5, sea una línea de corriente aterrada que atraviesa una región de baja conductividad (i.e. alta resistividad). Como el circuito de circulación de las CIG se conforma por la línea de AT y el suelo, en esta sección de baja conductividad, tendremos poca corriente circulando por el subsuelo, mientras que el grueso de la CIG fluye a través de las líneas eléctricas. En el caso inverso, a mayor conductividad del suelo, mas intensa

será la CIG que circula por la parte telúrica del circuito, (bloque derecho de la Fig. 2.5).

A medida que la perturbación EM penetra en un medio parcialmente conductor, se atenúa exponencialmente en la dirección de propagación. Esto se puede ver tomando el rotacional en 2.6, sustituyendo en 2.5 y asumiendo que $\nabla \cdot E = 0$ por el hecho no haber acumulación de cargas en un medio uniforme. Entonces:

$$\nabla^2 E = k^2 E \quad (2.11)$$

siendo $k = \sqrt{j\omega\mu_0\sigma}$ la constante de propagación.

Asumiendo una dependencia únicamente en el eje vertical \hat{z} (Ecs. 2.9), las soluciones de la Ec. 2.11 son campos atenuados de la forma $E = E_0 \exp(-kz)$. La constante de propagación k , también se le denomina *función de transferencia* y acopla los campos \mathbf{E} y \mathbf{B} :

$$E(\omega) = K(\omega)B(\omega) \quad (2.12)$$

La perturbación EM que penetra la corteza terrestre crea corrientes en el medio, las cuales a su vez generan un campo EM inducido que interactúa con el campo EM incidente.

Haciendo un poco de álgebra:

$$E(\omega) = K(\omega)B(\omega) = \frac{K(\omega)}{j\omega} j\omega B(\omega) = \delta(\omega)g(\omega) \quad (2.13)$$

$$g(\omega) = \frac{\partial B}{\partial t} = j\omega B(\omega). \quad (2.14)$$

A la magnitud $\delta(\omega) = \frac{K(\omega)}{j\omega}$, se le denomina *relación magnetotelúrica o profundidad de penetración compleja*, el modulo de esta magnitud es una medida de la profundidad donde amplitud de la perturbación EM incidente se atenúa a e^{-1} de su valor inicial.

Definimos la *impedancia superficial* de la siguiente forma:

$$Z(\omega) = \mu_0 K(\omega) = \frac{E(\omega)}{B(\omega)}, \quad (2.15)$$

esta última ecuación relaciona los campos eléctricos y magnéticos en el dominio frecuencial y es importante en la teoría de inducción electromagnética.

Para un medio de conductividad uniforme tendremos $\sigma = cte$ y Z definida por:

$$Z(\omega) = \sqrt{\frac{j\mu_0\omega}{\sigma}} \quad (2.16)$$

Un ejemplo de medio de conductividad uniforme puede ser un espacio semi-infinito con $\sigma = cte$. Este tipo de medio puede considerarse un caso particular de modelo de conductividad unidimensional (1D) compuesto por una única capa de espesor infinito. Para desarrollar el primer modelo para estimar CIG en el SEN de México (Capítulo 4), se consideró el territorio nacional como un medio de conductividad uniforme. En general el término *modelo de conductividad 1D* se reserva para estructuras como las de la Fig. 2.6, donde tenemos un medio estratificado en profundidad, compuesto por N capas de espesores (h_1, \dots, ∞) . La última capa siempre se considera un medio semi-infinito de conductividad constante.

En otros casos se usa un modelo conductividad compuesto de bloques estratificados en profundidad para aproximar las heterogeneidades laterales. Esta aproximación de la conductividad eléctrica del terreno tipo mosaico, se ha usado en modelos de conductividad eléctrica del suelo donde no existe suficiente información o no se puede formular un modelo tridimensional (3D) de conductividad para el mismo. Esta aproximación tipo mosaico (2D) a la conductividad del terreno se utilizó en el segundo modelo numérico para el cálculo de CIG en el SEN de México que se presenta en el capítulo 5. Matemáticamente, un modelo mosaico de bloques estratificados unidimensionales (1D), es equivalente a una descripción bidimensional (2D) de la conductividad

eléctrica del medio, (Marti et al., 2014; Ádám et al., 2012; Fernberg, 2012).

Consideremos un medio compuesto por N capas de conductividad uniforme ($\sigma_1, \dots, \sigma_N$), y espesores (h_1, \dots, h_N). La capa más profunda se asume como un espacio semi-infinito ($h_N \rightarrow \infty$), de conductividad uniforme σ_N . A medida que la perturbación EM penetra en las diferentes capas, va generando una serie de ondas transmitidas y reflejadas que interactúan con el campo original. Este último constituye el campo EM secundario inducido como se aprecia en la Fig. 2.6.

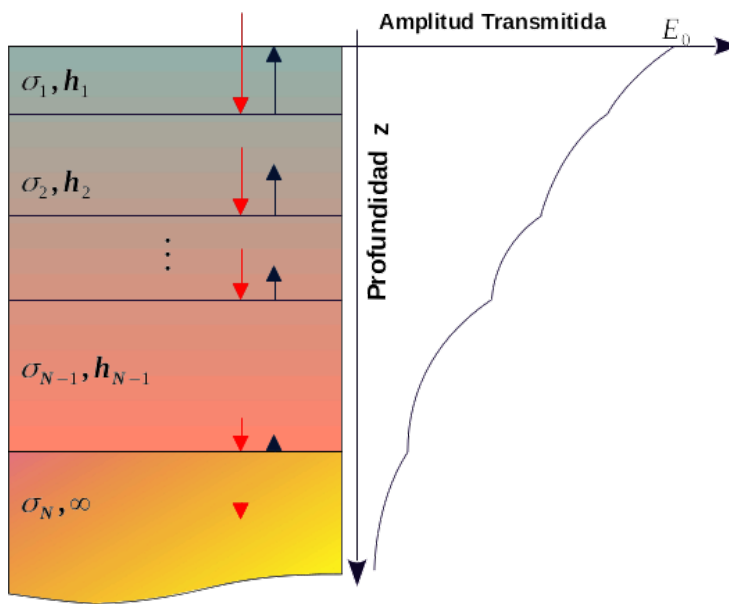


Figura 2.6: Esquema de un medio estratificado conformado por N capas de conductividad uniforme ($\sigma_1, \dots, \sigma_N$) de espesores (h_1, \dots, ∞), la última capa es un semiespacio infinito. Por simplicidad suponemos que la perturbación electromagnética se puede modelar como una onda plana propagándose en profundidad, (método de la onda plana). Las amplitudes transmitidas y reflejadas en cada capa se representan con las flechas rojas y azules, respectivamente. El campo secundario es la suma vectorial de todas estas reflexiones. A la derecha se muestra una representación de las amplitudes transmitidas en cada capa.

Consideremos las componentes reflejadas y transmitidas de la onda EM en cada interfase, (flechas azules y rojas en la Fig. 2.6). Mantenemos el supuesto original que dentro de cada capa se cumple que las variaciones horizontales de la conductividad son despreciables, $\sigma_i(x, y) \ll \sigma_i(z)$, ($i = 1, \dots, N$) y que los campos varían únicamente en la dirección vertical (e.g., $E = E(z), B = B(z)$).

Dentro de cada capa la amplitud transmitida se atenúa exponencialmente con la profundidad como indica el gráfico a la derecha de la Fig. 2.6.

Para la n -ésima capa tenemos:

$$k_n = \sqrt{j\omega\mu_0\sigma_n} \quad n = 1, \dots, N, \quad (2.17)$$

la función de transferencia para la última capa (i.e., el semiespacio infinito, Fig. 2.6):

$$K_N = \frac{j\omega}{k_N} = \sqrt{\frac{j\omega}{\mu_0\sigma_N}} \quad (2.18)$$

En la interfase entre las capas n y $n + 1$ (en el tope de la capa $n + 1$), se cumplen las relaciones de Fresnel entre la amplitud incidente y las amplitudes transmitida y reflejada respectivamente S_n, R_n :

$$E = S_n e^{-k_n z} + R_n e^{k_n z} \quad 0 \leq z \leq h_n \quad (2.19)$$

$$B = \frac{k_n}{j\omega} (S_n e^{-k_n z} + R_n e^{k_n z}) \quad (2.20)$$

Entonces en la superficie de cada capa combinamos 2.19 y 2.20 y reajustamos $z = 0$ para dar los campos en el fondo de la capa superior.

$$K_n = \eta_n \frac{S_n + R_n}{S_n - R_n} \quad (2.21)$$

$$K_{n+1} = \frac{S_n e^{-k_n h_n} + R_n e^{k_n h_n}}{S_n e^{-k_n h_n} - R_n e^{k_n h_n}} \quad (2.22)$$

Donde $\eta_n = \frac{j\omega}{k_n}$ es una *función característica* de la capa n . Dividiendo esta última igualdad

entre $\exp(k_n h_n)$ tenemos:

$$K_{n+1} = \eta_n \left(\frac{S_n e^{-2k_n h_n} + R_n}{S_n e^{-2k_n h_n} - R_n} \right) \quad (2.23)$$

Finalmente despejando R_n y S_n :

$$S_n = \left(\frac{K_{n+1} - \eta_n}{K_{n+1} + \eta_n} \right) R_n e^{2k_n h_n} \quad (2.24)$$

$$R_n = \left(\frac{K_{n+1} - \eta_n}{K_{n+1} + \eta_n} \right) S_n e^{-2k_n h_n} \quad (2.25)$$

Sustituyendo 2.24 y 2.25 en 2.21 y colectando los términos en K_{n+1} y η_n , llegamos a una fórmula recursiva para calcular la función de transferencia del medio.

$$K_n = \frac{1 + \Lambda_{n+1}}{1 - \Lambda_{n+1}} \quad (2.26)$$

donde Λ_{n+1} queda definida como:

$$\Lambda_{n+1} = \left(\frac{K_{n+1} - \eta_n}{K_{n+1} + \eta_n} \right) e^{-2k_n h_n} \quad (2.27)$$

En la práctica, iteramos desde la capa más profunda hasta obtener en $(N - 1)$ pasos la función de transferencia del medio $K(\omega)$. La impedancia característica o aparente del medio luego se obtiene por medio de la relación 2.15, o sea $Z(\omega) = \mu_0 K(\omega)$.

La litosfera terrestre tiene una estructura heterogénea y para las frecuencias implicadas, la profundidad de penetración (*skin depth*), puede alcanzar $\sim 300 \text{ km}$. A modo de ejemplo, para una oscilación de 10^{-3} Hz en un terreno de alta resistividad ($\sigma \approx 0,001 \text{ S/m}$) tenemos una profundidad de penetración $\delta \approx 300 \text{ km}$, cercana al límite del manto superior.

En el caso real, la función de transferencia depende de la dirección de propagación de las ondas en el medio, por lo tanto, tendremos una matriz de la forma:

$$K(\omega) = \begin{bmatrix} K_{xx} & K_{xy} \\ K_{yx} & K_{yy} \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

Este se suele denominar el *tensor de impedancias*, por su estrecha relación con $Z(\omega)$. Los valores de K_{ij} se obtienen a partir de sondeos magnetotelúricos, los cuales miden las variaciones en las componentes de E y B en puntos a lo largo de determinadas transectas durante cierto periodo de tiempo.

En este caso, \mathbf{E} y \mathbf{B} no son ortogonales y todas las $K_{ij}(\omega)$ ($i, j = 1, 2$), son distintas, eso corresponde a una estructura 3D del medio. Entonces,

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_{xx} & K_{xy} \\ K_{yx} & K_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \end{bmatrix} \quad (2.29)$$

Cuando $K_{xx} = K_{yy} = 0$ y $K_{xy} = -K_{yx}$, estamos en el caso del modelo unidimensional (1D). Análogamente, en el caso de estructuras 2D, donde los cambios laterales en la conductividad son importantes, tendremos $K_{xx} = K_{yy} = 0$ y $K_{xy} \neq K_{yx}$.

En general los modelos de conductividad uniforme y 1D, son útiles como estimadores iniciales de la estructura conductora real del terreno cuando no existe suficiente información geofísica para desarrollar un modelo 2D o 3D. Sin embargo, los modelos 1D y de conductividad uniforme ignoran posibles variaciones laterales en la conductividad que pueden contribuir a acentuar los campos geoelectrónicos regionales.

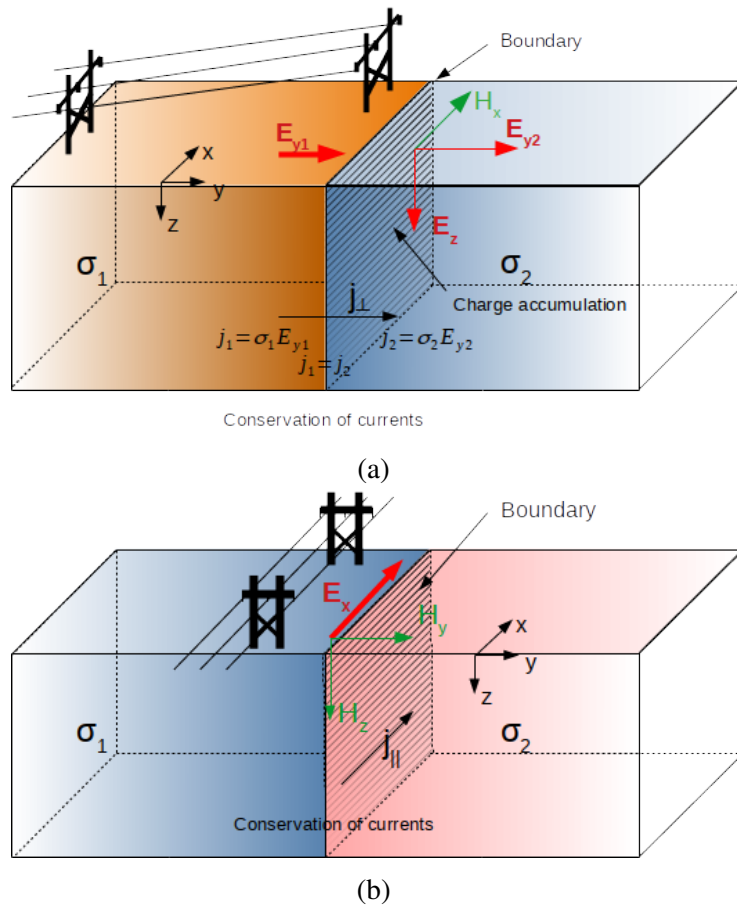


Figura 2.7: (a) Efecto de costa: Interfase entre el continente y el océano. La alta conductividad de este último hace que se genere acumulación de cargas a lo largo de la interfase con el continente. Esto incrementa el campo eléctrico regional E y afecta a los sistemas de conductores próximos a los márgenes oceánicos. (b) Efecto de proximidad: afecta a sistemas de conductores que transcurren paralelos a las fronteras entre regiones geológicas de marcado contraste de conductividad. La presencia de corrientes telúricas circulando en la interfase entre ambos medios tiende a aumentar la variabilidad del campo magnético regional en sus cercanías. Es un caso propio de regiones interiores al continente. En este caso el campo eléctrico inducido es paralelo a la interfase. En ambos casos existen corrientes telúricas paralelas y normales a la interfase, $J_{||}$, J_{\perp} .

2.2.3. Efectos de Proximidad y Costa

En los márgenes oceánicos, el contraste entre el medio marino altamente conductor con el continente hace que se produzca acumulación de cargas en interfase, (Fig. 2.7a). En este caso hablamos de Polarización-H, el campo geoelectrico regional creado por las cargas acumuladas contribuye entonces a acentuar la intensidad de CIG en líneas que discurren en un rango de hasta 100 km de la costa. Podemos decir que el efecto puede alterar hasta en un 45 % la variabilidad geomagnética en la región (Liu et al., 2018; Jones and Price, 1971).

En las fronteras entre provincias geológicas diferentes, corrientes telúricas en la interfase tienden

a realzar el campo geoelectrico regional, (Fig. 2.7b). Este efecto de proximidad puede influenciar sistemas de conductores que transcurren paralelos a la frontera entre ambos medios en un rango de distancias de hasta 200 km de esta, (Liu et al., 2019).

Estos efectos pueden ser relevantes en el caso de México, dada la heterogeneidad geológica de su territorio y por tener costas tanto al océano Pacífico como al Golfo de México.

2.3. CIG en Redes Eléctricas de Potencia

2.3.1. Amenazas Electromagnéticas en Redes Eléctricas de Potencia

Las redes eléctricas de potencia están protegidas contra una amplia gama de amenazas electromagnéticas. Estas amenazas pueden ser directas o indirectas y existen diferentes mecanismos de protección para mitigar sus efectos particulares. Los impactos directos provienen de dispositivos y componentes que se puedan conectar a la red (e.g. sobretensiones). Estos han sido bien estudiados desde hace tiempo y pueden abordarse a través de protecciones tales como relés, fusibles y disyuntores.

Por otro lado, los impactos indirectos son producidos por actividad EM, no directamente vinculada a la red. Hay tres tipos de eventos electromagnéticos que pueden causar daños a los sistemas de transmisión de potencia, cada uno de estos eventos requiere medidas de mitigación particulares:

- Caída de rayos.
- Corrientes Inducidas Geomagnéticamente (CIG).
- Pulso Electromagnético (PEM)

El evento EM más común es la caída de rayos. Un impacto directo en la red eléctrica, puede causar picos en la corriente y los impactos indirectos pueden causar picos de voltaje que se propagan a lo largo de la línea. El rayo genera un fuerte campo electromagnético en la proximidad de su ubicación, este campo se acopla directamente con los conductores induciendo una componente de alta frecuencia en la tensión de la red. Es importante resaltar que los conductores de fase están protegidos contra sobretensiones e impactos directos por los cables de guarda que corren a lo largo de la parte superior de las torres. Además, los impactos directos se suelen mitigar también mediante pararrayos y arrestors.

Las CIG por otra parte, son corrientes casi continuas producidas por tormentas geomagnéticas

(como se vio en la sección 2.2), que se propagan por las redes de alta tensión y tomas de tierra donde usan el suelo como vía de retorno, (Fig. 2.4).

Finalmente, los PEM están asociados a la detonación de armas atómicas en la alta atmósfera. Los rayos gamma generados en la explosión nuclear producen una fuerte ionización atmosférica que junto al pulso de energía EM, pueden dañar todo tipo de equipamiento electrónico en un radio de cientos de kilómetros. Los efectos de los PEM no se conocen del todo aún y se estudian activamente ³.

La principal diferencia entre los rayos y la CIG es el contenido en frecuencia de la señal. En el caso de la caída de rayos, se han desarrollado métodos de detección de pulsos de alta frecuencia para reducir sus efectos (arrestors). Sin embargo, las CIG provocadas por las tormentas geomagnéticas, por su baja frecuencia, eluden estos mecanismos de protección. Otra diferencia es su mecanismo de acoplamiento, el rayo debe caer o directamente acoplarse con los conductores para influir en la red. En cambio, las CIG ingresan a través de cualquier puesta a tierra, lo que resulta en diferentes enfoques para su mitigación. Además, las caídas de rayos son afectaciones locales, mientras que la CIG pueden incluso ser eventos globales.

2.3.2. Efectos de las CIG en las Redes de Potencia

En cuanto a los efectos de la CIG en sistemas de transmisión de potencia, podemos enumerar: la generación de armónicos, consumo de potencia reactiva, creación de puntos calientes en la armadura de los transformadores, deterioro de los bobinados y envejecimiento prematuro. En el peor de los casos, destrucción de estos y degradación química del aceite de refrigeración. Es importante resaltar que el daño provocado por la CIG en las redes de transmisión de potencia es acumulativo. Esto incrementa su peligrosidad porque requiere que los operadores de la industria eléctrica estén conscientes del alcance silencioso de sus efectos.

El efecto más dañino de la CIG es la amplificación de medio ciclo. Como se muestra en las Figs.

³NERC Geomagnetic Disturbance Task Force, [https://www.nerc.com/comm/PC/Pages/Geomagnetic-Disturbance-Task-Force-\(GMDTF\)-2013.aspx](https://www.nerc.com/comm/PC/Pages/Geomagnetic-Disturbance-Task-Force-(GMDTF)-2013.aspx)

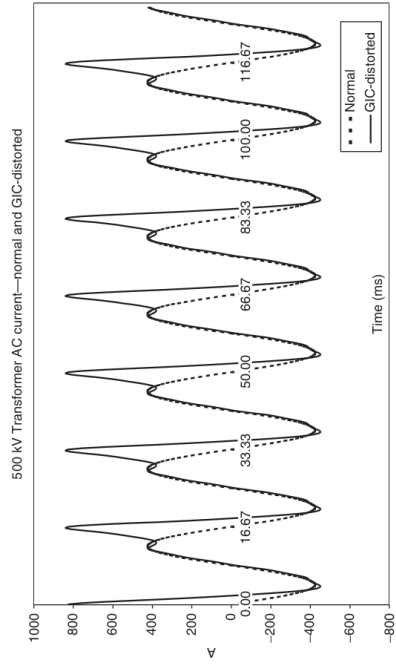
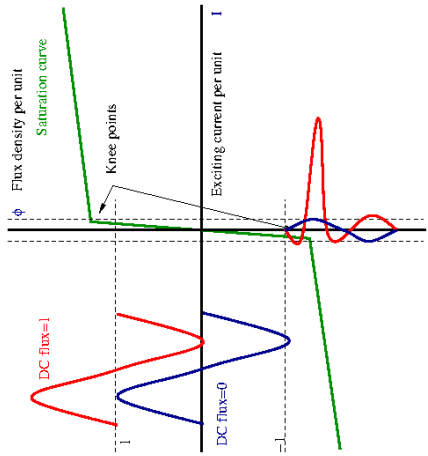
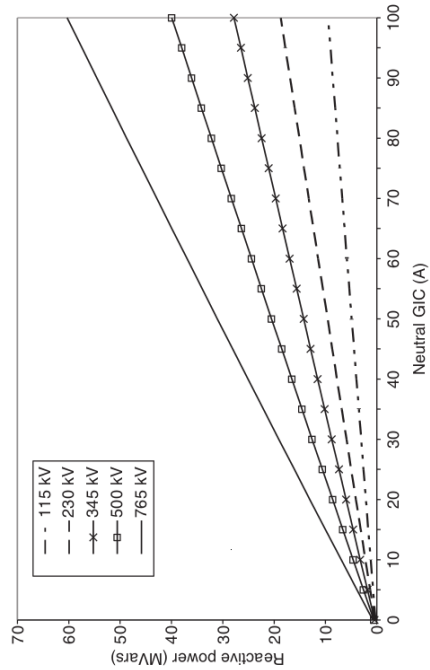


FIGURE 16.14 500 kV Simple demonstration circuit simulation results: transformer AC currents and distortion due to GIC.

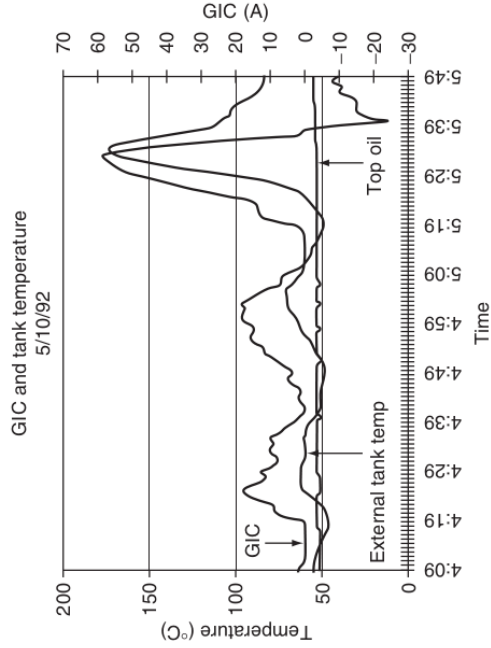


(a)



(c)

(b)



(d)

Figura 2.8: a) Amplificación de Medio Ciclo en Transformadores: En condiciones normales el dispositivo funciona en la región lineal de la curva de histéresis (verde), en condiciones de flujo de excitación nulo la relación entre las amplitudes de entrada y salida son proporcionales (azul). Cuando se excita el núcleo del transformador, en un semiperíodo la señal de entrada encuentra el dispositivo completamente saturado, la amplificación no es posible y se genera un pico muy intenso en la salida (rojo). b) Salida normal de corriente alterna de un transformador de Potencia (punteado) y la respuesta a la amplificación de medio ciclo (curva continua). c) Relación entre el consumo de potencia reactiva (en MVar) vs. la intensidad de CIG para varias tensiones de operación. d) Temperatura medida en el exterior del transformador e intensidad de CIG durante un evento específico en 1992. Fuente: (Kappenman, 2007)

2.7 a y b, en funcionamiento normal, la densidad de flujo y la corriente de saturación mantienen una relación de proporcionalidad, resultando entonces que la amplificación de Corriente Alterna (CA) es proporcional también (curvas azules). Sin embargo, basta que una pequeña corriente genere un flujo magnético en el núcleo, para que el voltaje de entrada no pueda transformarse correctamente en uno de los semiciclos de la oscilación (Fig. 2.8b). Durante este semiciclo, el núcleo del dispositivo está completamente saturado y el transformador extrae una CA extremadamente grande y distorsionada de la red. Ésta corriente se combina con la corriente de carga normal produciendo un pico asimétrico altamente distorsionado. En esta situación, los picos de corriente son varias veces más grandes en comparación con la corriente normal (curvas rojas). Esta forma de onda en la red está altamente distorsionada, es rica en armónicos de alta frecuencia y puede alterar el funcionamiento de los sensores y los relés de protección en toda la red (Kappenman et al., 1981, 1997).

La arquitectura de algunos transformadores de potencia puede provocar que sean más vulnerables a efectos de las CIG que otros. Por ejemplo, en el caso del SEN de México se aprecia un uso extendido de auto-transformadores. Al tener estos un único bobinado conectado a tierra, son más propensos a ser dañados ((IEEE, 2015a)). Por otra parte, los transformadores de alto voltaje se saturan con pocos amperios de CIG y producen mayores impactos en la red eléctrica cuando fallan. Como se muestra en la Fig. 2.8c, debido a que la pérdida de potencia reactiva en un transformador es proporcional a la tensión de funcionamiento, cuanto mayor sea la tensión nominal en kilovoltios, mayor serán las pérdidas de potencia reactiva. Como ejemplo, un transformador de 765 kV tendrá pérdidas de potencia reactiva aproximadamente seis veces mayores para la misma magnitud de CIG que un transformador equivalente a 115 kV (Kappenman, 2007).

Los fallos provocados por CIG en las redes de transmisión eléctrica pueden abarcar grandes extensiones geográficas. Cuanto más interconectada se encuentre la red, mayor probabilidad de que la cascada de fallos provoque un apagón extenso. Esto se debe principalmente a que la intensidad de la CIG depende del largo característico de la red integrada, más que del largo individual

de sus ramales (Zheng et al., 2014). Esto es algo a tener en cuenta en el caso del SEN de México, dada la extensión geográfica de su red eléctrica. Estas cascadas de desconexiones se dan en términos de segundos cuando un compensador estático o un relé recibe una señal distorsionada por la amplificación de medio ciclo y la confunde con un cortocircuito, (Kappenman, 2005).

En cuanto a la afectación térmica en los transformadores de potencia de las redes de AT. La Figura 2.7d muestra un gráfico de la CIG vs la temperatura medida en el exterior de un transformador de potencia en una red de AT. Hay una correlación interesante entre estas dos magnitudes. Esto se debe a que las corrientes parásitas en los entre-hierros generan calor por efecto Joule. Este calor se manifiesta en la aparición de puntos calientes en ciertas partes de la armadura. Esto puede generar combustión y degradación térmica del fluido refrigerante del transformador. Por otra parte, los bobinados en general están aislados con papel encerado o parafinado, un componente que es afectado fácilmente por incrementos de temperatura.

Sucesivos ciclos de calentamiento y enfriamiento (i.e., dilatación-contracción), pueden producir defectos en el material de los bobinados y armaduras. Esto último, junto con el efecto magneto-strictivo del núcleo saturado (vibración mecánica), conlleva a la aparición de microfracturas en el aislamiento de los bobinados, que pueden producir cortocircuitos y una degradación acelerada de los mismos.

Finalmente, podemos resumir que las CIG son el resultado de perturbaciones geomagnéticas que se originan por fenómenos de la actividad solar. Adicionalmente, factores de origen geofísico y técnico pueden influir en las intensidades de CIG resultante en una red eléctrica de potencia, como pueden ser: la posición geográfica, la topología del sistema eléctrico, las propiedades conductoras del suelo, así como la arquitectura de ciertos transformadores de potencia y su voltaje de operación. Los efectos más relevantes de las CIG en transformadores eléctricos de potencia son la amplificación de medio ciclo, el incremento de la potencia reactiva y la generación de puntos calientes en los entre-hierros de estos.



Figura 2.9: Bobinados dañados en transformadores de ESKOM en Sudáfrica. Este deterioro fue causado por CIGs no superiores a 10 A fluyendo por algunas horas durante las Tormentas de Halloween, Octubre - Noviembre 2003 (Gaunt and Coetzee, 2007)

Capítulo 3

Cálculo y Medición de CIG en Redes Eléctricas

3.1. Cálculo de CIG en Redes Eléctricas de Potencia

El método completo de cálculo de CIG se representa mediante el diagrama de flujo de la Fig. 3.1. y en la Fig. 3.4, se muestra un diagrama de flujo más detallado de la rutina completa. Este es el método que empleamos para el cálculo de CIG en el SEN de México en los capítulos 4 y 5. Según el diagrama, los datos de entrada son las componentes horizontales de campo geomagnético $B_x(t)$, $B_y(t)$ en cada punto de la red eléctrica y la impedancia del suelo sobre el que se asienta en función de la frecuencia ($Z(\omega)$). Los datos geomagnéticos son convertidos al dominio de la frecuencia mediante una transformada rápida de Fourier (FFT). Con estos últimos y $Z(\omega)$ calculamos el campo geoelectrico $E(\omega)$ en cada punto de la red eléctrica.

Luego hallamos $E(t)$, mediante la transformada inversa de Fourier (IFFT) y calculamos las diferencias de potencial V_{ij} , entre cada par de subestaciones de la red integrando $E(t)$ a lo largo de las líneas eléctricas. Finalmente, con estos datos resolvemos la ecuación de Kirchhoff del circuito eléctrico en forma matricial. Para establecer este sistema de ecuaciones asumimos que

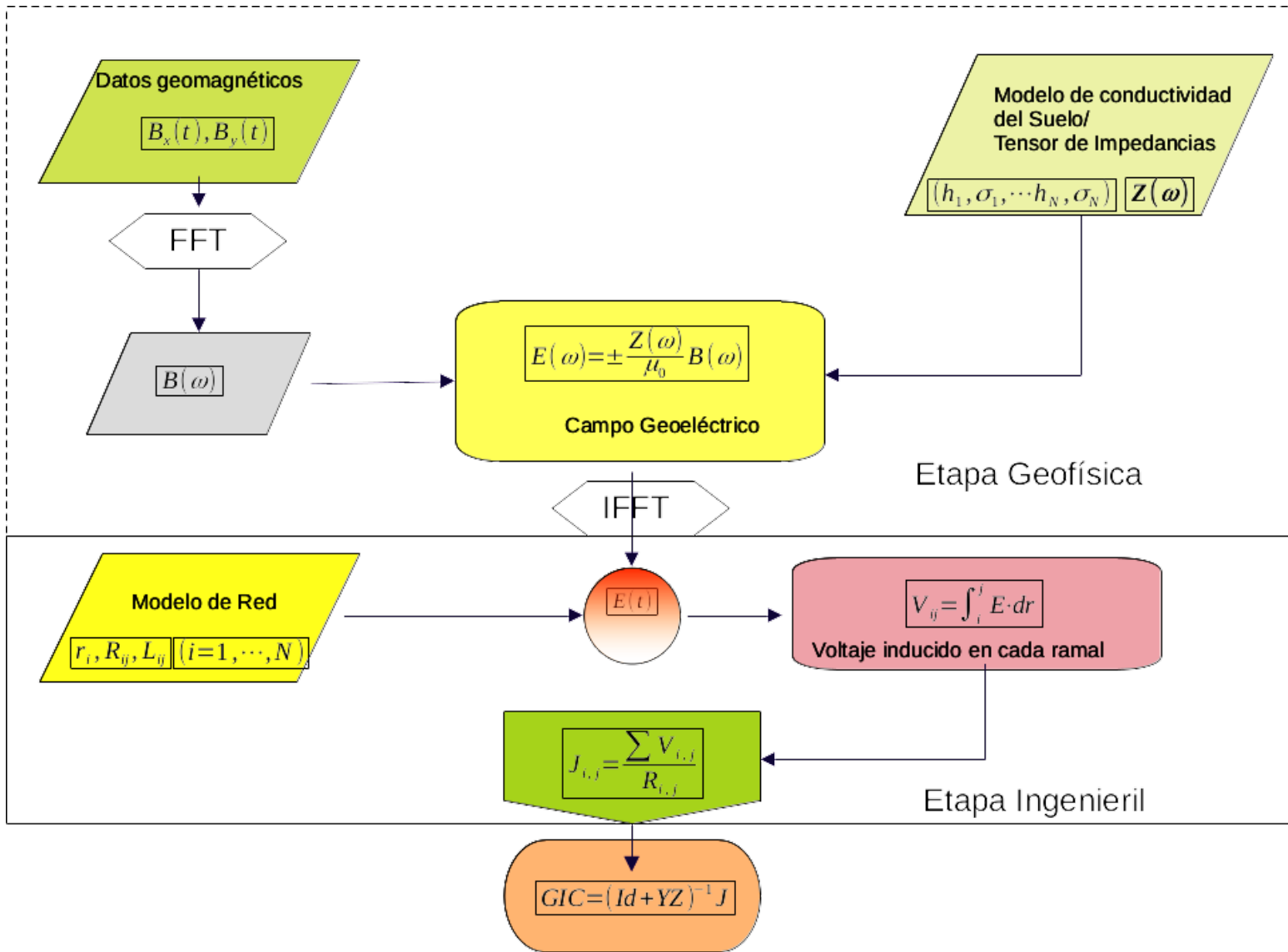


Figura 3.1: Diagrama de flujo del algoritmo de cálculo de CIG en una red eléctrica.

las CIG son corrientes continuas y usamos las resistencias de los conductores y tomas de tierra provenientes del modelo de la red eléctrica para construir las matrices (\mathbb{Y} , \mathbb{Z} , \mathbb{J}), (i.e., Ecs. 3.5 – 3.13), estas matrices se irán definiendo en el transcurso de esta sección. Las soluciones de esta ecuación son las intensidades de CIG en cada uno de los puntos de conexión a tierra de las subestaciones. Tal como muestra la ecuación final del diagrama de la Fig. 3.1.

Entonces, los requisitos para el cálculo de CIG son:

- *Datos geomagnéticos y un modelo de conductividad del suelo.* Este problema es puramente geofísico ya que el campo geoelectrico E depende de la respuesta del suelo a la perturbación geomagnética. Los datos de la conductividad del suelo deben procurarse de estudios geofísicos realizados previamente en la región, tal como se discutió en la sección 2.2.2.
- *Modelo de la red eléctrica.* Se construye a partir de la topología de la red y de sus parámetros eléctricos (i.e., resistencias eléctricas de los conductores, longitudes, conexiones, información geográfica, etc.). En esta etapa usamos como entrada los parámetros ingenieriles de la red.

Como es imposible instrumentar con magnetómetros cada punto de interés a lo largo del territorio. Interpolamos las variaciones horizontales del campo geomagnético B_x , B_y , en cada punto de la red a partir de los registros de estaciones magnéticas cercanas. Estas interpolaciones se pueden realizar mediante diversas técnicas, (Apéndices A y B). Para el caso de México, usamos Sistemas de Corrientes Esféricas Elementales (SECS), (Amm, 1997).

En estudios a escala regional (i.e., distancias menores a 1500 km), se asume una tierra plana y un referencial cartesiano definido como en la sección 2.2.1. Empleando el método de la onda plana y en todos los supuestos de la sección 2.2.1, obtenemos un límite superior a la CIG según Albertson and Baelen (1970).

Primero aplicamos la transformada rápida de Fourier (FFT), a las componentes horizontales de

campo geomagnético B_x, B_y . De acuerdo a Pirjola (1982); Cagniard (1953), para un terreno de conductividad uniforme $\sigma = cte$, las componentes del campo geoelectrico en superficie vendrán dadas por:

$$E_{x,y} = \pm \sqrt{\frac{\omega}{\mu_0 \sigma}} e^{\frac{i\pi}{4}} B_{y,x} \quad (3.1)$$

La Ec. 3.1 es la ecuación básica de la teoría magnetotelúrica.

Para suelos estratificados (modelos 1D, 2D), aplicamos las formulas recursivas de las Ecs. 2.26 y 2.27 para calcular la impedancia del suelo $Z(\omega)$. De esta forma, obtenemos las componentes de E a partir de las componentes de $B(\omega)$:

$$E_{x,y} = \mp \frac{Z(\omega)}{\mu_0} B_{y,x} \quad (3.2)$$

Luego aplicamos la transformada inversa de Fourier (IFFT) a las componentes de $E(\omega)$ para hallar $E(t)$. Como el campo geoelectrico no es conservativo (Ec. 2.10), hay que integrar a lo largo de los ramales de la red eléctrica para obtener el voltaje inducido entre cada par de subestaciones. El cálculo del campo geoelectrico se aborda en detalle en la sección A.2 del Apéndice A.

$$V_{ij} = \int_C E(\vec{r}) \cdot d\vec{r} \quad (3.3)$$

siendo C la curva que une los puntos i y j . (Fig. 3.2).

Para el calculo de CIG en la red del SEN de México seguimos el método propuesto por Lehtinen and Pirjola (1985). A las frecuencias características de las CIG, la impedancia de las líneas de corriente es su resistencia óhmica.

Cuando se calculan CIG en líneas de alta tensión, se debe tener en cuenta que esta se induce por

igual en cada fase. Por lo tanto, en una línea de alta tensión es usual reducir todas las fases a un único conductor con una resistencia igual al equivalente paralelo de las resistencias de cada fase. En ese caso estamos hallando la intensidad acumulada de CIG en todas las fases. Por otro lado, si nos interesa saber la corriente inducida por fase, simplemente tomamos la resistencia de una fase y multiplicamos por tres las resistencias de tierra en cada nodo, luego resolvemos la Ec. 3.12, (Boteler and Pirjola, 2017).

Entonces, modelamos la red eléctrica como una malla de N nodos (i.e., subestaciones) conectados a tierra mediante resistencias r_n . Por otro lado, cada par de nodos (i, j) está conectado por un segmento conductor de resistencia R_{ij} , en serie con una fuente de voltaje V_{ij} , (Fig. 3.2). Esta FEM en serie representa el efecto de inducción en la línea. En caso de no existir conexión o haber un dispositivo bloqueador de corriente continua, tomamos $R_{ij} = \infty$.

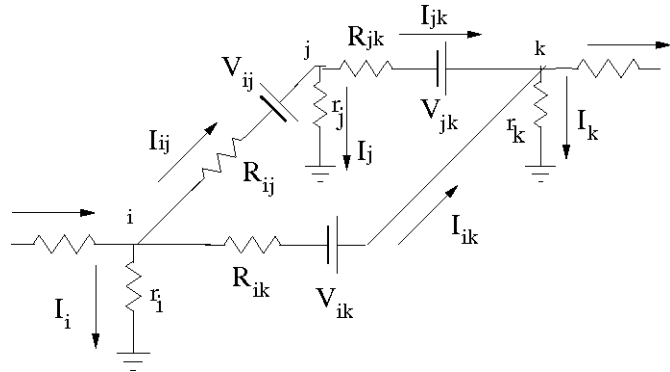


Figura 3.2: Dadas las características cuasi-continuas las CIG, la red eléctrica se modela como una malla compuesta por resistencias y fuentes de potencial en serie-paralelo.

Sea I_{ij} , la corriente que circula entre los nodos i y j . La corriente por la toma de tierra del j -ésimo nodo será I_j . En sistemas de puestas a tierra en general, la diferencia de potencial entre dos puestas a tierra cualesquiera (con respecto a una tierra distante de referencia), se obtiene multiplicando la matriz de impedancias de tierra \mathbb{Z} por el vector de intensidades de tierra I_j . Si la distancia entre los puntos de aterramiento es grande (e.g., $> 1 \text{ km}$), podemos reducir \mathbb{Z} a una matriz diagonal porque el potencial de un nodo no afecta a los demás. Los elementos de \mathbb{Z} en este último caso se reducen a las resistencias de tierra r_n .

Siguiendo con el esquema de la Fig. 3.2, la diferencia de potencial V_{ij}^0 a circuito abierto entre dos nodos cualesquiera se puede calcular mediante la Ec.3.3. Si agregamos la influencia de las corrientes por el circuito (despreciando cualquier otra variación temporal de dicha corriente),

tenemos el voltaje de circuito cerrado:

$$V_{ij} = V_{ij}^0 + V_{ij}^c, \quad (3.4)$$

donde $V_{ij}^c = U_j - U_i$ es la diferencia de potencial entre los puntos (i, j) , que hacen que fluya corriente I_j en el nodo j . Entonces:

$$U_i = \sum_{j=1}^N Z_{ij} I_j = Z \mathbb{1}, \quad (3.5)$$

representa el potencial del punto de tierra i -ésimo, respecto del j -ésimo. La FEM en el segmento se puede escribir como:

$$V_{ij} = V_{ij}^0 + U_i - U_j. \quad (3.6)$$

Ahora tomando en cuenta la Ley de Faraday aplicada al circuito amperiano, formado por la línea de corriente y la tierra entre los nodos i y j . Para el campo eléctrico inducido en el segmento (i, j) tenemos:

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = - \int_A \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{a} = I_{ij} R_{ij} - V_{ij}^0 - (U_i - U_j) = 0 \quad (3.7)$$

ya que esta área de flujo posee altura despreciable en comparación con profundidad de penetración de la perturbación EM.

Aplicando la ley de Kirchhoff en los nodos, tenemos:

$$I_i = \sum_{j \neq i} I_{ji} = - \sum_{j \neq i} I_{ij} \quad i = 1 \dots N. \quad (3.8)$$

resolviendo I_{ij} de 3.7 y sustituyendo en 3.8, tenemos las corrientes de tierra.

$$I_i = - \sum_{j \neq i} (V_{ij}^0 + U_i - U_j) / R_{ij}. \quad (3.9)$$

Podemos llevar esta última relación a una forma matricial, definiendo la matriz de admitancias \mathbb{Y} como:

$$Y_{ij} = \begin{cases} -1/R_{ij} & i \neq j \\ \sum_{j=1, i \neq j}^N 1/R_{ij} & i = j. \end{cases} \quad (3.10)$$

Como hemos supuesto campos lentamente variables en el tiempo, todos los elementos de \mathbb{Y} son reales.

Usando estas definiciones podemos reescribir la Ec. 3.9 como:

$$I_i = - \sum_{j \neq i} V_{ij}^0 / R_{ij} + \sum_j Y_{ij} / R_{ij} \quad (3.11)$$

expresando esto en forma matricial finalmente:

$$\mathbb{I} = (\mathbb{I}d - \mathbb{Y}\mathbb{Z})^{-1} \mathbb{J}. \quad (3.12)$$

Esta es la ecuación característica de la red, donde \mathbb{I} representa la intensidad de CIG en cada nodo de la red, $\mathbb{I}d$, es una matriz identidad $N \times N$ y las componentes del vector \mathbb{J} vienen dadas por:

$$J_i = \sum_{j=1}^N \frac{V_{ij}^0}{R_{ij}} \quad (3.13)$$

y representan la suma de las corrientes concurrentes a cada nodo. En caso de aterramiento per-

fecto, entonces $\mathbb{Z} = \mathbb{0}$ en la Ec. 3.12 y las corrientes de tierra $I_i = J_i$. Los componentes del vector \mathbb{J} son entonces las *corrientes de aterramiento perfecto*.

Esta descripción de la red como una malla de resistencias y fuentes se conoce como *Método de las mallas de impedancia*, y es una aplicación directa de la teoría de circuitos de Kirchoff. Este método no es adecuado para redes complejas (i.e., con decenas de nodos y ramales diferentes), como en el caso de la red eléctrica del SEN de México. En estos casos es preferible reemplazar las resistencias y fuentes de voltaje por una malla de admitancias y fuentes ideales de corriente, (*Método de las admitancias nodales*). Ambos métodos son equivalentes en su forma matemática. Es-

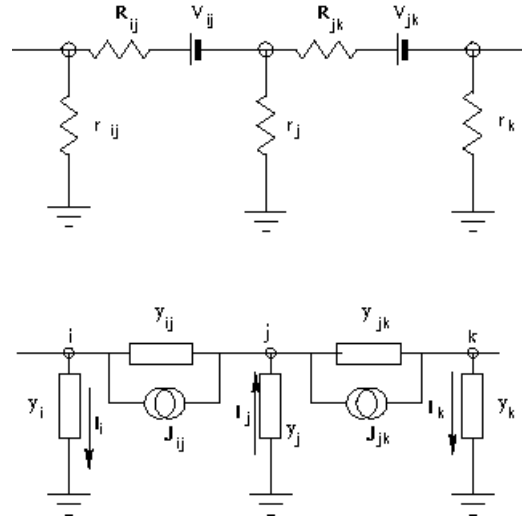


Figura 3.3: Dos descripciones de la red eléctrica diferentes: (arriba) *Método de la malla de impedancias*, la inducción electromagnética se modela como fuentes de corriente continua V_{ij} en serie con la resistencia de los conductores R_{ij} , cada nodo se conecta a tierra por una resistencia r . (abajo) *Método de la admitancia nodal*, se reemplazan las fuentes de voltaje por fuentes ideales de corriente J y las resistencias por admitancias y_{ij}, y_j respectivamente.

te es el fundamento del método de Lehtinen-Pirjola que usaremos en los capítulos 3 y 4 para calcular la CIG en la red eléctrica de 400/230 kV del SEN de México, Lehtinen and Pirjola (1985). La diferencia es que en el método de malla de impedancia calculamos primero los voltajes en cada nodo para luego hallar las corrientes, mientras que en el método de Lehtinen-Pirjola de admitancia nodal, las corrientes salen directamente al resolver el sistema de ecuaciones. Esto es una ventaja sustancial cuando se calcula CIG en redes con decenas de ramales y nodos.

En términos de las admitancias, podemos representar las corrientes concurrentes al k-ésimo nodo como:

$$J_k = V_k \left(y_k + \sum_{j=1}^N y_{jk} \right) - \sum_{j=1}^N V_j y_{jk} \quad (3.14)$$

Mientras que las corrientes entre los nodos j y k de la malla se pueden escribir como:

$$i_{jk} = j_{jk} (V_j - V_k) y_{jk} \quad (3.15)$$

Las Ecs. 3.14 y 3.15 son equivalentes a las expresiones 3.13 y 3.7 vistas anteriormente. Donde $y_k = 1/r_k$, $y_{jk} = 1/r_{jk}$ son las admitancias de tierra del k -ésimo nodo y de la línea entre j y k , respectivamente.

Finalmente, en la Fig. 3.4, presentamos un diagrama de flujo que describe el algoritmo de cálculo de CIG. En el C presentamos las consideraciones teóricas y prácticas referentes a la preparación de los datos magnéticos de entrada necesarios para correr los algoritmos de interpolación Sistema de Corrientes Esféricas Elementales (SECS) y del cálculo de CIG.

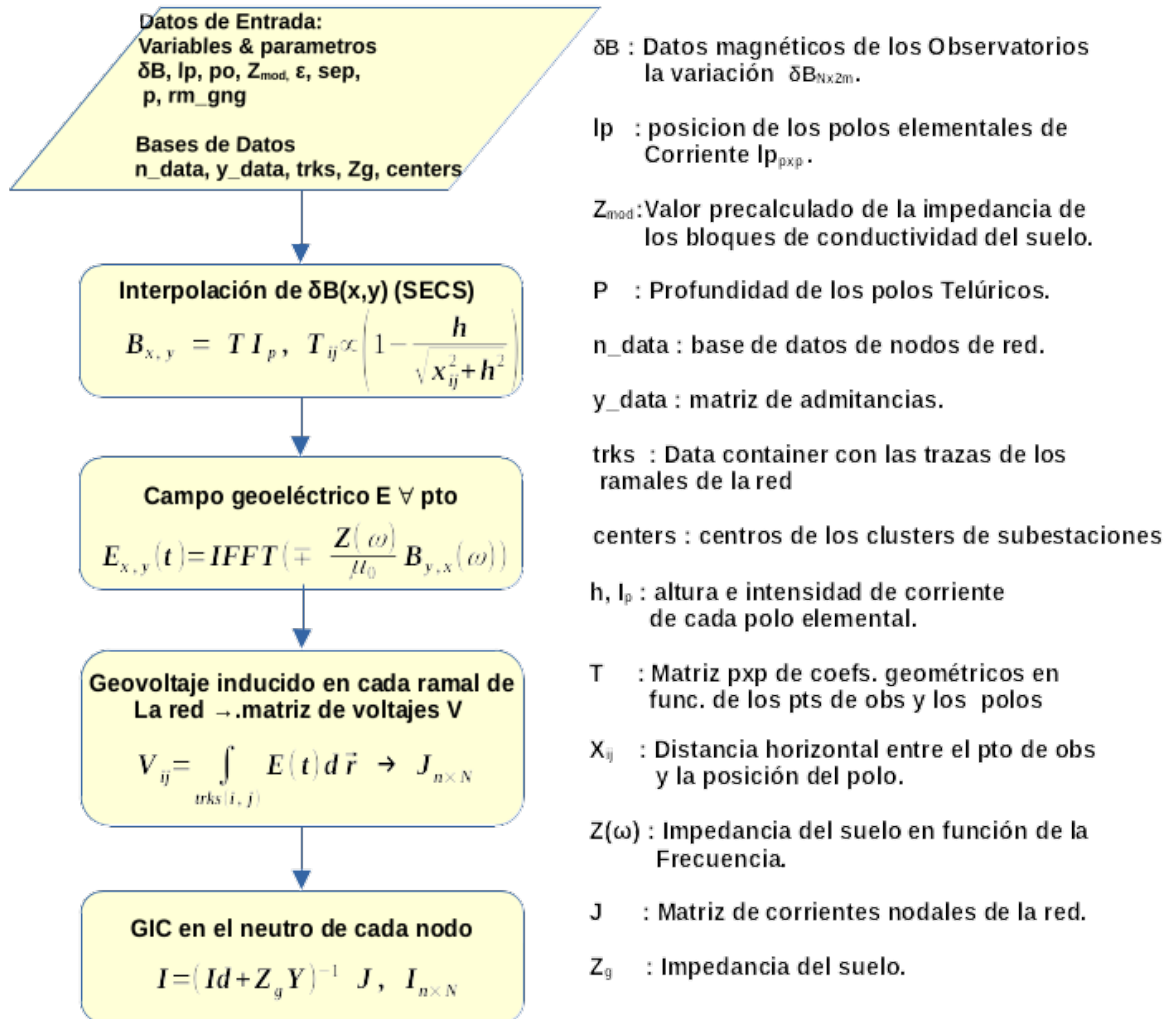


Figura 3.4: Diagrama de flujo detallando el procedimiento de calculo de CIG a partir de datos de los observatorios geomagnéticos, del modelo de conductividad del suelo y de los datos de la red eléctrica.

3.2. Consideraciones Finales

3.2.1. Diferentes Voltajes de Operación

En la red del SEN, existen mas de seis voltajes de operación (*buses* en la jerga técnica), distintos y diferentes tipos de transformadores conectados en cada subestación. Es necesario modelar cuidadosamente las conexiones a cada bus. En la Fig. 3.5 se muestran los esquemas de conexión mas comunes para transformadores y autotransformadores funcionando entre dos buses a diferente voltaje. Como se vio en la sección anterior, a medida que se eleva el voltaje de operación, más significativa es la CIG. En la práctica nos enfocamos en las subredes de mayor voltaje de operación (i.e., dentro del segmento de alta y extra-alta tensión, $V \geq 115 \text{ kV}$). Las subredes de tensión media y baja, ($V < 115 \text{ kV}$), se ubican detrás de varias etapas de transformación, sobre los secundarios de los bancos de transformadores de alta tensión. Además, la longitud de los ramales de media y baja tensión disminuye porque la densidad de subestaciones cercanas es mayor. Por lo tanto, es muy difícil tener CIG apreciable en esas subredes.

El problema más importante cuando consideramos buses a diferentes voltajes es donde definimos cada nodo y como modelamos las conexiones a este. Para una red de un solo bus (voltaje único), cada nodo solo involucra una resistencia de tierra (Figs. 3.2 y 3.3). Este es el caso del modelo de red eléctrica empleado en el capítulo 4 para la red eléctrica del SEN. Pero cuando tenemos una conexión entre dos subredes a diferente voltaje de operación (dos buses diferentes), debemos considerar el tipo de transformador involucrado antes de definir el nodo (Fig. 3.5). Este es el caso del modelo mejorado que se presenta en el capítulo 5.

En el caso de transformadores tipo $Y - Y$, con devanados en estrella, debemos considerar el nodo en el punto común de conexión de ambos devanados a tierra. Pero en el caso de autotransformadores, el nodo debe tomarse en la conexión entre el primario y el devanado común a tierra (Fig. 3.5 a y b).

Transformadores con devanados Δ (o triángulo) no se consideran porque no poseen conexión a

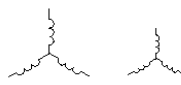
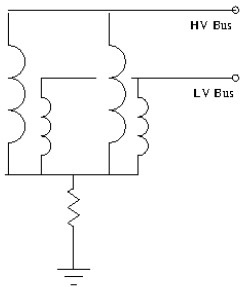
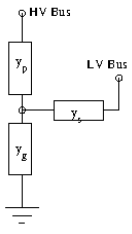
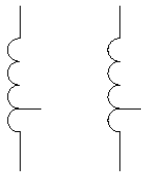
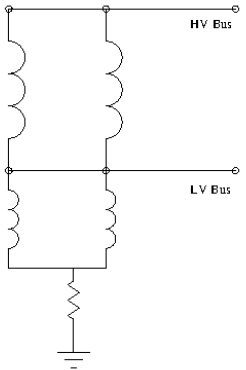
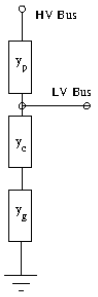
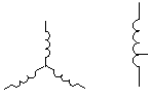
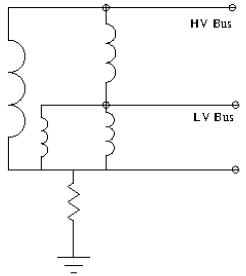
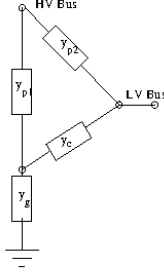
Transformer Type	Electrical Diagram	Model
<p>Y-Y Transformer</p> 		
<p>Autotransformer</p> 		
<p>Y transformer & Autotransformer</p> 		

Figura 3.5: Equivalentes de los principales tipos de transformadores y autotransformadores con conexiones a dos buses con diferente voltaje, según (Boteler and Pirjola, 2017)

tierra, los ramales conectados a estos son considerados circuito abierto. En el caso de conexiones $\Delta - Y$ (triángulo-estrella), solo se toma el ramal del lado de la estrella Y . Este último tipo de transformador es útil para aislar determinadas partes o equipos en la red y se los encuentra frecuentemente en plantas de generación.

En el caso del SEN de México, consideramos dos buses diferentes (230/400 kV) y excepcionalmente tomamos un segmento de la red aislada de Baja California Sur a 115 kV. La red considerada cuenta con 246 subestaciones muchas de ellas con conexiones a diferentes subredes y con diversos tipos de transformadores. Por lo tanto es necesario tomar en cuenta todas las consideraciones anteriores para crear un modelo aceptable de la red eléctrica nacional.

3.2.2. El Efecto de las Redes Eléctricas Externas

La red eléctrica del SEN además posee conexiones con redes de Estados Unidos, Guatemala y Belice (ver Fig. 3.6). Debemos tratar los efectos de estas redes externas de forma particular para evitar errores en el cálculo de las CIG.

Una red de eléctrica de potencia en general no se considera aislada. Aunque modelemos una red entera, esta puede tener conexiones con otras redes incluso funcionando a diferente voltaje y frecuencia de operación. Desde este punto de vista, todas las redes no consideradas son conexiones externas y deben ser tratadas apropiadamente en los puntos de conexión.

Esto se da porque la inducción en estas conexiones externas son omitidas. Para considerar estas redes, colocamos un equivalente de Thévenin del circuito externo en paralelo a la toma de tierra del nodo de conexión. Este equivalente en general consiste en una resistencia (o juego de resistencias) y una fuente de FEM.

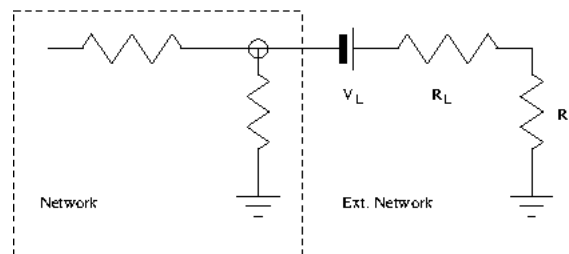


Figura 3.7: Equivalente de Thévenin para modelar la influencia de una red externa según Boteler et al. (2013). La red externa es considerada como un conjunto de una fuente y un par de resistencias R_L , R_s . En este caso los terminales del circuito son la tierra misma y la malla.

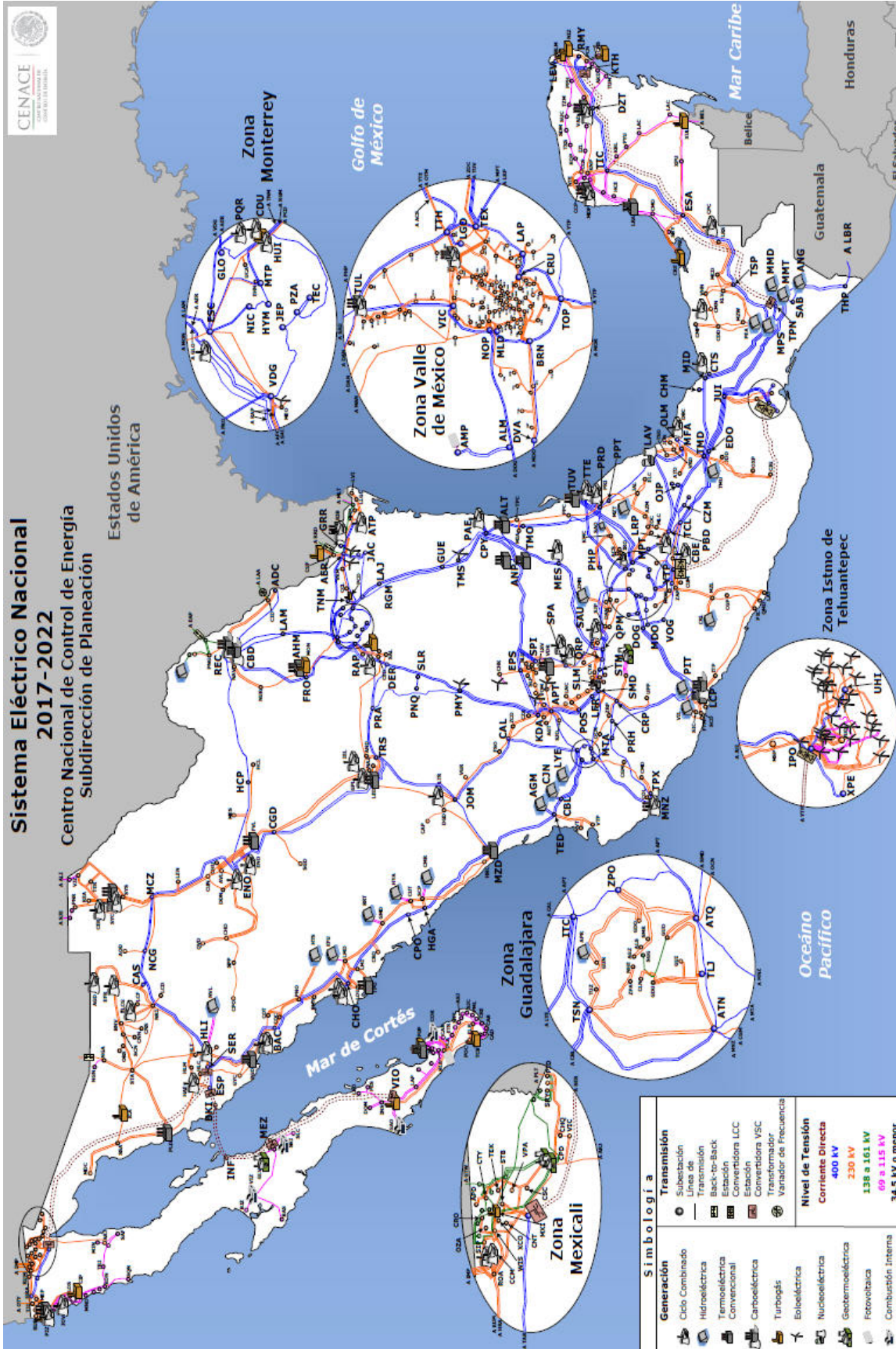


Figura 3.6: Mapa de la Red del SEN Fuente: Reporte PRODESEN 2020-2034 CENACE <https://www.gob.mx/sener/articulos/prodesen-2020-2034>

En la teoría de circuitos eléctricos, el teorema de Thèvenin establece que si una parte de un circuito eléctrico lineal está comprendida entre dos terminales, esta parte en cuestión puede sustituirse por un circuito equivalente que esté constituido únicamente por un generador de tensión en serie con una resistencia (Edminister, 1965). En este caso, al conectar un dispositivo entre los dos terminales, la diferencia de potencial y la corriente que circula por el son las mismas tanto en el circuito real como en el equivalente.

Boteler et al. (2013) analizaron tres posibles equivalentes de Thèvenin y su exactitud para representar estas redes externas. Para el caso de la red eléctrica del SEN, adoptamos el equivalente más exacto que sugiere este estudio. Concretamente, el equivalente usando en nuestro modelo numérico (capítulo 5), consiste en considerar un ramal extra hasta la subestación más próxima de la red externa, tal como se muestra en la Figura 3.7. En este caso estamos considerando la inducción producida en este ramal, su resistencia eléctrica y la resistencia de tierra de la subestación externa considerada.

En general es difícil proporcionar un equivalente de Thévenin, pues por definición requiere conocer el voltaje de circuito abierto en el punto de conexión y la intensidad de cortocircuito.

El equivalente de Thèvenin exacto R_{th} , para una red externa, se puede definir definir como:

$$\mu_0 R_{th} = \frac{V_{oc}}{I_{sc}} \quad (3.16)$$

Siendo V_{oc} y I_{sc} , el voltaje de circuito abierto y la intensidad de cortocircuito respectivamente.

Para el caso de la Fig. 3.7, la resistencia y el voltaje de Thèvenin vienen dados por:

$$R_{th} = R_L + R_s \quad (3.17)$$

$$V_{th} = V_L \quad (3.18)$$

Análogamente, en el caso de circuito abierto se cumple: $R_{th} = 0$, $V_{th} = 0$. En el equivalente considerado en la Ec. 3.17, podemos tomar como R_L, R_s , la de la línea a la próxima subestación exterior y su correspondiente resistencia de aterramiento y como V_L el voltaje inducido sobre dicha línea.

El considerar las redes externas permite moderar las intensidades de la CIG en los puntos de conexión con la red del SEN de México. Esto reduce la sobreestimación inherente al hecho de ignorar los efectos de inducción proveniente de estas conexiones externas (Boteler et al., 2013).

3.3. Medición de CIG en Redes Eléctricas de Potencia

3.3.1. Dispositivos Adheridos al Circuito

Este es el método más común para la medición de CIG y es el que usamos en México. En este caso, el dispositivo consiste en un sensor Hall adherido al neutro del banco de transformadores o de un transformador específico, (Barbosa et al., 2015b; Koen and Gaunt, 2003).



Figura 3.8: Sensores de CIG instalados en las subestaciones de Laguna Verde (arriba) y Querétaro Potencia (debajo). (izq. arriba) Sensor Hall adherido al neutro común del banco de transformadores (cabo negro). Caja con la electrónica de control (der. arriba). Unidad de comunicaciones y datalogger (izq. abajo). Sensor de temperatura (der. abajo)

A modo ilustrativo, los sensores empleados en la medición de CIG en México son fabricados por una empresa nacional (ORTO de México S. A.) y miden corriente continua en un rango de $\pm 50A$ con una precisión del 10 %, . Adicionalmente, dos sensores de temperatura adheridos al exterior de la carcasa del transformador miden la temperatura del dispositivo (Fig. 3.8). Los datos de

salida son una serie de medias por minuto que se almacena en una base de datos en un servidor local. Finalmente, los datos se consultan a través de internet desde la sede de la Gerencia de Ingeniería Especializada de CFE.

La instalación de estos medidores, en subestaciones de la CFE consideradas como sitios de seguridad nacional, ha sido el fruto de la colaboración entre la Gerencia de Ingeniería Especializada de CFE y el LANCE.

Con esta técnica se obtiene la CIG que circula por el punto de toma de tierra en el nodo común de los devanados del transformador. Las ventajas son: es una medida directa de la CIG, el equipo puede funcionar por años con mantenimiento mínimo, y ser supervisado remotamente. Las desventajas es que se requieren de permisos especiales para acceder a las subestaciones e instaladores autorizados para realizar el mantenimiento. Además, existe cierto riesgo por la proximidad de los conductores vivos a alta tensión, por lo cual es recomendable extremar las precauciones.

3.3.2. Magnetometría Diferencial

Este es un método indirecto para la medición de CIG, no lo utilizamos en México, pero consideramos que es ilustrativo incluirlo ya que se utiliza en otras partes del mundo. Su fundamento se basa en la utilización de un par de magnetómetros, uno debajo de la línea de alta tensión y otro ubicado en las cercanías, pero lejos de la influencia del campo propio de la línea, (Matandirotya et al., 2016; Trivedi et al., 2007).

La corriente de CIG se infiere de la diferencia de los registros magnéticos mediante alguna formulación de la ley de Biot y Savart específica para la geometría de conductores considerada. Las distancias recomendadas de separación de ambos equipos dependen de la corriente en la línea, en el caso de una línea típica de 500 kV y 500 A, se recomienda una separación mayor a 400 m. Alternativamente, en estos estudios se ha sustituido el segundo magnetómetro por una estación geomagnética cercana, siempre que la distancia no exceda los 100 km (Fig. 3.9).

En este caso estimamos la corriente en las líneas de la red y podemos utilizar la Eq3.12 para

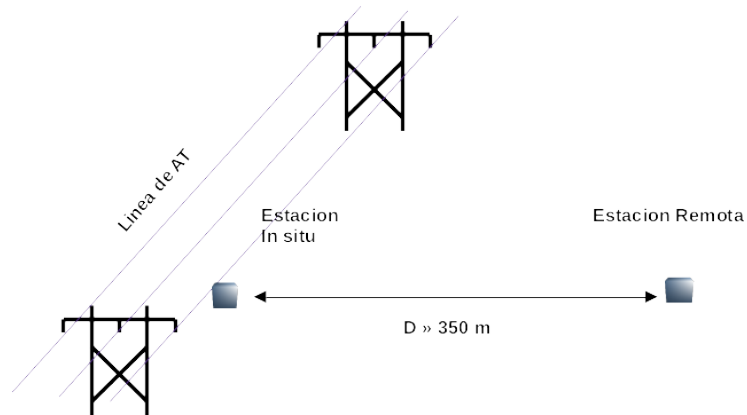


Figura 3.9: Disposición de los equipos para magnetometría diferencial, un magnetómetro se coloca debajo de la línea de alta tensión, mientras que otra estación prudentemente alejada registra el campo magnético en paralelo. La diferencia entre ambos registros corresponde a la contribución magnética de la CIG en la línea de corriente.

inferir la corriente en el neutro de las subestaciones en los extremos. Este procedimiento requiere conocer muy bien el circuito y hay que considerar que la medida de la corriente en el neutro puede contener un error apreciable. La ventaja de este método con respecto al anterior es que no requiere acceder a las subestaciones, las desventajas son la seguridad de los equipos y el reducido tiempo de adquisición. Con esta metodología solamente se puede estimar la CIG durante el tiempo que dura la campaña.

Capítulo 4

First GIC Estimates for the Mexican Power Grid

4.1. Resumen

En el siguiente artículo de investigación se realizó una primera evaluación del impacto de las corrientes inducidas geomagnéticamente en la red eléctrica de 400 kV de México. Estimamos las intensidades de CIG usando un modelo de conductividad y campo geomagnético uniforme para todo el territorio mexicano. Por simplicidad, en este primer modelo se consideraron 115 subestaciones de la red de 400 kV del SEN de México, las demás redes de menor voltaje de operación se ignoraron. Los datos de la red eléctrica fueron proporcionados por la CFE.

Asumimos un modelo de conductividad uniforme para todo el territorio nacional, con un valor $\sigma = 7 \text{ mS/m}$. Este valor corresponde al promedio de los valores de conductividad del territorio Mexicano según se reporta en el Atlas de conductividad del suelo para muy bajas frecuencias (VLF, (3 – 3 kHz)) elaborado por la International Telecommunications Union (ITU) ¹.

¹https://www.itu.int/dms_pubrec/itu-r/rec/p/R-REC-P.832-4-201507-I!PDF-E.pdf

En este estudio, estimamos la respuesta de la red eléctrica escogida durante cuatro tormentas geomagnéticas de los ciclos solares 23 y 24, así como un escenario hipotético extremo tipo evento Carrington. Un evento extremo de este tipo sería capaz de generar un campo geoelectrico inducido de $1 V/km$ en las direcciones NS y EO. Los resultados del modelo sugieren que la red eléctrica del SEN de México podría verse afectada por CIG con intensidades entre 20 y 75 A durante perturbaciones geomagnéticas severas.

Según los resultados de este primer modelo, las subestaciones de 400 kV ubicados en áreas costeras o cerca de los bordes de la red, podrían experimentar CIG intensas durante intervalos de tiempo entre 3 y 10 horas, dependiendo de la intensidad de la tormenta geomagnética. Resulta interesante notar que la ubicación de estas subestaciones del SEN de México tienen gran importancia económica y estratégica para el país. En el caso de un evento extremo, la red eléctrica del SEN de México podría verse afectada por CIG entre 25 y 150 A. Tales corrientes serían capaces de producir distorsiones significativas en el equipamiento de la red (e.g., transformadores de potencia y compensadores estáticos), pudiendo dar lugar a daños importantes y al colapso de la red.



Space Weather



RESEARCH ARTICLE

10.1029/2019SW002260

First GIC Estimates for the Mexican Power Grid

R. Caraballo^{1,2}, J. A. González-Esparza², M. Sergeeva^{2,3}, and C. R. Pacheco⁴

Key Points:

- An exploratory model to assess the impact of geomagnetically induced currents (GIC), on the 400-kV Mexican power grid, is presented
- Estimated GIC values are higher at the edges of the Mexican grid
- Model results are used to plan the installation of GIC sensors along the power grid

Correspondence to:

R. Caraballo,
rcaraballo@igeofisica.unam.mx

Citation:

Caraballo, R., Gonzalez-Esparza, J. A., Sergeeva, M. A., & Pacheco, C. R. (2020). First GIC estimates for the Mexican power grid. *Space Weather*, 18, e2019SW002260. <https://doi.org/10.1029/2019SW002260>

Received 27 MAY 2019

Accepted 20 DEC 2019

Accepted article online 22 DEC 2019

¹Instituto de Geofísica, Unidad Morelia, Universidad Nacional Autónoma de México, Morelia, Mexico,

²SCIESMEX-LANCE, Instituto de Geofísica, Unidad Morelia, Universidad Nacional Autónoma de México, Morelia, Mexico,

³CONACYT, SCIESMEX-LANCE, Instituto de Geofísica, Unidad Morelia, Universidad Nacional Autónoma de México, Morelia, Mexico, ⁴Gerencia de Ingeniería Especializada, Comisión Federal de Electricidad, Mexico City, Mexico

Abstract This contribution addresses the first assessment of the impact of geomagnetically induced currents (GIC) on the 400-kV power grid of Mexico. As an initial approach, we modeled GIC using a uniform conductivity for the entire Mexican territory and spatially uniform geomagnetic disturbance. Power grid data were provided by the electric operator of Mexico; the geophysical data were inferred from the main features of Mexican geology. We calculate the power grid response during four geomagnetic storms from Solar Cycles 23 and 24 (i.e., 15 July 2000, 20 October 2003, 17 March 2015, and 7 September 2017), as well as during an extreme scenario (a Carrington-like event). The results show that the Mexican power grid can be affected by three-phase GIC ranging from 20 to 75 A during geomagnetic disturbances. According to the model, sites located in coastal areas or close to the edges of the network can experience large GIC during time intervals between 3 and 10 hr, depending on the intensity of the geomagnetic disturbance. It is an interesting result that these sites are of the major economic and strategic significance for the country. In the case of a Carrington-like event, the power grid could be affected by GIC ranging between 25 and 150 A under a uniform 1 V/km EW geoelectric field. Such an event might produce significant distortions in the grid hardware (i.e., transformers and static VAR compensators), potentially leading to widespread damage.

1. Introduction

Geomagnetically induced currents (GIC) are produced from the effects of magnetic storms at the Earth's surface and flow in electrically earthed technological systems (Pirjola, 1985). Traditionally, such phenomena were considered limited to the auroral latitudes. Recent studies suggest, however, that space weather effects are important even at low latitudes as a result of the growing interconnection between isolated national power grids (Barbosa et al., 2015). GIC pose a threat to the integrity of power grids at low to middle latitudes (Carter et al., 2016; Gaunt, 2014). Currently, there is an increasing concern about the effects caused by space weather to national economies (Oughton et al., 2019; Eastwood et al., 2018; Liliensten & Bornarel, 2006).

GIC are a regional phenomenon that can affect large geographic areas depending on several factors, such as the degree of interconnection between different electrical networks, geological properties of the ground, and the topology of the electric grids (Zheng et al., 2013; Molinski, 2002). Because of their low frequencies (10^{-1} – 10^{-4} Hz), GIC are considered as a quasi-DC current superposed on the AC in the power lines. The GIC flow on all AC phases through the earthing connections, offsetting the transformers' flux balance. This produces a half-cycle saturation, reactive power consumption and overheating, among other harmful effects, (Kappenman, 2013). In 2014, the General Civil Protection Act in Mexico incorporated the effects of space weather events into the list of natural hazards (Congreso de México, 2014). As a consequence, there was a mandate to federal agencies to design protocols to improve the country's resilience toward these natural hazards. This motivated the creation of the Mexican Space Weather Service (www.sciesmex.unam.mx) in 2014 and the National Space Weather Laboratory (www.lance.unam.mx) in 2016 (Gonzalez-Esparza et al., 2016).

Since 2018, the Mexican Space Weather Service and the Federal Commission of Electricity (CFE) have established a collaboration to assess GIC impacts on the 400-kV power grid. Currently, it is the only GIC monitoring project active in Latin America (Denardini et al., 2016). In the following section, we describe the Mexican power grid and model details. Section 3 describes the events studied and the input data used to cal-

©2019. The Authors.

This is an open access article under the terms of the Creative Commons Attribution-NonCommercial License, which permits use, distribution and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited and is not used for commercial purposes.



Figure 1. Map showing the Mexican 400-kV power grid, black dots represents substations. Important urban areas are encircled in violet. The red lines represent geomagnetic latitude. Mexico is located at low geomagnetic latitudes and has long power lines close to the shorelines of the Pacific Ocean and the Gulf of Mexico.

culate GIC in the 400-kV grid. Finally, sections 4 and 5 present the discussion of the results and conclusions, respectively.

2. Methodology

2.1. Mexican Power Grid Characteristics

According to the report of the Programa de Desarrollo del Sector Energético Nacional, from Mexico's energy secretary, the Mexican power grid is composed of two main networks, which employ ~54,600 km of transmission lines at 400 and 230 kV, respectively. Both networks interconnect approximately 300 substations with a total transmission capacity of 76.7 GW. The 400-kV network studied is composed of 115 substations, which in most cases have multiple connections between them. All the 400-kV substations are connected by three-phase lines. The whole power grid has 13 interconnections with the US and Guatemala, covering almost 20° in latitude and longitude with long branches in the N-S and E-W directions, and it is managed by the CFE, a government institution. In this sense, the geographical characteristics of the Mexican territory can play an important role. The existence of coastal power lines with thousands of kilometers in length might favor the development of large GIC because of the ground conductivity contrast between the oceans and the continental landmass (Molinski, 2002). Figure 1 shows the topology of the 400-kV network throughout the Mexican territory.

2.2. The Power Grid Model

Because of the lack of detailed information about the 230-kV network, we focused on the 400-kV grid. Its high operation voltage and lower conductor resistances can make this network more vulnerable to GIC effects (Radasky & Kappenman, 2010). According to Zheng et al. (2014), GIC intensity is closely related to the system characteristics (e.g., mean conductor lengths and resistances). Therefore, neglecting the 230-kV network can produce a slight overestimate in the final results. We applied the Lehtinen-Pirjola nodal admittance method for modeling the 400-kV grid (Lehtinen & Pirjola, 1985). Figure 2 shows how the 400-kV grid

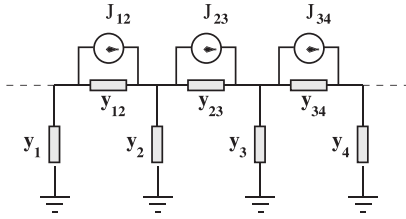


Figure 2. In the nodal admittance method the grid is modeled as a network of grounded nodes connected by ideal current sources \mathbf{J}_n , in parallel with admittances y_{ij} . Each node is grounded through an earthing admittance y_n , $n = 1, 2 \dots N$.

is modeled as a series of earthed nodes interconnected by current sources J_n and admittances y_{ij} in parallel. Each node is grounded by an earthing admittance y_n

The admittances y_{ij} and y_j are defined as

$$\begin{aligned} y_{ij} &= 1/R_{ij} \\ y_j &= 1/r_j, \end{aligned} \quad (1)$$

where R_{ij} and r_j are the conductor and earthing resistances, respectively. The current sources J_{ij} represent the GIC generated at each segment.

Network data such as node locations and the average resistance values of lines and transformers were provided by Mexico's power operator as part of its collaboration with the National Autonomous University of Mexico (UNAM). We considered a uniform ground conductivity $\sigma = 0.007$ S/m. This value is the average conductivity of all the common physiographic provinces that compose the Mexican and southern U.S. territories (Fernberg, 2012).

The 400-kV lines are composed of three bundled conductors per phase. The conductors' resistance was set to $0.026 \Omega/\text{km}$, and all phases and circuits were reduced to one line. This value was provided by the electrical company as a mean value for all the conductors that compose their HV lines. The grounding resistances r_g were set to 0.7Ω , according to the IEEE and NRF-011-CFE-2004 company standards (IEEE, 2015). The grounding resistance includes transformers' winding resistances, which, in this case, was considered the same for all the substations excepting the connections with other power grids. At these connections, the corresponding r_g values were decreased by 30% to take into account the existence of the outer network. The choice of such a value is empirical and is equivalent to replacing the outer power grid by an equivalent resistance (Boteler et al., 2013). For the cases where there are multiple power lines connecting a pair of substations across different paths, we set up an equivalent current-source admittance pair to account for the EM induction in all the single power lines. Connections to the U.S. power networks were neglected because they are made through asynchronous links at a lower voltage, as well as on the Guatemalan side, where the 400-kV network ends at the Los Brillantes substation, near the Mexican border. In this case, we followed a similar approach as in Caraballo et al. (2013) and Horton et al. (2012).

The geomagnetic disturbance was numerically calculated using magnetic data from the Magnetic Observatory of Teoloyucan located close to Mexico City. Because of the lack of other geomagnetic stations in the area, we assumed a uniform spatial distribution for $d\mathbf{B}/dt$ throughout the Mexican territory. The geoelectric field \mathbf{E} was calculated by means of the convolution integral:

$$E(t)_{x,y} = -\frac{1}{\sqrt{\pi\mu_0\sigma}} \int_0^\infty \frac{g(t-u)}{\sqrt{u}} du, \quad (2)$$

where $g = d\mathbf{B}/dt$ are the derivatives of the horizontal components of the \mathbf{B} field at the Earth's surface (with x and y denoting the northward and eastward components, respectively). Note that in equation (2), E-field values at a given time t depend on previous values of g as the integration domain is the $[t, \infty)$ interval. Because of the discrete nature of the magnetic time series, the integral in equation (2) was calculated by following Simpson's 3/8 rule (Abramowitz & Stegun, 1964). Once \mathbf{E} is calculated, the geovoltage between substations i and j is obtained by integrating along the power lines as in equation (3):

$$V_{ij} = \int_i^j \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r}, \quad (3)$$

with

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi + \partial\mathbf{A}/\partial t. \quad (4)$$

In equation (4), the geoelectric field \mathbf{E} is the combination of a scalar potential Φ , caused by the charges present in the integration volume and a potential vector \mathbf{A} produced by the current sources. Hence, \mathbf{E} is not conservative. The GIC at each grounding point can be obtained by solving the matrix equation (Boteler, 1997):

Table 1
The Magnetic Storms Studied, From Left to Right, Date, Solar Cycle (SC), Minimum Dst Index in the Time Window, and Maximum Value of the Kp Index

Date	SC	min Dst(nT)	max Kp
2000-07-15/16	23	-180	9o
2003-10-29/30	23	-350	9o
2015-03-17/18	24	-222	8-
2017-09-07/08	24	-124	8+

$$\mathbf{I} = (\mathbb{1} + \mathbf{YZ})^{-1}\mathbf{J}, \quad (5)$$

where \mathbf{I} is a $N \times 1$ matrix with elements that are the earthing currents at the nodes at each instant, $\mathbb{1}$ is the identity matrix, \mathbf{Z} represents the earthing impedance matrix, and \mathbf{Y} represents the admittance matrix with elements defined as

$$Y_{ij} = \begin{cases} -\frac{1}{R_{ij}} & i \neq j \\ \sum_{k=1, i \neq k}^n \frac{1}{R_{ik}} & i = j \end{cases}, \quad (6)$$

where the indexes (i, j, k) denote network nodes. In the case of distant substations (i.e., nodes), \mathbf{Z} is a diagonal matrix with elements that are the earthing resistances r_g . In the case of the Mexican grid, the minimum separation between substations is greater than 10 km; hence, this approximation is applicable.

The last term, \mathbf{J} , is a column matrix with elements that are defined as

$$J_i = \sum_{j=1, j \neq i}^n \frac{V_{ji}}{R_{ij}} \quad (i, j = 1 \dots n). \quad (7)$$

In addition, its elements represent perfect earthing currents (i.e., $\mathbf{Z}=0$) between each pair of nodes. The electrical parameters of the grid are the input for the definitions of \mathbf{Y} , \mathbf{Z} and \mathbf{J} . Likewise, the ground conductivity σ is required in the determination of \mathbf{E} . Therefore, GIC modeling requires the combination of both geophysical and engineering inputs. Uncertainties in those inputs will affect the final results depending on the grid characteristics and on the ground properties (Caraballo, 2016; Beggan, 2015).

3. Study of Four Geomagnetic Storms

Four geomagnetic storms were chosen to assess the grid response to a strong geomagnetic disturbance. Two events from the Solar Cycle 23 were considered: the Bastille Day storm on 15 July 2000 and the Halloween storm on 29 October 2003. Two magnetic storms from Cycle 24: the St Patrick's day storm on 17 March 2015 and 7 September 2017, respectively. These events were chosen considering their relevance, severity, and effect on the Earth's environment. We used the minimum Dst and maximum Kp as proxies of their severity. As seen in Table 1, the magnetic storms were larger in Solar Cycle 23. Bastille Day storm was triggered by a X5.7 solar flare on 14 July 2000, which occurred near the peak of the solar maximum. The flare subsequently caused an S3 radiation storm. It was the biggest solar radiation event since 1989 (Roynance, 2000). The proton event associated with the flare was four times more intense than any previously recorded since the launches of SOHO in 1995 and ACE in 1997 (Zhang et al., 2003). The flare was followed by a massive full halo CME, which produced an intense geomagnetic storm on 15 July. The geomagnetic storm peaked at the extreme level in the late hours of 15 July. The Bastille Day event's effects were observed at the distance by both Voyager 1 and 2 spacecraft (Webber et al., 2002). The second geomagnetic storm of this study is related to the Halloween storms triggered by a series of intense flares (X17.2) and several CMEs peaking around 29 and 30 October 2003. This event generated the largest solar flare ever recorded by the GOES system. Satellite-based systems and communications were affected, aircraft were advised to avoid high altitudes near the polar regions, and long power outages occurred in Sweden and South Africa as a result of the solar activity (Gaunt & Coetzee, 2007; Pulkkinen et al., 2005). The third event chosen was the St. Patrick's Day magnetic storm on 17 March 2015. A fast CME hit Earth's magnetic field on 17 March at approximately 04:30 UT. At first,

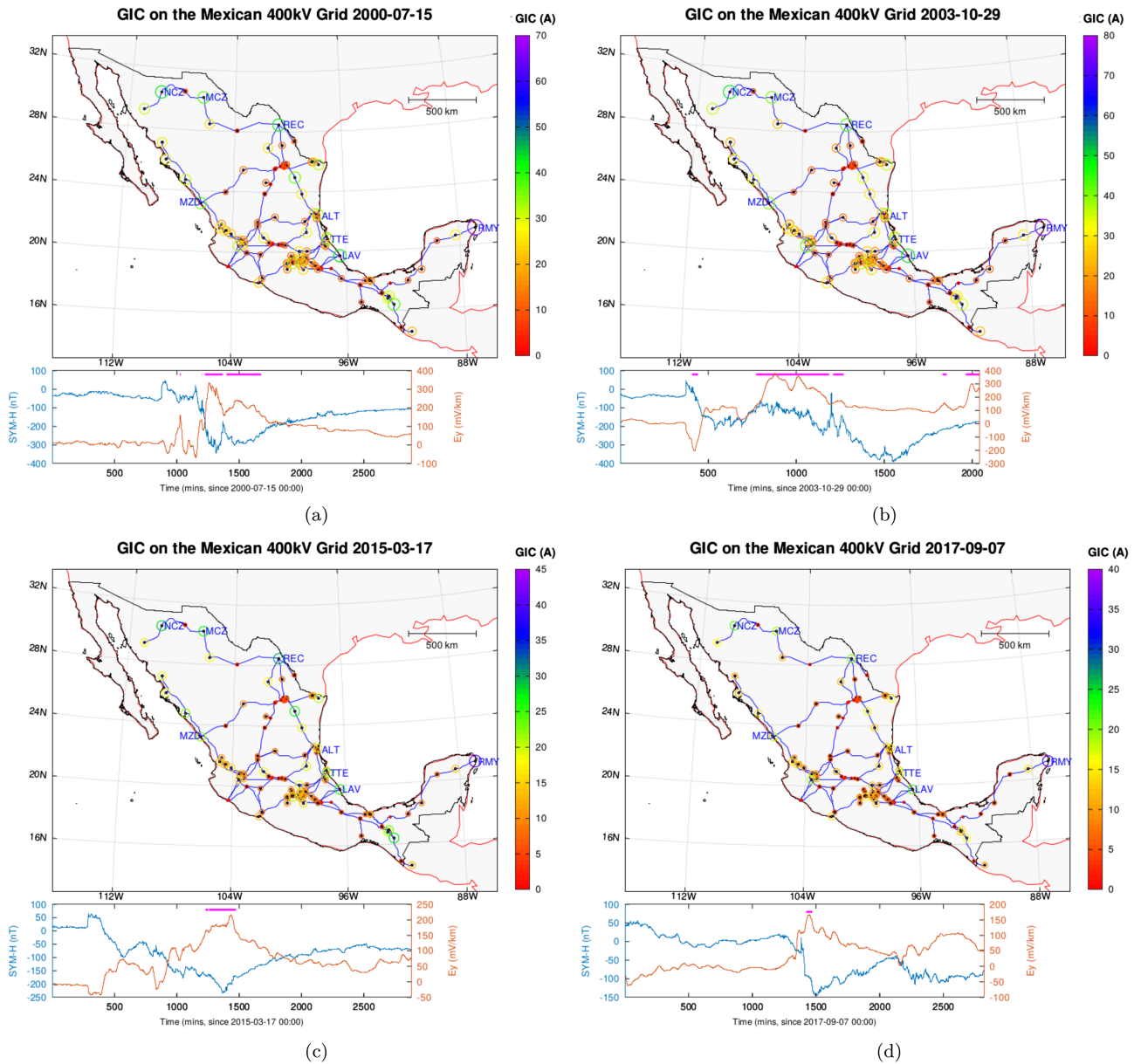


Figure 3. Maximum GIC currents calculated at each substation of the Mexican 400-kV grid. The color and size of the circles are proportional to GIC intensity according to the color scale. Each panel represents the Halloween Storm on October 2003 (a), the Bastille Day storm on July 2000 (b), the September 2017 storm (c), and the March 2015 storm (d). The SYM-H index (blue) and calculated E_y (red) are plotted in the insets below each graph. Magenta marks inside denote the time interval when the GIC exceeded 30 A anywhere. The most affected substations are Riviera Maya (RMY), Laguna Verde (LAV), Tres Estrellas (TTE), Altamira (ALT), Rio Escondido (REC), Moctezuma (MCZ), Nacoziari (NCZ), and Mazatlán (MZD).

the impact sparked a relatively mild G1 ($K_p = 5$) geomagnetic storm. Afterward, the storm intensified to a G4 ($K_p = 8$), ranking it as one of the strongest magnetic storms of the Solar Cycle 24. In this case, The B_z component of the IMF stayed north but turned south by some hours to -26 nT (Zhang et al. (2017), and references therein). The September 2017 events included an X9.3 flare and a G4 magnetic storm (Redmon et al., 2018). In addition, Gonzalez-Esparza et al. (2018) reported the September 2017 space weather events detected by the Mexican ground-based instrumental network.

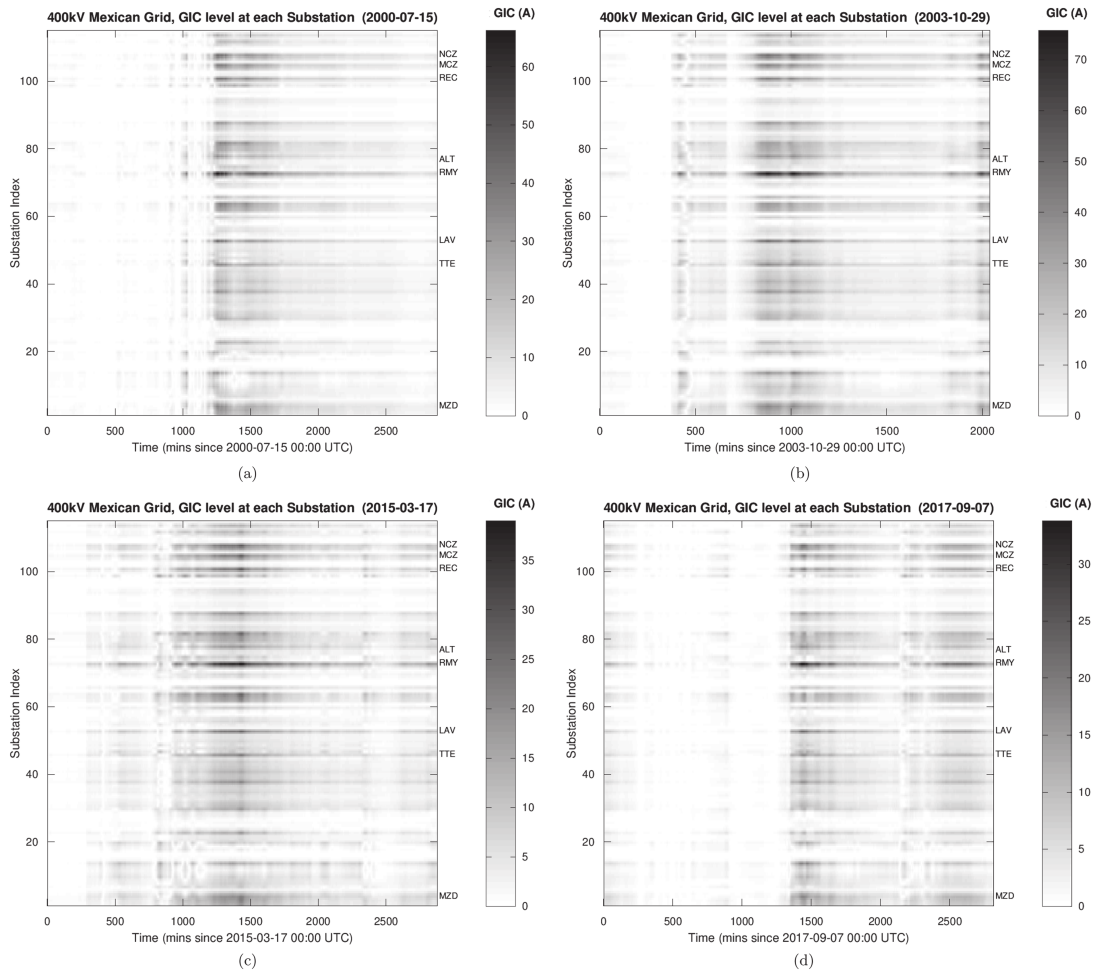


Figure 4. Temporal evolution of the GIC at each substation. GIC intensity is represented in grayscale, and each panel represents an event. Most affected substations are marked by their acronyms (see Figure 3). The vertical axis represents the substation index, and the horizontal one is the time in minutes since the beginning of the day of the storm commencement.

We considered a two-day window starting at 00:00 UT of the day of the storm commencement (excepting the Halloween Storm, because Teoloyucan magnetic observatory provided only 34 hr of geomagnetic coverage). Figure 3 shows the response of the Mexican grid during the four magnetic storms. The panels indicate the total GIC intensity into each substation's grounding grid (i.e., the sum of GIC in all phases).

The results point out interesting aspects of the grid. Substations located close to the coast or at the edges of the network show higher GIC activity (e.g., Riviera Maya, Nacozari, Mazatlán, and Laguna Verde nuclear power plant). Note that several major power plants are located at these sites. On the other hand, inland substations show moderate GIC intensities that do not exceed 25 A. This is the case of the substations within the power rings surrounding Mexico City, Monterrey, and Guadalajara, respectively. Insets in the Figure 3 panels show the SYM-H index and calculated E_y component, respectively, as proxies of the severity of each event. Magenta lines mark the time intervals where the GIC exceeded 30 A on the grid, and they provide an estimate of the duration of the GIC phenomenon for each event. In the case of the Bastille and Halloween storms, this time interval ranges between 7 and 10 hr, respectively. On the other hand, during the September 2017 magnetic storm, intense GIC lasted only for 49 min. In all cases, the GIC reached their maxima during the storm's main phase.

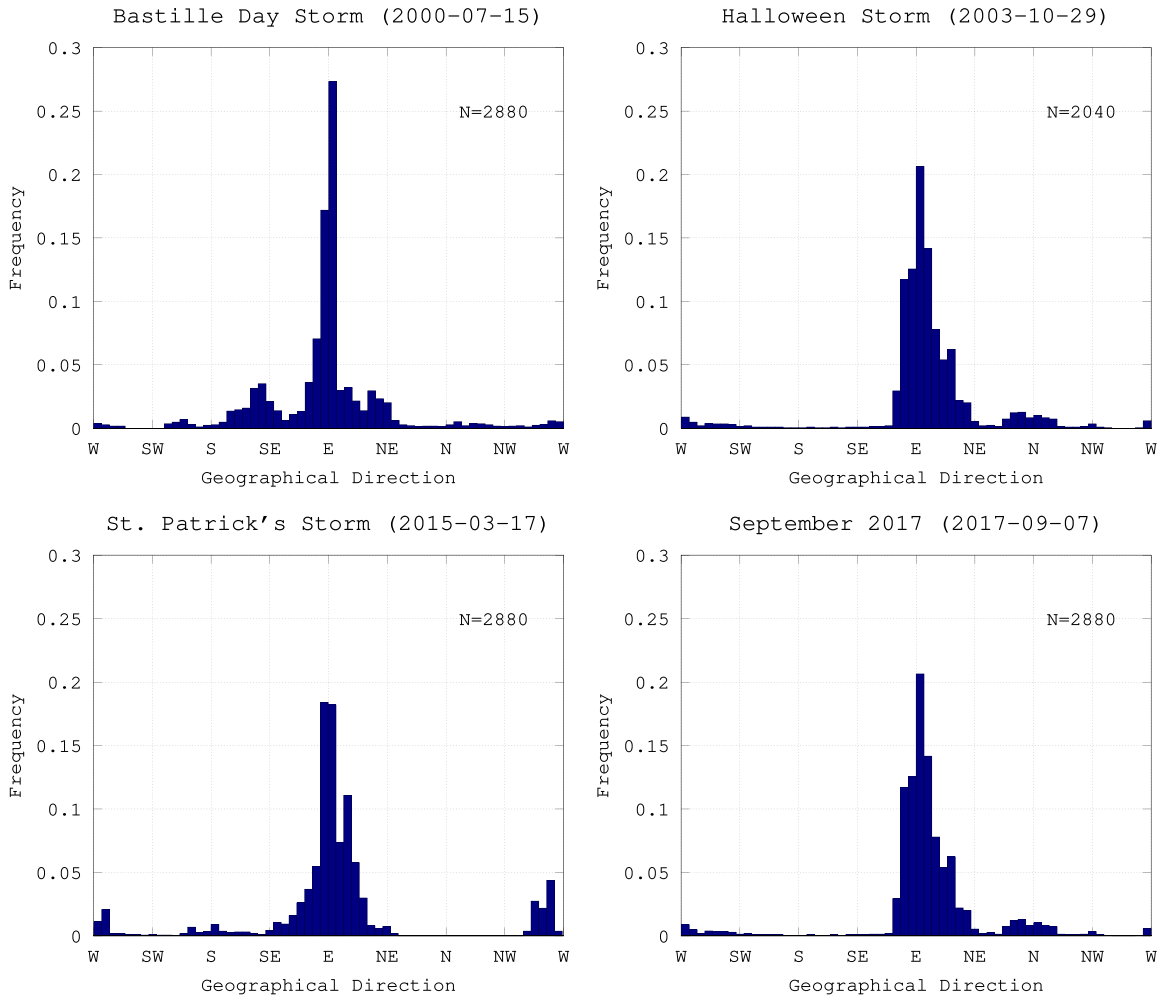


Figure 5. Normalized histograms of the orientations of the geoelectric field during the events studied. The E-field shows a strong tendency to remain pointing eastward (i.e., 0°). During the Halloween and September 2017 storms, the E-field was confined to a narrow angular sector around the east direction. In the case of the Bastille and St. Patrick's storms the E-field showed a broad variation of $\pm 50^\circ$ around the east direction. The *N* value inside each box is the number of data points. The horizontal axis is as follows: east = 0°, north = 90°, south = -90°, and west = $\pm 180^\circ$.

Figure 4 shows the temporal evolution of the GIC at each substation for the four events. The stack plots consist of 115 grayscale ribbons each representing a substation. All substations were indexed; the vertical axis represents the substation index, while the horizontal one corresponds to the time in minutes from the beginning of the storm day. Acronyms of the most affected substations were annotated on the right side of each plot (see caption in Figure 3). The stacked plots provide a complete glimpse of GIC activity in the network. As in Figure 3, we can see that about 80% of the substations registered GIC values over 20 A in the four events. Despite its low-latitude location, the Mexican grid is broad and has long power lines in both N-S and E-W directions. Note that the values plotted in Figures 3 and 4 show the total GIC currents that are distributed through all the conductors of the power lines connecting to each substation. With these GIC values, we would expect a strong contribution to harmonics generation and reactive power demand, capable of triggering the protection systems (Kappenman, 2007).

Regarding the geoelectric field behavior, Figure 5 shows the orientation distributions of the E-field for the four events in the form of normalized histograms. The E-field data were grouped into 60 angular bins, each one covering an angle of 6° in direction. In all cases, the E-field remained predominantly in the E-W direction

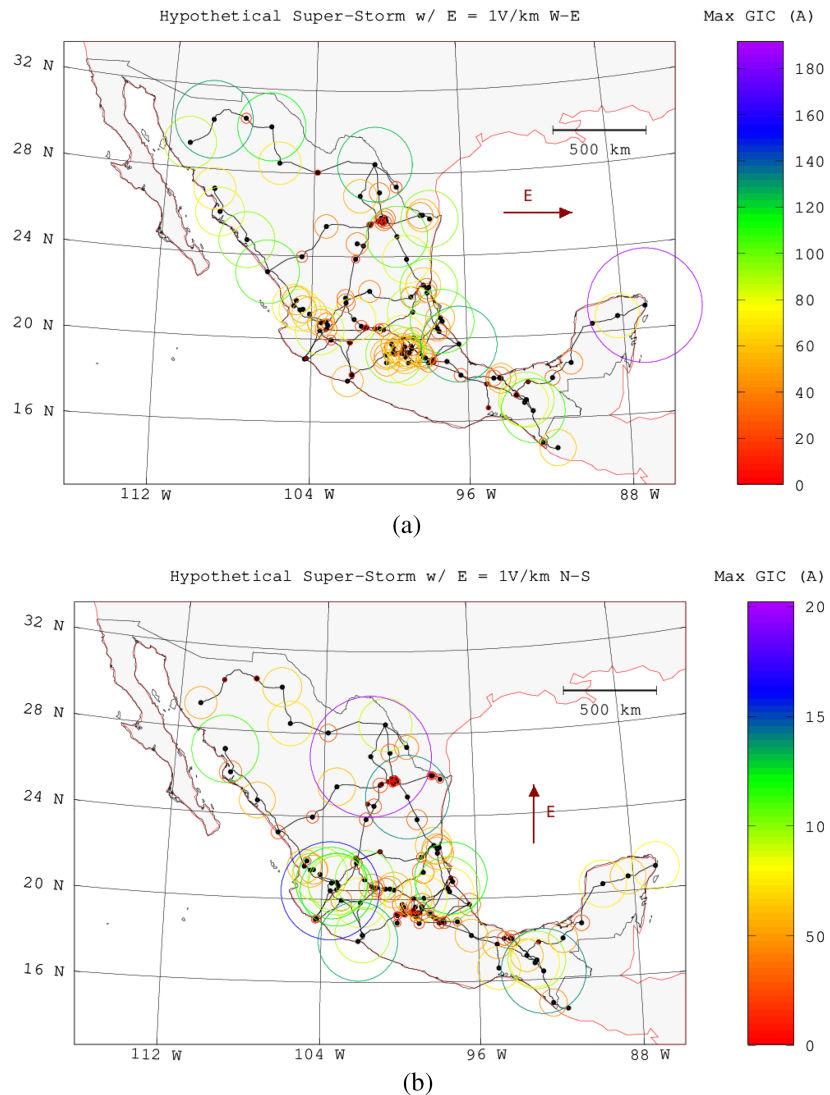


Figure 6. Hypothetical events that could lead to an E-field of 1 V/km in E-W (up) or N-S directions (down). In both cases, the largest GIC intensities occurred close to the ends of the branches with an orientation parallel to each direction.

during long intervals, reaching its highest frequency values. Except for the Halloween and September 2017 storm events, where the E-field remained almost confined to a narrow interval of directions, the rest of the events show a broad dispersion of directions around the East direction. In some cases, the angular spread reaches the NE-NNE directions (100°), as in the case of the Bastille and St. Patrick's Day storms.

3.1. A Carrington-Like Event Scenario

González-Esparza and Cuevas-Cardona (2018) reported that the red aurora, associated with the Carrington geomagnetic storm in 1859, was observed and reported from at least seven different sites in Mexico. In order to assess the grid response to such extreme events, we calculated the GIC in the power grid produced by a uniform 1 V/km E-field in the E-W and N-S directions, respectively. This is a typical value of high-latitude geoelectric field that has been reported in several publications (Myllys et al., 2014; Pulkkinen et al., 2008). Geoelectric field intensities are strongly dependent on the geomagnetic latitude, and reported values at low latitudes never exceeded 500 mV/km during the Halloween storm, the most intense event registered in the

last decades (Zheng et al., 2013; Caraballo et al., 2013; Bernhardt et al., 2008). Thus, such field values at lower latitudes are unlikely unless we experience a great geomagnetic disturbance. The results in Figure 6 for these scenarios show that, regardless the geoelectric field orientation, substations located at the edges of the grid and in coastal areas show large GIC levels ranging between 25 and 150 A. Figure 6 shows that the most affected substations in each case are located at the ends of branches almost parallel with the E-field.

4. Discussion

Note that this model has limitations because it uses strong assumptions. First, regarding the spatial uniformity in the time variation of the geomagnetic field, Mexico has one magnetic observatory located in Teoloyucan, near Mexico City. There is a lack of geomagnetic coverage in the southern part of the country. Such an assumption can lead to some discrepancies with respect to the actual GIC levels. As we cannot provide a dense network of geomagnetic stations into the territory, it would be necessary to interpolate the geomagnetic disturbance at each point by means of some mathematical algorithm, such as the complex image method or the spherical elementary currents system (Boteler & Pirjola, 1998; Amm, 1997), in order to provide dB/dt at each point within the country. In this case, to perform the interpolation of the geomagnetic disturbances, we can take into consideration some magnetic observatories at the southern border of the United States and the Teoloyucan magnetic observatory. Second, there are no magnetotelluric data available for Mexico in order to directly determine its ground conductivity structure. The use of regionally averaged conductivity models adds uncertainty to the orientation of the geoelectric field. This forced us to use a uniform ground conductivity based on the geological data available as stated in section 2.2. Third, the effect of the 230-kV grid was neglected because of a lack of information about its electrical parameters. This can produce a slight overestimation in the final GIC results. Lower voltage networks can be modeled as equivalent resistances at the interconnection points (Boteler, 2013). However, studies made at other low-latitude countries where lower voltage networks were neglected showed that their effect can be slight (Barbosa et al., 2015; Bernhardt et al., 2008). The results indicate that substations located near the edges of the grid can be affected during geomagnetic storms, while the inland ones show more resilience. For now, this can be ascribed entirely to the grid topology. Substations located close to coastal areas may suffer additional effects due to charge accumulation induced by the contrast of conductivity between the ocean and landmass (Molinski, 2002). At these sites, the GIC have few paths to flow into, being restricted to move inwards or outwards of the ground exclusively. A further study with a two-dimensional ground conductivity profile can show such influence but is still in progress. In the case of inland substations, the lower GIC values can be ascribed to the great number of close substations where the GIC have the chance to spread through multiple grounding points. The proximity between substations leads to short branches that prevent the development of large potential differences.

From Figures 3 and 4, we can conclude that the Halloween storm led to the strongest GIC levels in the grid. Moreover, the event duration and calculated geoelectric field intensities were the largest, lasting 10 hr and reaching 400 mV/km in the E-W direction, respectively.

By analyzing the Carrington-like events in Figure 6, we can conclude that the power grid can be severely affected whether the E-field direction is E-W or N-S. This can be ascribed to the existence of two main axes in the grid, which run almost parallel to these directions.

To ensure the reliability of the model, we performed a benchmark analysis considering the most extreme set of input parameters, which led to admissible results (Figure 7). We used an empiric criterion based on the maximum GIC, which is likely to be observed during a magnetic disturbance like the Halloween storm in 2003. We set the maximum admissible GIC to 150 A. According to the literature, such a value is unlikely to be observed at low-latitude countries since reported GIC at these latitudes rarely exceed 20 A for the same event (Torta et al., 2017; Barbosa et al., 2015; Wik et al., 2009; Bernhardt et al., 2008). The parameters considered were conductor and grounding resistances as well as ground conductivity. The uncertainty was tested for ground conductivity values within the interval ($0.001 \text{ S/m} \leq \sigma \leq 0.05 \text{ S/m}$), grounding resistances in the interval ($0.02 \Omega \leq r_g \leq 1.2 \Omega$), and conductor resistances in the range between 0.0011 and 0.0527 Ω/m . Following our criterion, parameter combinations that led to GIC intensities above 150 A were discarded. Finally, we obtained a small set of combinations of the input parameters, which led to results similar to the

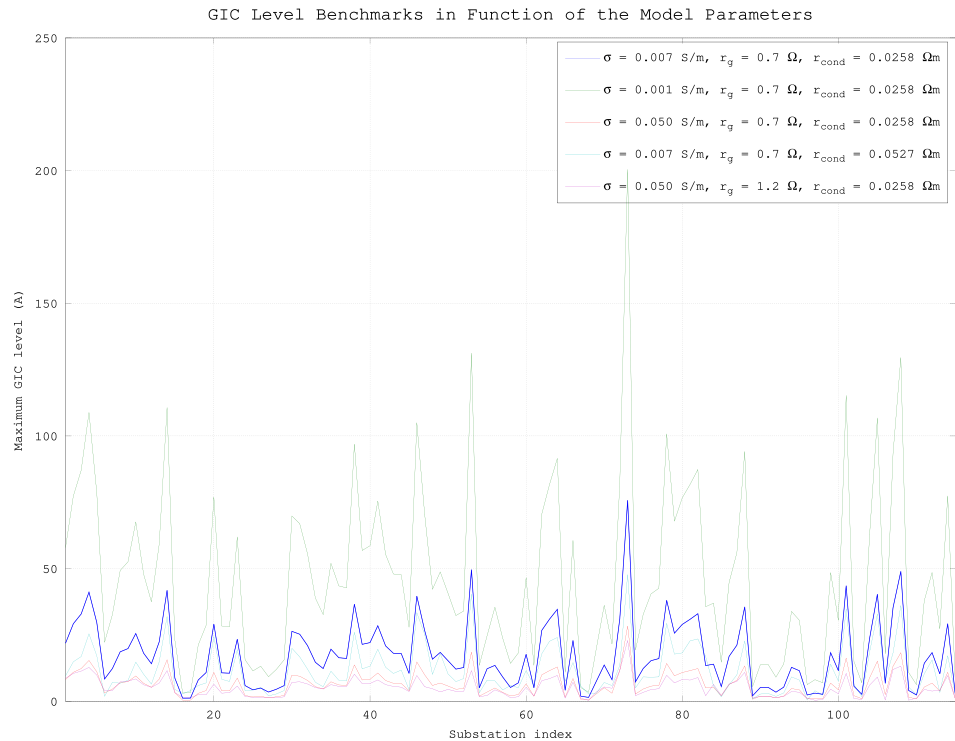


Figure 7. Benchmark of GIC levels expected, based on the most extreme values of the input parameters admissible for the model. The legend shows the most extreme parameter combinations that led to GIC values compatible with the observations made abroad. The bold blue curve corresponds to the maximum GIC level estimated in the Mexican 400-kV grid for the Halloween event.

observed ones in other countries (Carter et al., 2016). The extreme input values came from the available data in the standards for the power grid and from the geophysical data available for the Mexican territory. As seen in Figure 7, the results are more sensitive with respect to the ground conductivity σ and conductor resistances. The benchmark study, however, revealed that the actual GIC levels are likely to lie between the values plotted in Figure 7, even in the case of a 30% to 40% variation in the input parameters (Pulkkinen et al., 2006).

5. Conclusions and Final Remarks

A simple model of the 400-kV power grid has been studied in order to assess the GIC influence over the entire grid. Despite some overestimation caused by the neglecting of the lower voltage networks, the results show that the Mexican power grid can be affected by GIC during strong magnetic storms. We calculate GIC intensities at 115 substations of the power grid with data provided by the electric operator of Mexico and by using the limited geological data available in order to accomplish all the requirements of the model. Results show that substations located at the edges of the grid can be affected by GIC intensities ranging between 10 and 75 A (~ 3 and 25 A per phase), regardless of the main orientation of the geoelectric fields. As Figures 3 and 4 show, most affected areas are of great economic and strategic value, which enhances the importance of studying space weather effects at such locations. The extreme scenarios analyzed, as in the case of a magnetic disturbance capable of producing a geoelectric field of 1 V/km (Figure 6), lead us to conclude that the Mexican power grid can be affected significantly in the case of a Carrington-like event. Furthermore, the results obtained in this case justify the necessity of an assessment of the grid response in case of an extreme geomagnetic event. The results obtained at this stage are being used to plan the installation of GIC sensors at the most critical sites. On the other hand, it is necessary to provide additional magnetic stations in the

south of the territory in order to enhance the reliability of the interpolation process. This initial estimate is part of an exploratory analysis for identifying potential sites for placing GIC sensors. Further validation will be performed once we can process measured GIC data.

Acknowledgments

The authors thank the Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) for their support, as well as Dr. David Boteler and Dr. Antti Pulkkinen for their valuable comments. We gratefully acknowledge Mexico's Federal Commission of Electricity (CFE), the Teoloyucan Magnetic Observatory data service, and SuperMAG collaborators (<http://supermag.jhuapl.edu/info/?page=acknowledgement>) for providing free of charge the data sets used in this contribution. The authors comply with AGU's data policy regarding FAIR Data standards. Readers can access all data used in this paper at the OSF general repository (<https://osf.io/av9ht/>; DOI:10.17605/OSF.IO/AV9HT).

References

- Abramowitz, M., & Stegun, I. A. (1964). *Handbook of Mathematical Functions* (Vol. 55). Washington, DC: National Bureau of Standards.
- Amm, O. (1997). Ionospheric elementary current systems in spherical coordinates and their application. *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, 49(7), 947–955.
- Barbosa, C., Alves, L., Caraballo, R., Hartmann, G. A., Papa, A. R. R., & Pirjola, R. J. (2015). Analysis of geomagnetically induced currents at a low-latitude region over the solar cycles 23 and 24: Comparison between measurements and calculations. *Journal of Space Weather and Space Climate*, 5, A35. <https://doi.org/10.1051/swsc/2015036>
- Barbosa, C., Hartmann, G. A., & Pinheiro, K. J. (2015). Numerical modeling of geomagnetically induced currents in a Brazilian transmission line. *Advances in Space Research*, 55(4), 1168–1179. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2014.11.008>
- Beggan, C. (2015). Sensitivity of geomagnetically induced currents to varying auroral electrojet and conductivity models. *Earth, Planets and Space*, 67, 24. <https://doi.org/10.1186/s40623-014-0168-9>
- Bernhardi, E. H., Cilliers, P. J., & Gaunt, C. T. (2008). Improvement in the modelling of geomagnetically induced currents in Southern Africa. *South African Journal of Science*, 104, 265–272.
- Boteler, D. (1997). Distributed-source transmission line theory for electromagnetic induction studies. In *12th International Zurich Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility, OE7* (pp. 401–408). Zurich, Switzerland: URSI Supplement.
- Boteler, D., & Pirjola, R. (1998). The complex-image method for calculating the magnetic and electric fields at the surface of the Earth by the auroral electrojet. *Geophysics*, 132, 31–40.
- Boteler, D. H. (2013). *Space weather effects on power systems*, AGU Monograph (Vol. 125, pp. 347–352). American Geophysical Union. <https://doi.org/10.1029/GM125p0347>
- Boteler, D. H., Lackey, A. J. C., Marti, L., & Shelemy, S. (2013). Equivalent circuits for modelling geomagnetically induced currents from a neighbouring network. In *2013 IEEE Power Energy Society General Meeting* (pp. 1–5). IEEE. <https://doi.org/10.1109/PESMG.2013.6672982>
- Caraballo, R. (2016). Geomagnetically induced currents in Uruguay: Sensitivity to modelling parameters. *Advances in Space Research*, 58(10), 2067–2075. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2016.03.006>
- Caraballo, R., Sánchez Bettucci, L., & Tancredi, G. (2013). Geomagnetically induced currents in the Uruguayan high-voltage power grid. *Geophysical Journal International*, 195(2), 844–853.
- Carter, B. A., Yizengaw, E., Pradipta, R., Weygand, J. M., Piersanti, M., Pulkkinen, A., et al. (2016). Geomagnetically induced currents around the world during the 17 March 2015 storm. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 121, 10,496–10,507. <https://doi.org/10.1002/2016JA023344>
- Congreso de México (2014). DECRETO por el que se reforman los artículos 2 y 82; y se adicionan la fracción XXI del artículo 2, recorriendo el orden de las fracciones subsiguientes, y un segundo y tercer párrafos al artículo 20 de la Ley General de Protección Civil. Diario Oficial de la Federación, 6 de junio de, 1994.
- Denardini, C. M., Dasso, S., & Gonzalez-Esparza, J. A. (2016). Review on space weather in Latin America. 3. Development of space weather forecasting centers. *Advances in Space Research*, 58(10), 1960–1967. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2016.03.011>
- Eastwood, J. P., Hapgood, M. A., Biffis, E., Benedetti, D., Bisi, M. M., Green, L., et al. (2018). Quantifying the economic value of space weather forecasting for power grids: An exploratory study. *Space Weather*, 16, 2052–2067. <https://doi.org/10.1029/2018SW002003>
- Fernberg, P. A. (2012). One-dimensional Earth resistivity models for selected areas of continental United States & Alaska, Tech. rep., EPRI.
- Gaunt, C. T. (2014). Reducing uncertainty—Responses for electricity utilities to severe solar storms. *Journal of Space Weather and Space Climate*, 4(27), A01. <https://doi.org/10.1051/swsc/2013058>
- Gaunt, C. T., & Coetzee, G. (2007). Transformer failures in regions incorrectly considered to have low GIC-risk. In *2007 IEEE Lausanne Power Tech* (pp. 807–812). <https://doi.org/10.1109/PCT.2007.4538419>
- González-Esparza, J. A., & Cuevas-Cardona, M. C. (2018). Observations of low-latitude red aurora in Mexico during the 1859 Carrington Geomagnetic Storm. *Space Weather*, 16, 593–600. <https://doi.org/10.1029/2017SW001789>
- Gonzalez-Esparza, J. A., De la Luz, V., Corona-Romero, P., Mejia-Ambroz, J. C., Gonzalez, L. X., Sergeeva, M. A., et al. (2016). Mexican Space Weather Service (SCIEMEX). *Space Weather*, 15, 3–11. <https://doi.org/10.1002/2016SW001496>
- Gonzalez-Esparza, J. A., Sergeeva, M. A., Corona-Romero, P., Mejia-Ambroz, J. C., Gonzalez, L. X., De la Luz, V., et al. (2018). Space weather events, hurricanes, and earthquakes in Mexico in September 2017. *Space Weather*, 16, 2038–2051. <https://doi.org/10.1029/2018SW001995>
- Horton, R., Boteler, D., Overbye, T. J., Pirjola, R., & Dugan, R. C. (2012). A test case for the calculation of geomagnetically induced currents. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 27(4), 2368–2373. <https://doi.org/10.1109/TPWRD.2012.2206407>
- IEEE (2015). IEEE guide for safety in AC substation grounding, IEEE Std 80-2013 (Revision of IEEE Std 80-2000/Incorporates IEEE Std 80-2013/Cor 1-2015), pp. 1–226, doi:10.1109/IEEESTD.2015.7109078
- Kappenman, J. (2013). *Advanced geomagnetic storm forecasting for the electric power industry*, AGU Monograph Series (Vol. 125, pp. 353–358). American Geophysical Union. <https://doi.org/10.1029/GM125p0353>
- Kappenman, J. G. (2007). The Electric Power Engineering Handbook 2nd Edition. In *chap. 16 Geomagnetic Disturbances and Impacts upon Power System Operation* (Vol. 16, pp. 1–22). Boca Raton, FL: CRC/IEEE Press.
- Lehtinen, M., & Pirjola, R. (1985). Currents produced in earthed conductor networks by geomagnetically-induced electric fields. *Annales Geophysicae*, 3(4), 479–484.
- Lilensten, J., & Bornarel, J. (2006). *Space weather, environment and societies*. Dordrecht, The Netherlands: Springer.
- Molinski, T. S. (2002). Why utilities respect geomagnetically induced currents. *Journal of Atmospheric and Solar - Terrestrial Physics*, 64(16), 1765–1778.
- Myllys, V., Ari, R., August, Ø., & Ohnstad, T. M. (2014). Geomagnetically induced currents in Norway: The northernmost high-voltage power grid in the world. *Journal of Space Weather and Space Climate*, 4, A10. <https://doi.org/10.1051/swsc/2014007>
- Oughton, E. J., Hapgood, M., Richardson, G. S., Beggan, C. D., Thomson, A. W. P., Gibbs, M., et al. (2019). A risk assessment framework for the socioeconomic impacts of electricity transmission infrastructure failure due to space weather: An application to the united kingdom. *Risk Analysis*, 39(5), 1022–1043. <https://doi.org/10.1111/risa.13229>

- Pirjola, R. (1985). On currents induced in power transmission systems during geomagnetic variations. *IEEE Power Engineering Review*, *PER-5*(10), 42–43. <https://doi.org/10.1109/MPER.1985.5528697>
- Pulkkinen, A., Lindahl, S., Viljanen, A., & Pirjola, R. (2005). Geomagnetic storm of 29–31 October 2003: Geomagnetically induced currents and their relation to problems in the Swedish high-voltage power transmission system. *Space Weather*, *3*, S08C03. <https://doi.org/10.1029/2004SW000123>
- Pulkkinen, A., Pirjola, R., & Viljanen, A. (2008). Statistics of extreme geomagnetically induced current events. *Space Weather*, *6*, S07001. <https://doi.org/10.1029/2008SW000388>
- Pulkkinen, A., Viljanen, A., & Pirjola, R. (2006). Estimation of geomagnetically induced current levels from different input data. *Space Weather*, *4*, S08005. <https://doi.org/10.1029/2006SW000229>
- Radasky, W. A., & Kappenman, J. G. (2010). Impacts of geomagnetic storms on EHV and UHV power grids. In *2010 Asia-Pacific International Symposium on Electromagnetic Compatibility* (pp. 695–698). Beijing, China: IEEE. <https://doi.org/10.1109/APEMC.2010.5475523>
- Redmon, R. J., Seaton, D. B., Steenburgh, R., He, J., & Rodriguez, J. V. (2018). September 2017's geoeffective space weather and impacts to caribbean radio communications during hurricane response. *Space Weather*, *16*, 1190–1201. <https://doi.org/10.1029/2018SW001897>
- Roylance, F. D. (2000). Solar flare biggest since '89—The event was followed by a blast of millions of radioactive particles, which will be seen as northern lights on earth tonight, Contra Costa Times (Walnut Creek, CA), p. A12.
- Torta, J. M., Marcuello, A., Campanya, J., Marsal, S., Queral, P., & Ledo, J. (2017). Improving the modeling of geomagnetically induced currents in Spain. *Space Weather*, *15*, 691–703. <https://doi.org/10.1002/2017SW001628>
- Webber, W. R., McDonald, F. B., Lockwood, J. A., & Heikkila, B. (2002). The effect of the July 14, 2000 “Bastille Day” solar flare event on >70 MeV galactic cosmic rays observed at V1 and V2 in the distant heliosphere. *Geophysical Research Letters*, *29*(10), 1377. <https://doi.org/10.1029/2002GL014729>
- Wik, M., Pirjola, R., Lundstedt, H., Viljanen, A., Wintoft, P., & Pulkkinen, A. (2009). Space weather events in July 1982 and October 2003 and the effects of geomagnetically induced currents on Swedish technical systems. *Annales de Geophysique*, *27*(4), 1775–1787. <https://doi.org/10.5194/angeo-27-1775-2009>
- Zhang, M., McKibben, R. B., Lopate, C., Jokipii, J. R., Giacalone, J., Kallenrode, M.-B., & Rassoul, H. K. (2003). Ulysses observations of solar energetic particles from the 14 July 2000 event at high heliographic latitudes. *Journal of Geophysical Research*, *108*(A4), 1154. <https://doi.org/10.1029/2002JA009531>
- Zhang, S.-R., Zhang, Y., Wang, W., & Verkhoglyadova, O. P. (2017). Geospace system responses to the St. Patrick's Day storms in 2013 and 2015. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *122*, 6901–6906. <https://doi.org/10.1002/2017JA024232>
- Zheng, K., Boteler, D., Pirjola, R., Liu, L.-G., Becker, R., Marti, L., et al. (2014). Effects of system characteristics on geomagnetically induced currents. *Power Delivery IEEE Transactions*, *29*(2), 890–898. <https://doi.org/10.1109/TPWRD.2013.2281191>
- Zheng, K., Pirjola, R., Boteler, D., & Lius, L.-G. (2013). Geoelectric fields due to small-scale and large-scale source currents. *Power Delivery IEEE Transactions on*, *28*(1), 442–449. <https://doi.org/10.1109/TPWRD.2012.2226248>
- Zheng, K., Trichtchenko, L., Pirjola, R., & Liu, L. G. (2013). Effects of eophysical Parameters on GIC Illustrated by Benchmark Network Modeling. *IEEE Transactions on Power Delivery*, *28*(2), 1183–1191. <https://doi.org/10.1109/TPWRD.2013.2249119>

Capítulo 5

Improved Model for GIC Calculation in the Mexican Power Grid

En este artículo de investigación presentamos los resultados de una nueva versión del modelo numérico para el cálculo de GIC la red eléctrica nacional. Este artículo fué sometido la revista arbitrada *Space Weather* para su publicación. Se introdujeron numerosas optimizaciones y mejoras a saber: a) Se agregaron un un centenar de subestaciones de la subred de 230 kV y una decena de subestaciones de 115 kV en Baja California Sur. Para esto se consideraron los ramales más importantes de la red de 230 kV y todos aquellos que se intersectan con el sistema de 400 kV. b) Los transformadores se modelaron según su tipo y esquema de conexión a cada subred. c) Se sustituyó el modelo de conductividad uniforme del suelo por un modelo compuesto de bloques estratificados de conductividad 1D. Este modelo se infirió a partir de toda la información magnetotélúrica y geológica disponible para el Sur de Estados Unidos y México. De esta forma, este modelo por bloques de conductividad constituye una aproximación 2D a la conductividad real de la litosfera y manto superior a lo largo del territorio mexicano. d) La perturbación geomagnética se interpoló en cada nodo de la red mediante el método de las corrientes elementales esféricas (SECS).

El número de ramales y nodos se duplicó con respecto al modelo anterior y la base de datos de la red fue revisada y actualizada. También se corrigieron algunos errores en las conexiones de red y resistencias de tierra en cada subestación. Además, se compararon los valores calculados mediante los dos modelos con mediciones tomadas en la subestación Laguna Verde durante 2021. La comparación permitió concluir que esta nueva versión del modelo produce una aproximación más razonable a los valores medidos de la GIC.

Los datos medidos de CIG están llenos de artefactos y detalles que deben ser removidos previamente a su análisis. En la sección C.2. del Apéndice C detallamos los problemas que hemos encontrado en estos datos y los procedimientos usados para subsanarlos.

Improved Model for GIC Calculation in the Mexican Power Grid

R. Caraballo^{1*}, J.A. González-Esparza², M. A Sergeeva^{2,3}, J. Arzate⁴, C. R.
Pacheco⁵, P. Corona-Romero^{2,3}

¹Instituto de Geofísica, Universidad Nacional Autónoma de México

²SCiESMEX, LANCE, Instituto de Geofísica, Unidad Michoacan, Universidad Nacional Autónoma de
México, Antigua carretera a Patzcuaro 8701, Morelia, Michoacán, C.P.58089, México.

³CONACYT, Instituto de Geofísica, Unidad Michoacan, Universidad Nacional Autónoma de México,
Antigua carretera a Patzcuaro 8701, Morelia, Michoacán, C.P.58089, México.

⁴Centro de Geociencias, UNAM, Blvd Juriquilla No. 3001. Querétaro, 76230, México

⁵Gerencia de Ingeniería Especializada, Comisión Federal de Electricidad

Key Points:

- We present a new model for GIC calculation in the Mexican power grid, considering multiple voltage levels and piecewise ground conductivity.
- The new model provides a better approximation to the measured GIC than the uniform conductivity model previously presented.
- The comparison of model results with measured data suggests the new model provides reliable GIC estimates for the Mexican power grid.

Corresponding author: Ramón Caraballo, rcaraballo@igeofisica.unam.mx

Abstract

We present a new model for Geomagnetic Induced Currents (GIC) calculation in the Mexican power grid. This new model is an improvement of a former uniform conductivity model (Caraballo et al., 2020). It comprises 246 substations working at three voltage levels and uses a 1-D piecewise ground conductivity structure for the Mexican territory. In this contribution, we present GIC values for the Mexican power grid (observed and calculated) between August and November 2021. During this interval, five geomagnetic storms occurred. The comparison between calculated and observed data, at one substation, suggests that the new piecewise 1-D model provides GIC estimates. The GIC data show a clear response even during weak geomagnetic disturbances. These new results show some tendency pointed out by the former uniform conductivity model, namely; substations located at coastal areas, over high resistivity grounds, or close to conductivity contrasts are the most affected by geomagnetic storms. The results suggest that space weather influence is relevant in low latitude regions.

Plain Language Summary

In this work, we present an improved model to calculate geomagnetically induced currents (GIC) in the Mexican power grid, considering lateral variations in the ground conductivity and multiple voltages of operation in the grid. Model output was compared with four months of GIC measurements at a 400 KV substation from August to November 2021. Additionally, we compared the new model's results with the ones from the first model presented in 2020 for the same substation. Our results show that the new model produce a better estimate to actual GIC measurements than the previous one. According to observed data, we can see a slight GIC intensity enhancement, even during the weak geomagnetic perturbations occurred along 2021. The results suggest that space weather influence is relevant at low-latitude regions.

44 1 Introduction

45 Geomagnetic Induced Currents (GIC) can represent a threat to electric power grids
46 at low-to-mid latitudes (Gaunt, 2014; Marshall et al., 2012; Trivedi et al., 2007). In Mex-
47 ico, the National Space Weather Laboratory (LANCE) and the main electricity oper-
48 ator, the Comisión Federal de Electricidad (CFE), are collaborating to study the power
49 grid vulnerability to GIC during Space Weather events. Caraballo et al. (2020) presented
50 the first model to estimate GIC in a subnetwork of 400 kV substations of the Mexican
51 power grid. This initial approach aimed to identify the most vulnerable substations within
52 the power grid. The first model assumed uniform ground conductivity and uniform ge-
53 omagnetic disturbance δB , over the Mexican territory. Thus, we obtained rough esti-
54 mates of GIC intensities during some severe geomagnetic storms, showing that GIC events
55 might be significant in the Mexican power grid. These results were used to plan the in-
56 stallation of GIC sensors at some substations of the 400 kV Mexican power grid.

57 Now, we present the results of an improved numerical model and compare its es-
58 timates with four-months of GIC measurements taken at a coastal substation in 2021
59 (including five geomagnetic storms and quiet days). The structure of the paper is as fol-
60 lows: Section 2 describes the Mexican power grid, the new numerical model, the calcu-
61 lation methodology, and the treatment of measurements. Section 3 discusses the model
62 results and measurements. Section 4 compares the new model output with the observed
63 data and the former model output. Finally, Section 5 presents the conclusions.

64 2 Numerical Modelling of GIC in the Mexican Power Grid

65 2.1 The Mexican Power Grid

66 The Mexican power grid comprises several subnetworks operating at 400, 230, and
67 115 kV, plus other lower voltage subnetworks. In addition, the grid has various connec-
68 tions with the US, Guatemala, and Belize. In the first model, we only considered 115
69 substations of the 400 kV subnetwork, (see Figure 1 in Caraballo et al. (2020)). In con-

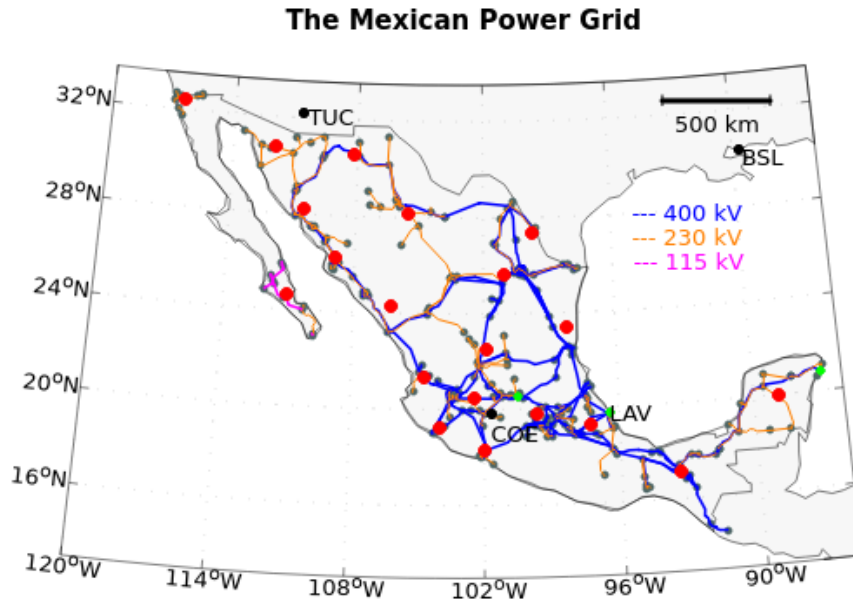


Figure 1. Mexican power grid: blue, orange, and magenta lines stand for 400, 230, and 115 kV branches. Gray dots are substations (Laguna Verde substation marked as LAV), green ones mark the location of GIC sensors. Red points stand for the clustering centers and black dots pinpoint the Tucson (TUC), Stennis (BSL) and Coeneo (COE) geomagnetic stations respectively.

70 trast, the new model presented comprises 246 substations, including 125 substations at
 71 400 kV, 111 substations at 230 kV, and 10 substations at 115 kV (Figure 1). This schema
 72 includes 99% of the 400 kV network and about 45% of the 230 kV grid. The 115 kV branches
 73 correspond to the isolated system at Baja California Sur. We considered the 230 kV branches
 74 intersecting the 400 kV system and those connecting remote substations (i.e., with $d \geq$
 75 80 km). Moreover, we neglected 230 kV short branches, including the power rings en-
 76 circling the large urban areas, due to the proximity of their substations. We also neglected
 77 lower voltage subnetworks due to their high resistances and because they are connected
 78 to the secondary windings of power transformers. We represented these low voltage net-
 79 works by Thévenin equivalents connected to some substations (Boteler et al., 2013).

80 Figure 1 shows several lines parallel to the shorelines along hundreds of kilometers,
 81 crossing high resistivity provinces or connecting substations between the Gulf and the
 82 Pacific coasts (e.g, from Yucatán peninsula up to the US border in Texas). This config-
 83 uration of the Mexican power grid may favor the development of significant GIC dur-
 84 ing geomagnetic storms. In addition, most of the substations of the 400/230 kV system
 85 have autotransformer banks, which are prone to suffer GIC effects, (Molinski, 2002; IEEE,
 86 2015a).

87 We use the Lehtinen-Pirjola method to calculate GIC considering multiple oper-
 88 ation voltages, and the geomagnetic disturbance calculated along the entire power grid
 89 (Lehtinen and Pirjola (1985), see Appendix). First, we set the conductor resistances to
 90 $0.051 \Omega/km$ and $0.062 \Omega/km$ for the 400/230 kV and 115 kV subsystems, respectively.
 91 These figures come from the CFE standards for ACSR 1113 and ACSR 900 conductors.
 92 The power lines consist of one of several circuits carrying three-phase transmission lines.
 93 Since the GIC are quasi-DC currents ($0.1-10^{-4} Hz$), flowing equally through each phase,
 94 conductor impedance reduces to their ohmic resistance. As each phase has the same impedance,
 95 we can combine all parallel phases and transformer windings into one equivalent line by
 96 dividing phase and transformer resistances by 3 as in (D. H. Boteler & Pirjola, 2014).
 97 Hence, we estimate the total GIC intensity at each substation, since the sensors are in-
 98 stalled at the common neutral of the transformer banks.

99 Substation hardware parameters are restricted information, thus, difficult to ob-
 100 tain. Then, as in Horton et al. (2012), we set the autotransformer winding resistances
 101 to $0.04 \Omega/phase$ and $0.06 \Omega/phase$ for primary and common windings. Likewise, primary
 102 and secondary winding resistances of the YY transformers were set to $0.2 \Omega/phase$ and
 103 0.1Ω , respectively. These figures are within the range according to the operational volt-
 104 ages, hardware employed and to the ones used in previous studies (Guo et al., 2015). Fi-
 105 nally, we assign $0.5 \Omega/phase$ to the grounding resistances, a value within the range rec-
 106 ommended for 400-500 kV power substations (IEEE, 2015b). The connections between

107 the 400 and 230 kV buses were modeled accordingly to (D. H. Boteler & Pirjola, 2017)
108 Fig. 5, considering the most relevant 230 kV lines which intersect the 400 kV subnet-
109 work.

110 2.2 On the Geomagnetic Disturbance

111 To model GIC, we have to calculate the geomagnetic disturbance δB at each point
112 of the Mexican territory. Currently, LANCE has one magnetic station, located at Co-
113 eneo ($19.81^\circ N, 101.69 W$). However, we have to interpolate δB at several substations
114 far from Coeneo. On the other hand, the uneven distribution of power grid substations
115 along the territory suggests they concentrate around populated areas. Then, we used a
116 K-nearest neighbor algorithm to determine clustering centers (centroids), (Altman, 1992).
117 Weighing computational efficiency and accuracy, we partitioned the whole grid into 20
118 clusters. With this number of centroids, the substations in each cluster are within a ra-
119 dius less than 120 km, in the range of spatial reliability for low latitude geomagnetic data
120 (Ngwira et al., 2008). Instead of interpolating δB at each point along the grid, we in-
121 terpolate at the centroids (red dots in Figure 1). Since δB within each cluster is quite
122 the same, this increases the computing-time efficiency.

123 The geomagnetic disturbance (δB), is interpolated using Spherical Elementary Cur-
124 rents Systems (SECS), (Amm, 1997). This is a robust non-spectral technique to inter-
125 polate the geomagnetic disturbance even with few and distant observatories (Caraballo
126 et al., 2013; McLay & Beggan, 2010). The SECS algorithm simulates the external source
127 of δB by placing a system of divergence-free current poles in the ionosphere at the mean
128 height of the E-layer. The actual ionospheric currents are represented by mathematical
129 equivalents that produce the same magnetic disturbance. Once the divergence-free cur-
130 rents are solved, the algorithm computes δB at a given location by locally inverting such
131 currents. In addition, to include the effects of the induced EM field at the surface, we
132 can also place telluric poles at a complex depth, p defined as:

$$p = \frac{Z(\omega)}{j\omega\mu_0}, \quad (1)$$

133 where $Z(\omega)$ is the ground impedance and ω and μ_0 are frequency and vacuum per-
 134 meability, respectively (D. H. Boteler & Pirjola, 2002; D. Boteler & Pirjola, 1998). Here
 135 the ground conductivity plays an important role, as we can see in the next section. This
 136 separation between ionospheric and telluric contributions was performed in the past by
 137 Pulkkinen et al. (2003); Vanhamaki et al. (2003) and references therein. As input, we
 138 use data from the Tucson ($32.17^\circ N, 249.27^\circ W$), and Stennis Space Center ($30.35^\circ N, 270.37^\circ N$)
 139 magnetic observatories, located in the south of the US, and the LANCE magnetic sta-
 140 tion at Coeneo ($19.82^\circ N, 101.58^\circ W$) in central Mexico. We placed a grid of 143 divergence-
 141 free current poles and their corresponding telluric images at a depth p distributed in a
 142 grid of (13×11) points with a separation of 2° in latitude and 4° in longitude respec-
 143 tively. The pole grid covers the entire Mexican territory and the southern part of the USA
 144 (see Figure 1).

145 On the other hand, the 400/230 kV substations are unevenly distributed along the
 146 territory. Figure 1 suggests that they tend to concentrate around populated areas. As-
 147 suming there is no abrupt δB variations between substations distant less than few kilo-
 148 meters apart. We can interpolate the geomagnetic disturbance for these *clusters* of sub-
 149 stations. Then, we used a K-nearest neighbor algorithm (KNN), to determine cluster-
 150 ing centers (i.e., centroids), (Altman, 1992). Weighing computational efficiency and ac-
 151 curacy, we partitioned the whole set of substations into 20 clusters. With this number
 152 of centroids, the substations inside each cluster are within a radius less than 120 km, just
 153 in the range of spatial reliability for low latitude geomagnetic data (Ngwira et al., 2008).
 154 KNN is a well-known and extensively used machine learning algorithm for classification.
 155 Instead of interpolating δB at each point along the grid, we interpolate at the centroids
 156 (red dots in Figure 1). Since δB at points within each cluster is the same, this increases
 157 the computing efficiency.

2.3 The Ground Conductivity Model

158

159 We approximate the geomagnetic disturbance as a plane EM wave propagating ver-
160 tically into the ground (Albertson & Baelen, 1970). GIC power spectra for low-to-mid
161 latitudes suggest that the dominant frequencies are typically below 0.005 Hz (Oyedokun
162 et al., 2020) in these regions. At these frequencies, GIC currents can penetrate $\gtrsim 225$ km
163 into the ground, for an average ground resistivity of $1000 \Omega m$. Hence, the GIC can prop-
164 agate below the crustal-upper mantle boundary.

165 The new conductivity model is based on data from broadband magnetotelluric (MT)
166 surveys distributed in the Central and Southern regions of Mexico (Fernando Corbo-Camargo
167 and Arzate-Flores, J. and Alvarez-Béjar, R. and Aranda-Gómez, J. and Vsevolod, Y.,
168 2013; Jording et al., 2000; Delgado-Rodríguez et al., 2001; Arzate et al., 1993), and the
169 south of the US (Kelbert et al., 2019; Fernberg, 2012). As we can see in Figure 2, the
170 Mexican lithosphere and upper mantle conductivity is modeled through a mosaic of 15
171 stratified blocks, similarly to the EURHOM model, (Ádám et al., 2012). Each block has
172 an 1D conductivity profile in depth and corresponds approximately to a physiographic
173 province.

174 The surrounding oceanic crust and shelf was modeled according to Heinson and
175 Constable (1992) and Drury (1979) to account for the conductivity contrast at the ocean-
176 continent boundary. In this case, the upper layer has a thickness equal to the bathymet-
177 ric depth and the conductivity of seawater. Similar models had been used in previous
178 works (Bailey et al., 2017; Marti et al., 2014). A detailed description of the 1-D piece-
179 wise model database is shown in section 2 of the supplemental material.

180 Figure 2 shows the distribution of the conductivity blocks and their surface impedance
181 for a 0.008 Hz EM perturbation ($T=120$ s). Higher surface impedance (Z) values occur
182 in the Yucatán peninsula, Oaxaca coast, and the North-Western side of Mexico. Lateral
183 conductivity variations in coastal areas may contribute to the increase of the local geo-
184 electric field due to charge accumulation at the shoreline (Liu et al., 2019) and enhance

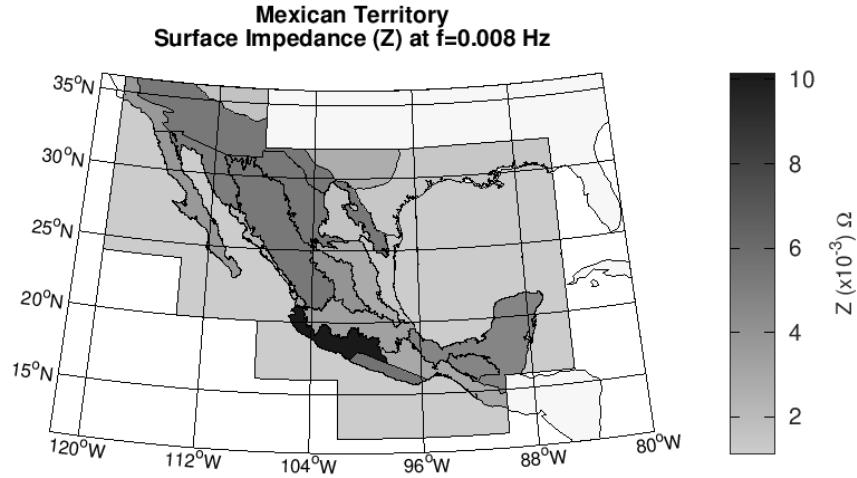


Figure 2. Surface impedance for an electromagnetic perturbation with a period $T=120s$ (0.008 Hz), according to the ground conductivity model proposed for the Mexican territory and surroundings. Each zone corresponds to a physiographic province with a 1-D conductivity profile in depth

185 the induction effects on power lines at the nearby. Unfortunately, piecewise 1-D conduc-
 186 tivity models cannot represent accurately this contribution. In this case, a small correc-
 187 tion based on (Jones & Price, 1971) was introduced in $E(\omega)$ to provide a rough approx-
 188 imation for points at the boundaries between blocks.

189 3 Results

190 3.1 On the GIC Measurements

191 The GIC sensor consists of a Hall effect transducer placed in the transformer neu-
 192 tral and measures GIC in $\pm 50 A$ with a precision of $\pm 5\%$. Additionally, we measure the
 193 transformer temperature through a thermal transducer placed at its hull.

194 We have GIC measurements for the year 2021 at Laguna Verde (LAV) substation
195 (19.7°N, 96.4° W), near Veracruz (see Figure 1). Here, we focused on data taken at the
196 LAV substation between August and November 2021.

197 A statistical procedure, based on Whitaker-Hayes algorithm (Whitaker & Hayes,
198 2018), removes spikes and fixes small gaps in the raw GIC data. Unfortunately, the sig-
199 nal seems to be contaminated with sporadic noise with $T \leq 20$ min. We ascribe this
200 issue to external sources like electromechanical devices at the nearby or a problem with
201 the sensor electronics. In this case, an additional low-pass filter was necessarily intro-
202 duced to remove these unwanted components. The net effect over the entire signal is a
203 moderate smoothing which tends to flatten some peaks.

204 Regarding the temperature data, we removed the seasonal trend and diurnal vari-
205 ations to get the residual temperature ΔT . This can be used as a proxy for thermal ef-
206 fects on the transformer and constitutes the high-frequency component of the signal. Ther-
207 mal effects on transformers due to GIC were reported previously by Marti et al. (2013)
208 among other authors.

209 Five geomagnetic storms occurred between August-November 2021. Figure 3 shows
210 the entire period at a glance (black lines in the first panel mark each event onset). The
211 first three events were G1 storms, while the last two correspond to G2 storms. In all these
212 events, there is an enhancement in the measured and calculated GIC (blue & red curves,
213 middle panel). The top panel shows the estimated geoelectric field components for the
214 LAV substation. We can see additional peaks in the geoelectric field components which
215 do not correspond to GIC ones. These peaks are due to gaps in the original magnetic
216 time series. The FFT used to calculate the E-field components can manage time series
217 with gaps, but producing Gibbs harmonic contamination as collateral effect. Some peaks
218 are still present in the GIC time series but in an attenuated form, this is a purely nu-
219 meric effect. The lower panel shows the K_p index as a proxy of the global geomagnetic
220 activity level.

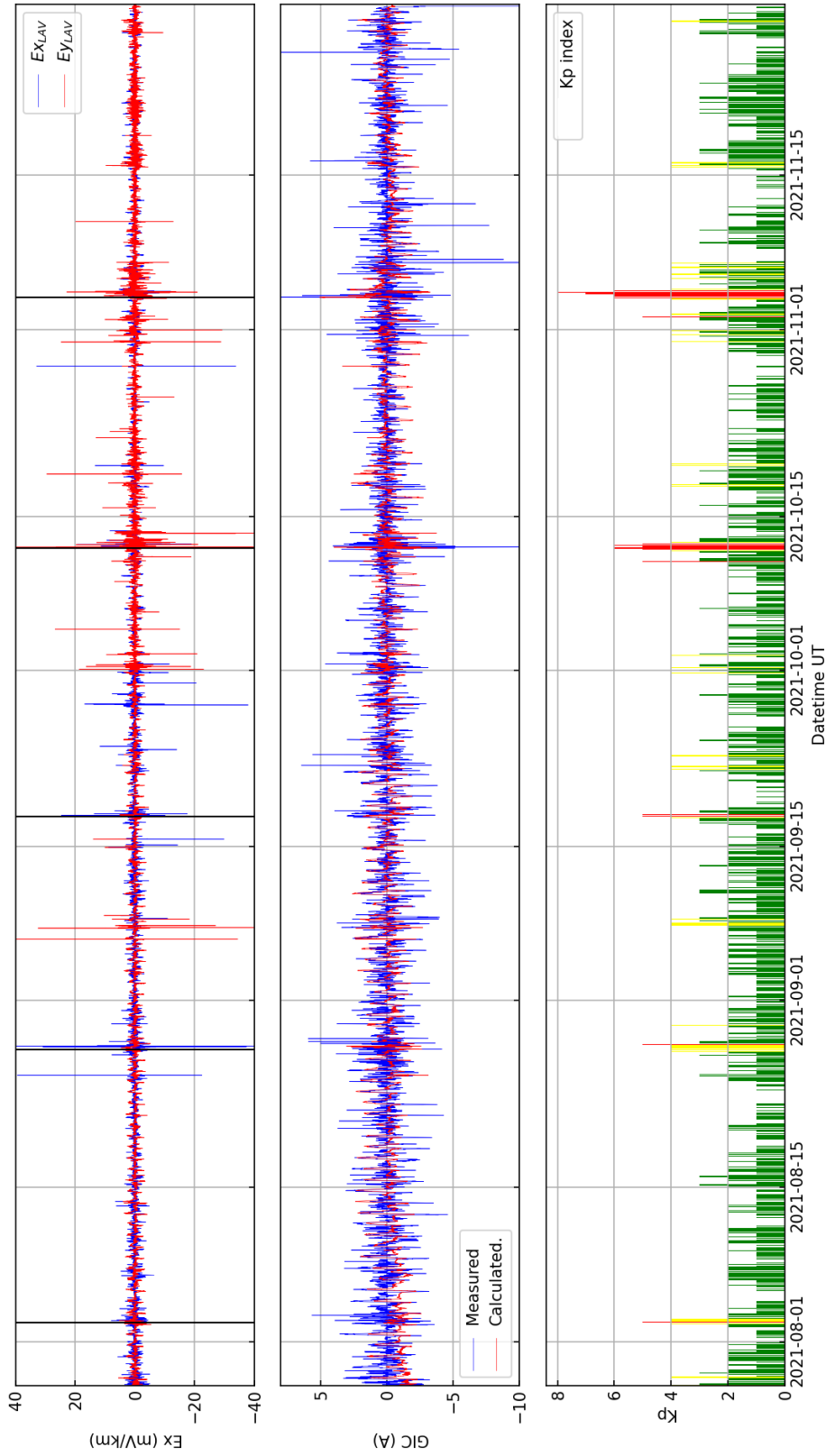


Figure 3. Geoelectric Field and GIC at Laguna Verde (LAV), substation (August–November 2021). The upper panel shows the calculated Northward and Eastward components of the geoelectric field (E_x, E_y). Vertical black lines mark the onsets of the five geomagnetic storms that occurred during this period. The middle panel shows the calculated (red) and measured (blue) GIC at LAV. The lower panel shows the Kp index as a proxy of global geomagnetic activity. The red, yellow, and green bars indicate $Kp \leq 3$, $Kp = 4$ and $Kp \geq 5$ periods, respectively.

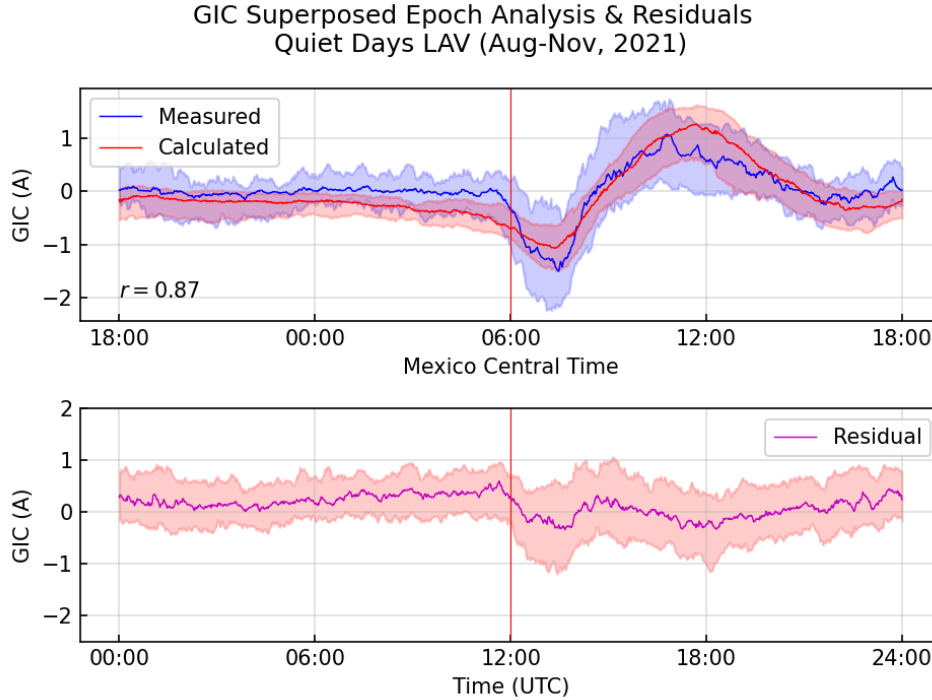


Figure 4. (Upper panel) Superposition Epoch Analysis (SEA), for the calculated (red) and observed (blue) GIC values at LAV substation during quiet days (August-November 2021). The shaded areas in both panels correspond to the interquartile range (IQR) of the data distribution. In the lower panel, the residuals between the observed and calculated GIC are shown with their respective confidence bands. The horizontal axes show both the Central Mexican and UT time, respectively.

221 3.1.1 Geomagnetic Quiet Conditions

222 Theoretically, the GIC on a transformer neutral tends to be null during geomag-
 223 netic quiet conditions. In practice, there is a small contribution due to other sources like
 224 electrochemical interactions between the soil and the grounding grid, etc. To determine
 225 this background current, we considered the GIC measured at LAV substation during ge-
 226 omagnetic quiet periods. This help to discriminate the actual GIC signal due to EM in-
 227 duction, from the experimental background noise. Thus, we performed a Superposition
 228 Epoch Analysis (SEA), with 78 quiet days ($Kp \leq 2$). The GIC values were averaged
 229 within a window of one-day length (see Figure 4). We chose the epoch at the noon (UT)
 230 of each day. The red and blue curves represent median values for both datasets, respec-

231 tively. Figure 4 shows a variation of ± 1.5 A in the GIC current during the local daylight
 232 hours, which may be ascribed to the diurnal variation. On the other hand, between the
 233 18:00 and 5:00 hrs (UT), GIC intensities remain within the instrumental noise level.

234 As the GIC signal contains small gaps, Pearson correlation does not perform well
 235 with noisy and missing data, and the root-mean-square error (**rmse**), tends to penal-
 236 ize large deviations over small ones. Then, we argue that a metric aimed at the overall
 237 aspect of the signal, could be more appropriate. Then, we define the *relative mean de-*
 238 *viation* (**rmd**):

$$\mathbf{rmd} = \frac{\langle |x - \hat{x}| \rangle}{\langle |x| \rangle} \Bigg|_{|x| > x_{th}}, \quad (2)$$

239 where x, \hat{x}, x_{th} are the observed, calculated and threshold values, respectively. The **rmd**
 240 coefficient is a scale-independent, dimensionless accuracy metric based on the compar-
 241 ison of measured and calculated values above a given threshold. The purpose of the thresh-
 242 old is to sieve the data statistics. This metric has been used previously to assess the good-
 243 ness of fit in SECS interpolations, e.g., (Juusola L. & A., 2006).

244 The lower panel in Figure 4 shows the differences (residuals), between calculated
 245 and observed GIC values. Shaded regions represent the interquartile range (IQR) of each
 246 data distribution. The IQR is the difference between the 3rd and 1st quartile correspond-
 247 ing to the 50% of the point distribution and is a robust measure of the dispersion. Also,
 248 there is a good correlation between GIC medians according to their value $r = 0.87$. This
 249 result suggests that the minimum GIC intensity at the LAV substation, during geomag-
 250 netically quiet periods, is within the interval of ± 0.5 A. This value is in agreement with
 251 observations from other low-latitude countries, and we can consider it as the minimum
 252 GIC level above the experimental noise (Oyedokun et al., 2020; Barbosa et al., 2015).
 253 The further oscillation around ± 1.5 A can be ascribed to the diurnal variation, since it
 254 has the same periodicity.

255 **3.1.2 Geomagnetic Storm Events**

256 Table 1 shows the geomagnetic storms that occurred in the period, the strongest
 257 one occurred on November 4, ($Dst = -115.3$ nT). The (**rmd**), was calculated within a
 258 3-day window centered on the day of the storm onset. We set the threshold value $x_{th} =$
 259 1.5 A according to the results on section 3.1.1.

Date	Dst (nT)	GIC _{max} (A)	Class	rmd
August 2	-30.3	5.6	G1	0.74
August 28	-75.6	6.0	G1	0.90
September 17	-76.4	3.9	G1	0.61
October 12	-69.5	11.3	G2	0.86
November 4	-115.3	12.5	G2	0.67

Table 1. Five geomagnetic storms occurred between August-November 2021. Table columns show: (a) the minimum Dst index for each event. (b) the maximum GIC value detected at the LAV substation. (c) Storm class (NOAA classification). (d) **rmd**, the misfit.

260 The Figure 5 shows four of the GIC events analyzed. Upper panels correspond to
 261 the two G2 geomagnetic storms, whereas lower ones show two G1 events. We can see that
 262 the GIC values at the LAV substation barely surpassed 5 A during the G1 storms. How-
 263 ever, during the G2 storm on November 4, the GIC exceeded 8 A for 2.5 h approximately.
 264 The modeled GIC follows the main trend in the observed data, but the misfit increases
 265 when the signal oscillates quickly, as in the case of the G2 events. On the contrary, they
 266 adjust seems to improve during the G1 events.

267 **3.2 Thermal Variations**

268 One of the main concerns for the electric industry are the thermal damages pro-
 269 duced in transformers due to the overheating events. The purpose of the temperature
 270 sensors is to quantify the device's thermal stress. The GIC can cause magnetostriction
 271 in the transformer's core and reactive power consumption, leading to overheating.

272 Figure 6 presents the residual temperature (ΔT) for the LAV substation on Nov.
 273 3-7, 2021. There is a cyclic perturbation with $T \approx 12$ hrs, which peaks close to the 18

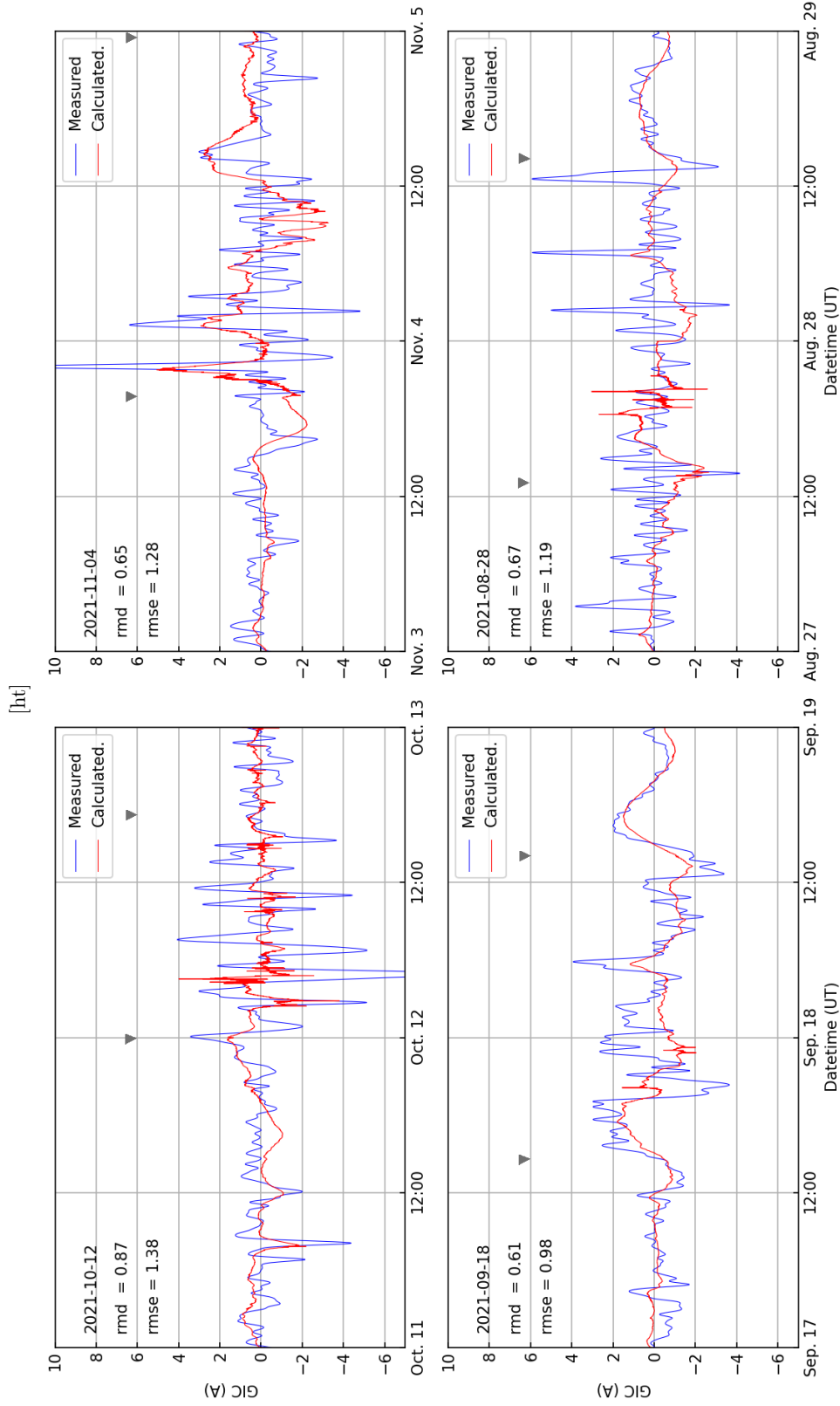


Figure 5. Four of the geomagnetic storms occurred between August and November 2021. The upper panels correspond to the G2 geomagnetic storms, and the two lower ones correspond to G1 geomagnetic storms. Annotations indicate the date of the storm onset and rmd , $rmse$ metrics to quantify the misfit between measured and calculated GIC. Black arrows indicate the storm intervals.

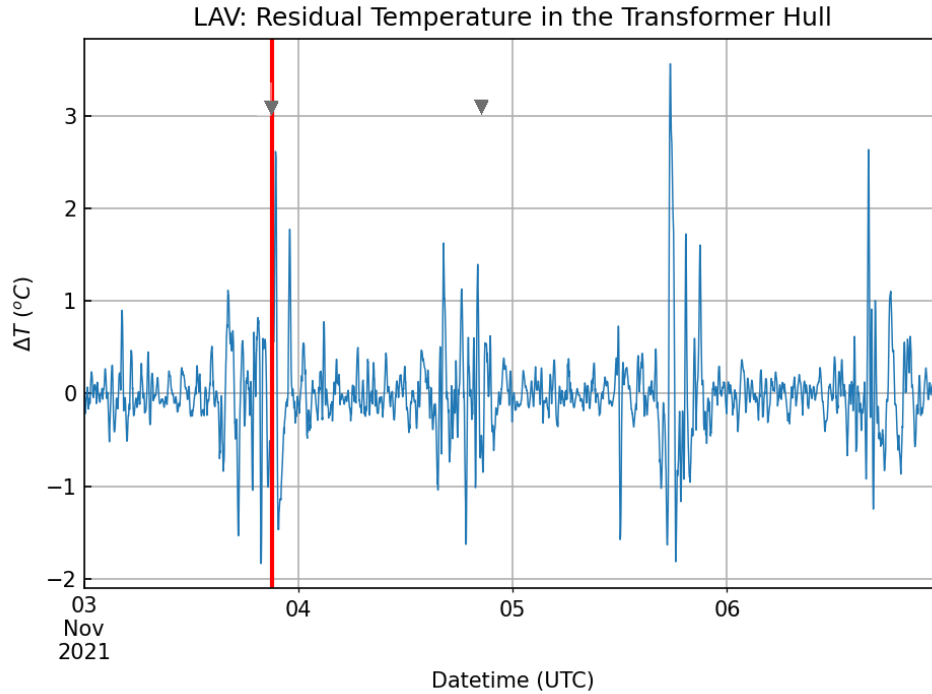


Figure 6. Hull’s residual temperature of a 400 kV autotransformer in the LAV substation. Data correspond to the week of Nov. 4, 2021. Black arrows mark the geomagnetic storm interval, the red line indicates the storm onset near 21:00 Hrs on Nov. 3, 2021.

274 hrs UT (12 hrs local time). This behavior is presumably due to the device’s working regime.

275 The transformer’s hull temperature regime did not present a significant variation dur-
 276 ing the geomagnetic storm on Nov. 04, maybe due to the weak intensity of the geomag-
 277 netic perturbations.

278 4 Discussion

279 4.1 Power Grid Response to Geomagnetic Storms

280 We studied the piecewise 1-D model performance during geomagnetic quiet and
 281 disturbed conditions. The comparison between observations and estimates, Table 1, shows
 282 that the **rmd** is within the range 0.6–0.9 for the events considered. In Fig. 5 we can
 283 see differences between observed and calculated peaks. Despite the modeled data show

284 the main trend of the observed signal, some peaks are absent. This can be ascribed to
 285 external EM sources or local features not correctly accounted by the model. Regarding
 286 the last, the scarce number of observational sources used to perform the δB interpola-
 287 tion, inaccuracies in the ground conductivity or a combination of these, may lead to miss
 288 some local contributions.

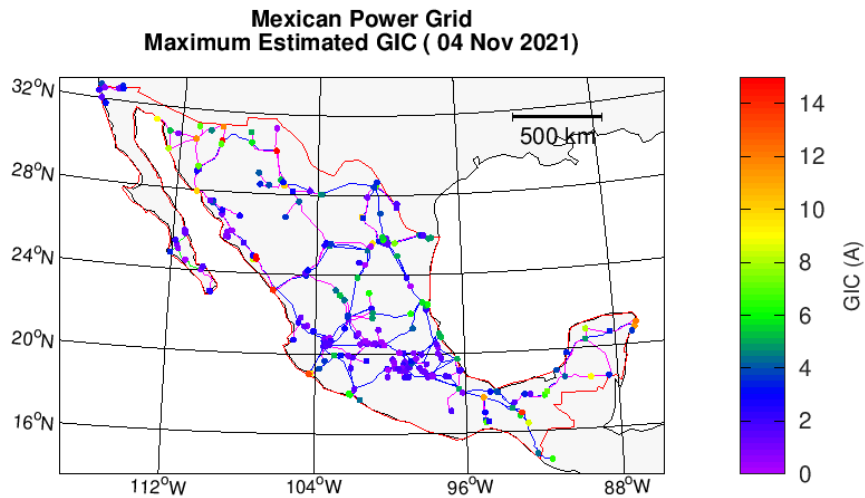


Figure 7. Maximum GIC for each substation of the Mexican power grid, on Nov. 3-4, 2021 geomagnetic storm. Note that several coastal substations register GIC values ≥ 10 A (reddish dots).

289 The piecewise 1-D model output recover some features suggested by the former uni-
 290 form conductivity one. Regarding the most vulnerable nodes in the 400 kV subnetwork
 291 during geomagnetic storms, Figure 7 shows the maximum GIC estimated at each net-
 292 work node (i.e., substation), for the November 4 geomagnetic storm. Although it was a
 293 moderate event, the GIC reached peak values ≥ 10 A (reddish ones) for several network
 294 nodes. Comparing their locations with the ones in Figure 2 and with Figure 3 in Caraballo

295 et al. (2020), the most affected nodes tend to be close to the ends of the grid, over high
 296 resistivity terrains, or/and in coastal areas where the conductivity contrast is high. Thus,
 297 the results are in agreement with those reported in the literature ((Radasky & Kappen-
 298 man, 2010; Molinski, 2002), and references therein). Power grids located in coastal ar-
 299 eas, over high resistivity terrains, or with specific types of power transformers are prone
 300 to suffer GIC effects. Besides, GIC intensities tend to depend on the characteristic lengths
 301 of the entire power grid rather than on specific branch lengths (Zheng et al., 2014).

302 4.2 Model Comparisons

303 Table 2 summarizes the differences between the former uniform conductivity model
 304 Caraballo et al. (2020), and the piecewise 1-D one. The last uses a mosaic of 1-D con-
 305 ductivity blocks, different operational voltages, a better calculation of the geomagnetic
 disturbance and twice the number of network nodes and branches.

Model	Ground Model	Voltages (kV)	δB	Nodes	Branches
unif. cond.	$\sigma = \text{constant}$	400	Uniform	115	147
piecewise 1-D	stratified blocks 1-D	400/230/115	Non-uniform	246	338

Table 2. Comparison of the two models of GIC calculation in the Mexican power grid. Column names refer to: model type, ground conductivity structure, operational voltages, geomagnetic disturbance type δB , and the number of nodes and branches, respectively.

306
 307 Figure 8 shows a comparison of the GIC estimates by the two models during the
 308 geomagnetic storm on Nov. 4, 2021 for the LAV substation. The modeled GIC show a
 309 good correlation ($r = 0.8$). However, the uniform conductivity model predicts very low
 310 amplitudes with a **rmd** = 0.94 respect to the observations. This could be ascribed to
 311 its limited scope, because it takes only a few 400 kV branches and neglects lower volt-
 312 age subnetworks and lateral variations of the ground conductivity. Furthermore, the piece-
 313 wise 1-D model considers more branches which may contribute to enhance the induc-
 314 tion effects in the whole grid, (Table 2).

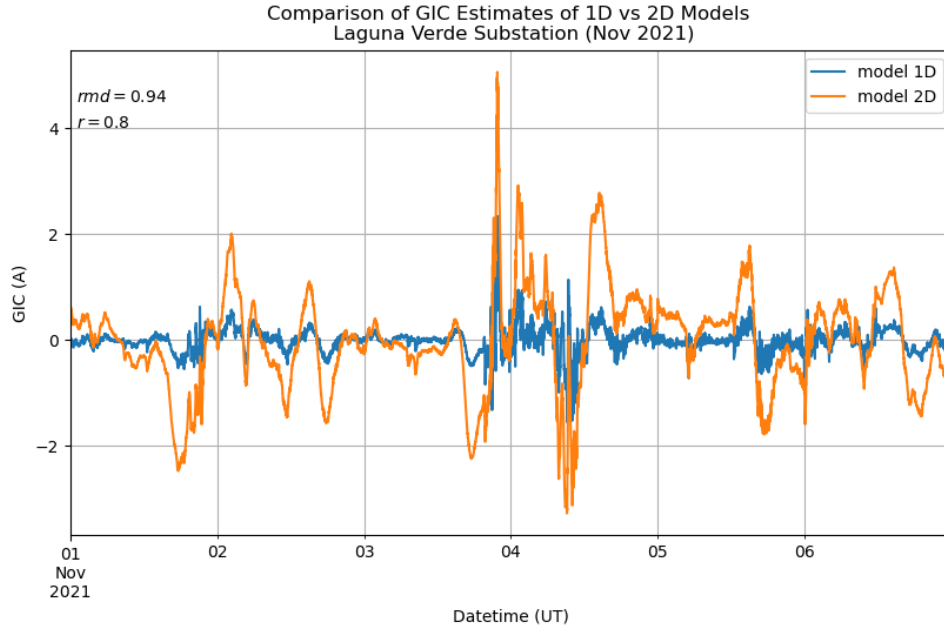


Figure 8. GIC estimates at LAV substation by both models for the geomagnetic storm on Nov. 4, 2021. There is a good correlation, but strong differences in peak intensities. The misfit between the observed GIC and the piecewise 1-D model output is $\approx 40\%$ less, Table 1.

315 The improvements in the algorithm and in the input data lead to catch, the main
 316 trend of the observed GIC at LAV substation. This suggests that the 1-D piecewise model
 317 can produce better GIC estimates for the 400/230 kV Mexican power grid.

318 5 Conclusions

319 There is an ongoing effort to understand the vulnerability of the Mexican national
 320 electric system concerning severe/extreme geomagnetic storms. We presented an improved
 321 version of the numeric model of GIC in the Mexican electric grid. The new model con-
 322 siders the multiple voltage levels of the grid, ground lateral conductivity variations, and
 323 transformer types. We also developed a piecewise 2D conductive structure based on MT
 324 data available for the Mexican territory and surroundings.

325 Observed GIC data at LAV substation between August and November 2021 were
 326 compared with their respective estimates from the new piecewise 1-D model. Modeled

327 data shows a good correlation ($r = 0.87$), with the observations during geomagnetically
328 quiet periods. The SEA analysis suggests that GIC intensities are within the range, ± 1.5 A
329 with an error of ± 0.5 A during these periods. Such intensities may be considered as a ref-
330 erence for the minimum GIC levels at this substation.

331 The modeled data also showed a good qualitative agreement during geomagnetic
332 storms. However, the new model underestimate peak intensities during the events con-
333 sidered. This can be ascribed to shortcomings in the input parameters and or in the in-
334 terpolation of the geomagnetic disturbances, which lead to miss some local contributions.

335 The piecewise 1-D model produces realistic estimates of the GIC intensities at LAV
336 substation. The comparison with the output from a former uniform conductivity model
337 shows good correlation, but strong differences in GIC amplitudes. Such differences can
338 be ascribed to limitations in scope and resolution of the former model, which only used
339 115 nodes of the 400 kV grid and uniform ground conductivity.

340 Measured data at the LAV substation shows GIC intensity enhancements even dur-
341 ing weak geomagnetic perturbations like these studied. This suggests that the Mexican
342 power grid can be influenced by EM induction phenomena regardless of its low geomag-
343 netic latitude. For instance, GIC intensities up to 10 A were observed at LAV substa-
344 tion during a G2 storm occurred on Nov. 4, 2021. Despite such intensities likely can not
345 produce large impact on transformers, they can trigger harmonics generation and reac-
346 tive power consumption. Whatever the case, this represents loses for the power opera-
347 tor and a potential risk of damage if the phenomenon persist in time. According to es-
348 timates of the new piecewise 1-D model, other substations were also affected, mostly those
349 located in coastal areas, over resistive provinces or close to the ends of the grid.

350 **Appendix A The Lehtinen-Pirjola Method**

351 The Lehtinen-Pirjola method used for GIC calculation is an improvement of the
352 Nodal Admittance Method, (D. H. Boteler & Pirjola, 2017). This method considers the

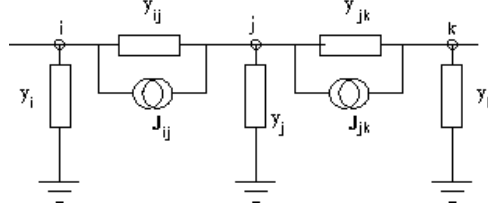


Figure A1. The power grid is represented like a mesh of admittances and ideal current sources in parallel. Adapted from (D. H. Boteler & Pirjola, 2017)

353 whole grid as a set of n grounded nodes interconnected by admittances y_{ij} , and ideal cur-
 354 rent sources \mathbf{J}_{ij} in parallel (Figure A1).

355 If $y_{ij} = 1/R_{ij}$ represents the admittance of the line between i and j nodes in terms
 356 of R_{ij} , the resistance of the line between them. And if $y_i = 1/r_i$ is the i -node ground-
 357 ing admittance in terms of its grounding resistance r_i .

Defining \mathbb{Y}, \mathbb{Z} as the admittance and earthing impedance matrices, respectively, the GIC current through each grid node is given by:

$$GIC = (\mathbb{I} - \mathbb{Y}\mathbb{Z})^{-1}\mathbb{J}, \quad (\text{A1})$$

358 where \mathbb{I} is the $n \times n$ identity matrix and \mathbb{Y} , the admittance matrix given by:

$$Y_{i,j} = \begin{cases} -1/R_{ij}, & i \neq j \\ \sum_{i \neq j} 1/R_{ij}, & i = j. \end{cases} \quad (\text{A2})$$

359 If the grid nodes are located far apart ($d > 1 \text{ km}$), the earthing matrix \mathbb{Z} , assumes
 360 a diagonal form: $Z_{i,j} = \text{diag}(r_i, \quad i = 1 \dots n)$. Finally, the last term on the right of
 361 Eq. A1, $\mathbb{J} = -V_{ij}/R_{ij}$, represent the earth-free currents given in terms of V_{ij} , the in-
 362 duced voltage between the nodes i and j . By solving the Eq. A1 we get the GIC cur-
 363 rents flowing at each grounding point of the grid.

364 **Acknowledgments**

365 The authors acknowledge the Comisión Federal de Electricidad (CFE) for their support.
366 The project was partially funded by PAPIIT-IT102720, CONACYT-AEM-292684, and
367 CONACYT-LN 315829. The SEA analysis was performed with the SpacePy Python pack-
368 age (Morley, S. K. et al., 2011). We also thank to INTERMAGNET and LANCE for pro-
369 viding the geomagnetic data. The LANCE geomagnetic station is operated by Pablo Vil-
370 lanueva and Ernesto Andrade. The authors comply with AGU's data policy regarding
371 FAIR Data standards. Readers can access all data used in this paper at OSF general repos-
372 itory (https://osf.io/av9ht/GIC_assess_v2:SWJournalArticle\2022) DOI 10.17605/OSF.IO/AV9HT.

373 **References**

- 374 **Ádám, A., Pracser, E., & Wesztergom, V.** (2012). Estimation of the electric resis-
375 tivity distribution (EURHOM) in the European lithosphere in the frame of the
376 EURISGIC WP2 project. *Acta Geodaetica et Geophysica Hungarica*, 47. doi:
377 10.1556/AGeod.47.2012.4.1
- 378 **Albertson, V. D., & Baelen, J. A. V.** (1970, 4). Electric and magnetic fields at the
379 earth's surface due to auroral currents. *IEEE T. Power. Ap. Syst., PAS-89*(4),
380 578–584. doi: 10.1109/tpas.1970.292604
- 381 **Altman, N. S.** (1992). An Introduction to Kernel and Nearest-Neighbor Nonpara-
382 metric Regression. *The American Statistician*, 46(3), 175–185. Retrieved from
383 <http://www.jstor.org/stable/2685209>
- 384 **Amm, O.** (1997). Ionospheric elementary current systems in spherical coordinates
385 and their application. *J. Geomag. Geoelectr.*, 49(7), 947–955. doi: 10.5636/jgg
386 .49.947
- 387 **Arzate, J. A., Mareschal, M., & Urrutia-Fucugauchi, J.** (1993). A preliminary
388 crustal model of the Oaxaca continental margin and subduction zone from
389 magnetotelluric and gravity measurements. *Geofísica Internacional*, 32, 441-
390 452. doi: 10.22201/igeof.00167169p.1993.32.3.521

- 391 Bailey, R. L., Halbedl, T. S., Schattauer, I., Römer, A., Achleitner, G., Beggan,
392 C. D., ... Leonhardt, R. (2017). Modelling geomagnetically induced currents
393 in midlatitude central europe using a thin-sheet approach. *Ann. Geophys.*,
394 *35*(3), 751–761. Retrieved from [https://www.ann-geophys.net/35/751/](https://www.ann-geophys.net/35/751/2017/)
395 2017/ doi: 10.5194/angeo-35-751-2017
- 396 Barbosa, C., Hartmann, G. A., & Pinheiro, K. J. (2015, feb). Numerical model-
397 ing of geomagnetically induced currents in a Brazilian transmission line. *Adv.*
398 *Space Res.*, *55*(4), 1168 - 1179. Retrieved from [http://www.sciencedirect](http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S027311771400711X)
399 [.com/science/article/pii/S027311771400711X](http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S027311771400711X) doi: [http://dx.doi.org/10](http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2014.11.008)
400 [.1016/j.asr.2014.11.008](http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2014.11.008)
- 401 Boteler, D., & Pirjola, R. (1998). The complex-image method for calculating the
402 magnetic and electric fields at the surface of the Earth by the auroral electro-
403 jet. *Geophys. J. Int.*, *132*, 31–40.
- 404 Boteler, D. H., Lackey, A. J. C., Marti, L., & Shelemy, S. (2013). Equivalent cir-
405 cuits for modelling geomagnetically induced currents from a neighbouring
406 network. In *2013 ieee power energy society general meeting* (p. 1-5). doi:
407 10.1109/PESMG.2013.6672982
- 408 Boteler, D. H., & Pirjola, R. J. (2002). The complex-image method for calcu-
409 lating the magnetic and electric fields produced at the surface of the earth
410 by the auroral electrojet. *Geophys. J. Int.*, *132*, 31-40. doi: 10.1046/
411 j.1365-246x.1998.00388.x
- 412 Boteler, D. H., & Pirjola, R. J. (2014, sep). Comparison of methods for mod-
413 elling geomagnetically induced currents. *Ann. Geophysicae*, *32*(9), 1177–
414 1187. Retrieved from <http://www.ann-geophys.net/32/1177/2014/> doi:
415 10.5194/angeo-32-1177-2014
- 416 Boteler, D. H., & Pirjola, R. J. (2017). Modeling geomagnetically induced
417 currents. *Space Weather*, *15*(1), 258-276. Retrieved from [https://](https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2016SW001499)
418 agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2016SW001499 doi:

- 419 10.1002/2016SW001499
- 420 Caraballo, R., Bettucci, L., & Tancredi, G. (2013). Geomagnetically induced cur-
421 rents in the uruguayan high-voltage power grid. *Geophys. J. Int.*, *195*, 844-853.
422 doi: 10.1093/gji/ggt293
- 423 Caraballo, R., González-Esparza, J. A., Sergeeva, M., & Pacheco, C. R. (2020). First
424 GIC Estimates for the Mexican Power Grid. *Space Weather*, *18*(2). Retrieved
425 from <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2019SW002260>
426 doi: 10.1029/2019SW002260
- 427 Delgado-Rodríguez, O., Campos-Enríquez, O., Urrutia-Fucugauchi, J., & Arzate,
428 J. A. (2001). Occam and Bostick 1-D inversion of magnetotelluric soundings
429 in the Chicxulub Impact Crater, Yucatán, Mexico. *Geofísica Internacional*,
430 *40*(4), 271-283. doi: 10.22201/igeof.00167169p.2001.40.4.410
- 431 Drury, M. J. (1979). Electrical resistivity models of the oceanic crust based
432 on laboratory measurements on basalts and gabbros. *Geophys. J. R.*
433 *Astron. Soc.*, *56*(2), 241-253. Retrieved from [https://onlinelibrary](https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1111/j.1365-246X.1979.tb00162.x)
434 [.wiley.com/doi/abs/10.1111/j.1365-246X.1979.tb00162.x](https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1111/j.1365-246X.1979.tb00162.x) doi:
435 10.1111/j.1365-246X.1979.tb00162.x
- 436 Fernando Corbo-Camargo and Arzate-Flores, J. and Alvarez-Béjar, R. and Aranda-
437 Gómez, J. and Vsevolod, Y. (2013). Subduction of the Rivera plate beneath
438 the Jalisco block as imaged by magnetotelluric data. *Revista Mexicana de*
439 *Ciencias Geológicas*, *30*, 268-281.
- 440 Fernberg, P. A. (2012). *One-Dimensional Earth Resistivity Models for Selected Ar-*
441 *eas of Continental United States & Alaska* (Tech. Rep.). EPRI. Retrieved from
442 <https://www.epri.com/#/pages/product/1026430/>
- 443 Gaunt, C. T. (2014, 1). Reducing uncertainty - responses for electricity utilities to
444 severe solar storms. *J. Space Weather Space Clim.*, *4*(27), A1. doi: 10.1051/
445 swsc/2013058
- 446 Guo, S.-X., Liu, L.-G., Pirjola, R. J., Wang, K.-R., & Dong, B. (2015, oct). Impact

- 447 of the EHV power system on geomagnetically induced currents in the UHV
 448 power system. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 30(5), 2163–2170. doi:
 449 10.1109/TPWRD.2014.2381248
- 450 Heinson, G., & Constable, S. (1992, 7). The electrical conductivity of the oceanic
 451 upper mantle. *Geophys. J. Int.*, 110(1), 159–179. Retrieved from [https://doi](https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1992.tb00719.x)
 452 [.org/10.1111/j.1365-246X.1992.tb00719.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1992.tb00719.x) doi: 10.1111/j.1365-246X.1992
 453 [.tb00719.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1992.tb00719.x)
- 454 Horton, R., Boteler, D., Overbye, T. J., Pirjola, R., & Dugan, R. C. (2012, 10). A
 455 test case for the calculation of geomagnetically induced currents. *IEEE Trans.*
 456 *Power Delivery*, 27(4), 2368–2373. doi: 10.1109/TPWRD.2012.2206407
- 457 IEEE. (2015a, Oct). IEEE Guide for Establishing Power Transformer Capability
 458 while under Geomagnetic Disturbances. *IEEE Std C57.163-2015*, 1-50. doi: 10
 459 [.1109/IEEESTD.2015.7286929](https://doi.org/10.1109/IEEESTD.2015.7286929)
- 460 IEEE. (2015b, May). IEEE Guide for Safety in AC Substation Grounding. *IEEE Std*
 461 *80-2013 (Revision of IEEE Std 80-2000/ Incorporates IEEE Std 80-2013/Cor*
 462 *1-2015)*, 1-226. doi: 10.1109/IEEESTD.2015.7109078
- 463 Jones, F. W., & Price, A. T. (1971). Geomagnetic effects of sloping and shelving
 464 discontinuities of earth conductivity. *Geophysics*, 36(1), 58-66. Retrieved from
 465 <http://geophysics.geoscienceworld.org/content/36/1/58.abstract>
 466 doi: 10.1190/1.1440164
- 467 Jording, A., Ferrari, L., Arzate, J., & Jödicke, H. (2000). Crustal variations
 468 and terrane boundaries in southern Mexico as imaged by magnetotelluric
 469 transfer functions. *Tectonophysics*, 327(1), 1-13. Retrieved from [https://](https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0040195100001669)
 470 www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0040195100001669 doi:
 471 [https://doi.org/10.1016/S0040-1951\(00\)00166-9](https://doi.org/10.1016/S0040-1951(00)00166-9)
- 472 Juusola L., A. O., A. O., & A., V. (2006). One-dimensional spherical elemen-
 473 tary current systems and their use for determining ionospheric currents
 474 from satellite measurements. *Earth Planets Space*, 58, 667–678. doi:

- 475 10.1186/bf03351964
- 476 Kelbert, A., Bedrosian, P. A., & Murphy, B. S. (2019). The first 3d conductivity
477 model of the contiguous us: Reflections on geologic structure and application
478 to induction hazards. In A. G. Union (Ed.), *Geomagnetically induced currents
479 from the sun to the power grid* (p. 127-151). American Geophysical Union.
480 Retrieved from <http://pubs.er.usgs.gov/publication/70207519>
- 481 Lehtinen, M., & Pirjola, R. (1985). Currents produced in earthed conductor net-
482 works by geomagnetically-induced electric fields. *Ann. Geophysicae*, 3(4), 479-
483 484.
- 484 Liu, C., Wang, X., Zhang, S., & Xie, C. (2019). Effects of lateral conductivity vari-
485 ations on geomagnetically induced currents: H-polarization. *IEEE Access*, 7,
486 6310-6318. doi: 10.1109/ACCESS.2018.2889462
- 487 Marshall, R. A., Dalzell, M., Waters, C. L., Goldthorpe, P., & Smith, E. A. (2012).
488 Geomagnetically induced currents in the New Zealand power network. *Space
489 Weather*, 10(8), 1-12. Retrieved from [http://dx.doi.org/10.1029/
490 2012SW000806](http://dx.doi.org/10.1029/2012SW000806) doi: 10.1029/2012SW000806
- 491 Marti, L., Berge, J., & Varma, R. K. (2013, July). Determination of geomag-
492 netically induced current flow in a transformer from reactive power ab-
493 sorption. *IEEE Trans. Power Delivery*, 28(3), 1280-1288. doi: 10.1109/
494 TPWRD.2012.2219885
- 495 Marti, L., Yiu, C., Rezaei-Zare, A., & Boteler, D. (2014). Simulation of Geomag-
496 netically Induced Currents With Piecewise Layered-Earth Models. *Power De-
497 livery, IEEE Transactions on*, 29(4), 1886-1893. doi: 10.1109/TPWRD.2014
498 .2317851
- 499 McLay, S. A., & Beggan, C. D. (2010). Interpolation of externally-caused magnetic
500 fields over large sparse arrays using Spherical Elementary Current Systems.
501 *Ann. Geophysicae*, 28, 1795-1805. doi: 10.5194/angeo-28-1795-2010
- 502 Molinski, T. S. (2002). Why utilities respect geomagnetically induced currents.

- 503 *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 64(16), 1765–1778. Retrieved from [http://](http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364682602001268)
504 www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364682602001268
- 505 Morley, S. K., Koller, J., Welling, D. T., Larsen, B. A., Henderson, M.G., & Niehof,
506 J.T. (2011). Spacepy - a python-based library of tools for the space sciences.
507 In *Proceedings of the 9th Python in science conference (SciPy 2010)*. Austin,
508 TX.
- 509 Ngwira, C. M., Pulkkinen, A., McKinnell, L.-A., & Cilliers, P. J. (2008). Improved
510 modeling of geomagnetically induced currents in the south african power net-
511 work. *Space Weather*, 6(11), n/a–n/a. Retrieved from [http://dx.doi.org/](http://dx.doi.org/10.1029/2008SW000408)
512 [10.1029/2008SW000408](http://dx.doi.org/10.1029/2008SW000408) (S11004) doi: 10.1029/2008SW000408
- 513 Oyedokun, D. T. O., Heyns, M. J., Cilliers, P. J., & Gaunt, C. T. (2020). Fre-
514 quency components of geomagnetically induced currents for power system
515 modelling. *2020 International SAUPEC/RobMech/PRASA Conference*. doi:
516 [10.1109/SAUPEC/RobMech/PRASA48453.2020.9041021](https://doi.org/10.1109/SAUPEC/RobMech/PRASA48453.2020.9041021)
- 517 Pulkkinen, A., Amm, O., & Viljanen, A. (2003). Ionospheric equivalent current
518 distributions determined with the method of spherical elementary current sys-
519 tems. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 108(A2). Retrieved
520 from [https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/](https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2001JA005085)
521 [2001JA005085](https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2001JA005085) doi: 10.1029/2001JA005085
- 522 Radasky, W. A., & Kappenman, J. G. (2010). Impacts of geomagnetic storms
523 on EHV and UHV power grids. In *2010 Asia-Pacific International Sym-*
524 *posium on Electromagnetic Compatibility* (p. 695-698). doi: 10.1109/
525 [APEMC.2010.5475523](https://doi.org/10.1109/APEMC.2010.5475523)
- 526 Trivedi, N. B., Vitorello, I., Kabata, W., Dutra, S. L. G., Padilha, A. L., Bologna,
527 M. S., ... Viljanen, A. (2007). Geomagnetically induced currents in an elec-
528 tric power transmission system at low latitudes in brazil: A case study. *Space*
529 *Weather*, 5. Retrieved from <http://dx.doi.org/10.1029/2006SW000282>
530 (Owner: lorien Added to JabRef: 2015.08.21)

- 531 Vanhamaki, H., Amm, O., & Viljanen, A. (2003). One-dimensional upward con-
532 tinuation of the ground magnetic field disturbance using spherical elementary
533 current system. *Earth Planets Space*, 55, 613–625. doi: 10.1186/bf03352468
- 534 Whitaker, D. A., & Hayes, K. (2018). A simple algorithm for despiking raman
535 spectra. *Chemometrics and Intelligent Laboratory Systems*, 179, 82-84. Re-
536 trieved from [https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/](https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0169743918301758)
537 [S0169743918301758](https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0169743918301758) doi: <https://doi.org/10.1016/j.chemolab.2018.06.009>
- 538 Zheng, K., Boteler, D., Pirjola, R., guang Liu, L., Becker, R., Marti, L., ... Guil-
539 lon, S. (2014, April). Effects of System Characteristics on Geomagnetically
540 Induced Currents. *Power Delivery, IEEE Transactions*, 29(2), 890-898. doi:
541 10.1109/TPWRD.2013.2281191

Capítulo 6

Fallos en Redes de Alta Tensión

De acuerdo a la Figura 6.1, desde 1999 se han registrado 19 fallos masivos en líneas de alta tensión en todo el mundo, asociados a eventos no relacionados con el clima espacial. Estos apagones afectaron entre 21 y 620 millones de usuarios y tuvieron una duración de entre 1 y 15 días. Si bien la mayoría de estos eventos se debieron a causas ajenas al clima espacial, podemos considerarlos como ejemplo de posibles escenarios que podría causar una tormenta geomagnética extrema. A manera de ejemplo, en este capítulo revisamos algunos eventos de fallos. Primeramente, revisamos dos fallas ocurridas en América Latina entre 2019 y 2021, luego una breve raconto de los fallos ocurridos en la red eléctrica de Sudáfrica entre 2003 y 2004. Finalmente, el colapso de Hydro-Quebec durante la tormenta magnética del 13 marzo de 1989. En la en la ultima sección se discuten las posibles consecuencias económicas y sociales de tales fallos.

Article	People affected (millions)	Location	Date
2012 India blackouts	620	India	July 30–31, 2012
2001 India blackout	230	India	January 2, 2001
2021 Pakistan blackout	200 (90% population)	Pakistan	January 9, 2021
2014 Bangladesh blackout	150	Bangladesh	November 1, 2014
2015 Pakistan blackout	140	Pakistan	January 26, 2015
2019 Java blackout	120	Indonesia	August 4–5, 2019
2005 Java–Bali blackout	100	Indonesia	August 18, 2005
1999 Southern Brazil blackout	97	Brazil	March 11–June 22, 1999
2015 Turkey blackout	70	Turkey	March 31, 2015
2009 Brazil and Paraguay blackout	60	Brazil, Paraguay	November 10–20, 2009
2003 Italy blackout	56	Italy, Switzerland	September 28, 2003
Northeast blackout of 2003	55	Canada, United States	August 14–28, 2003
2019 Argentina, Paraguay and Uruguay blackout	48	Argentina, Paraguay, Uruguay	June 16, 2019
2002 Luzon blackout	40	Philippines	May 21, 2002
2001 Luzon blackout	35	Philippines	April 7, 2001
Northeast blackout of 1965	30	Canada, United States	November 9, 1965
2019 Venezuelan blackouts	30	Venezuela	March 7, 2019–July 23, 2019
2020 Sri Lankan blackouts	21	Sri Lanka	August 17th, 2020
2016 Sri Lanka blackout	21	Sri Lanka	March 13, 2016

Figura 6.1: Lista de Apagones ocurridos en todo el mundo entre 1999 y 2021, ordenados en orden decreciente de acuerdo a la cantidad de usuarios afectados. Fuente: https://en.wikipedia.org/wiki/List_of_major_power_outages

6.1. Cuatro Casos de Apagones Masivos en Redes Eléctricas

6.1.1. Apagones en México durante 2020 y 2021

El 15 de febrero de 2021 se registró un apagón masivo en el Norte de México. Este incidente afectó a aproximadamente 4.7 millones de usuarios en los estados de Nuevo León, Tamaulipas, Chihuahua, Coahuila, Durango y Zacatecas ¹.

El Centro Nacional de Control de Energía (CENACE), reportó que un frente frío, así como la falta de suministro de gas natural por parte de Estados Unidos, provocaron la falla generalizada, y pidió a los ciudadanos de los estados de Nuevo León, Tamaulipas y Chihuahua, reducir el uso y consumo de la energía eléctrica no prioritaria durante algunas horas para salvaguardar la integridad del SEN. El organismo informó que a las 7:48 horas, tiempo de la CDMX, “se

¹<https://www.milenio.com/negocios/mega-apagon-en-mexico-2021-cumple-un-ano>

presentó un desbalance entre la carga y la generación en el norte y noreste del país, afectando, ~6950 MW de carga”. Por su parte, la CFE informó que tres días antes (el 12 de febrero), avisó al CENACE sobre la escasez que habría del gas natural proveniente de EUA causado por las extremadamente bajas temperaturas que azotaban a la región sur del país vecino en ese momento.

El 28 de diciembre de 2020 se registró otro apagón que afectó a más de 10 millones de usuarios en al menos 12 estados del país ². La CFE atribuyó que este apagón se había producido por una serie de eventos tales como un incendio en Tamaulipas y la debilidad del sistema de protección.

6.1.2. Apagón del Sistema Interconectado de Argentina, Uruguay y Paraguay

El 16 de junio de 2019, a la 7 AM hora local, la red eléctrica Argentina colapsó, (Wikipedia, 2022). La falla ocurrió en el Sistema Argentino de Interconexión. En total se estima que 48 millones de personas se quedaron sin electricidad. El apagón afectó a la mayor parte de Argentina y a todo Uruguay, junto con partes de Paraguay. El presidente argentino, Mauricio Macri, lo calificó como un evento ”sin precedentes”.

La distribuidora argentina de electricidad Edesur anunció en Twitter a las 7:50 AM que toda Argentina y Uruguay se habían quedado sin energía como resultado del incidente. Según Edesur, la energía ya se había restablecido en algunas partes de Buenos Aires a las 10 AM. Además, anunció que podría tomar muchas horas restaurar la energía a todos los clientes afectados. A las 13:30 hs se había restablecido la energía en el 75 % de Uruguay. Para las 15 hs hora local de Buenos Aires, 50.000 personas habían restablecido el suministro eléctrico en Argentina; al norte de Río Negro, las ciudades costeras y las áreas metropolitanas de Uruguay también recuperaron la energía, según lo confirmó a través de Twitter la empresa eléctrica estatal de Uruguay, UTE. Por la noche, se anunció que se había restablecido la energía en el 98 % de Argentina.

²[https://www.cfe.mx/cdn/2019/Archivos/Boletines/Interrupcion y aspectos de confiabilidad.pdf](https://www.cfe.mx/cdn/2019/Archivos/Boletines/Interrupcion%20y%20aspectos%20de%20confiabilidad.pdf)

El 17 de junio, se confirmó que se había restablecido la energía en la mayor parte de Argentina y Uruguay. El presidente argentino prometió una investigación completa. Citando fuentes oficiales, medios argentinos informaron que el apagón estuvo relacionado con una falla en la transmisión de electricidad desde la represa hidroeléctrica Yacyretá, en la frontera con Paraguay.

El apagón provocó interrupciones en el metro de Buenos Aires y en los trenes metropolitanos, semáforos, gasolineras y negocios, pero no afectó los vuelos aéreos. La distribución del agua potable se vio afectada por el corte de energía. Agua y Saneamientos Argentinos, una de las mayores empresas de agua y saneamiento en Argentina, advirtió a las personas sin electricidad que limitaran el uso del agua, por riesgo a quedarse sin el servicio. Además, se instó a personas enfermas que dependían de la energía eléctrica para sus tratamientos que acudieran a hospitales locales que estuvieran equipados con generadores de respaldo.

El apagón también afectó el desarrollo de las elecciones locales que se llevaban a cabo en las provincias argentinas de Santa Fe, San Luis y Formosa, donde la falta de luz obligó a los votantes a buscar o llenar las listas en la oscuridad, utilizando sus teléfonos móviles como linternas. En algunas localidades las elecciones fueron pospuestas por las autoridades.

Resumiendo, el colapso del sistema interconectado de Argentina, Uruguay y Paraguay afectó a 48 millones de personas aproximadamente durante 18 hs. Este evento ocurrió como consecuencia de un error de operativo durante tareas de mantenimiento en una línea de alta tensión. El apagón resultante afectó un gran número de servicios en los tres países involucrados y hasta la fecha no se conoce una estimación de las pérdidas económicas ocasionadas.

Se atribuye el apagón a un error operativo de Transener, uno de los operadores de transmisión en Argentina. Una línea de 500 kV que une Colonia Elía con Campana, cruzando el río Paraná, se encontraba fuera de servicio por reparaciones en la torre 412, cuya base venía sufriendo la erosión del río. La empresa realizó un bypass para estas tareas, utilizando una línea aérea cercana, pero no reflejó el cambio en el sistema de Apagado Automático de Generación (DAG). Este sistema está diseñado para alertar a las plantas generadoras de cambios en la red que requie-

ren menor generación. Estos acontecimientos provocaron una falla por exceso de generación de 1200 MW en el DAG y la pérdida de sincronismo entre las centrales hidroeléctricas de Yacyretá y Salto Grande, lo que hizo perder otros 3200 MW. Esto desencadenó un desbalance y baja en la frecuencia del Sistema Interconectado Argentino. En 30 segundos, la cascada de desconexiones del sistema alcanzó a casi 50 millones de usuarios.

6.1.3. Sudáfrica, Octubre-Noviembre 2003

Pese a que los eventos anteriores no estuvieron relacionados con efectos del clima espacial. En 2003 como consecuencia de las tormentas geomagnéticas de Halloween de finales de Octubre hasta principio Noviembre, se produjo una serie inusual de cortes de energía atribuidos a fallos en transformadores en la red eléctrica de ESKOM en Sudáfrica ($34^{\circ}S$) (Gaunt and Coetzee, 2007). Esta fue una de las tormentas magnéticas mas importantes registrada en los últimos 25 años. Se reportaron fallas en la red eléctrica de Suecia ($55^{\circ}N$) y afectaciones en diversos sistemas de comunicación y en satélites.

A partir del 17 de noviembre de 2003, un transformador de potencia en la subestación Lethabo se desconectó por protección, posteriormente el 23 de noviembre ocurrió lo mismo con otro transformador similar en Matimba.

En total, hubo cuatro interrupciones de transformadores en la red de ESKOM. Todos los transformadores afectados fueron inspeccionados y se reveló que la razón fue por daño térmico (Figs. 1.1, 2.9). Esto se relacionó con un aumento inusual en la concentración de gases disueltos en el interior de los dispositivos. En los transformadores afectados se revisa periódicamente la concentración de gases disueltos y se detectó un rápido aumento de estos después de las tormentas geomagnéticas de Halloween. Investigaciones ulteriores mostraron una alta correlación entre el evento de CIG, el aumento en la concentración de gases disueltos y las fallas en los transformadores (Gaunt and Coetzee, 2007).

Estos eventos reafirmaron la importancia que tiene el monitoreo de las CIG en las redes de

transmisión eléctrica.

6.1.4. Colapso de la Red de Hydro-Quebec, Marzo 1989

El 13 de marzo de 1989, una tormenta magnética extrema ($Dst = -589 \text{ nT}$), provocó que los transformadores se saturaran en la provincia de Québec y se activara el sistema de protección. La red de Hydro-Quebec tiene líneas de transmisión muy largas y además gran parte del Québec se encuentra sobre un terreno de alta resistividad. Esto impidió que la corriente fluyera a través de la tierra, encontrando un camino menos resistente a lo largo de las líneas eléctricas de 735 kV.

La red de James Bay se desconectó en menos de 90 segundos, dando a Québec su segundo corte masivo de energía en 11 meses. El corte de energía duró nueve horas, dejando toda el área metropolitana de Montreal, entre otras, a merced del invierno Canadiense. Esto obligó posteriormente a la empresa a implementar varias estrategias de mitigación, incluyendo elevar el nivel de disparo en los mecanismos de protección, instalar compensación en serie en líneas de ultraalta tensión y actualizar varios procedimientos operativos y de monitoreo. Este evento fue estudiado por Radasky and Kappenman (2010) en su análisis del impacto de las tormentas geomagnéticas en las redes eléctricas de Estados Unidos y Canadá.

Este evento tuvo una significación histórica muy importante para los operadores de la industria eléctrica, debido a que demostró la vulnerabilidad de las redes eléctricas modernas a los eventos del clima espacial.

6.2. Consecuencias de los Fallos en Redes de Energía

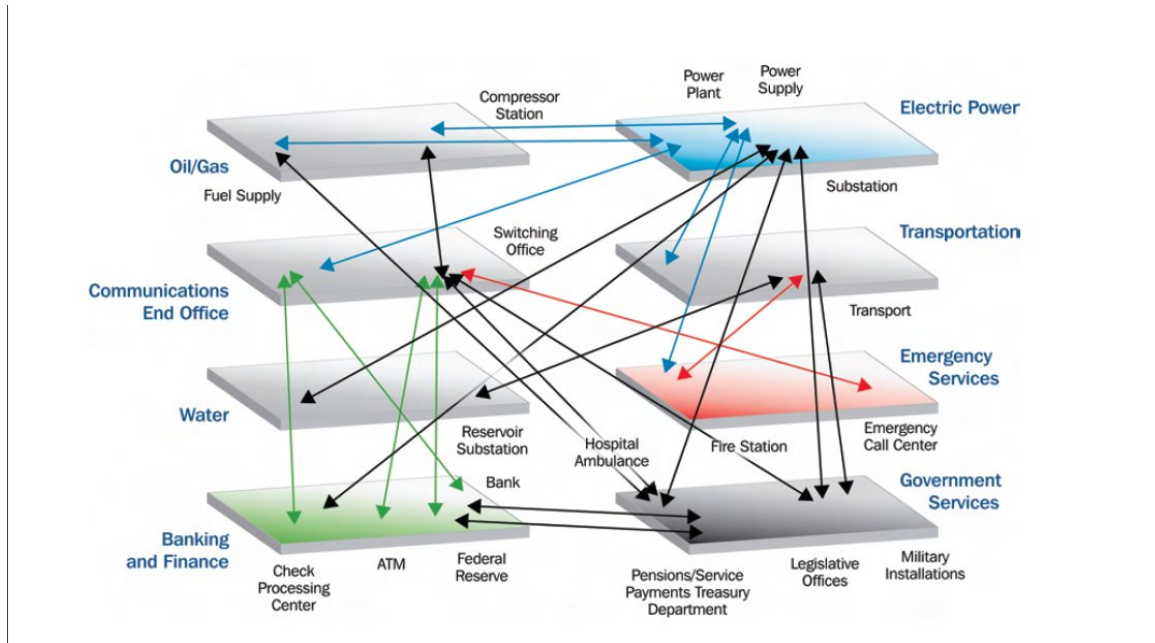


Figura 6.2: Conexiones e interdependencias entre los distintos sectores productivos y de servicios básicos de la economía moderna. Fuente: Department of Homeland Security, National Infrastructure Protection Plan http://www.dhs.gov/xprevprot/programs/editorial_0827.shtm

Como se puede apreciar en la Fig. 6.2, los impactos sociales y económicos del clima espacial atraviesan los campos de la física, la ingeniería y la industria, la investigación de operaciones y la economía. Una conclusión que parece evidente es que los costos estimados de las medidas proactivas destinadas a prevenir los impactos producidos por los efectos del clima espacial son bajos en comparación con los costos de las pérdidas que se podrían ocasionar por las afectaciones de estos eventos. En Latinoamérica, desde el punto de vista de la industria y del sector público, no se han realizado estudios exhaustivos para cuantificar el grado de daño a las economías nacionales en cualquiera de estos escenarios tratados.

En el caso del apagón de Québec provocado por una tormenta geomagnética, la restauración completa tomó más de tres semanas y la estimación del impacto económico total de los daños ascendió a más de 4.2 mil millones de dólares canadienses (Oughton et al., 2019). Pero los impactos del clima espacial no se limitan necesariamente a efectos catastróficos. La información de reclamos de seguros sugiere que las pérdidas ocasionadas por fallos en la red de potencia

de EUA, causadas por perturbaciones no catastróficas de CIG, se ha estimado entre 5 y 10 mil millones de dólares al año (Schrijver et al., 2014).

A continuación se revisan algunos estudios sobre los impactos económicos y sociales relacionados con fallos provocados por eventos de clima espacial. Los análisis existentes en la literatura refieren básicamente a impactos económicos creados por eventos del clima espacial en redes eléctricas, con extensiones a otros rubros de la industria como ser comunicaciones, transportes, aero-espacial, petróleo y gas, etc.

En cuanto a los costos sociales, podemos referir al Reporte “Social and Economic Impacts of Space Weather in the United States”, (Abt Associates Inc., 2017). Reporte que fue encargado por la National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA), en respuesta a la Estrategia Nacional de Clima Espacial y el Plan de Acción Nacional de Clima Espacial de 2015³.

El informe aborda los impactos del clima espacial en cuatro segmentos de la economía: satélites y comunicaciones, distribución de energía eléctrica, aeronavegación, sistemas globales de navegación por satélite y sus usuarios, (i.e., agricultura de precisión, construcción, topografía y transporte). Además, considera cinco clases de impactos: inversiones defensivas, de mitigación tomadas antes o durante un evento de clima espacial, daños a los activos, interrupciones de los servicios y los impactos en la salud humana. Una de las conclusiones más perturbadoras de este estudio indica que un evento de clima espacial severo (*no extremo*), podría conducir a una pérdida de energía sobre una gran región de los Estados Unidos por hasta 9 hs, con un costo para a los consumidores de EUA de hasta 20 mil millones de dólares.

Por otro lado, otros estudios de Eastwood et al. (2017, 2018); Oughton et al. (2019) se enfocan en los impactos de clima espacial, con énfasis especial en el costo para las economías del Reino Unido y Europa. Se analizaron diferentes tipos de escenarios de recuperación en función de la intensidad de las perturbaciones geomagnéticas y la calidad de la previsión (recuperación inmediata, no recuperación y recuperación lineal). El estudio concluye que los costos económicos

³https://www.sworm.gov/publications/2015/swap_final__20151028.pdf

ilustran una diferencia significativa entre los diferentes tipos de previsión. Para el caso actual de previsión/recuperación lineal, la estimación el impacto de los costes indirectos es de entre 787-1100 millones euros. Esto representa pérdidas globales. Por otro lado, si se tuviera una pérdida total de la capacidad de pronóstico de eventos de clima espacial esto pudiera provocar como resultado un aumento de diez veces en los costos en todos los sectores. Es indispensable una política pública de gestión integral de riesgos ante la amenaza de estos fenómenos.

Un estudio más detallado de la red eléctrica de EUA fue realizada por el Centro de Estudios de Riesgo de Cambridge (Oughton et al., 2017, 2016). Este modelo indica una posible pérdida del producto interno bruto de EUA de entre 135 y 610 mil millones de dólares durante un período de 5 años como consecuencia de un evento extremo de clima espacial. Los estados más afectados serían Illinois y Nueva York. También indica impactos colaterales significativos en las economías de China, Canadá y México (por ser los socios comerciales más grandes de EUA), y también afectaciones significativas en Reino Unido, Japón y Alemania. Por otra parte, el trabajo de Oughton et al. (2017), explora los costos económicos diarios, directos e indirectos asociados con diferentes escenarios de clima espacial extremo en los EUA, centrándose en el impacto a las cadenas de suministros en una banda de $\pm 5^\circ$ centrada en los 55° de latitud geomagnética norte. En todo caso, el acumulado de perdidas diarias a la economía de los EUA dependiendo del escenario estudiado, oscila entre los 6 mil y los 41.5 mil millones de dólares estadounidenses diarios.

Un hallazgo clave de este estudio fue que el costo económico directo incurrido por la interrupción de la electricidad en cada área de estudio, fue tan solo una fracción del costo total para esos escenarios explorados. En promedio, en este estudio, solo el 49 % de la pérdida económica total tuvo lugar en el área afectada por el apagón, el otro 39 % se perdería indirectamente y un 12 % se perdería por costos internacionales indirectos.

De todos estos estudios se puede concluir que la gravedad del impacto depende de la severidad del evento geomagnético, de la resiliencia de la red eléctrica y de la calidad del pronóstico. Por

lo tanto, existe una gran necesidad al realizar un análisis de costo-beneficio de la inversión en previsión y mitigación de los impactos del clima espacial. Considerando los costos indirectos nacionales y globales que podrían acumularse a través de la interrupción de las cadenas de suministro.

En 2020 el mundo cambió, la pandemia global de COVID19 y los conflictos subsecuentes que comienzan a entrelazarse, junto con las amenazas del calentamiento global auguran un escenario económico mundial complicado. Por otro lado, estamos en la fase ascendente de un nuevo ciclo de actividad solar, un evento de clima espacial extremo tipo Carrington podría traer repercusiones aún más graves que las previstas en todos los estudios anteriores, efectos que se podrían acentuar debido a las condiciones diplomáticas dominantes en la actualidad. Estamos muy lejos aun de contar con una apreciación cuantitativa global de las pérdidas causadas por un evento extremo de este tipo. Solamente el estudio y observación constante de estos fenómenos nos pueden dar las claves para elaborar estrategias de respuesta inmediata ante estos fenómenos.

Resulta de gran importancia los estudios que estamos haciendo en colaboración con la CFE y la aportación de este trabajo en cuanto al estudio de la vulnerabilidad del SEN de México. En este sentido, este trabajo pretende proporcionar una base para futuros estudios enfocados en el pronóstico y diseño de políticas de mitigación de los efectos del clima espacial en la red eléctrica nacional.

Capítulo 7

Conclusiones

El clima espacial ha tomado gran relevancia en nuestra civilización actual. Fenómenos como las CIG, previamente considerados como exclusivos de latitudes aurorales, han comenzado a afectar significativamente sistemas tecnológicos a latitudes medias y bajas. Nuestra dependencia creciente en la electrónica y los sistemas satelitales incrementan nuestra vulnerabilidad ante este tipo de amenazas. En México, desde el 2014 se ha incorporado este tipo de fenómenos perturbadores a la ley General de Protección Civil (Congreso de México, 2014). Esto constituye una acción sin precedentes para Latinoamérica y posiciona al país a la cabeza de la investigación en clima espacial y sus consecuencias en el ambiente terrestre. Con la creación del Laboratorio Nacional de Clima Espacial (LANCE) y del Servicio Nacional de Clima Espacial Mexicano (SCIESMEX), se han dado pasos importantes para iniciar una gestión integral de riesgos ante este tipo de amenazas.

En 2018, a raíz de la colaboración establecida entre el LANCE y la Gerencia de Ingeniería Especializada de CFE, hemos comenzado un proyecto de estudio y evaluación del impacto de las corrientes inducidas geomagnéticamente CIG, en las redes de 400/230 kV del sistema eléctrico nacional de México. Este proyecto consta de dos partes: a) el desarrollo de un modelo numérico para el cálculo de CIG en la red de alta tensión, b) la instalación de medidores de CIG en los

neutros de los bancos de transformadores de algunas subestaciones críticas.

En 2019 realizamos una primera evaluación de la respuesta del sistema de 400 kV ante la ocurrencia de tormentas geomagnéticas severas y extremas. Esto nos permitió identificar los sitios más vulnerables del SEN. Dicha información se usó para planificar la futura instalación de los sensores de CIG. El primer modelo numérico abarcaba únicamente 115 subestaciones de la red de 400 kV y asumía una conductividad eléctrica uniforme para todo el suelo del territorio mexicano. De igual modo se asumía una perturbación geomagnética uniforme a lo largo del territorio. A pesar de todas estas simplificaciones, el modelo nos permitió tener una primera aproximación a la respuesta del SEN ante un evento severo de clima espacial. Estos resultados se condensaron en un artículo publicado a finales de 2019 en *Space Weather Journal*.

Actualmente, se han logrado instalar tres sensores de CIG en el territorio mexicano, desafortunadamente los problemas subsecuentes de la pandemia del COVID-19 de 2020 retrasaron la solución de problemas técnicos en la instalación de los sensores. A pesar de esto, a mediados de 2020 obtuvimos datos de CIG del sensor de la subestación Querétaro potencia y a fines de 2020 de la subestación Laguna Verde. Adicionalmente obtuvimos información más precisa acerca de la arquitectura de la red eléctrica de la CFE. Todos estos datos permitieron mejorar el modelo numérico para el cálculo de CIG en el SEN de México, el cual se presenta en el capítulo 4. En esta ocasión pudimos contrastar los datos medidos en la subestación Laguna Verde con los resultados de una nueva versión del modelo.

El nuevo modelo considera los múltiples niveles de voltaje de la red, las variaciones de conductividad lateral del suelo y el tipo de transformador. Desarrollamos un modelo de la conductividad del suelo compuesto por un mosaico de 15 bloques estratificados de conductividad 1D. Para obtener este mapa de mosaico de la conductividad eléctrica en el territorio nacional se utilizaron los datos de MT disponibles para el territorio mexicano y sus alrededores. El nuevo modelo numérico abarca el 98 % de la red de 400 kV, el 45 % de la red de 230 kV y algunos ramales a 115 kV en Baja California Sur. El estudio cubre cinco tormentas geomagnéticas que ocurrieron

entre Agosto y Noviembre de 2021.

Conseguimos mejorar la precisión de las interpolaciones de campo magnético a lo largo del territorio nacional. Actualmente, el LANCE cuenta con una estación magnética, capaz de sustituir el rol del observatorio de Teoloyucan el cual ha dejado de proporcionar mediciones de campo geomagnético en México. Aún así, todavía es necesario depender de datos de campo geomagnético de estaciones localizadas en el sur de EUA para aproximar la perturbación geomagnética en todo punto del territorio mexicano.

Todas las mejoras introducidas en el modelo numérico permitieron un mayor ajuste entre los datos calculados y medidos en la subestación de Laguna Verde. Las conclusiones de este segundo trabajo permiten afirmar que contamos con un algoritmo que produce estimaciones realistas del impacto de las CIG en las subestaciones más críticas de la red eléctrica mexicana de 400/230 kV.

Estos resultados forman parte de una nueva publicación que se ha sometido a la revista arbitrada *Space Weather Journal*, de la American Geophysical Society y que se encuentra en fase de revisión.

Finalmente, como se trató en el capítulo 5, las pérdidas socioeconómicas relacionadas con el clima espacial pueden llegar a ser billonarias, con tiempos de recuperación variables que van desde días a años. Dichos periodos de recuperación están en función de la resiliencia de los distintos sistemas, la severidad del evento y de la capacidad de previsión. En Latinoamérica está creciendo el interés por el clima espacial. Esto permitirá concienciar a un número creciente de actores de la sociedad y tomadores de decisiones, sobre el valor de los estudios de riesgo en la materia. En este sentido, el clima espacial es un asunto de seguridad nacional por el enorme impacto que pueden tener las afectaciones de la actividad solar extrema en nuestra sociedad actual.

7.1. Trabajo a Futuro

Este proyecto es el primer paso para un estudio mas prolongado. Entre los objetivos a mediano y largo plazo podemos enumerar: a) acabar la instalación y configuración de los cinco sensores de CIG en los sitios predefinidos de la subestaciones críticas de 400 kV de la CFE, b) realizar la validación final del modelo numérico con los datos observacionales de todos los sensores.

Finalmente, evaluar el riesgo de CIG en cada nodo de la red eléctrica nacional y establecer las bases para el diseño de políticas de mitigación de eventos extremos de clima espacial en la red del sistema eléctrico nacional.

El modelo desarrollado en este trabajo puede servir como base para establecer un sistema de monitoreo y estimación de afectaciones de CIG en el SEN. Este sistema de monitoreo sería muy importante para la CFE y la sociedad en general.

Apéndice A

Campos Geoelectrónicos Inducidos

A.1. Método de la Onda Plana

En una primera aproximación, podemos tratar una perturbación geomagnética como una onda EM plana que incide normalmente a la superficie terrestre (*método de la onda plana*). Para tales fines consideramos la superficie terrestre como un semiespacio infinito de conductividad uniforme. Este es un modelo simple, pero suficiente para entender la física del problema. Evidentemente, una aplicación más realista del problema demanda que la perturbación geomagnética se trate como una señal EM con múltiples componentes de frecuencia que incide sobre un medio de conductividad 3D, parcialmente estratificado en la dirección vertical. A medida que dicha señal penetra en las distintas capas del suelo, sufre reflexiones parciales, las cuales interfieren con la propia señal original.

Esto implica que una perturbación geomagnética puede provocar efectos que dependen de las propiedades geofísicas del terreno. En general, para un caso enteramente realista, las propiedades eléctricas del suelo son fuertemente dependientes de la dirección de propagación y la profundidad de penetración, ya que la permitividad dieléctrica ϵ es un tensor. De todos modos, podemos hacer uso del análisis armónico y considerar la señal EM incidente como un paquete de ondas

APÉNDICE A. CAMPOS GEOELÉCTRICOS INDUCIDOS

que se desplaza a una velocidad de grupo dada por $v_g = \partial\omega/\partial k$, siendo $\omega(k)$ la relación de dispersión y k el número de ondas respectivamente.

Iniciaremos esta discusión con un breve repaso de las ecuaciones de Maxwell en su forma diferencial.

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (\text{A.1a})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{A.1b})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{A.1c})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{A.1d})$$

Por las ecuaciones constitutivas, la relación entre los vectores de la intensidad magnética \mathbf{H} , el desplazamiento eléctrico \mathbf{D} y la densidad de corriente \mathbf{J} vienen dadas por:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (\text{A.2a})$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (\text{A.2b})$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (\text{ley de Ohm}) \quad (\text{A.2c})$$

Siendo ϵ, μ, σ la permitividad dieléctrica, la permeabilidad magnética y la conductividad del medio respectivamente. Como vemos, las ecuaciones de Maxwell son un conjunto de ecuaciones acopladas de primer orden. Una observación más cuidadosa permite notar que podemos reducir su número aumentando el orden de estas por medio del uso de potenciales en vez de las magnitudes vectoriales (Jackson, 1998). Por lo tanto, en la Ec. A.1b, podemos definir el potencial

APÉNDICE A. CAMPOS GEOELÉCTRICOS INDUCIDOS

vector magnético \mathbf{A} de la siguiente forma:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (\text{A.3})$$

Con $\mathbf{A}(r)$ definido por:

$$\mathbf{A}(r, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{J}(r', t)}{|r - r'|} d^3r' \quad (\text{A.4})$$

Con lo cual las ecuaciones Faraday y Ampère quedan:

$$\nabla \times \left(\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (\text{A.5a})$$

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \mu \mathbf{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (\text{A.5b})$$

De esta forma, si restringimos la representación al dominio microscópico, la magnitud con rotacional evanescente (Ec. A.5a) es el gradiente del potencial electrostático Φ :

$$\mathbf{E} = -\nabla \Phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (\text{A.6})$$

Con el potencial electrostático $\Phi(r)$, definido en la forma usual

$$\Phi(r, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(r', t)}{|r - r'|} d^3r' \quad (\text{A.7})$$

Mediante el uso de los potenciales Φ y \mathbf{A} podemos reducir las cuatro ecuaciones A.1 a un sistema de dos ecuaciones de segundo orden acopladas.

APÉNDICE A. CAMPOS GEOELÉCTRICOS INDUCIDOS

$$\nabla^2\Phi + \frac{\partial}{\partial t}(\nabla \cdot \mathbf{A}) = -\rho/\epsilon_0 \quad (\text{A.8a})$$

$$\nabla^2\mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2\mathbf{A}}{\partial t^2} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial\Phi}{\partial t}) = -\mu\mathbf{J} \quad (\text{A.8b})$$

Podemos desacoplar este último sistema de ecuaciones tomando en cuenta la arbitrariedad con la que definimos estos potenciales. En particular, cualquier par de funciones de la forma:

$$\mathbf{A}' = \mathbf{A} + \nabla\Psi \quad (\text{A.9a})$$

$$\Phi' = \Phi + \frac{\partial\Psi}{\partial t} \quad (\text{A.9b})$$

Satisface las definiciones A.3 y A.6, siendo Ψ una función escalar arbitraria. Más concretamente, cualquier conjunto de potenciales (\mathbf{A}, Φ) que cumplan la *condición de Lorentz*:

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial\Phi}{\partial t} = 0 \quad (\text{A.10})$$

desacoplarán el sistema de Ecs. A.8, quedando dos ecuaciones de onda independientes para ambos potenciales.

$$\nabla^2\Phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = -\rho/\epsilon_0 \quad (\text{A.11a})$$

$$\nabla^2\mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2\mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu\mathbf{J} \quad (\text{A.11b})$$

Las expresiones A.11 forman un sistema equivalente en todo a las ecuaciones de Maxwell en vacío donde Φ y \mathbf{A} se tratan de manera análoga. Pero la arbitrariedad anterior representada en

APÉNDICE A. CAMPOS GEOELÉCTRICOS INDUCIDOS

las Ecs. A.9 en realidad representan dos *transformaciones de calibre* a las que las Ecuaciones de Maxwell resultan invariantes. En este sentido, toda función Ψ que satisfaga las ecuaciones A.9 (*transformación restringida de calibre*) y además cumpla:

$$\nabla^2 \Psi + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{A.12})$$

pertenece al calibre de Lorentz. Esto resulta muy útil porque permite resolver los potenciales \mathbf{A} y Φ de manera similar mediante ecuaciones de onda. Además, es un concepto completamente independiente del sistema de coordenadas en el sentido de la relatividad especial para campos que varían con el tiempo.

En el caso de campos estacionarios o en ausencia de fuentes ($\Phi = 0$), podemos definir el *Calibre de Coulomb*

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0. \quad (\text{A.13})$$

Lo que da lugar a que las Ecs. A.11 se puedan expresar como:

$$\nabla^2 \Phi = -\rho/\epsilon_0 \quad (\text{Ec. de Poisson}) \quad (\text{A.14a})$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \nabla \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) = -\mu \mathbf{J} \quad (\text{A.14b})$$

El término dependiente de Φ en la Ec. A.14b es irrotacional por definición, lo cual sugiere que la densidad de corriente se puede escribir como la suma de dos contribuciones:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_{\parallel} + \mathbf{J}_{\perp} \quad (\text{A.15})$$

APÉNDICE A. CAMPOS GEOELÉCTRICOS INDUCIDOS

Donde \mathbf{J}_{\parallel} es la corriente *longitudinal* o *irrotacional* ($\nabla \times \mathbf{J}_{\parallel} = 0$) y \mathbf{J}_{\perp} es la corriente *transversal* o *solenoidal*, ($\nabla \cdot \mathbf{J}_{\perp} = 0$) de forma que usando la identidad vectorial:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{J} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{J}) - \nabla^2 \mathbf{J} \quad (\text{A.16})$$

junto con $\nabla^2(1/|r - r'|) = -4\pi\delta(r - r')$ podemos expresar ambas densidades de corriente como:

$$\mathbf{J}_{\parallel} = -\frac{1}{4\pi} \nabla \int \frac{\nabla' \cdot \mathbf{J}}{|r - r'|} d^3 r' \quad (\text{A.17a})$$

$$\mathbf{J}_{\perp} = \frac{1}{4\pi} \nabla \times \nabla \times \int \frac{\mathbf{J}}{|r - r'|} d^3 r' \quad (\text{A.17b})$$

De esta forma tenemos:

$$\nabla \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) = \mu \mathbf{J}_{\parallel} \quad (\text{A.18})$$

Entonces, la ecuación de ondas para la corriente se puede escribir enteramente en términos de la corriente transversal

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu \mathbf{J}_{\perp} \quad (\text{A.19})$$

Las ecuaciones A.14b y A.19 representan ecuaciones de ondas con fuentes de la forma:

$$\nabla^2 \Psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = -4\pi f(r, t) \quad (\text{A.20})$$

en que $f(r, t)$ es una función de distribución conocida. De ahí que se conoce al calibre de Coulomb como *Calibre de Radiación*, dado que todo el campo de radiación transversal está dado

APÉNDICE A. CAMPOS GEOELÉCTRICOS INDUCIDOS

únicamente por el potencial vector. Asumiendo que Ψ y f tienen una representación en serie de Fourier podemos escribir:

$$\Psi(r, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(r, \omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (\text{A.21a})$$

$$\mathbf{F}(r, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(r, \omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (\text{A.21b})$$

Si transformamos la Ec. A.19 al dominio frecuencial obtenemos la *ecuación de Helmholtz no homogénea*:

$$(\nabla^2 + k^2)\Psi(r, \omega) = -4\pi\mathbf{F}(r, \omega) \quad (\text{A.22})$$

para cada frecuencia ω y número de ondas $k = \omega/c$, La cual admite soluciones de la forma:

$$\Psi(r, t) = \int \int G(r, t, r', t') f(r', t') d^3r' dt' \quad (\text{A.23})$$

Donde $G(r, t, r', t')$ es una función de Green retardada (ver Jackson (1998) pp. 245). Esta formulación es muy útil en especial cuando se trata de modelar la perturbación geomagnética debida a un electrochorro auroral. El electrochorro se puede representar por una densidad de corriente $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$ localizada en la ionosfera. Dependiendo de las características de \mathbf{J} tendremos una perturbación más o menos importante en la superficie terrestre.

A continuación, supongamos una dependencia temporal $\propto \exp(j\omega t)$, para todos los campos considerados anteriormente. Definamos la velocidad de propagación como $c = 1/\sqrt{\mu\epsilon}$, con μ y ϵ la permeabilidad magnética y la permitividad eléctrica del medio respectivamente. Entonces debido a la naturaleza ondulatoria de la función de onda, las operaciones vectoriales de la Ec. A.1 toman una forma simple.

APÉNDICE A. CAMPOS GEOELÉCTRICOS INDUCIDOS

$$\nabla \times = \mathbf{k} \times \quad (\text{A.24a})$$

$$\nabla \cdot = \mathbf{k} \cdot \quad (\text{A.24b})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = j\omega \cdot \quad (\text{A.24c})$$

Donde $j = \sqrt{-1}$, es la unidad imaginaria y \mathbf{k} el vector de ondas respectivamente. Con esta nueva notación, considerando las ecuaciones A.2, que no tenemos cargas libres en la interfaz suelo-atmósfera ($\rho = 0$), y que además $\mu \approx \mu_0$, las ecuaciones de Maxwell macroscópicas quedan:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (\text{A.25a})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (\text{A.25b})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu_0\mathbf{H} \quad (\text{A.25c})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = (\sigma + j\omega\epsilon)\mathbf{E} \quad (\text{A.25d})$$

Aplicando una vez más el rotacional a ambos lados de las Ecs. A.25 y usando la identidad vectorial de la Ec. A.16 tenemos para los campos \mathbf{E} y \mathbf{H} respectivamente:

$$\nabla^2 \begin{Bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{Bmatrix} = j\omega\mu(\sigma + j\omega\epsilon) \begin{Bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{Bmatrix} \quad (\text{A.26})$$

definiendo la constante de propagación compleja $\kappa^2 = j\omega\mu(\sigma + j\omega\epsilon)$, entonces podemos escribir $\kappa = \alpha + j\beta$ de forma que:

APÉNDICE A. CAMPOS GEOELÉCTRICOS INDUCIDOS

$$\alpha = \omega \left[\frac{\mu\epsilon}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\mu\epsilon} \right)^2} - 1 \right) \right]^{1/2} \quad (\text{A.27a})$$

$$\beta = \omega \left[\frac{\mu\epsilon}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\mu\epsilon} \right)^2} + 1 \right) \right]^{1/2} \quad (\text{A.27b})$$

de forma que tenemos una expresión analítica para los parámetros α y β de la constante de propagación.

A.1.1. Solución para Medios Parcialmente Conductores

Este tipo de medios involucra precisamente los problemas de interés geofísico. La corteza terrestre, incluidos los océanos, pueden considerarse medios parcialmente conductores debido a la presencia de minerales disueltos en el agua. Es muy importante establecer la conductividad del terreno para poder describir correctamente los campos inducidos por la perturbación geomagnética. En este caso, los campos \mathbf{E} y \mathbf{H} se pueden representar como:

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}_0 e^{-\alpha z} e^{j\omega t - \beta z} \quad (\text{A.28a})$$

$$\mathbf{H}(z, t) = \frac{\mathbf{E}_0}{|\eta|} e^{-\alpha z} e^{j\omega t - \beta z} \quad (\text{A.28b})$$

La magnitud η depende de la frecuencia y es la *impedancia intrínseca del medio* definida como:

$$\eta = \frac{E_x}{H_y} = -\frac{E_y}{H_x} = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\epsilon}} \quad (\text{A.29})$$

Expresando η en notación exponencial obtenemos su módulo y ángulo de fase:

$$|\eta| = \frac{\sqrt{\mu/\epsilon}}{\sqrt[4]{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon}\right)^2}} \quad \tan 2\theta = \frac{\sigma}{\omega\epsilon} \quad 0 \leq \theta \leq \pi/4 \quad (\text{A.30})$$

Las soluciones de onda en las Ecs. A.28 representan ondas evanescentes típicas de la propagación en un medio dispersivo. En este caso, los frentes de onda no son paralelos entre sí y cada componente de frecuencia viaja a una velocidad de fase u y con una longitud de onda λ definidas por:

$$u = \frac{\omega}{\beta} \quad \lambda = \frac{2\pi}{\beta} \quad (\text{A.31})$$

En el caso de un paquete de ondas, este se dispersa a medida que se propaga en el medio con

APÉNDICE A. CAMPOS GEOELÉCTRICOS INDUCIDOS

una velocidad de grupo dada por: $v_g = \partial\omega/\partial k$.

A.1.2. Propagación en Medios Conductores

Podemos considerar un medio como buen conductor si se cumple que $\sigma \gg \omega\epsilon$, en este caso:

$$\alpha = \beta = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} \quad (\text{A.32})$$

y la impedancia del medio tiende a un valor límite de:

$$\eta = \sqrt{\frac{\omega\mu}{\sigma}} e^{j\pi/4} \quad (\text{A.33})$$

La onda en un medio buen conductor se atenúa rápidamente, pues la carga libre absorbe la radiación y la disipa por efecto Joule. Podemos definir una distancia característica hasta donde efectivamente penetra la onda en el medio, la cual se denomina *profundidad de piel o penetración*, la cual se define imponiendo que $\alpha\delta = 1$ en la exponencial de las Ecs. A.28, por lo tanto:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (\text{A.34})$$

Así, podemos escribir la velocidad de propagación y la longitud de onda en función de δ .

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \omega\delta \quad \lambda = \frac{2\pi}{\beta} = 2\pi\delta \quad (\text{A.35})$$

Para dar un ejemplo ilustrativo de la importancia de esta magnitud, veamos el caso de una onda EM con una frecuencia de 2 mHz (rango típico de una pulsación Pc5), en un medio de conductividad uniforme $\sigma = 10^{-3} \text{ S/m}$, entonces tendremos una profundidad de penetración $\delta \approx 350 \text{ km}$!!. Pero en el caso de una conductividad del orden de la que se ha sugerido para el borde de la astenosfera $\sigma = 10^{-1} \text{ S/m}$ (Kappenman, 2007), esa profundidad de penetración cae

APÉNDICE A. CAMPOS GEOELÉCTRICOS INDUCIDOS

a $\delta \approx 35 \text{ km}$ lo cual es un 10 % del valor anterior.

Lo anterior ilustra la importancia de la conductividad del suelo para el cálculo de los campos geoelectricos inducidos. Esto representa un reto muy importante y es uno de los parámetros menos conocidos en la litosfera terrestre. Para obtener una aproximación a la impedancia aparente del suelo $\eta(z, \omega)$, es necesario basarse en sondeos magnetotelúricos de larga duración. Estos sondeos, aparte de ser muy costosos, requieren de un gran apoyo logístico, lo que los hace muy difícil de implementar en muchas regiones. En muchos casos, a falta de estos datos, se opta por una técnica de ensayo y error para tratar de inferir que funciones $\eta(z, \omega)$ se aproximan mejor a los resultados medidos para \mathbf{E} en función de las características geológicas del terreno.

A.1.3. Propagación en un Dieléctrico Perfecto

En este caso no hay atenuación en las ondas debido a que $\sigma = 0$, con lo cual tenemos $\alpha = 0$ y los campos \mathbf{E} y \mathbf{H} están en fase en cada punto y la impedancia η es real. Existen únicamente ondas viajeras en el medio:

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}_0 e^{j\omega t - \beta z} \quad (\text{A.36a})$$

$$\mathbf{H}(z, t) = \frac{\mathbf{E}_0}{|\eta|} e^{j\omega t - \beta z} \quad (\text{A.36b})$$

Donde:

$$\beta = \omega \sqrt{\mu \epsilon} \quad \eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \approx 120\pi \Omega \quad (\text{A.37})$$

Siendo $\mu = \mu_0$, $\epsilon = \epsilon_0$ y $\eta = \eta_0$, la permeabilidad, la permitividad y la impedancia característica del vacío, respectivamente.

Podemos calcular los campos inducidos por una corriente auroral $I(t)$ ubicada a una altura h en la ionosfera (Albertson and Baelen, 1970). En este caso, la superficie terrestre es consi-

APÉNDICE A. CAMPOS GEOELÉCTRICOS INDUCIDOS

derada un semi-espacio infinito conductor con los ejes coordenados orientados en el sistema magnetocéntrico (i.e. \hat{z} hacia abajo, \hat{x} hacia el Norte e \hat{y} hacia el Este). A su vez, supondremos que el suelo está estratificado en capas paralelas de distinto espesor h_i , ($i = 1 \cdots n$) y conductividad σ_i constantes (Fig. A.1). En este problema tenemos que resolver los campos \mathbf{E} , \mathbf{H} y \mathbf{B} en las regiones $z < 0$ y $z \geq 0$. Se deben cumplir las condiciones de borde para las ecuaciones de Maxwell, las cuales imponen restricciones al tipo de soluciones admisibles.

Como en el caso anterior, la corriente auroral se modela como una línea infinita de corriente paralela al eje \hat{y} , (Fig. A.1):

$$I(t) = J e^{j\omega t} \quad (\text{A.38})$$

Descartamos posibles heterogeneidades laterales en la conductividad (i.e., en \hat{x} e \hat{y}) y asumimos que $\sigma = \sigma(z)$ es una función de la profundidad. Si consideramos el medio terrestre como isotrópico, lineal, sin densidad de cargas presentes y si despreciamos la corriente de desplazamiento, tenemos para el caso $z \geq 0$:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = j\omega \mu_0 \sigma(z) \mathbf{E} \quad (\text{A.39})$$

Dadas las dependencias antes mencionadas, la Ec. A.39 es de variables separables con constante de separación ν^2 . Por lo tanto, tendremos una solución de la forma:

$$\mathbf{E} = G(z) \mathbf{F}(x, y) e^{j\omega t} \quad (\text{A.40})$$

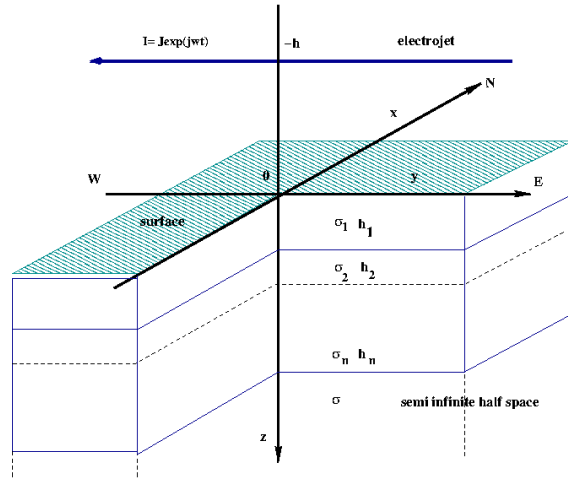


Figura A.1: Corriente auroral a una altura $-h$ sobre un suelo estratificado con capas de espesores h_j y conductividades uniformes σ_j ($j = 1 \cdots n$), la capa final se asume como un semi-espacio infinito de conductividad σ constante

APÉNDICE A. CAMPOS GEOELÉCTRICOS INDUCIDOS

Donde las funciones $G(z)$ y $\mathbf{F}(x, y)$ vienen dadas por las siguientes ecuaciones:

$$\frac{\partial^2 G}{\partial z^2} - [\nu^2 + j\omega\mu_0\sigma(z)]G = 0 \quad (\text{A.41a})$$

$$\nabla_{x,y}^2 P + \nu^2 P = 0 \quad (\text{A.41b})$$

$$\mathbf{F}(x, y) = -\nabla \times (P\hat{z}) \quad (\text{A.41c})$$

¹ Las soluciones de este sistema de ecuaciones caracterizan completamente los campos \mathbf{E} y \mathbf{H} en el interior de la tierra, siendo:

$$\mathbf{F}(x, y) = \frac{\partial P}{\partial y} \hat{x} - \frac{\partial P}{\partial x} \hat{y} \quad (\text{A.42})$$

Para la región externa no conductora, haciendo $\sigma = 0$ en las Ecs A.39 y A.41, tenemos soluciones de propagación para $G(z)$ (i.e $G(z) \propto e^{\pm\nu z}$) donde los campos \mathbf{E} y \mathbf{H} quedaran modulados por este coeficiente.

Pero los parámetros más interesantes son la impedancia superficial

$$\eta(\nu) = \left. \frac{E_y(\nu)}{H_x(\nu)} \right|_{z=0} = - \left. \frac{E_x(\nu)}{H_y(\nu)} \right|_{z=0} = -j\omega\mu_0 \frac{G(0)}{\partial G / \partial z|_{z=0}} \quad (\text{A.43})$$

y las componentes de los campos eléctricos y magnéticos en la superficie (en $z = 0$). En este caso, ya que la corriente auroral es paralela al eje \hat{y} , tenemos que $P = P(x)$, entonces sólo nos interesa $E_y(\nu)$ y $H_x(\nu)$, pues, las demás componentes se anulan.

¹ $\nabla_{x,y}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$

APÉNDICE A. CAMPOS GEOELÉCTRICOS INDUCIDOS

$$E_y(\nu) = \frac{J e^{j\omega t}}{\pi} e^{-\nu h} \frac{j\omega\mu_0\eta(\nu)}{j\omega\mu_0 + \nu\eta(\nu)} \cos \nu x \quad (\text{A.44a})$$

$$H_x(\nu) = \frac{E_y(\nu)}{\eta(\nu)} \quad (\text{A.44b})$$

$$B_x(\nu) = \mu_0 H_x(\nu) \quad (\text{A.44c})$$

Finalmente, estas son las soluciones deseadas para los campos en la superficie.

Si bien este último ejemplo puede ser simplista y repetitivo, en esencia todos los métodos emplean las mismas técnicas. En la sección siguiente describiremos las características de estos campos inducidos.

A.2. Campos Inducidos en la Superficie Terrestre

Como pudimos apreciar en la Ec. A.6, vemos que el campo eléctrico en general es la suma de dos contribuciones: una debida a la variación temporal de los campos magnéticos, la cual es representada por $\partial A/\partial t$ y otra del potencial electrostático Φ de la distribución de carga acumulada en las interfaces entre terrenos de diferentes conductividades. Esto hace que la integral

$$V_{ab} = \int_a^b \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \quad (\text{A.45})$$

sea dependiente del camino y por ende no tan simple de calcular. Consideraremos en detalle la inducción electromagnética debida a una perturbación geomagnética en un terreno de conductividad no uniforme y cuáles son los principales efectos sobre el campo geoelectrico resultante. De acuerdo al teorema de Helmholtz, un campo de vectores que tiende a cero en el infinito puede descomponerse en una parte irrotacional y otra solenoidal. De este modo, los potenciales escalares y vectoriales se pueden expresar como en las Ecs. A.9 Entonces tendremos para el potencial escalar:

$$\Phi = -\Phi_0 - \nabla \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad (\text{A.46})$$

el subíndice 0 representa la contribución debida a la carga presente en ausencia de campos magnéticos variables y Ψ representa la parte irrotacional del potencial vector. Esta separación es útil porque permite distinguir las contribuciones al potencial debida a diferentes causas físicas (Boteler and Pirjola, 1997).

APÉNDICE A. CAMPOS GEOELÉCTRICOS INDUCIDOS

Gradiente del Potencial Escalar	Campo potencial vector
$\mathbf{E}_s = -\nabla\Phi$	$\mathbf{E}_v = -\partial\mathbf{A}/\partial t$
$\nabla \cdot \mathbf{E}_s = \rho/\epsilon$	$\nabla \cdot \mathbf{E}_v = 0$
$\nabla \times \mathbf{E}_s = 0$	$\nabla \times \mathbf{E}_v = -\partial\mathbf{B}/\partial t$

Cuadro A.1: Componentes del campo geoelectrico

Inducción en un terreno de conductividad uniforme

Este caso correspondería a lo que sucede en el interior de un océano o masa continental. Si empezamos con la ecuación de continuidad de cargas para la densidad de corriente $\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E}$:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = -\frac{\partial\rho}{\partial t} \quad (\text{A.47})$$

Expandiendo $\nabla \cdot \mathbf{J}$:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = -(\mathbf{E} \cdot \nabla\sigma + \sigma\nabla \cdot \mathbf{E}) \quad (\text{A.48})$$

A continuación, considerando $\nabla\sigma = 0$ y separando las contribuciones como en el cuadro 2.1 tenemos:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\sigma}{\epsilon}\rho = 0 \quad (\text{A.49})$$

Esta ecuación tiene como solución:

$$\rho(t) = \rho_0 e^{-\frac{\sigma}{\epsilon}t} \quad (\text{A.50})$$

Esto implica que la carga inicial, si la hubiera, habrá desaparecido a un tiempo posterior. Por lo tanto, en un medio de conductividad uniforme, el proceso de inducción electromagnética no produce acumulación de cargas.

APÉNDICE A. CAMPOS GEOELÉCTRICOS INDUCIDOS

Inducción en un terreno de conductividad no uniforme

Supongamos un medio que presenta un cambio brusco en la conductividad, un ejemplo de esto puede ser una línea costera donde el océano conductor se encuentra con la masa continental más resistiva. Suponiendo que inicialmente no hay cargas estáticas acumuladas, $\nabla \cdot \mathbf{E}_v = 0$, la expresión A.48 se convierte en:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\mathbf{E}_v \cdot \nabla \sigma \quad (\text{A.51})$$

Entonces, habrá un incremento en la densidad de cargas cuando exista un gradiente en la conductividad y el campo eléctrico inducido \mathbf{E}_v , posea una componente paralela a dicho gradiente. Dicha densidad de cargas producirá un gradiente de potencial dado por:

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_s = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (\text{A.52})$$

Esto a su vez modifica el propio crecimiento de la densidad de cargas, con lo que la Eq. A.48 se convierte en:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -(\mathbf{E}_s + \mathbf{E}_v \cdot \nabla \sigma + \sigma \nabla \cdot \mathbf{E}_s) \quad (\text{A.53})$$

Como hemos asumido un campo con una variación sinusoidal, podemos asumir una solución semejante para la carga $\rho(t) = \rho_0 \exp j\omega t$. Sustituyendo esta última expresión en la ecuación anterior tenemos entonces:

$$j\omega \rho = -\mathbf{E} \cdot \nabla \sigma + \frac{\sigma \rho}{\epsilon} \quad (\text{A.54})$$

reagrupando términos y despejando ρ finalmente tenemos

$$\rho = -\left(\frac{\epsilon}{\sigma + j\omega\epsilon}\right) \mathbf{E} \cdot \nabla \sigma \quad (\text{A.55})$$

APÉNDICE A. CAMPOS GEOELÉCTRICOS INDUCIDOS

Como vemos en la Ec. anterior, la densidad de cargas es proporcional al producto escalar del campo eléctrico con el gradiente de conductividad. Por lo tanto, este efecto ocurrirá cuando el campo eléctrico posea una componente perpendicular a la interfase de conductividad. A pesar de la pequeñez del valor de ϵ , el efecto resulta significativo porque el denominador de la parte derecha está integrado por factores de valores pequeños. El efecto neto es un acrecentamiento del campo geoelectrico inducido en toda la zona circundante a las anomalías laterales de conductividad. Esto se da mayoritariamente en los bordes de placa y en las zonas costeras, donde se prevé una actividad geoelectrica acentuada (Molinski, 2002).

Apéndice B

Cálculo de CIG en Sistemas de Conductores

En este apéndice repasamos en forma mas detallada del calculo CIG en diversos sistemas de conductores. Los dos pasos fundamentales para el cálculo de CIG son:

- El cálculo del campo geoelectrico inducido sobre el terreno, este problema es puramente geofísico y utiliza como datos de entrada un modelo de la conductividad del terreno y datos de campo geomagnético B_x, B_y en cada punto del área de estudio.
- Un modelo de la red de conductores, ya sea una red eléctrica, red de tuberías o una vía férrea. Esto se construye a partir de las características topológicas y técnicas del sistema.

En general no podemos instrumentar el área de estudio con una red de estaciones geomagnéticas. Para obtener el campo geoelectrico en cada punto del terreno debemos interpolar la perturbación geomagnética. La primera aproximación consiste en asumir δB uniforme en toda el área de estudio, para esto se usa el registro de una estación geomagnética cercana. Esto es puede ser cierto para una región pequeña. El rango de validez de los datos geomagneticos depende de las características geofísicas del terreno y la orientación geográfica, pero se ubica entre 100 y 500 km (Ngwira et al., 2009). Para áreas extensas, como en la mayoría de los casos, es necesario calcular

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

la perturbación geomagnética en puntos muy alejados de las estaciones magnéticas disponibles.

En estos casos, debemos usar algoritmos matemáticos para estimar las perturbaciones geomagnéticas en los puntos mas alejados de las estaciones magnéticas disponibles. A continuación presentamos el algoritmo de interpolación de campo geomagnético usado para estimar δB en todos los puntos del territorio Mexicano.

B.1. Sistema de Corrientes Elementales Esféricas (SECS)

El algoritmo SECS es un método no espectral para calcular las corrientes equivalentes que generen las variaciones del campo geomagnético. Esta técnica fue desarrollada por Amm en 1997 y posee ciertas ventajas:

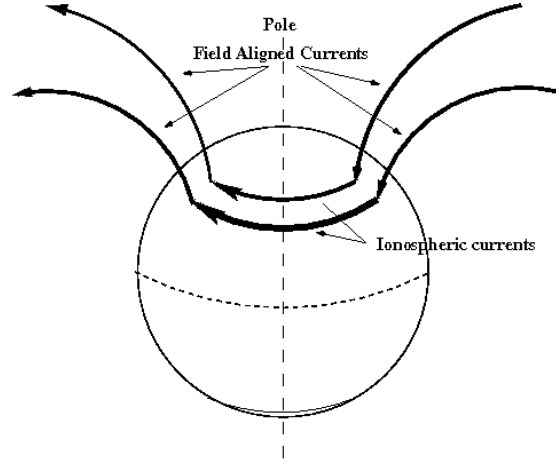
1. No adolece los problemas debidos al truncamiento de las series armónicas, ya que no se basa en una descomposición en serie de Fourier.
2. No es necesario generar una grilla de datos uniformemente distribuidos previo al inicio de la interpolación. Los métodos basados en el análisis armónico requieren esto último como requisito previo.
3. Sabemos que las corrientes que producen distorsiones en el campo magnético están localizadas en la región E de la ionosfera ($\approx 80 - 100 \text{ km}$ de la superficie), por lo que las intensidades de las corrientes ionosféricas son una estimación de las corrientes reales.
4. Las funciones de base del campo de corrientes solenoidales poseen una estructura sencilla, lo cual mejora la velocidad de convergencia al reducir el cálculo a una descomposición matricial. Se trabaja con una cantidad reducida de términos, lo que mantiene el error RMS acotado.

Los fundamentos del método se basan en el Teorema de Helmholtz, (i.e., todo campo vectorial F se puede descomponer en la suma de un campo irrotacional ($\nabla \times F = 0$) y otro solenoidal ($\nabla \cdot F = 0$)).

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

Este concepto se puede aplicar a cualquier campo de vectores. Para comprender el método nos basamos en la distribución de las corrientes magneto-ionosféricas, las cuales consisten en Corrientes Alineadas de Campo (CAC), procedentes de la magnetosfera que se conectan mediante arcos de corriente en la ionosfera (Fig.B.1).

En este caso, se toma el sistema de corrientes ionosféricas como formado por una CAC, conectada por otras uniformemente distribuidas sobre toda la superficie de la ionosfera. Corrientes ionosféricas horizontales que fluyen radialmente hacia o desde las CAC no generan campo magnético por debajo de la ionosfera y cierran el circuito.



Consideramos el polo en una de las CAC incidentes a una distancia R_1 en la ionosfera como en la Fig. B.2. En un sistema polar esférico centrado en dicho polo (r, ϑ, φ) , la densidad de corriente se puede expresar como (Amm, 1997):

Figura B.1: Esquema de las corrientes en la magnetosfera-ionosfera.

$$\begin{cases} \bar{J}_{irr}(r) = \frac{I_{0,irr}}{4\pi R_1} \cot(\vartheta/2) \hat{e}_r \\ \bar{J}_{sol}(r) = \frac{I_{0,sol}}{4\pi R_1} \cot(\vartheta/2) \hat{e}_\theta \end{cases} \quad (B.1)$$

de forma que:

$$\begin{aligned} \nabla \times \bar{J}_{irr} &= 0 & \nabla \cdot \bar{J}_{sol} &= 0 \\ \nabla_{\theta,\varphi} \cdot \bar{J}_{irr} &= \frac{-I_{0,irr}}{4\pi R_1^2} & \nabla \times \bar{J}_{sol} &= \frac{-I_{0,sol}}{4\pi R_1^2} \hat{e}_r \end{aligned} \quad (B.2)$$

Como se expresó anteriormente, las corrientes irrotacionales J_{irr} , son poloidales y junto a las CAC asociadas no generan campo magnético por debajo de la ionosfera, (Fukushima, 1976). En

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

cambio, las corrientes solenoidales J_{sol} son toroidales y crean un campo poloidal.

Las funciones B.1 se pueden tomar como una base de funciones sobre una superficie esférica porque son linealmente independientes y forman un conjunto completo. Lo primero sale de su ortogonalidad mutua y lo segundo porque pueden representar en forma única cualquier distribución de corrientes.

Si bien hay simetría de revolución en torno a cada polo, la superposición de varios sistemas de estos no posee restricciones en cuanto a la posición de los mismos. Estas corrientes no tienen por qué corresponder con corrientes reales en la ionosfera, simplemente son entes matemáticos que generan la misma perturbación de campo geomagnético en superficie. Esto da una gran libertad de acción al posicionar los elementos de corriente, por lo tanto es deseable que las J estén más concentradas en regiones donde se necesite mayor detalle, y más dispersas en otras áreas circundantes. Además, se elimina la restricción de distribuir uniformemente los elementos de corriente.

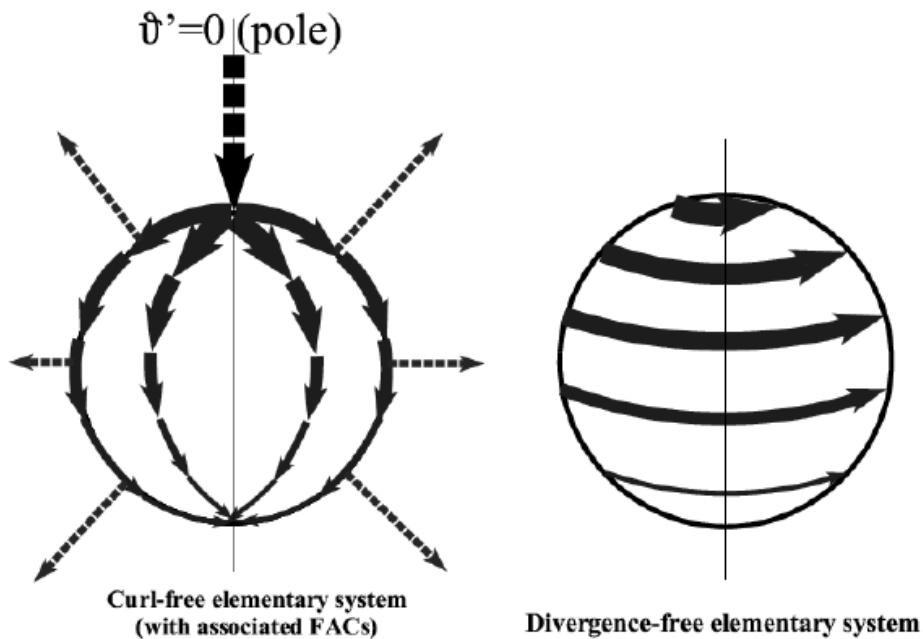


Figura B.2: Esquema de las corrientes elementales esféricas: Corrientes irrotacionales (izq.) y solenoidales (der.). (Vanhamaki et al., 2003)

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

Integrando en toda la superficie esférica se cumple:

$$\int \int_{ion} I_{0,(irr),(sol)} d^2r = 0 \quad (\text{B.3})$$

Las componentes del campo magnético en el sistema centrado en cada polo local, (ϑ', ϕ') (Fig. B.2), serán:

$$B_r = \frac{\mu_0 I_0}{4\pi r} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2r \cos \vartheta'}{R_I} + \left(\frac{r}{R_I}\right)^2}} - 1 \right) \quad (\text{B.4})$$

$$B_{\vartheta'} = \frac{\mu_0 I_0}{4\pi r \sin \vartheta'} \left(\frac{\frac{r}{R_I} - \cos \vartheta'}{\sqrt{1 - \frac{2r \cos \vartheta'}{R_I} + \left(\frac{r}{R_I}\right)^2}} + \cos \vartheta' \right) \quad (\text{B.5})$$

$$B_{\phi'} = 0 \quad (\text{B.6})$$

Siendo I_0 la corriente ionosférica de cada polo. Normalmente, para modelar la perturbación horizontal del campo magnético δH , basta usar un único sistema de corrientes ionosféricas Pero para obtener la perturbación en la componente vertical Z es necesario posicionar un sistema análogo de corrientes telúricas en el subsuelo (Fig. B.3). En este caso, las componentes de campo en función de las corrientes telúricas se expresan en una forma ligeramente diferente. Esto permite separar ambas contribuciones dentro del mismo cálculo (Pulkkinen et al., 2003).

Entonces las componentes de campo debido a las corrientes telúricas I_g , ubicadas a un radio, $R_g < R$, estarán dadas por un conjunto de ecuaciones similares a B.6

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

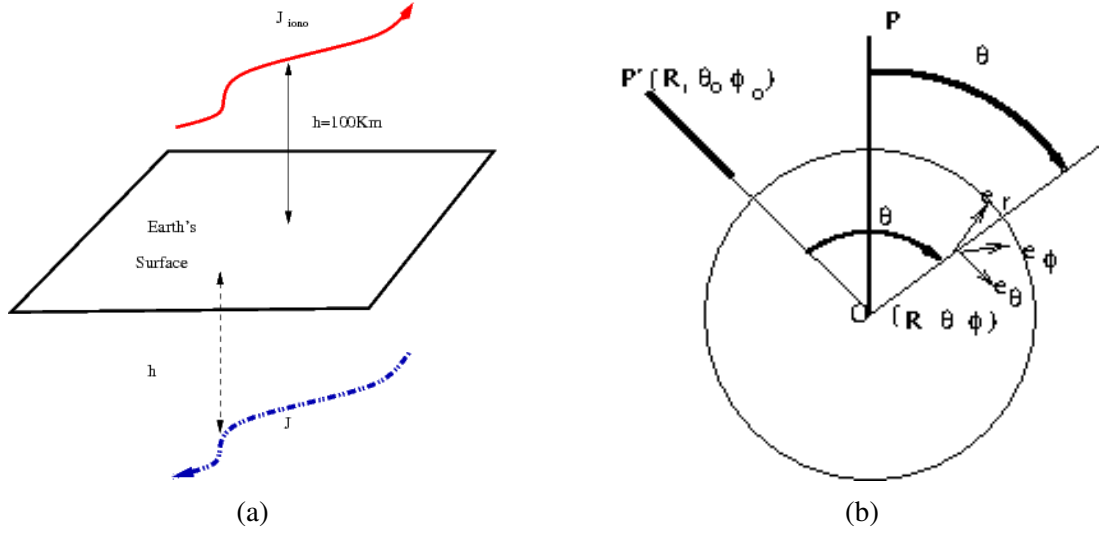


Figura B.3: (a) Un elemento de corriente elemental y su imagen telúrica correspondiente. (b) Las componentes de campo generadas por el polo elemental en $(R_i, \vartheta_0, \phi_0)$, se deben transformar al sistema coordenado común centrado en P

$$B_r = \frac{\mu_0 I_g}{4\pi r} \left(\frac{R_g}{r} \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2R_g \cos \vartheta'}{r} + \left(\frac{R_g}{r}\right)^2}} - 1 \right] \right) \quad (\text{B.7})$$

$$B_{\vartheta'} = \frac{\mu_0 I_g}{4\pi r \sin \vartheta'} \left(\frac{1 - \frac{R_g}{r} \cos \vartheta'}{\sqrt{1 - \frac{2R_g \cos \vartheta'}{r} + \left(\frac{R_g}{r}\right)^2}} - 1 \right) \quad (\text{B.8})$$

$$B_{\phi'} = 0 \quad (\text{B.9})$$

McLay y Beggan emplearon esta técnica para interpolar las variaciones del campo a partir de una red muy dispersa de observatorios magnéticos en el hemisferio norte (McLay and Beggan, 2010). En su trabajo comparan el grado de exactitud logrado empleando distintos conjuntos de corrientes elementales esféricas y tres redes posibles de observatorios magnéticos.

Una vez calculadas las componentes de campo en el sistema local (i.e., centrado en cada polo de corriente), debemos transformarlas al sistema de referencia común, centrado en el polo geográfico. Esto se realiza multiplicando las componentes debidas a cada polo $\mathbf{B}(r', \vartheta', \phi')$, por su matriz

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

de transformación de coordenadas correspondiente $Q(\vartheta', \phi', \vartheta, \phi)$, (Ec. B.10).

$$\mathbf{B}(r, \vartheta, \phi) = Q\mathbf{B}(r', \vartheta', \phi') \quad (\text{B.10})$$

La matriz Q representa el operador de cambio de coordenadas entre los sistemas de coordenadas polares esféricas centradas en cada polo local y el sistema centrado en el polo geográfico.

Las intensidades I se calculan ajustando el campo magnético producido por el sistema de corrientes con el campo medido en ciertos puntos de observación. Así, en cada instante, tenemos un sistema de ecuaciones para cada componente del campo observado, \mathbf{B}_o :

$$\mathbf{B}_o = \mathbf{T}\mathbf{I} \quad (\text{B.11})$$

Siendo $\mathbf{I} = (I_1, \dots, I_m)^T$, un vector columna cuyas componentes son las intensidades de corriente de cada polo (telúrico o ionosférico) y \mathbf{T} una matriz compuesta por los factores geométricos de las componentes del campo \mathbf{B} .

$$T = \begin{bmatrix} T_{\vartheta,11}^g & \cdots & T_{\vartheta,1k}^g & T_{\vartheta,1(k+1)}^i & \cdots & T_{\vartheta,1m}^i \\ T_{\phi,11}^g & \cdots & T_{\phi,1k}^g & T_{\phi,1(k+1)}^i & \cdots & T_{\phi,1m}^i \\ T_{r,11}^g & \cdots & T_{r,1k}^g & T_{r,1(k+1)}^i & \cdots & T_{r,1m}^i \\ \vdots & \cdots & \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ T_{\vartheta,n1}^g & \cdots & T_{\vartheta,nk}^g & T_{\vartheta,n(k+1)}^i & \cdots & T_{\vartheta,nm}^i \\ T_{\phi,n1}^g & \cdots & T_{\phi,nk}^g & T_{\phi,n(k+1)}^i & \cdots & T_{\phi,nm}^i \\ T_{r,n1}^g & \cdots & T_{r,nk}^g & T_{r,n(k+1)}^i & \cdots & T_{r,nm}^i \end{bmatrix} \quad (\text{B.12})$$

Este sistema es indeterminado porque el número de puntos de medición n , es mucho menor que la cantidad de corrientes elementales requeridas m . El sistema está mal condicionado y es necesario resolverlo mediante Singular Value Decomposition (SVD), lo cual estabiliza la

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

solución y nos da la mejor combinación lineal de soluciones que minimiza la función de mérito $\epsilon = |TI - B|^2$, en el sentido de los mínimos cuadrados (Press et al. 1986 cap. 2).

El sistema $B = TI$ es un sistema $n \times m$, donde T se factoriza como $T = UWV^T$, siendo: U una matriz $n \times n$, W una matriz diagonal $n \times m$ y V una matriz $m \times m$. En el caso de ángulos ϑ pequeños podemos hacer uso de las siguientes aproximaciones: $\cot(\vartheta/2) \approx 2/\vartheta$ y $R_1\vartheta \approx \rho$ con lo que podemos expresar las Ecs. B.1 en coordenadas cilíndricas (ρ, φ, z) , donde $\rho = 0$ corresponde a la posición del polo del sistema de corriente elemental.

$$\begin{cases} \bar{J}_{irr}(r) = \frac{I_{0,irr}}{4\pi\rho} \hat{e}_\rho \\ \bar{J}_{sol}(r) = \frac{I_{0,sol}}{4\pi\rho} \hat{e}_\varphi \end{cases} \quad (\text{B.13})$$

Supongamos que el área en estudio es lo suficientemente pequeña tal que la aproximación B.13 sea válida. Tomando como referencia un sistema cartesiano con ejes x e y en dirección al Norte y Este respectivamente, entonces $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$. Esta aproximación implica ignorar la curvatura terrestre y es válida para distancias horizontales menores a 1500 km entre cada punto de interés y la posición de los polos.

La densidad de corriente superficial de un elemento de corriente ionosférica elemental equivalente de intensidad I_0 a una altura h por encima de la superficie viene dada por $\vec{J}_{sol}(r)$ como en B.13. Entonces el campo magnético horizontal creado por tal corriente se puede expresar:

$$\vec{B}(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \left(1 - \frac{h}{\sqrt{x^2 + h^2}} \right) \hat{e}_r \quad (\text{B.14})$$

donde \hat{e}_r es el vector unitario radial y μ_0 es la permeabilidad del vacío. Las intensidades I se calculan ajustando el campo magnético horizontal producido por el sistema de corrientes con el campo horizontal medido en los puntos de observación. Así tenemos un sistema de ecuaciones

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

para cada componente del campo horizontal:

$$\begin{bmatrix} B_j(x_1, y_1) \\ \vdots \\ B_j(x_n, y_n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{j,11} & \cdots & T_{j,1m} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ T_{j,n1} & \cdots & T_{j,nm} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ \vdots \\ I_m \end{bmatrix} \quad j = x, y \quad (\text{B.15})$$

En este sistema, $B_j(x_i, y_i)$ ($i = 1 \dots n$), son mediciones de la componente j de campo tomadas en n puntos de la superficie (x_i, y_i) , mientras que los términos de la matriz

$$T_{j,ik} = \frac{\mu_0}{2\pi r} \left(1 - \frac{h}{\sqrt{r_{ik}^2 + h^2}} \right), \quad i = 1 \dots n; k = 1 \dots m \quad (\text{B.16})$$

son los factores geométricos de proporcionalidad con las corrientes elementales I_l , los cuales en este caso toman una expresión más sencilla.

En el caso general, $m > n$ y esta matriz rectangular debe ser descompuesta mediante SVD, para poder invertirla. Los elementos $w_{ii} > 0$ de la matriz diagonal, se denominan los valores singulares de T , si $m > n$, entonces hay $m - n$ valores w_{ii} nulos. Además, aquellos valores $w_{ii} \ll \max(w_{ii})$, representan la parte inestable de la solución y son anulados mediante el siguiente criterio: $w_{ii}^{-1} = 0$ si $w_{ii} < \epsilon \cdot \max(w_{ii})$, donde ϵ es un parámetro umbral ajustable en el intervalo $[0,001, 0,1]$, (Juusola L. and A., 2006). Cuanto mayor sea ϵ mayor será la dimensión del espacio nulo de soluciones y tendremos mayor cantidad de valores singulares descartados, esto genera un efecto de suavizado en la solución.

En la práctica, este paso es un ejercicio de ensayo y error hasta poder seleccionar el valor de ϵ que provea el menor error en la comparación con los valores medidos.

Una vez obtenidas las corrientes I_l , podemos calcular el campo geomagnético producido por los polos en cualquier punto de la grilla. Bastando resolver nuevamente el sistema B.12 para \vec{B} , esta vez usando el vector de corrientes I calculado. En el caso del cálculo de CIG, basta calcular para las componentes X e Y ya que el campo geoelectrico depende de las variaciones temporales de

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

la componente horizontal del campo, H por lo que esta última aproximación resulta muy útil.

Como todo procedimiento de interpolación, necesitamos cuantificar el error. Para ello podemos calcular error medio cuadrático (**rms**):

$$\mathbf{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (\mathbf{B}_j^o - \mathbf{B}_j^i)^2} \quad (\text{B.17})$$

donde B_j^o es la j -ésima medida de una componente del campo en un punto de observación no usado en el proceso de inversión, mientras que B_j^i es su correspondiente valor estimado. Esta métrica suele penalizar las desviaciones importantes sobre las menores, por lo tanto, en una serie con un gran número de datos faltantes (*gaps*) y valores extremos (*outliers*), puede dar una estimación incorrecta de la bondad de la interpolación.

Otra forma de evaluar el error es calculando la desviación media porcentual o **rmd**, en cada componente de campo:

$$\mathbf{rmd} = \frac{\langle |\mathbf{B}_j^o - \mathbf{B}_j^i| \rangle}{\langle |\mathbf{B}_j^o| \rangle} \quad j = x, y, z \quad (\text{B.18})$$

Donde los subscripts (o, i) indican los valores observados e interpolados respectivamente. El **rmd** es más robusto a la presencia de *gaps* y *outliers* que el **rms** y proporciona una medida global de la bondad de ajuste de la interpolación. Cualquiera de las relaciones B.17 y B.18, son estimadores aceptables del error de interpolación. Finalmente, cabe destacar que el algoritmo SECS funciona muy bien incluso con un número mínimo de observatorios distantes, (Caraballo et al., 2013). En estudios regionales ($d \leq 1500 \text{ km}$), las ecuaciones para la aproximación cilíndrica arrojan resultados lo suficientemente aceptables como para no justificar el uso de la formulación en coordenadas esféricas.

B.2. Interpolación de Campo mediante SECS+CIM

En nuestro caso, el calculo de la perturbación geomagnética se hace a través de una combinación de SECS y Método de la Imagen Compleja (CIM) Viljanen et al. (1999). De esta forma, δB se calcula mediante conjuntos de polos ionosféricos y telúricos. Así se consigue incorporar la contribución del campo magnético secundario producido por las corrientes telúricas inducidas en la litosfera terrestre. El esquema real de corrientes ionosféricas es imposible de obtener a partir de mediciones de las componentes horizontales del campo magnético en la superficie terrestre. Pero podemos concebir un sistema de corrientes ficticias que representen la perturbación geomagnética horizontal medida en n puntos de observación en la superficie terrestre.

Cada polo de corriente elemental esférico se corresponde con una imagen telúrica ubicada a una profundidad p , definida por, Viljanen et al. (1999):

$$p = \frac{Z(\omega)}{j\mu_0\omega} \quad (\text{B.19})$$

Esta profundidad compleja depende de la impedancia aparente del terreno en la posición de cada polo. A su vez esta impedancia aparente depende de la estructura conductora del terreno. Entonces, para determinar $Z(\omega)$ debemos proveer un modelo de conductividad del terreno basado en información geofísica y magnetotelúrica. Las frecuencias ω involucradas en estos fenómenos varían entre $10^{-1} - 10^{-4} \text{ Hz}$, correspondientes a periodos de $10 - 10000 \text{ s}$. La profundidad compleja lleva en cuenta el desfase entre los campos E y B debido a la propagación de la señal electromagnética en el suelo de conductividad σ . En nuestro caso combinamos información de sondeos MT realizados entre 1984 y 2013 a lo largo del territorio Mexicano por los Dres J. Arzate, F. Corbo y C. Romo. Así como datos del mapa geotectónico de México. Si bien el modelo dista de ser perfecto, nuestra mejor sugerencia para la conductividad del territorio mexicano esta compuesto por 15 bloques de conductividad 1D similar al modelo propuesto para Europa por Wetztergom. et al. en 2014. Cada bloque de conductividad corresponde a una provincia fi-

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

siográfica y posee un perfil de conductividad estratificada 1D en profundidad, considerando la capa mas profunda como un semi-espacio infinito de conductividad uniforme. Este semi-espacio abarca una parte del manto superior a profundidades de entre 200 y 300 km. Desde el punto de vista magnetoteléurico, este mosaico de bloques de conductividad 1D es equivalente a un modelo 2D de conductividad, en cuanto tiene en cuenta las heterogeneidades laterales de conductividad del terreno. Esta heterogeneidades consisten básicamente en bordes entre terrenos geológicos diferentes incluyendo la interfaz entre el continente y el océano.

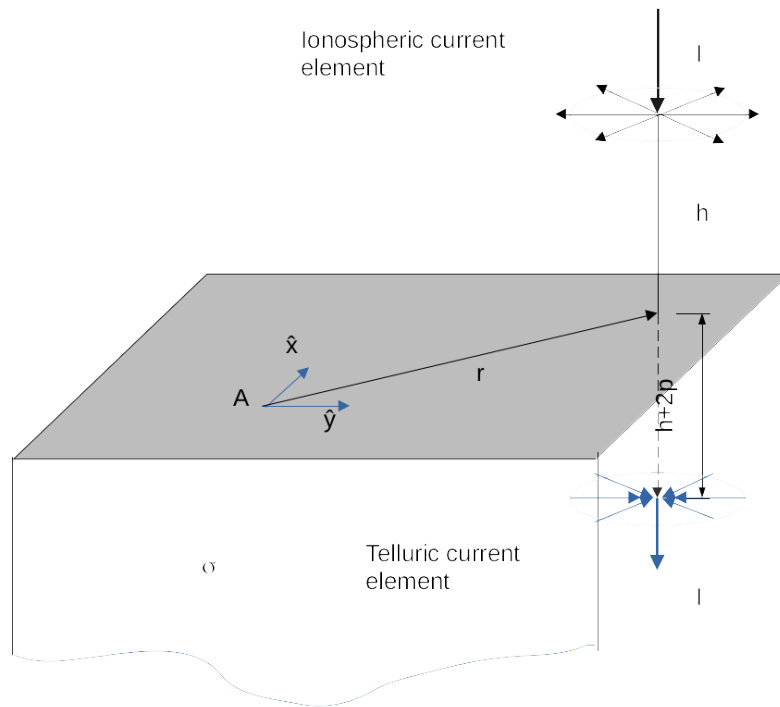


Figura B.4: Esquema de Interpolación SECS+CIM: El campo medido en A es la superposición de los campos producidos por M fuentes de corriente ionosféricas y P polos telúricos ubicados a una profundidad compleja p

Podemos concebir que en cada punto δB se debe a la suma de las contribuciones de dos polos uno real y su correspondiente imagen compleja:

$$\delta B = \frac{\mu_0}{4\pi r} \left[\left(1 - \frac{h}{\sqrt{r^2 + h^2}} \right) + \left(1 - \frac{h_p}{\sqrt{r^2 + h_p^2}} \right) \right] \quad (\text{B.20})$$

Donde $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ es la distancia horizontal del pto de observación a la posición de cada polo

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

elemental de corriente, mientras que h y $h_p = h + 2p$ son las alturas y profundidades de cada polo y su imagen compleja respectivamente. Cabe destacar que en este caso los puntos de observación se encuentran en los bordes de la grilla de interpolación, lo cual hace que sea difícil controlar el error debido a que desde el punto de vista de los observatorios de Tucson y Luisiana, los polos se ven como fuentes distantes. Esto hace necesario tomar ciertas precauciones para balancear las matrices de factores geométricos previo al proceso de inversión SVD, en especial para evitar la presencia de valores muy pequeños o muy grandes.

En el caso de regiones a baja latitud puede ser necesario considerar la no ortogonalidad de las corrientes alineadas de campo con la superficie terrestre. En esta situación, se puede insertar una corrección tal como se describe en el artículo de El efecto de esta corrección tenderá ser más significativo en la componente Y de la perturbación geomagnética, introduciendo una contribución asimétrica entre ambos hemisferios (Vanhamäki and Juusola, 2020) Cap. 2.

Finalmente, todo el proceso de interpolación de δB se puede representar en el diagrama de flujo de la Fig. B.5

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

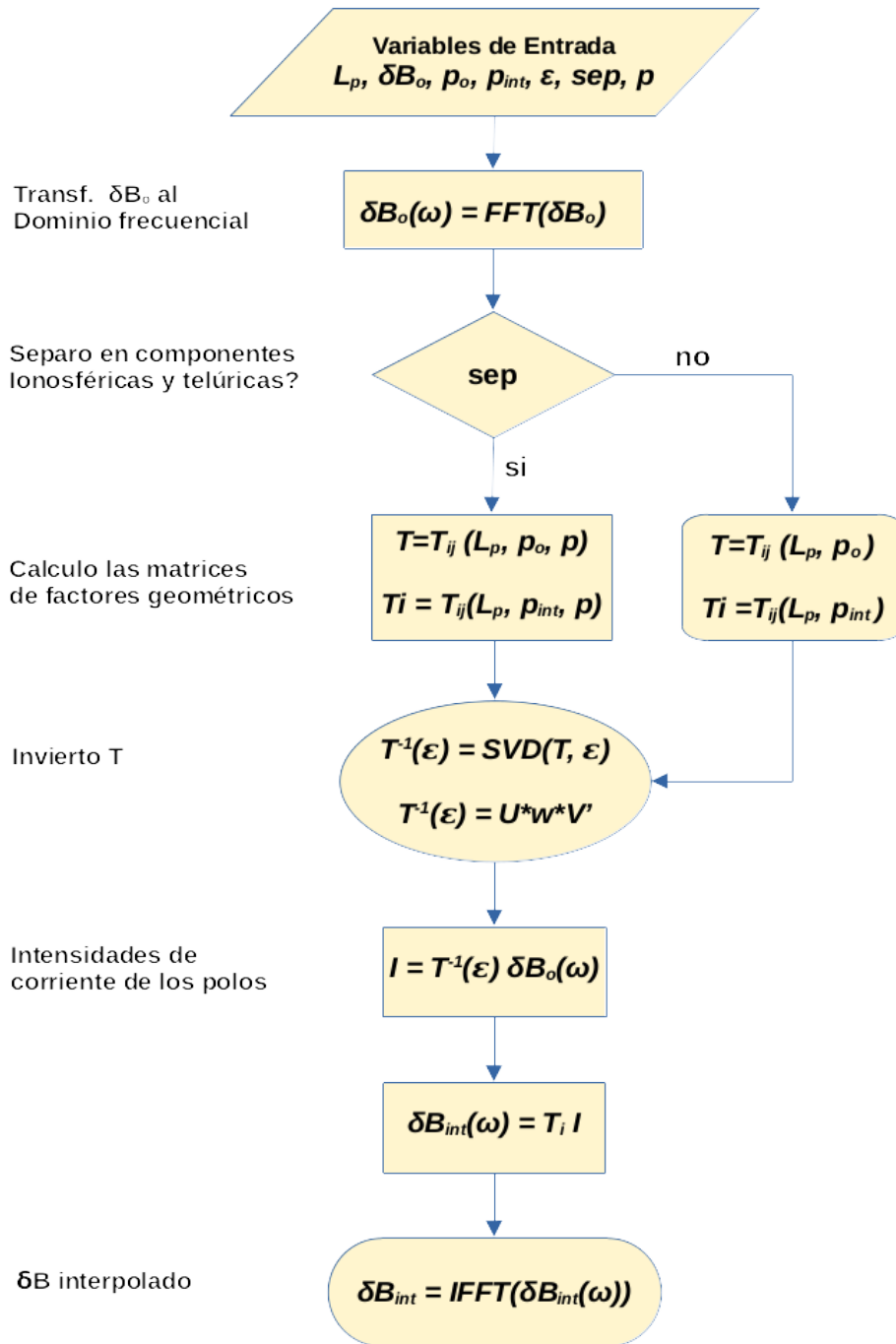


Figura B.5: Diagrama de flujo ilustrando el proceso de interpolación SECS+CIM. Los valores de entrada son: L_p una matriz con la posición de los polos de corriente, δB los datos magnéticos, p_o , las coordenadas de los pts de observación, ϵ , parámetro de "suavizado" de la interpolación, p la profundidad de los polos telúricos. Según se usen estos últimos se hará la suma de contribuciones o no

B.3. Cálculo de CIG en Redes Eléctricas de Potencia.

Una vez determinado el campo geoelectrónico en superficie, calculamos las corrientes en la estructura conductora en superficie. En este proceso es necesario proveer un modelo geométrico de la red de conductores, así como sus parámetros característicos (i.e. resistencia óhmica, resistencias de aterramiento, longitud de las líneas, etc.).

Debido a la existencia de un potencial vector \mathbf{A} , el campo geoelectrónico no es conservativo. Por lo tanto, la diferencia de potencial entre dos puntos cualesquiera depende del camino de integración.

$$V_{ij} = - \int_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} \quad (\text{B.21})$$

siendo C la curva que une los puntos i y j , (Fig. B.6).

Según como sea el sistema de conductores (red eléctrica, oleoductos, etc.), debemos efectuar un estudio particular en cada caso. En la práctica distinguimos dos clases de redes de conductores:

- Red de conductores con aterramientos discretos.
- Red de conductores continuamente aterrados.

De acuerdo a esta categorización, una red eléctrica respondería a la primera categoría, ya que los puntos de tierra en general se ubican en los neutrales de los transformadores en cada subestación (nodo) de la red. En cambio, una tubería enterrada (*oleoducto*) sería un ejemplo de la segunda categoría. Es esperable que algo como una vía férrea, por ejemplo, sea un tipo híbrido entre estos dos tipos de sistemas.

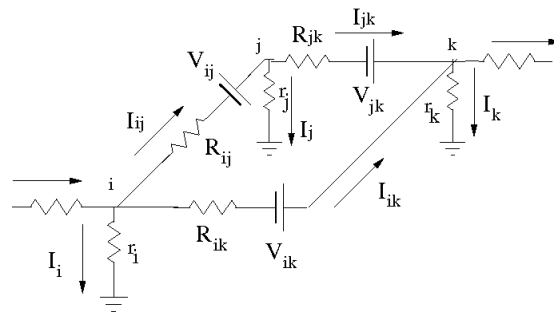


Figura B.6: Esquema de una red de conductores conectados entre sí, la influencia de la CIG se representa mediante fuentes conectadas en cada segmento.

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

En esta sección nos enfocaremos en el primer problema, mientras que en la sección siguiente trataremos la segunda categoría exclusivamente.

Al estudiar una red con puestas a tierra discretas, resolvemos un circuito eléctrico donde la CIG, por su naturaleza cuasicontinua, permite usar el método de Kirchhoff para resolver las intensidades de corriente en cada rama del circuito. En este punto seguimos el método propuesto por Lehtinen and Pirjola (1985), donde modelamos la red de conductores como un conjunto de resistencias y fuentes interconectadas. Las fuentes representan el geovoltaje inducido entre los extremos de la línea, (Fig. B.6).

Consideremos una red con N nodos $i = 1 \dots N$, cada nodo posee una resistencia de tierra R_n y cada par de puntos (i, j) está conectado por un segmento conductor de resistencia R_{ij} , en caso de no existir conexión entre esos puntos tomamos $R_{ij} = \infty$.

Ahora sean I_{ij}, I_j , las corrientes que circulan por este segmento (i, j) y por la toma de tierra en j respectivamente. En sistemas de puestas a tierra en general, la diferencia de potencial entre dos puestas a tierra cualesquiera (con respecto a una tierra distante de referencia), se obtiene multiplicando la matriz de impedancias de tierra \mathbf{Z} por el vector de intensidades de tierra I_j .

Si la distancia entre los puntos de aterramiento es grande ($d > 1 \text{ km}$), podemos reducir \mathbf{Z} a una matriz diagonal porque el potencial de un nodo prácticamente no afecta a los demás. Los elementos de \mathbf{Z} en este último caso se reducen a las resistencias de tierra R_n . La diferencia de potencial V_{ij}^0 , a circuito abierto entre dos nodos cualesquiera se puede calcular mediante la Ec. B.21, cuando agregamos la influencia de las corrientes por el circuito (despreciando cualquier otra variación temporal rápida de dicha corriente) tenemos el voltaje de circuito cerrado:

$$V_{ij} = V_{ij}^0 + V_{ij}^c \quad (\text{B.22})$$

donde $V_{ij}^c = U_j - U_i$ es la diferencia de potencial entre los puntos (i, j) , que hacen que fluya

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

corriente I_j en j y donde

$$U_i = \sum_{j=1}^N Z_{ij} I_j = \mathbf{Z} \mathbf{I} \quad (\text{B.23})$$

representa el potencial del i -ésimo punto de tierra.

Entonces la FEM en el segmento es:

$$V_{ij} = V_{ij}^0 + U_i - U_j \quad (\text{B.24})$$

ahora considerando el lazo amperiano formado por la línea de corriente y la tierra, el campo eléctrico inducido en el segmento (i, j) tenemos

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = - \int_A \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{a} = I_{ij} R_{ij} - V_{ij}^0 - (U_i - U_j) = 0. \quad (\text{B.25})$$

Esta área de flujo posee altura despreciable en comparación con profundidad de piel para las variaciones lentas involucradas.

Ahora, aplicando la ley de Kirchhoff en los nodos

$$I_i = \sum_{j \neq i} I_{ji} = - \sum_{j \neq i} I_{ij} \quad i = 1 \dots N \quad (\text{B.26})$$

resolviendo I_{ij} de B.25 y sustituyendo en B.26 tenemos las corrientes de tierra

$$I_i = - \sum_{j \neq i} (V_{ij}^0 + U_i - U_j) / R_{ij} \quad (\text{B.27})$$

Podemos llevar esta última relación a una forma matricial, definiendo la matriz de admitancias

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

Y como:

$$Y_{ij} = \begin{cases} -1/R_{ij} & i \neq j \\ \sum_{i \neq j} 1/R_{ij} & i = j \end{cases} \quad (\text{B.28})$$

como se han supuesto campos lentamente variables en el tiempo, todos los elementos de \mathbf{Y} son reales. Usando estas definiciones podemos reescribir la Ec. B.27 como:

$$I_i = -\sum_{j \neq i} V_{ij}^0/R_{ij} + \sum_j Y_{ij}/R_{ij} \quad (\text{B.29})$$

expresando esto en forma matricial finalmente:

$$\mathbf{I} = (\mathbf{Id} - \mathbf{YZ})^{-1} \mathbf{J} \quad (\text{B.30})$$

donde el vector \mathbf{J} de corrientes concurrentes queda definido por:

$$J_i = \sum V_{ij}^0/R_{ij} \quad (\text{B.31})$$

En caso de aterramiento perfecto, $\mathbf{Z} = \mathbf{0}$ en la Ec. B.30 y las corrientes de tierra $I_i = J_i$. Los componentes del vector \mathbf{J} son las *corrientes de aterramiento perfecto*.

A modo comprobación, analizamos la situación inversa. Supongamos que el campo eléctrico de circuito abierto es nulo (sin efecto Faraday o sea sin perturbación geomagnética), y que se inyectan las corrientes J_i en los nodos p_i . El potencial de los nodos respecto a una tierra distante está definido entonces por:

$$\mathbf{U} = \mathbf{ZI} \quad (\text{B.32})$$

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

entonces las corrientes fluyendo dentro de la red son ahora

$$\mathbf{J} - \mathbf{I} = \mathbf{YU} \quad (\text{B.33})$$

combinando estas dos últimas ecuaciones volvemos a obtener B.30.

Cuando se calcula CIG en líneas de alta tensión, se debe tener en cuenta que la corriente se divide entre los conductores, por lo tanto, en una línea de alta tensión es usual tratar todos los conductores como un único conductor con una resistencia equivalente igual al equivalente paralelo de las resistencias de cada conductor. Las resistencias de puesta a tierra antes mencionadas son el equivalente de las resistencias del bobinado primario del transformador más la de puesta a tierra. En el caso de conexiones a múltiples buses, es necesario hacer un análisis cuidadoso de las conexiones (Pirjola, 2008).

B.3.1. Efectos de las Características del Sistema

Las características de los sistemas de conductores que mayor influencia ejercen sobre la intensidad de las CIG son:

- La resistencia eléctrica de los componentes de la red.
- El posicionamiento geográfico.
- La topología y el largo característico de la red.

En cuanto a lo primero, para los estudios de CIG en redes eléctricas, solo nos focalizamos en las subredes de mayor voltaje. De acuerdo a los estándares de IEEE, estas líneas deben presentar los menores valores de resistencia para asegurar la menor cantidad de pérdidas (IEEE, 2015b). Varios autores han considerado incluir las subredes de bajo voltaje (e.g., (Torta et al., 2014; Boteler and Pirjola, 2017; Horton et al., 2012)). Si bien las redes de bajo voltaje en general están conectadas a los secundarios de los transformadores de potencia, en el caso de autotransformadores,

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

estas comparten una derivación del primario.

Si bien las resistencias de los conductores son más altas en las líneas de baja tensión, hay más cantidad de ramales de corta longitud y es posible que en algunos casos la inducción en estos pueda compararse con la que ocurre en las líneas de alta tensión. De todos modos, la pregunta de cuántas redes secundarias se debe incluir para tener un modelado preciso aún persiste y se procede por ensayo y error. De todos modos, la resistencia de los componentes de la red resulta un factor determinante en el resultado final (Caraballo, 2016).

El posicionamiento geográfico es un factor importante, de los resultados obtenidos en diversas regiones del mundo, podemos inferir que líneas costeras y orientadas en dirección preferente E-O poseen más propensión a generar CIG elevadas (Molinski, 2002). En cuanto a la longitud de las líneas Zheng et al. (2014), ha demostrado que la intensidad de CIG en una red eléctrica depende en cierta manera de su longitud característica, más que de la longitud y orientación de ramales específicos.

En áreas donde el campo geomagnético muestre cierta uniformidad espacial, se puede usar el método de los parámetros característicos para caracterizar la CIG en diversos puntos. Primeramente, se calcula la CIG para dos orientaciones particulares del campo eléctrico E (e.g., $E = 1V/km$ en dirección N-S y otro de igual intensidad en dirección E-O). Esto da una serie de valores de referencia α_k, β_k , de forma que podemos escribir:

$$i_k = \alpha_k |E| \cos \theta + \beta_k |E| \sin \theta \quad (\text{B.34})$$

Así podemos hallar la intensidad de CIG en la subestación k -ésima debida a un campo geoelectrico de intensidad $|E|$ en una dirección θ con respecto a los campos de referencia. De esta forma obtenemos los valores de pico de la CIG y sus direcciones en función de los parámetros α_k y β_k .

$$i_k = \sqrt{\alpha_k^2 + \beta_k^2} |E| \quad (\text{B.35})$$

$$\theta_k = \arctan\left(\frac{\beta_k}{\alpha_k}\right) \quad (\text{B.36})$$

Subestaciones en diferentes lugares tendrán diferentes valores de i_k, θ_k , lo que permite elaborar una tabla de coeficientes característicos $\alpha_k, \beta_k, \theta_k$, para todos los nodos de la red. De esta forma escalamos el valor de intensidad de CIG en cada nodo i_k , usando la intensidad del campo geoelectrico local $|E|$. Esto da un método de cálculo muy rápido en caso de análisis a tiempo real.

B.4. Determinación de los Parámetros del Sistema

En esta sección describimos dos medios diferentes para extraer los parámetros del sistema a partir de las observaciones de CIG, del campo magnético o del campo geoelectrico. En principio, los parámetros del sistema pueden ser determinados para sistemas discretamente o continuamente aterrados, usando el método de Lehtinen-Pirjola antes mencionado. De todos modos, muchas veces la información técnica para tales cálculos no está disponible o es preferible ajustar los parámetros a las observaciones.

En una región donde el campo geomagnético muestre cierta uniformidad espacial podemos aproximar la intensidad de CIG mediante la siguiente expresión:

$$CIG = aE_x(t) + bE_y(t) + \epsilon(t) = \frac{Z(\omega)}{\mu_0} [aB_y(\omega) - bB_x(\omega)] \quad (\text{B.37})$$

Donde $E_{x,y}, B_{x,y}$ son componentes horizontales del campo geoelectrico y geomagnético, respectivamente. Los coeficientes a y b tienen unidades de (Ak/mV) y son parámetros locales del sistema, propios de cada nodo, y dependen de las características de la red en cada punto. Es

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

decir, de la geometría, la orientación y las resistencias del segmento de la red alrededor del sitio en el que se considera la CIG. El término ϵ representa una componente de ruido aleatorio. La Ec. B.37 se cumple aproximadamente también para fuentes no uniformes si se conoce el campo geoelectrico en un rango de ($\sim 100 \text{ km}$) en las inmediaciones del sitio de interés.

Podemos usar dos conjuntos de datos diferentes para extraer información sobre los parámetros del sistema: (a) la CIG y el campo geoelectrico si son conocidos, y (b) la CIG y las variaciones del campo magnético terrestre. Obviamente, el caso (b) es la situación más típica en aplicaciones prácticas, donde no se conocen ni los parámetros del sistema ni la estructura de conductividad del suelo. Sin embargo, si se conoce el campo geoelectrico, a través de mediciones directas o modelado y utilizando una estructura de conductividad del suelo conocida, podemos extraer a y b de la ecuación Ec. B.37. Los valores de a y b podrían en principio resolverse a partir de dos observaciones independientes en instantes t_1 y t_2 .

Podemos despejar los coeficientes a y b si multiplicamos la Ec. B.37 sucesivamente por E_x y E_y y tomamos el valor esperado en ambos casos:

$$\langle CIG E_x \rangle = a \langle E_x^2 \rangle + b \langle E_x E_y \rangle + \langle \epsilon E_x \rangle \quad (\text{B.38})$$

$$\langle CIG E_y \rangle = a \langle E_x E_y \rangle + b \langle E_y^2 \rangle + \langle \epsilon E_y \rangle \quad (\text{B.39})$$

Asumimos que el término de ruido ϵ , es de media nula e independiente de E , una suposición frecuente en estudios magnetotelúricos, que no siempre se cumple. Sin embargo, aquí asumiremos que para el caso que nos compete si lo hace. Entonces:

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

$$a = \frac{\langle CIG E_y \rangle \langle E_x E_y \rangle - \langle CIG E_x \rangle \langle E_y^2 \rangle}{\langle E_x E_y \rangle^2 - \langle E_x^2 \rangle \langle E_y^2 \rangle} \quad (B.40)$$

$$b = \frac{\langle CIG E_x \rangle \langle E_x E_y \rangle - \langle CIG E_y \rangle \langle E_x^2 \rangle}{\langle E_x E_y \rangle^2 - \langle E_x^2 \rangle \langle E_y^2 \rangle} \quad (B.41)$$

También hemos supuesto que las series de tiempo de E y la CIG son estacionarias.

Si se conocen únicamente la CIG y las componentes horizontales del campo $B_{x,y}$, solo podremos determinar la razón b/a . Para demostrar esto primero hagamos uso de la segunda igualdad en la Ec. B.37.

Por simplicidad denotemos las transformadas de las magnitudes anteriores en el dominio frecuencial como: $B_j(\omega) = \tilde{B}_j$, $j = x, y$. Entonces, usando la misma técnica anterior y asumiendo implícitamente que tenemos un modelo 1D de conductividad del suelo, tenemos:

$$\widetilde{CIG} \tilde{B}_x^* - \tilde{\epsilon} B_x^* = \frac{a}{\mu_0} \tilde{Z} \tilde{B}_y \tilde{B}_x^* - \frac{b}{\mu_0} \tilde{Z} \tilde{B}_x \tilde{B}_x^* \quad (B.42)$$

$$\widetilde{CIG} \tilde{B}_y^* - \tilde{\epsilon} \tilde{B}_y^* = \frac{a}{\mu_0} \tilde{Z} \tilde{B}_y \tilde{B}_y^* - \frac{b}{\mu_0} \tilde{Z} \tilde{B}_x \tilde{B}_y^* \quad (B.43)$$

donde $\tilde{\epsilon}$ es el término de ruido en el dominio frecuencial y la relación entre \tilde{E} y \tilde{B} está dada por:

$$\tilde{E}_{x,y} = \mp \frac{\tilde{Z}(\omega)}{\mu_0} \tilde{B}_{y,x} \quad (B.44)$$

De estas últimas ecuaciones podemos hallar a/b :

$$\frac{a}{b} = \frac{\tilde{B}_y \tilde{B}_x^* - \chi |\tilde{B}_y|^2}{|\tilde{B}_x|^2 - \chi \tilde{B}_x \tilde{B}_y^*} \quad (B.45)$$

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

con χ definido por:

$$\chi = \frac{\widetilde{CIG} \widetilde{B}_x^* - \widetilde{\epsilon} \widetilde{B}_x^*}{\widetilde{CIG} \widetilde{B}_y^* - \widetilde{\epsilon} \widetilde{B}_y^*} \quad (\text{B.46})$$

Para expresar las Ecs.B.42 y B.45 al dominio temporal, asumimos que todas las señales son estacionarias y usamos el teorema de la correlación cruzada. Entonces:

$$\widetilde{B}_y \widetilde{B}_x^* = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \langle B_y B_x \rangle[\tau] e^{-j\tau\omega} d\tau \quad (\text{B.47})$$

donde ω es la frecuencia angular y

$$\langle B_y B_x \rangle[\tau] = \int_{-\infty}^{\infty} B_y B_x(t - \tau) dt \quad (\text{B.48})$$

Como buscamos soluciones c independientes del tiempo, podemos asumir $\omega = 0$, y que las funciones de correlación son simétricas en $\tau = 0$. Entonces, expresando los términos de correlación en B.45 en función de la convolución temporal (Ec. B.47) y evaluando las integrales en $\tau = 0$ nos queda finalmente:

$$c = \frac{\langle B_y B_x \rangle - \eta \langle B_y B_y \rangle}{\langle B_x B_x \rangle - \eta \langle B_x B_y \rangle} \quad (\text{B.49})$$

donde

$$\eta = \frac{\langle CIG B_x \rangle}{\langle CIG B_y \rangle} \quad (\text{B.50})$$

Podemos usar mínimos cuadrados para inferir \widetilde{Z} de las componentes espectrales de $\widetilde{B}_x, \widetilde{B}_y$ ajustando la siguiente expresión:

$$\widetilde{Z} = (\mu_0 CIG B^\dagger)(BB^\dagger)^{-1} \quad (\text{B.51})$$

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

donde $B = [aB_y(\omega) - bB_x(\omega)]$ y B^\dagger es la matriz hermítica de B , (i.e., el traspuesto conjugado).

Cabe notar que esta metodología funciona unicamente si los datos no tienen valores extraños o datos faltantes y si se mantienen los supuestos iniciales. En general tendremos una tabla de parámetros a y b para cada nodo de la red. En caso de lograrse, esto representa un avance muy grande en el tiempo de cálculo de la CIG, puesto que solo necesitaremos valores medidos de campo geoelectrico para calcular la CIG en cada nodo de la red.

B.5. Calculo de CIG en Redes de Tuberías

En la parte anterior hemos tratado el cálculo de CIG en una red de conductores con aterramientos discretos. Una tubería en general se encuentra en el subsuelo o al menos en estrecho contacto galvánico con el terreno. De este modo pasamos a tener una interfase continua con la tierra, por lo tanto, el cálculo ya no puede efectuarse en elementos discretos.

El mayor problema con las CIG en tuberías es que interfieren con las corrientes del control de corrosión a que se someten las diferentes secciones de los tubos. En general, los oleoductos/gasoductos están compuestos por segmentos de tubos de acero, los cuales son unidos mediante anillas que se mantienen a un potencial predeterminado de $-1,2 V$ respecto de tierra para prevenir los efectos de corrosión (Trichtchenko and Boteler, 2002).

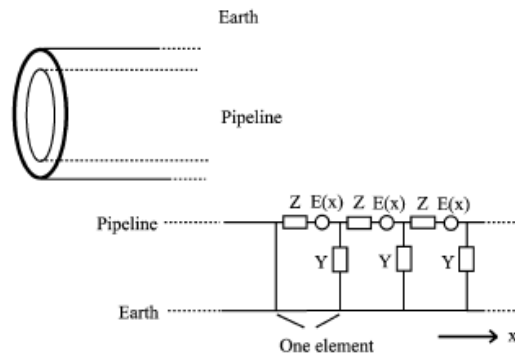


Figura B.7: Modelo eléctrico de una tubería mediante DSTL. La tubería se modela como una red de impedancias, fuentes y admitancias en paralelo. Adaptado de (Pulkkinen et al., 2001)

Debido al intemperismo, con el tiempo se forman micro fracturas en el recubrimiento aislante externo (la pintura exterior), lo que facilita la aparición de puntos de corrosión. La velocidad de corrosión se acelera si la CIG altera el valor preestablecido de tensión provisto por los potencias-

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

tatos. De este modo en la tubería tendremos dos corrientes, una proveniente del potencióstato y la CIG creada por la inducción en el tubo.

Para calcular la CIG en tuberías hacemos uso de la teoría de líneas de transmisión de fuente distribuida (DSTL)(Boteler, 1997), la cual fue extendida posteriormente para incluir el efecto de curvaturas y ramificaciones (Pulkkinen et al., 2001). En la teoría DSTL, la tubería se modela como una línea de transmisión compuesta por fuentes de FEM representando el potencial geoelectrico (*la fuente distribuida*), en serie con una impedancia Z determinada por la resistencia del material de la tubería y por una admitancia paralela y asociada a la conductividad del recubrimiento. De aquí en más se asumirá que se conoce el campo geoelectrico, E_0 , el cual es paralelo a la misma y las conductividades de la tubería y del terreno.

Es necesario derivar dos ecuaciones diferenciales, una para el potencial tubería-tierra $U(x)$ y otra para la CIG representada por $I(x)$ (Fig. B.7). De acuerdo al teorema de Stokes y la ley de Faraday tenemos:

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = -i\omega \int_A B \cdot d\vec{a} \quad (\text{B.52})$$

Siendo A el área definida por el circuito $C = 12341$), (ver Fig. B.8), si definimos la impedancia interna de la tubería como $Z_{int} = E_x/I$, donde E_x es el campo eléctrico paralelo a la tubería. El campo eléctrico total en el suelo será:

$$E_{-x} = E_o + E_s \quad (\text{B.53})$$

donde E_o es el campo geoelectrico y E_s es un campo secundario producido por las cargas y corrientes en la tubería.

Integrando B.52 en el Circuito C finalmente obtenemos las siguientes ecuaciones para $U(x)$ e

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

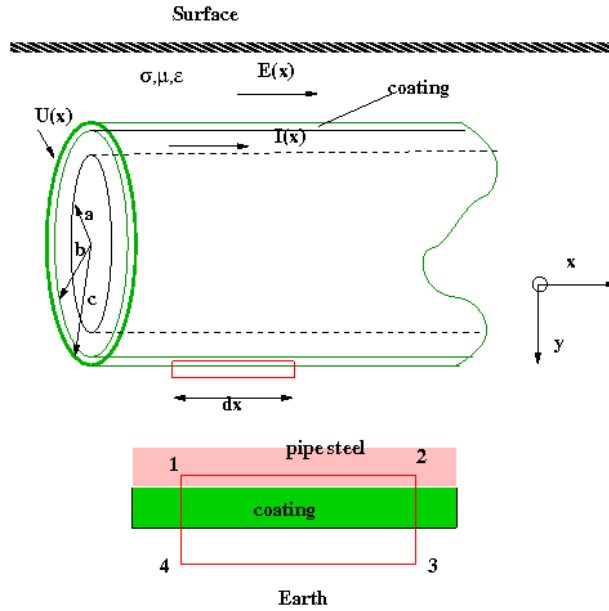


Figura B.8: Geometría básica para el cálculo de CIG en una tubería con recubrimiento.

$I(x)$ (Pulkkinen et al., 2001):

$$U(x) = Y^{-1} \frac{dI}{dx} \quad (B.54)$$

para el potencial tubería-tierra y

$$Y^{-1} \frac{d^2 I}{dx^2} - Z_{int} I = -E_0(x) \quad (B.55)$$

para la intensidad I , donde se ha asumido que $U(x)$ tiene un perfil cilíndrico.

En el caso de que el campo eléctrico sea perpendicular a la tubería, se puede demostrar que no ejerce ninguna influencia apreciable sobre la misma Pulkkinen et al. (2001).

También se puede definir un parámetro de ajuste de distancia

$$d = \frac{1}{\sqrt{ZY}} \quad (B.56)$$

APÉNDICE B. CÁLCULO DE CIG EN SISTEMAS DE CONDUCTORES

el cual, para valores típicos de las tuberías, toma valores del orden de decenas de km.

Se observa que $U(a)$ varía fuertemente con el largo de la tubería L :

- Para el caso $L \gg d$ tenemos que $U(x) \propto e^{-\gamma x}$, siendo $\gamma = 1/d$, la cte. de propagación, mientras uno se mueve desde un extremo hacia el centro de la tubería donde la $I(x)$ es aproximadamente constante espacialmente y en los extremos la CIG fluye de la tubería al suelo.
- En cambio, si $L \ll d$ entonces $U(x)$ cambia linealmente a lo largo de la tubería, siendo la CIG muy pequeña, mientras que sus extremos se mantengan aislados de tierra.

En ambos casos, las partes centrales de las tuberías no son muy afectadas por las CIG, si bien los voltajes son mayores en tuberías largas. Adicionalmente, siempre en función de estos resultados podemos seccionar galvánicamente en segmentos una tubería larga para mantener $I(x)$ en valores no muy altos. Las heterogeneidades en la línea así como las secciones curvas siempre merecen especial atención según sea el caso, incluso se han desarrollado modelos básicos para describir la influencia de la CIG en tuberías con codos y discontinuidades en el material Pulkkinen et al. (2001); Fernberg et al. (2007).

Al contrario del caso de las líneas de alta tensión, aquí no hay una solución única para calcular la CIG. Porque la solución depende fuertemente de las condiciones de contorno para las Ecs. B.54 y B.55, las cuales a su vez vienen dadas por la topología del sistema.

Apéndice C

Tratamiento y Reducción de los Datos

Experimentales

C.1. Interpolación de la Perturbación Geomagnética

Dada la imposibilidad de poder instrumentar con magnetómetros todo el territorio nacional, debemos contar con una rutina de interpolación de la perturbación geomagnética δB en todos los puntos del área de estudio. Para ello debemos descargar grandes cantidades de datos, por lo que desarrollamos rutinas en Python para obtener datos geomagnéticos de los repositorios de INTERMAGNET y SuperMAG en masa y acondicionarlos automáticamente. Esto evita el tedioso y lento proceso de la descarga y post-procesado manual de los datos.

Actualmente el cálculo de δB para el territorio mexicano depende de los datos del variómetro instalado en Coeneo Michoacán ($19,81 N, -101,69 W$), y de los observatorios magnéticos del sur de Estados Unidos; Tucson ($32,17^{\circ} N, 249,27^{\circ} E$) y Bay of St. Luis ($30,35^{\circ} N, 270,37^{\circ} E$), sito en el Centro Espacial Stennis en Luisiana.

Además, el flujo creciente de los datos de CIG proveniente de los sensores instalados en las subestaciones de CFE impone un desafío extra. Necesitamos datos magnéticos al instante para

APÉNDICE C. TRATAMIENTO Y REDUCCIÓN DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

contrastar las estimaciones con las mediciones de CIG.

Por lo tanto es necesario procesar los datos magnéticos al momento y remover las componentes correspondientes al campo interno y a la variación diurna de la forma mas eficiente posible. Estas variaciones son del orden unas decenas de nT y a lo largo de los años se han desarrollado muchos métodos para estimarlas y removerlas Campbell (1989). Considerando que el LANCE ha comenzado a instalar una red de variómetros en todo el territorio nacional para apoyar a las tareas de investigación en clima espacial. Es necesario contar con herramientas que puedan hacer el post-procesado de los datos geomagnéticos de estos instrumentos. Esto es necesario en el caso del modelo numérico para el cálculo de CIG ya que es uno de los datos de entrada requeridos. Luego de una exhaustiva revisión bibliográfica, optamos por un método en basado en las metodologías seguidas por van de Kamp (2013), Gjerloev (2012) y Janzhura and Troshichev (2008). El trabajo de van de Kamp se enfoca en las propiedades estadísticas de la distribución de las observaciones y en base a estos determina los días calmos para luego interpolar y remover las tendencias de largo periodo y los artefactos creados por problemas instrumentales. En cambio, los dos últimos trabajos presentan métodos para el calculo de las lineas de base de campo magnético basados esencialmente en el uso de medias móviles, promedios ponderados e interpolaciones. En nuestro caso, escogimos un método basado en ambos enfoques que usa unicamente las propiedades estadísticas de la distribución de valores geomagnéticos.

La distribución de los datos observacionales del clima espacial frecuentemente dista mucho de ser gaussiana o lognormal. Para sortear esta complicación podemos hacer uso de una serie de parámetros robustos que describen cualquier distribución de datos. Mientras que el valor medio $\langle x \rangle$ y la desviación estándar σ son sensibles a los valores extremos, la mediana \tilde{x} y el rango intercuartil IQR no lo son. El IQR indica en qué intervalo de valores se localiza el 50 % de las observaciones y se usa en estadística descriptiva para la determinación de valores extremos o atípicos. Si (Q_1, Q_3) representan el primer y tercer cuartil respectivamente. Toda observación fuera del intervalo $(Q_1 - 1,5IQR \leq x \leq Q_3 + 1,5IQR)$ es considerada un valor atípico (*criterio*

APÉNDICE C. TRATAMIENTO Y REDUCCIÓN DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

de Tuckey).

En cuanto a las estadísticas de datos geomagnéticos, vemos que existen diferencias muy marcadas entre días calmos y perturbados (Fig C.1).

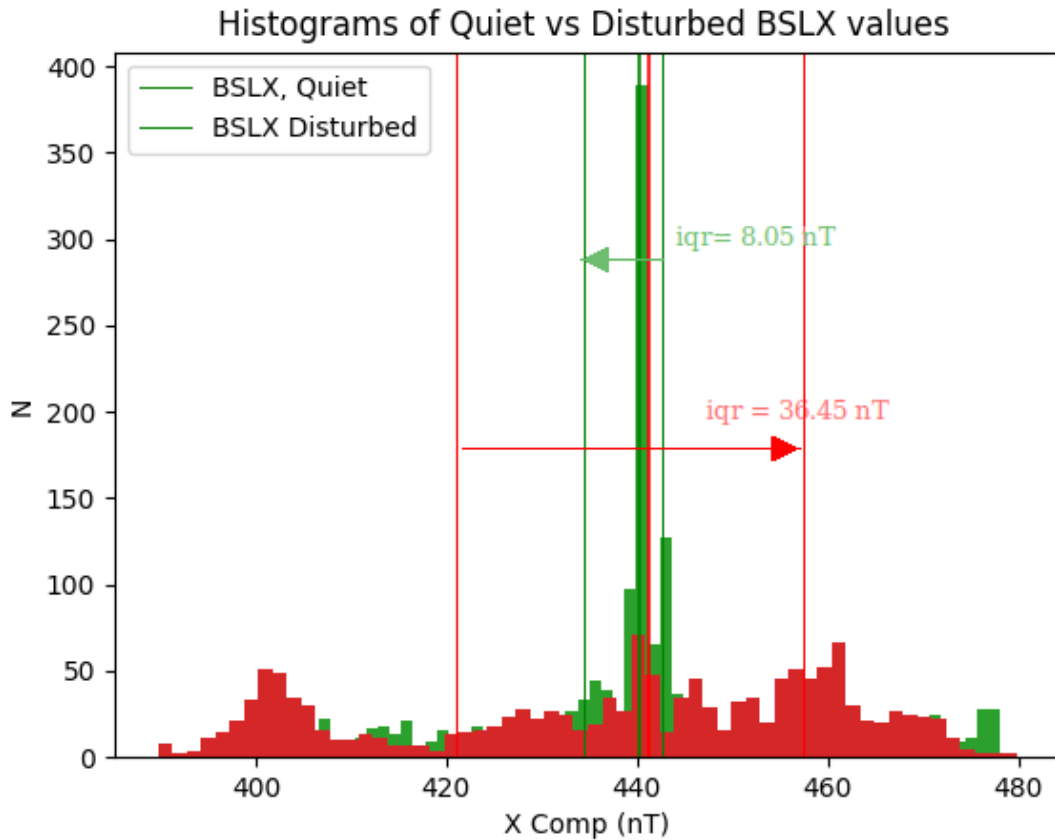


Figura C.1: Histograma de valores para dos días específicos de 1999 para el Obs. magnético de Bay of St. Luis (BSL). Como se puede observar en verde, para el 20 de Febrero de 1999 (un día calmo), los valores se concentran en torno a la media. En cambio para el 1 de marzo de 1999, en condiciones de tormenta magnética G1 (rojo), la distribución muestra un ensanchamiento con un IQR cuatro veces superior.

En días geomagnéticamente calmos, los datos tenderán a concentrarse en torno a la media de la distribución, mientras que en periodos perturbados la distribución de valores se ensancha indicando una gran dispersión de los valores. En este ultimo caso, el histograma muestra varios picos y la distancia entre la media y la mediana tiende a aumentar. Como se muestra en la figura C.1, el IQR de un día perturbado típico resulta ser tres o cuatro veces mayor que el de un día geomagnéticamente calmo. Usualmente los días calmos son determinados en forma automática por el ISGI (<http://isgi.unistra.fr/>). La metodología de ISGI es determinar los diez

APÉNDICE C. TRATAMIENTO Y REDUCCIÓN DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

días mas quietos y los cinco más perturbados de cada mes a partir del índice K_p siguiendo tres criterios para cada día:

- La suma de los ocho valores K_p diarios.
- La suma de los cuadrados de los valores K_p diarios.
- el mayor valor K_p diario.

Diversos autores han notado varios problemas con estos "días quietos", van de Kamp (2013); Gjerloev (2012); Janzhura and Troshichev (2008). Si bien la metodología tradicional constituye una referencia útil, podemos observar que:

- Un día quieto no necesariamente tiene que ser calmo.
- El campo geomagnético no muestra la misma variación en dos días quietos consecutivos.
- Un "día quieto" no tiene porqué durar un día solar, ni comenzar a las 00:00 hrs ni tampoco terminar a las 24:00 hs.
- Todas estas convenciones han sido introducidas *ad hoc* y obedecen a razones de conveniencia en el manejo de los datos.

La componente interna del campo tiene una evolución temporal de largo periodo (*variación secular*), además durante su movimiento en el medio interplanetario, la magnetosfera terrestre alcanza diferentes regiones del viento solar las cuales producen variaciones en el sistema de corrientes de la ionosfera-magnetosfera. Por otra parte, la ionosfera esta sometida a la influencia de la marea lunisolar y los vientos termosféricos estacionales, lo cual genera corrientes lentamente variables que afectan el campo magnético Campbell (1989). Todos los efectos anteriores producen variaciones anuales, estacionales y diurnas en el registro del campo geomagnético la cual debe ser considerada. Por lo tanto necesitamos criterios mas generales para identificar *períodos de calma* en lugar de *días calmos*.

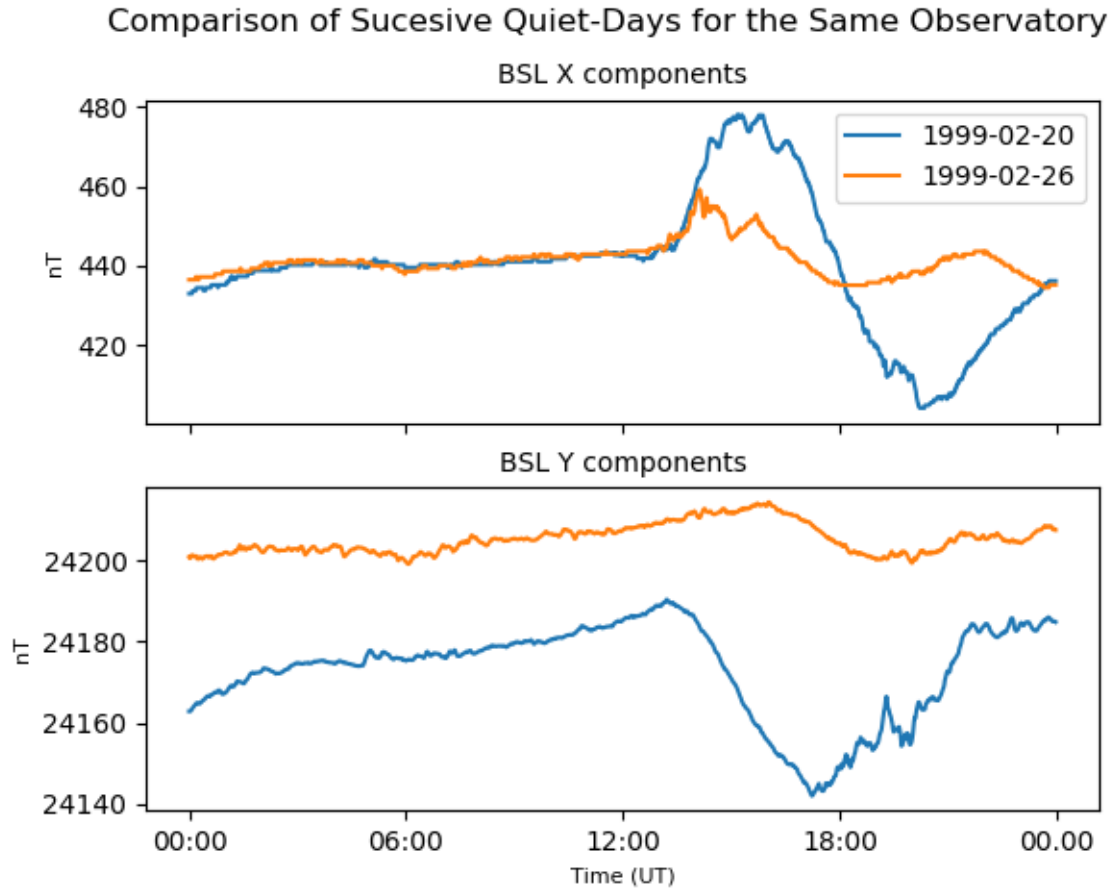


Figura C.2: Representación de dos días quietos próximos entre si según datos de ISGI. En los paneles podemos ver las componentes horizontales X e Y del campo geomagnético para el observatorio magnético de St. Luis (BSL). Vemos que hay diferencias significativas entre los registros de cada componente para diferentes días quietos.

C.1.1. Determinación de la Variaciones de Largo Período

Las variaciones de largo período se componen de la variación secular y las variaciones estacionales con $T \geq 1$ mes. Siguiendo la idea de van de Kamp (2013), usamos como criterio para determinar días calmos el IQR de la distribución de las medianas diarias de los datos. Podemos usar este parámetro de dos formas:

1. Como test de normalidad de la distribución de valores: Si los datos están normalmente distribuidos entonces el score z estándar del primer y tercer cuartil es $\pm 0,67$ respectivamente.

APÉNDICE C. TRATAMIENTO Y REDUCCIÓN DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

Si $(\langle X \rangle, \sigma)$ son la media y la desviación estándar de la distribución, tenemos:¹

$$\begin{aligned} Q_1 &= -0,67\sigma + \langle X \rangle \\ Q_3 &= 0,67\sigma + \langle X \rangle \end{aligned} \tag{C.1}$$

Si los valores de Q_1 y Q_3 difieren sustancialmente de los valores teóricos de la Ec. C.1, entonces podemos afirmar que la distribución no es normal.

2. Como criterio para identificar valores extremos. Todo valor fuera del intervalo $(Q_1 - 1,5IQR \leq x \leq Q_3 + 1,5IQR)$ es considerado un valor atípico (outlier). (*Criterio de Tuckey*)

La metodología seguida se divide en una serie de pasos consecutivos. En primer lugar dividimos el día en 8 bins de 3 hrs y calculamos la desviación estándar σ , de la serie de primeras diferencias en cada bin. Fijamos un intervalo de aceptación de valores $\xi = [\langle \Delta X \rangle \pm \sigma]$, centrado en el valor medio de la serie. Toda diferencia fuera de este intervalo será descartada. Estudiar la series de diferencias permite eliminar variaciones espúreas del campo. Luego calculamos las medianas de los valores aceptados en cada bin. Formamos la serie de medianas centradas en cada bin como valor característico cada 3 hs. Solo se aceptan valores dentro del intervalo de aceptación ξ . Todos los bins con valores fuera de ξ son descartados. A continuación, remuestreamos la serie temporal de medianas horarias a una serie de medianas diarias centradas al mediodía. Aplicamos el criterio de Tuckey a esta serie de medianas diarias, nuevamente aquellos días con valores fuera del intervalo definido por el IQR son descartados. Estos serán nuestros *intervalos calmos*. Como la tendencia de largo período varía muy lentamente, interpolamos linealmente entre los valores diarios y aplicamos una media móvil de 15 días. Esto se hace en virtud de suavizar las variaciones residuales producto de actividad de tormentas y subtormentas geomagnéticas y además subsanar los huecos generados por los valores descartados. Además, 15 días es la duración típica de una perturbación mayor del campo geomagnético y además es un submúltiplo aproximado

¹En lo sucesivo $\langle x \rangle$ denotará el valor medio de la variable x

APÉNDICE C. TRATAMIENTO Y REDUCCIÓN DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

de la periodicidad estacional del campo. Finalmente, la variación de largo periodo, se obtiene remuestreando la serie anterior a una serie por minuto aplicando interpolación lineal para los instantes intermedios. El resultado final contendrá exclusivamente variaciones con periodicidades mayores a 15 días.(Fig: C.3)

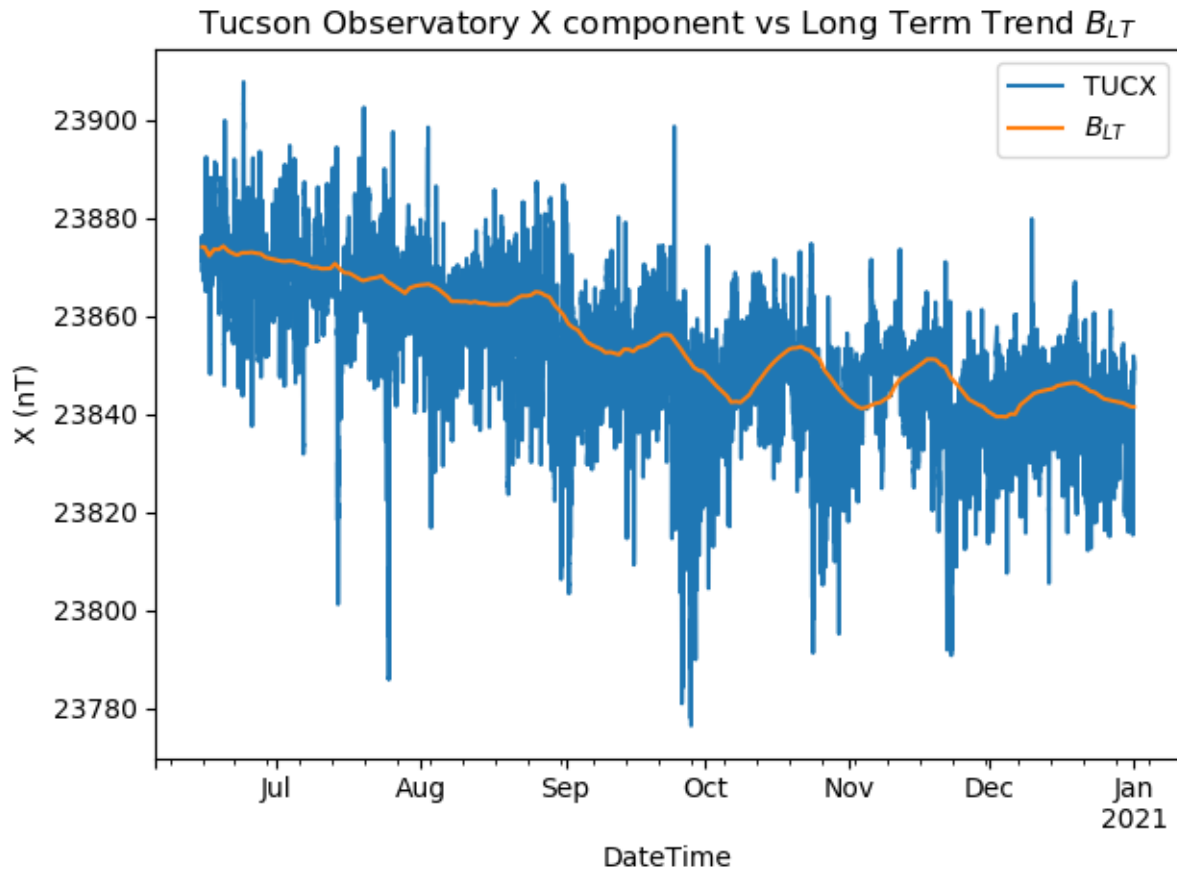


Figura C.3: Componente X del campo magnético para el observatorio de Tucson Entre Junio 2020 y Enero 2021 (azul). Tendencia de largo período calculada con el método anterior (naranja). Se puede observar una oscilación mensual sumada a una tendencia decreciente de largo período

Esta metodología se aplica a cada componente del campo magnético y sigue un camino intermedio entre los métodos de van de Kamp (2013), Gjerloev (2012) y Janzhura and Troshichev (2008). Mientras el primero usa la máxima desviación estándar horaria para caracterizar un día, el segundo usa la mayor moda horaria y el tercero usa una media móvil ponderada.

Pero la desviación estándar es susceptible a los valores extremos y la moda no tiene porque ser única en una distribución arbitraria de valores. Por lo que un método basado exclusivamente

APÉNDICE C. TRATAMIENTO Y REDUCCIÓN DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

en estos parámetros arrastra intrínsecamente las falencias de estos estimadores. Por otra parte, el método desarrollado ha resultado efectivo en la eliminación de las componentes de corto período de la señal arrojando un resultado similar al filtrado pasa-bajos para períodos mayores a 10 días.

C.1.2. Cálculo de la Variación Diurna

El campo magnético terrestre varía en un rango temporal de siete órdenes de magnitud. Esto hace que tengamos que remover cuidadosamente las influencias internas y externas a fin de aislar la perturbación externa δB . En el caso de la variación diurna, esta se compone de las variaciones día-noche mas la influencia de la marea lunisolar. En días geomagnéticamente calmos, podemos identificar siete periodicidades relevantes dentro de la variación diurna, las cuales van desde un día hasta 4 hs (Boteler et al., 2019). Estas periodicidades también se pueden observar en la CIG ya que esta depende de $\partial B/\partial t$, como vemos en el cuadro C.1 y en la Fig. C.4.

Periodicidades menores ya caen dentro del dominio de las pulsaciones magnéticas (i.e., variaciones rápidas), las cuales son típicas del régimen perturbado del campo geomagnético Campbell (2003), Cap. 3.

Modo	f (Hz)($\times 10^{-5}$)	T
0	0	∞
1	1.1574	1d
2	2.3148	12 hs
3	3.4722	8 hs
4	4.6296	6 hs
5	5.7870	4 hs 48'
6	6.9444	4 hs

Cuadro C.1: Componentes de frecuencia más importantes presentes en la variación diurna Boteler et al. (2019).

Tomando en cuenta las consideraciones anteriores, comenzamos a procesar la serie residual X_r

$$X_r = X - X_{LT} \quad (\text{C.2})$$

Siendo X_{LT} el la tendencia a largo plazo (*linea de base*), encontrada en la sección anterior.

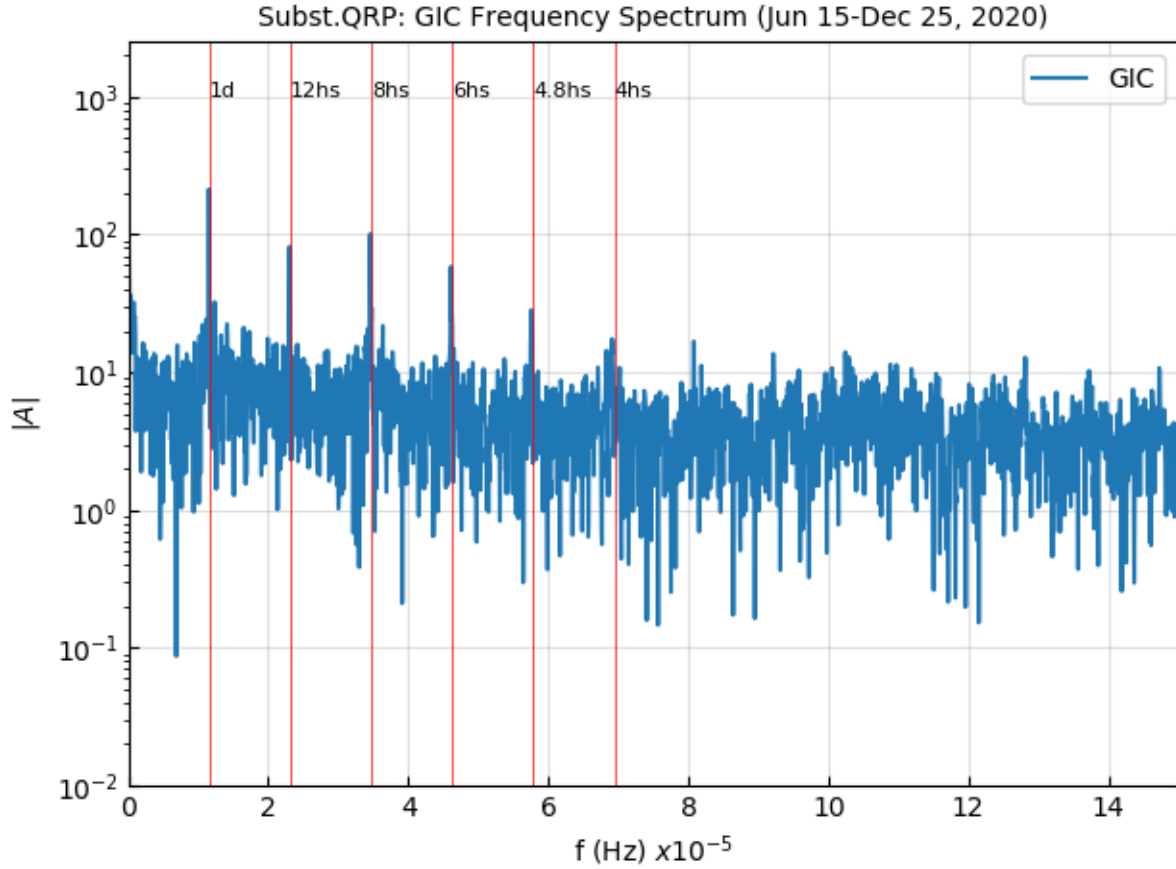


Figura C.4: Espectro de Frecuencias de la CIG medida en la Subestación Querétaro Potencia. Las líneas verticales denotan las componentes de la variación Diurna. También se pueden apreciar diversos picos en la región de alta frecuencia del espectro.

Calculamos las primeras diferencias por minuto y extraemos la máxima diferencia horaria. Luego calculamos un z -score modificado z_m , para cada una de estas diferencias máximas. Esta métrica está basada en el algoritmo de Whitaker y Hayes para detección de spikes (Whitaker and Hayes, 2018).

Este z -score modificado se puede definir en función de estimadores robustos como ser la mediana y la *desviación absoluta de la mediana* (MAD) definida por:

$$MAD = \widetilde{|x - \tilde{x}|} \quad (C.3)$$

donde \tilde{x} , representa la mediana de los valores de x .

APÉNDICE C. TRATAMIENTO Y REDUCCIÓN DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

En estadística univariada y en presencia de valores atípicos, la MAD es un estimador más robusto de dispersión que la desviación estándar (Leys et al., 2013). Esto nos permite definir z_m basado en estos estimadores en lugar de la media y la desviación estándar como en el caso del z-score estándar.

$$z_m = \begin{cases} 0,6745 \frac{(x - \tilde{x})}{MAD} & MAD \neq 0 \\ 0,7979 \frac{(x - \langle x \rangle)}{MeanAD} & MAD = 0 \end{cases} \quad (C.4)$$

El multiplicador 0,6745 es la abscisa del 3^{er} cuartil de la distribución normal de probabilidad, a la que la MAD converge. Para una distribución simétrica la MAD es la mitad del rango intercuartil (IQR). Si la MAD es nula, el cociente es indeterminado, por lo tanto, usamos la *desviación promedio de la media* (MeanAD), dada por :

$$MeanAD = \langle |x - \langle x \rangle| \rangle \quad (C.5)$$

el multiplicador 0,7979 es la razón entre la MeanAD y la desviación estándar de la distribución normal de probabilidad. En ambos casos para valores normalmente distribuidos se cumple:

$$\frac{MAD}{0,6745} \approx \frac{MeanAD}{0,7979} \approx \sigma \quad (C.6)$$

Cualquier variación brusca en el campo geomagnético corresponderá a un pico en la derivada del campo, al cual a su vez le corresponderá un z-score alto. Por otro lado, en los periodos calmos, las variaciones del campo son suaves (i.e., ≈ 2 nT/min Janzhura and Troshichev (2008)). Todos los momentos perturbados quedarán identificados con $z_m > 1$, mientras que en los días calmos el z-score diario tenderá a valores en el rango $[0, 1]$ De este modo, escogemos como valor significativo de cada día, el máximo z_m horario de ese día. En este punto es necesario definir un umbral de valores a partir del cual determinar que cantidad de z-scores escoger. Esto es difícil

APÉNDICE C. TRATAMIENTO Y REDUCCIÓN DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

de determinar sin tener que apelar a registros externos de días calmos como los de ISGI. En nuestro caso, decidimos optar por una estrategia que prescindiera de ese tipo de información por las razones mencionadas al inicio y que use las propiedades estadísticas de la propia serie de datos.

Para una serie de datos de N días, seleccionamos m de estos de acuerdo a la siguiente relación:

$$m = \begin{cases} \lfloor 5 \frac{N}{30} \rfloor & \text{si } N \geq 15 \text{ días} \\ 2 & \text{si } N < 15 \text{ días} \end{cases} \quad (\text{C.7})$$

donde \lfloor, \rfloor denota la parte entera por defecto del cociente. La elección de $N = 15$, corresponde a la duración total promedio de los cinco periodos más quietos de cada mes en condiciones de calma geomagnética. Así en promedio tendremos ~ 5 días calmos por mes en la mayoría de los casos, tomado los m z-scores más pequeños de la distribución.

Con esto, la serie residual original se reduce a una serie de q valores discretos diarios. Para recuperar la serie original por minuto aplicamos una FFT a la serie de residual original X_r , y definimos curvas ideales de variación diurna (*templates*), usando los coeficientes de Fourier $|X(\omega)_n|$ de la FFT, correspondientes a las frecuencias de la Tabla C.1. Estos *templates* son equivalentes a pasar un filtro pasa-bajos a la serie residual. Cada template quedará definido en el intervalo $[0, N]$ de la siguiente forma van de Kamp (2013):

$$T(t) = \sum_{j=0}^6 |X(\omega)_j| \cos\left(\frac{2\pi jt}{1440} + \arg(X(\omega)_j)\right) \quad (\text{C.8})$$

Para los instantes t , intermedios entre cada día calmo interpolamos linealmente entre templates consecutivos.

$$X_{i,j}(t) = T_i(t) + (T_j(t) - T_i(t))\left(\frac{t - t_i}{t_j - t_i}\right) \quad (\text{C.9})$$

APÉNDICE C. TRATAMIENTO Y REDUCCIÓN DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

Cada template se define centrado en el medio día de cada día calmo. Finalmente, la curva de la variación diurna B_{SQ} , queda definida mediante la unión de todos los segmentos de templates interpolados.

$$X_{SQ}(t) = \bigcup_{i=0}^6 X_{i,j}(t) \quad (\text{C.10})$$

Esta metodología elimina las discontinuidades inherentes entre el comienzo de un día calmo y el siguiente, la cual surge como resultado de los procedimientos de suavizado de las curvas de los días individuales mediante medias móviles e interpolaciones. En este caso la transición de un día calmo al siguiente es suave y exenta de discontinuidades los cuales introducen artificios en el resultado final. Nos aseguramos que B_{SQ} solamente contenga las componentes de frecuencias típicas de la variación diurna y además represente la realidad del contenido espectral de la serie residual original X_r .

Finalmente, la perturbación geomagnética vendrá dada por:

$$\delta X(t) = X - X_{LT} - X_{SQ} \quad (\text{C.11})$$

El procedimiento completo descrito en esta sección y la anterior se puede esquematizar en la figura C.5

APÉNDICE C. TRATAMIENTO Y REDUCCIÓN DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

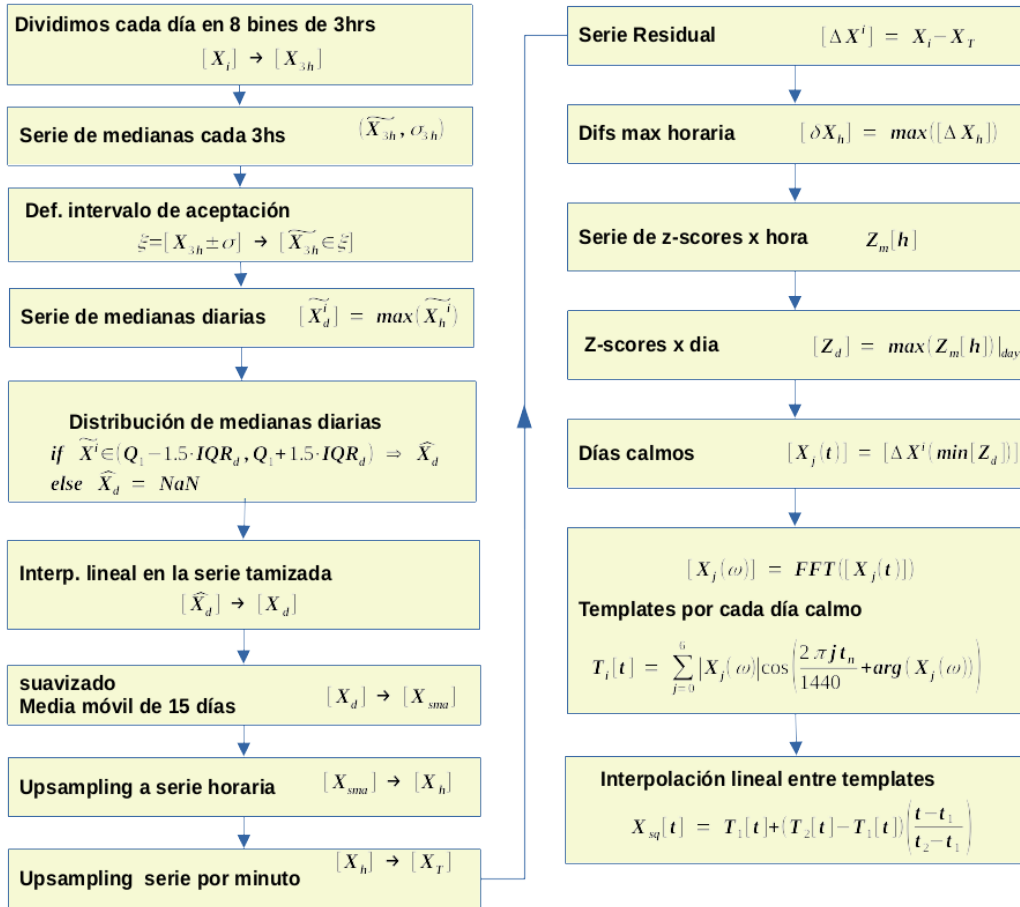


Figura C.5: Esquema del proceso de cálculo de δB . El resultado final de la columna izquierda X_T es la tendencia a largo plazo de la componente trabajada y es usado como dato de entrada para el cálculo de la variación diaria X_{sq} en la parte inferior derecha.

En la figura C.6 podemos ver la comparación de una serie residual para el registro de la componente X del campo medida en el Obs. de Tucson y la correspondiente variación diaria (Qdc_x) calculada.

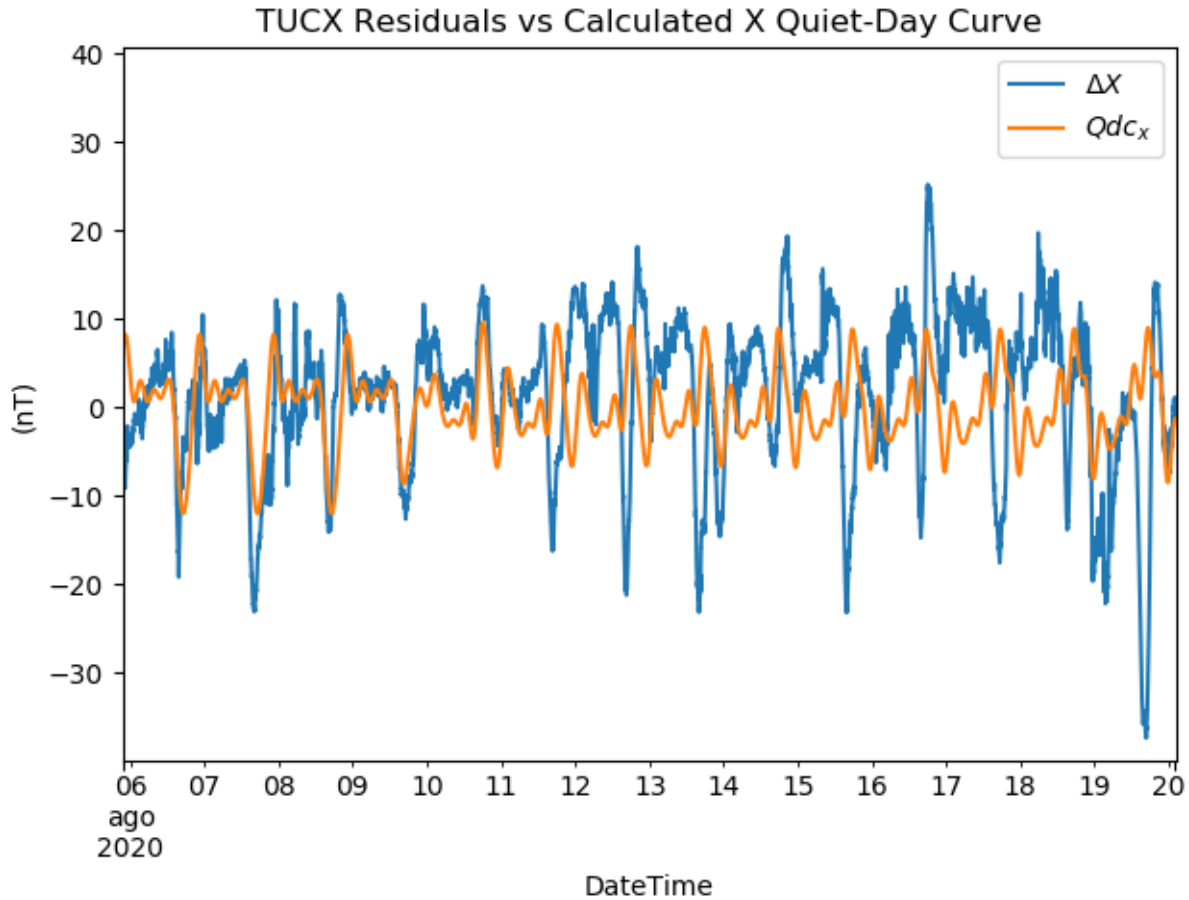


Figura C.6: Comparación entre la curva residual del registro de la componente X del observatorio de Tucson, luego de sustraer la tendencia de largo plazo X_{LT} y la curva de variación diaria X_{SQ} calculada por el método descrito.

C.2. Tratamiento de los Datos de CIG y Temperatura

Los datos de CIG vienen en forma de medias por minuto, cada archivo contiene la corriente medida en el neutro del transformador en amperes y la temperatura en grados centígrados de los dos transductores adheridos a la carcasa del dispositivo. El registro es ruidoso, presumiblemente debido a la interferencia EM producida por otros dispositivos presentes en la subestación y/o falencias en el sistema de filtrado de los sensores. Los datos de CIG muestran una cantidad de detalles (*artefactos*) en forma de saltos, datos faltantes, etc. Esto hace que tengamos que remover gran cantidad de datos, e imputar en los intervalos faltantes siempre y cuando la brecha entre estos no sea mayor a 30 minutos.

La ingestión de datos se realiza en Python y se construye un Dataframe para cada subestación.

APÉNDICE C. TRATAMIENTO Y REDUCCIÓN DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

Los Dataframes son contenedores de datos de R y Python, muy adecuados para trabajar con series de datos en el tiempo. Durante esta etapa, se acondiciona la serie de los datos y se revisa la marca temporal. Luego, se inicia la remoción estadística de valores atípicos y spikes (*picos espúreos*). Esto se realiza en dos etapas:

- Aplicamos el criterio de Chauvenet a la estadística de los datos crudos para remover todos los valores atípicos cuya probabilidad P verifique: $P(x \geq x_i)N \leq 0,5$. Siendo N el número total de valores de la serie.
- Identificamos y removemos spikes mediante un algoritmo de Whitaker-Hayes modificado a la serie resultante de la primera etapa.

Aquí asumimos tácitamente que los valores medidos se distribuyen normalmente. De esta forma, el criterio de Chauvenet determina una banda de probabilidad, centrada en la media de la distribución normal, la cual debería contener razonablemente todas las N mediciones. Al hacer esto, cualquier valor que se encuentre fuera de esta banda de probabilidad se puede considerar como un valor atípico que se puede eliminar del conjunto de datos. Por lo tanto, todo valor atípico cumplirá la siguiente relación:

$$Q(P(x \geq x_i)) \geq \frac{|x_i - \langle x \rangle|}{\sigma} \quad (\text{C.12})$$

siendo Q la función de probabilidad normal inversa.

Por otro lado el algoritmo de Whitaker-Hayes modificado Whitaker and Hayes (2018), permite remover aquellos spikes que no pudieron ser identificados como tales con el criterio de Chauvenet. Este algoritmo aprovecha la alta intensidad y estrechez de los picos y, por lo tanto, utiliza la serie de las diferencias primeras de los valores de CIG definida como $\Delta x = x[i+1] - x[i]$, $i = 1, \dots, N$.

Este paso elimina la tendencia lineal y las variaciones lentas, mientras que los picos finos y afilados son preservados. Asignamos a cada valor de la serie Δx , un z-score (Ec. C.4), para

APÉNDICE C. TRATAMIENTO Y REDUCCIÓN DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

determinar los candidatos a spikes. Si el z-score z_m de un dato supera un valor umbral ν predefinido, entonces se le inputa un valor NaN

Los valores de ν y m se determinan por ensayo y error en función del nivel de ruido, detalles de la serie original y del resultado final. En todo caso ν esta en el rango de $[3,5 \leq \nu \leq \max(z_m)]$ y $(3 \leq m \leq 30)$, respectivamente. En nuestro caso usamos $\nu = 7,5$ y $m = 15$ en la reducción habitual de datos. En la Fig. C.7 podemos apreciar el resultado del algoritmo de procesamiento a los datos crudos de CIG para la subestación Laguna Verde en el periodo Junio-Septiembre de 2021. Podemos ver como el algoritmo ha eliminado los artefactos presentes en la señal original y ha retornado una señal completamente mejorada.

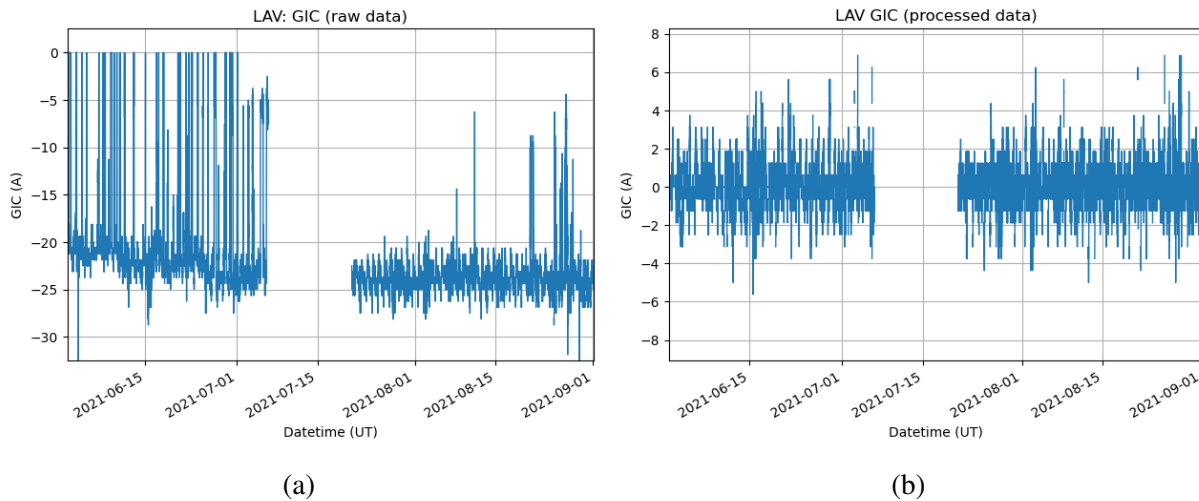


Figura C.7: (a) Datos crudos de CIG de la subestación Laguna Verde entre Junio y Septiembre 2021. (b) Datos procesados luego de aplicarles la metodología mencionada. En este caso ya han desaparecido los spikes y el offset de las mediciones. Desafortunadamente el gran salto en los datos debido a un problema en la alimentación eléctrica del sensor no se puede remediar.

APÉNDICE C. TRATAMIENTO Y REDUCCIÓN DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

La Fig. C.8 muestra un diagrama de flujo del procesado de los datos de CIG para las subestaciones de Querétaro y Laguna Verde.

A continuación listamos el código de estos dos algoritmos.

Algoritmo Chauvenet:

Variables de Entrada: x serie de datos.

n : Longitud de la serie de datos.

\bar{x} : Media de x .

σ : Desviación estándar de x

$P = \frac{1}{4n}$: Probabilidad de tener valores distantes mas de 2σ de la media a cada lado de la distribución normal de probabilidad.

$z = \frac{|x - \bar{x}|}{\sigma}$ Serie de z -scores.

$D_{max} = |Q(P)|$ Desviación máxima aceptable.

$\forall i, \quad i = 1, \dots, n$

if $z[i] \leq D_{max}$:

$x_m[i] = x[i]$

else:

$x_m[i] = NaN$

Salida: x_m

Algoritmo Whitaker-Hayes:

Variables de Entrada: x serie de datos, m cantidad de vecinos próximos a cada lado de los spikes para promediar el valor central, $(2m + 1)$ valores en total, ν el valor umbral del z -score modificado z_m , a partir del cual consideramos un dato como spike.

APÉNDICE C. TRATAMIENTO Y REDUCCIÓN DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

$$\Delta x = x[i + 1] - x[i], \quad i = 1, \dots, n \quad \text{Serie de diferencias primeras de } x$$

$$u[i] = z_m(\Delta x[i]) \quad i = 1, \dots, n \quad \text{z-scores de } x[i]$$

Defino la serie auxiliar ξ para identificar spikes

$$\forall i, \quad i = 1, \dots, n$$

$$\mathbf{if} \quad |u[i]| \geq \nu :$$

$$\xi[i] = 1$$

else:

$$\xi[i] = 0$$

$$\mathbf{Salida} : x_{out} = x[j] \quad \forall j / \xi[j] = 0$$

Para sustituir los spikes, interpolamos cuadráticamente entre los $2m + 1$ vecinos

próximos en torno a $x[j]$

$$\forall j / \xi[j] = 1$$

$$x_{out}[j] = \text{interp}(x[j - m : j + m])$$

Si la serie de datos no exhibe saltos o escalones procedemos a eliminar los offsets o desplazamientos del origen. Esto se hace debido al hecho que en condiciones de calma geomagnética la CIG medida se aproxima un valor cercano al cero de la escala. Estos offsets constantes son originados por otras fuentes como ser ruido EM de dispositivos cercanos al sensor y por lo tanto los removemos. Para ello, a los datos limpios le substraemos la mediana de todos los valores de la serie.

En el caso que la serie posea saltos o escalones, estos no pueden ser eliminados mediante los métodos anteriormente descritos. En este caso debemos determinar la línea de base de los saltos y esta se subtrae de la salida final como un offset estándar. El origen de estos saltos, se pueden atribuir al funcionamiento ocasional de dispositivos electromecánicos en las cercanías del sensor o causas similares. De todas formas, al igual que los offsets, no se deben a fenómenos del clima espacial.

APÉNDICE C. TRATAMIENTO Y REDUCCIÓN DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

Los intervalos de los saltos quedan marcados por pequeños spikes o valores perdidos en la serie de diferencias primeras final. Por tal motivo, volvemos a revisar la serie visualmente y se determinan los intervalos de los saltos, luego calculamos la mediana para cada intervalo. A continuación se la subtrae de los datos contenidos en los mismos. En general la diferencia entre un spike y un escalón es su duración. Mientras un spike durará cercanamente a un periodo entre muestras $T \approx 1$, el escalón tendrá una duración considerablemente mayor ($T \gg 3$). En general no existe un algoritmo que pueda resolver esta cuestión de forma completamente automática.

Finalmente, se aplica un suavizado final de la serie de valores mediante un filtro de Savitzky-Golay cuadrático con una ventana móvil de longitud n . El filtro eliminará cualquier posible ruido de alta frecuencia espúreo que pueda haber sobrevivido a los procedimientos anteriores, dando un aspecto regular a la señal final. El valor de n se determina por ensayo y error pero oscila entre $15 \leq n \leq 35$ en nuestro caso. En todo caso se cuida que el filtro no corte frecuencias útiles del espectro de las señales (Fig. C.4).

Desafortunadamente es imposible automatizar todo el procedimiento al 100 %, dado que cada subestación genera un registro de CIG particular. Esto hace que sea necesario realizar una inspección visual previa de los datos para poder sugerir los parámetros de entrada de los algoritmos anteriormente descritos en cada caso.

En cuanto a los datos de temperatura, el mayor problema es la gran cantidad de spikes presentes. Suponemos que estos spikes, al igual que los presentes en los datos de GIC, se deben a interferencia EM. En este caso, el algoritmo limpia la señal con mayor facilidad.

APÉNDICE C. TRATAMIENTO Y REDUCCIÓN DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

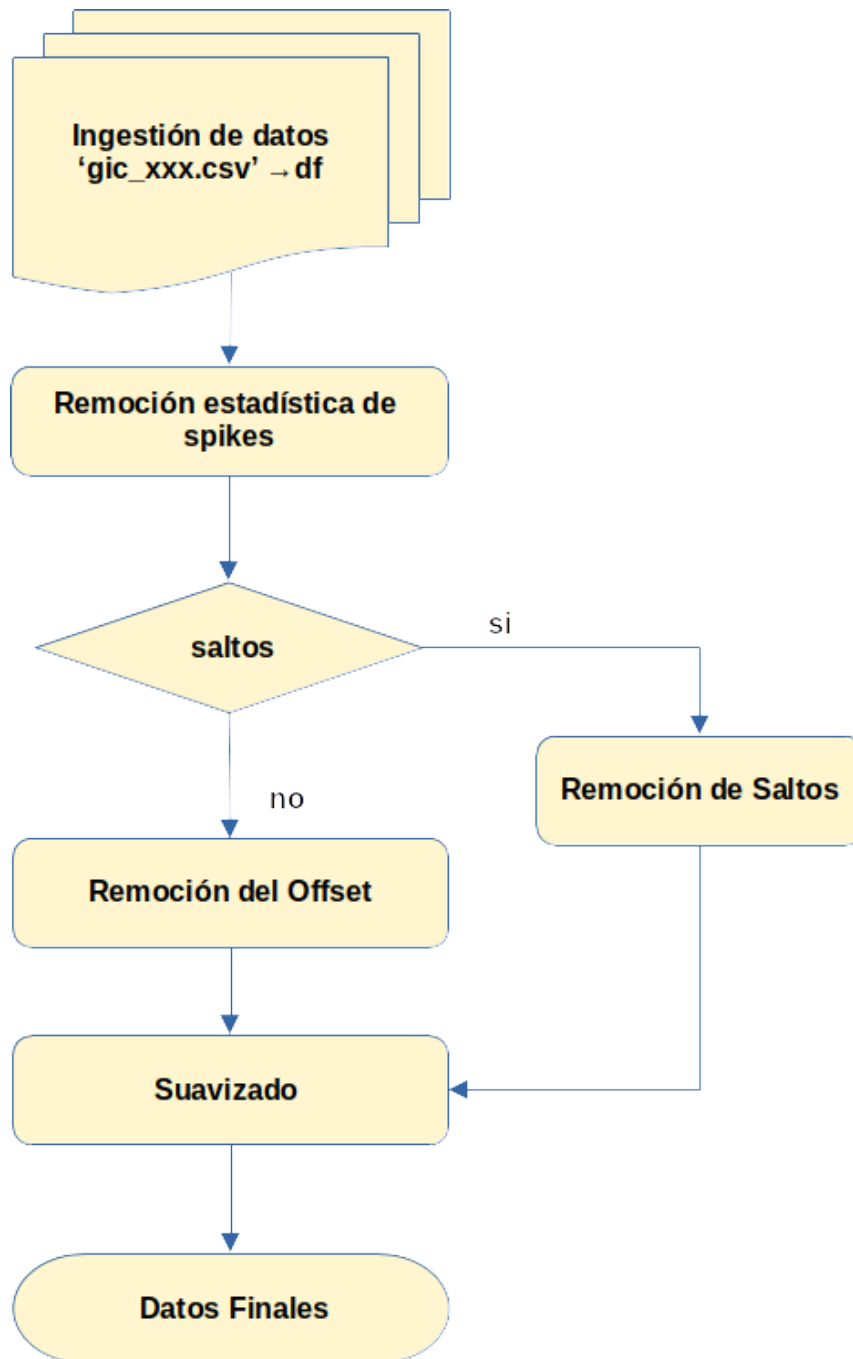


Figura C.8: Metodología empleada para el tratamiento de los valores medidos de CIG

Bibliografía

Abt Associates Inc. (2017). Social and Economic Impacts of Space Weather in the United States. Technical report, National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA).

Ádám, A., Pracser, E., and Wesztergom, V. (2012). Estimation of the electric resistivity distribution (EURHOM) in the European lithosphere in the frame of the EURISGIC WP2 project. *Acta Geodaetica et Geophysica Hungarica*, 47.

Albertson, V. D. and Baelen, J. A. V. (1970). Electric and magnetic fields at the earth's surface due to auroral currents. *IEEE T. Power. Ap. Syst.*, PAS-89(4):578–584.

Amm, O. (1997). Ionospheric elementary current systems in spherical coordinates and their application. *J. Geomag. Geoelectr.*, 49(7):947–955.

Barbosa, C., Alves, L., Caraballo, R., Hartmann, G., Papa, A., and Pirjola, R. (2015a). Analysis of geomagnetically induced currents at a low-latitude region over the solar cycles 23 and 24: Comparison between measurements and calculations. *J. Space Weather Space Clim.*, 5.

Barbosa, C., Hartmann, G. A., and Pinheiro, K. J. (2015b). Numerical modeling of geomagnetically induced currents in a Brazilian transmission line. *Adv. Space Res.*, 55(4):1168 – 1179.

Barbosa, C. S., Caraballo, R., Alves, L. R., Hartmann, G. A., Beggan, C. D., Viljanen, A., Ngwira, C. M., Papa, A. R. R., and Pirjola, R. J. (2017). The tsallis statistical distribution applied to geomagnetically induced currents. *Space Weather*, 15(9):n/a–n/a. 2017SW001631.

BIBLIOGRAFÍA

- Barlow, W. H. (1849). On the Spontaneous Electrical Currents Observed in the Wires of the Electric Telegraph. *Philos. Trans. Roy. Soc. London*, 139:61–72.
- Baumjohann W., T. R. (1997). *Basic Space Plasma Physics*. World Scientific Publishers.
- Bernhardi, E. H., Cilliers, P. J., and Gaunt, C. T. (2008). Improvement in the modelling of geomagnetically induced currents in Southern Africa. *S. Afr. J. Sci.*, 104:265–272.
- Boteler, D. (1997). Distributed-source transmission line theory for electromagnetic induction studies. In *Supplement of the 12th International Zurich Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility*, OE7, pages 401–408, Zurich, Switzerland.
- Boteler, D. and Pirjola, R. (1997). Nature of the geoelectric field associated with GIC in long conductors such as power systems, pipelines, and phone cables. In *Electromagnetic Compatibility Proceedings, 1997 Beijing International Symposium on*, pages 68–71, Beijing. IEEE.
- Boteler, D. H., Lackey, A. J. C., Marti, L., and Shelemy, S. (2013). Equivalent circuits for modelling geomagnetically induced currents from a neighbouring network. In *2013 IEEE Power Energy Society General Meeting*, pages 1–5.
- Boteler, D. H. and Pirjola, R. J. (2017). Modeling geomagnetically induced currents. *Space Weather*, 15(1):258–276.
- Boteler, D. H., Pirjola, R. J., and Marti, L. (2019). Analytic calculation of geoelectric fields due to geomagnetic disturbances: A test case. *IEEE Access*, 7:147029–147037.
- Cagniard, L. (1953). Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting. *Geophysics*, 18:605–635.
- Campbell, W. H. (1989). An introduction to quiet daily geomagnetic fields. *pure and applied geophysics*, 131(3):315–331.
- Campbell, W. H. (2003). *Introduction to Geomagnetic Fields 2nd. Ed.* Cambridge Uni. Press, Cambridge.

BIBLIOGRAFÍA

- Caraballo, R. (2016). Geomagnetically induced currents in Uruguay: Sensitivity to modelling parameters. *Adv. Space Res.*, 58(10):2067 – 2075. Space and Geophysical Research related to Latin America - Part 2.
- Caraballo, R., Bettucci, L., and Tancredi, G. (2013). Geomagnetically induced currents in the uruguayan high-voltage power grid. *Geophys. J. Int.*, 195:844–853.
- Congreso de México (2014). DECRETO por el que se reforman los artículos 2 y 82; y se adicionan la fracción XXI del artículo 2, recorriendo el orden de las fracciones subsecuentes, y un segundo y tercer párrafos al artículo 20 de la Ley General de Protección Civil. Diario Oficial de la Federación, 6 de junio de, 1994.
- Dungey, J. W. (1961). Interplanetary magnetic field and the auroral zones. *Phys. Rev. Lett.*, 6(2):47–48.
- Eastwood, J. P., Biffis, E., Hapgood, M. A., Green, L., Bisi, M. M., Bentley, R. D., Wicks, R., McKinnell, L. A., Gibbs, M., and Burnett, C. (2017). The economic impact of space weather: Where do we stand? *Risk Anal.*, 37(2):206–218.
- Eastwood, J. P., Hapgood, M. A., Biffis, E., Benedetti, D., Bisi, M. M., Green, L., Bentley, R. D., and Burnett, C. (2018). Quantifying the economic value of space weather forecasting for power grids: An exploratory study. *Space Weather*, 16(12):2052–2067.
- Edminister, J. (1965). *Theory and Problems of Electric Circuits*. Schaum Publishing Company.
- Fernberg, P. A. (2012). One-Dimensional Earth Resistivity Models for Selected Areas of Continental United States & Alaska. Technical report, EPRI.
- Fernberg, P. A., Samson, C., Boteler, D. H., Trichtchenko, L., and Larocca, P. (2007). Earth conductivity structures and their effects on geomagnetic induction in pipelines. *Ann. Geophys.*, 25(1):207–218.

BIBLIOGRAFÍA

- Fukushima, N. (1976). Generalized theorem for no ground magnetic effect of vertical currents connected with pedersen currents in the uniform-conductivity ionosphere. *Rep. Ionos. Space Res. Japan.*, 30:35–40.
- Gaunt, C. T. and Coetzee, G. (2007). Transformer failures in regions incorrectly considered to have low GIC-risk. In *2007 IEEE Lausanne Power Tech*, pages 807–812.
- Gjerloev, J. W. (2012). The supermag data processing technique. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 117(A9).
- González-Esparza, J. A. and Cuevas-Cardona, M. C. (2018). Observations of Low-Latitude Red Aurora in Mexico During the 1859 Carrington Geomagnetic Storm. *Space Weather*, 16(6):593–600.
- Horton, R., Boteler, D., Overbye, T. J., Pirjola, R., and Dugan, R. C. (2012). A test case for the calculation of geomagnetically induced currents. *IEEE Trans. Power Delivery*, 27(4):2368–2373.
- IEEE (2015a). IEEE Guide for Establishing Power Transformer Capability while under Geomagnetic Disturbances. *IEEE Std C57.163-2015*, pages 1–50.
- IEEE (2015b). IEEE Guide for Safety in AC Substation Grounding. *IEEE Std 80-2013 (Revision of IEEE Std 80-2000/ Incorporates IEEE Std 80-2013/Cor 1-2015)*, pages 1–226.
- Jackson, J. D. (1998). *Classical Electrodynamics, 3rd. Ed.* John Wiley, New York, NY.
- Janzhura, A. and Troshichev, O. (2008). Determination of the running quiet daily geomagnetic variation. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 70(7):962–972.
- Jones, F. W. and Price, A. T. (1971). Geomagnetic effects of sloping and shelving discontinuities of earth conductivity. *Geophysics*, 36(1):58–66.

BIBLIOGRAFÍA

- Juusola L., A. O., A. O. and A., V. (2006). One-dimensional spherical elementary current systems and their use for determining ionospheric currents from satellite measurements. *Earth Planets Space*, 58:667–678.
- Kappenman, J., Albertson, V., and Mohan, N. (1981). Current Transformer and Relay Performance in the Presence of Geomagnetically-Induced Currents. *Power Apparatus and Systems, IEEE Transactions on*, PAS-100(3):1078–1088.
- Kappenman, J. G. (2005). An overview of the impulsive geomagnetic field disturbances and power grid impacts associated with the violent Sun-Earth connection events of 29–31 October 2003 and a comparative evaluation with other contemporary storms. *Space Weather*, 3(8):n/a–n/a.
- Kappenman, J. G. (2007). *The Electric Power Engineering Handbook 2nd Edition*, chapter 16 Geomagnetic Disturbances and Impacts upon Power System Operation, pages 16:1–22. CRC/IEEE Press, Boca Raton, FL.
- Kappenman, J. G., Zanetti, L. J., and Radasky, W. A. (1997). Geomagnetic storm forecasts and the power industry. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 78(4):37–45.
- Kivelson, M. G. and Russell, C. T., editors (1995). *Introduction to Space Physics*. Cambridge Univ. Press.
- Koen, J. and Gaunt, T. (2003). Geomagnetically induced currents in the southern african electricity transmission network. In IEEE, editor, *IEEE Bologna Power Tech Conference Proceedings*, volume 1, pages 7 pp. Vol.1–7 pp. Vol.1. Owner: lorien Added to JabRef: 2016.12.14.
- Lehtinen, M. and Pirjola, R. (1985). Currents produced in earthed conductor networks by geomagnetically-induced electric fields. *Ann. Geophysicae*, 3(4):479–484.

BIBLIOGRAFÍA

- Leys, C., Ley, C., Klein, O., Bernard, P., and Licata, L. (2013). Detecting outliers: Do not use standard deviation around the mean, use absolute deviation around the median. *Journal of Experimental Social Psychology*, 49(4):764–766.
- Liu, C., Wang, X., Lin, C., and Song, J. (2019). Proximity effects of lateral conductivity variations on geomagnetically induced electric fields. *IEEE Access*, 7:6240–6248.
- Liu, C., Wang, X., Wang, H., and Zhao, H. (2018). Quantitative influence of coast effect on geomagnetically induced currents in power grids: A case study. *J. Space Weather Space Clim.*, 8:A60.
- Marshall, R. A., Dalzell, M., Waters, C. L., Goldthorpe, P., and Smith, E. A. (2012). Geomagnetically induced currents in the New Zealand power network. *Space Weather*, 10(8):1–12.
- Marti, L., Yiu, C., Rezaei-Zare, A., and Boteler, D. (2014). Simulation of Geomagnetically Induced Currents With Piecewise Layered-Earth Models. *Power Delivery, IEEE Transactions on*, 29(4):1886–1893.
- Matandirotya, E., Cilliers, P. J., Van Zyl, R. R., Oyedokun, D. T., and de Villiers, J. (2016). Differential magnetometer method applied to measurement of geomagnetically induced currents in southern african power networks. *Space Weather*, 14(3):221–232.
- McLay, S. A. and Beggan, C. D. (2010). Interpolation of externally-caused magnetic fields over large sparse arrays using Spherical Elementary Current Systems. *Ann. Geophysicae*, 28:1795–1805.
- Molinski, T. S. (2002). Why utilities respect geomagnetically induced currents. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 64(16):1765–1778.
- Ngwira, C. M., McKinnell, L.-A., Cilliers, P. J., Viljanen, A., and Pirjola, R. (2009). Limitations of the modeling of geomagnetically induced currents in the south african power network. *Space Weather*, 7(10).

BIBLIOGRAFÍA

- Oliveira, D. M., Arel, D., Raeder, J., Zesta, E., Ngwira, C. M., Carter, B. A., Yizengaw, E., Halford, A. J., Tsurutani, B. T., and Gjerloev, J. W. (2018). Geomagnetically induced currents caused by interplanetary shocks with different impact angles and speeds. *Space Weather*, 16(6):636–647.
- Osella, A., Favetto, A., and Lopez, E. (1998). Currents induced by geomagnetic storms on buried pipelines as a cause of corrosion. *J. Appl. Geophys.*, 38(3):219–233.
- Osella, A., Martinelli, P., Favetto, A., and Lopez, E. (2002). Induction effects of 2-D structures on buried pipelines. *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions*, 40(1):197–205.
- Oughton, E., Copic, J., Skelton, A., Kesaite, V., Yeo, Z. Y., Ruffle, S. J., Tuveson, M., Coburn, A. W., and Ralph, D. (2016). Helios Solar Storm Scenario. Technical report, Centre for Risk Studies, University of Cambridge.
- Oughton, E. J., Hapgood, M., Richardson, G. S., Beggan, C. D., Thomson, A. W. P., Gibbs, M., Burnett, C., Gaunt, C. T., Trichas, M., Dada, R., and Horne, R. B. (2019). A risk assessment framework for the socioeconomic impacts of electricity transmission infrastructure failure due to space weather: An application to the united kingdom. *Risk Analysis*, 39(5):1022–1043.
- Oughton, E. J., Skelton, A., Horne, R. B., Thomson, A. W. P., and Gaunt, C. T. (2017). Quantifying the daily economic impact of extreme space weather due to failure in electricity transmission infrastructure. *Space Weather*, 15(1):65–83.
- Pirjola, R. (1982). Electromagnetic induction in the Earth by a plane wave or by fields of line currents harmonic in time and space. *Geophysica*, 18(1-2):1–161.
- Pirjola, R. (2000). Geomagnetically Induced Currents During Magnetic Storms. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 28(6):1867–1873.
- Pirjola, R. (2008). Effects of interactions between stations on the calculation of geomagnetically

BIBLIOGRAFÍA

- induced currents in an electric power transmission system. *Earth Planets Space*, 60:743–751.
Owner: lorien Added to JabRef: 2015.12.23.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., and Flannery, B. P. (1986). *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press.
- Pulkkinen, A., Amm, O., and Viljanen, A., B. (2003). Separation of the geomagnetic variation field on the ground into external and internal parts using the spherical elementary current system method. *Earth, Planets and Space*, 55(3):117–129.
- Pulkkinen, A., Pirjola, R., Boteler, D., Viljanen, A., and Yegorov, I. (2001). Modelling of space weather effects on pipelines. *J. Appl. Geophys.*, 48:233–256.
- Radasky, W. A. and Kappenman, J. G. (2010). Impacts of geomagnetic storms on EHV and UHV power grids. In *2010 Asia-Pacific International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, pages 695–698.
- Russell, C. (2000). The solar wind interaction with the Earth’s magnetosphere: a tutorial. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 28(6):1818–1830.
- Schrijver, C. J., Dobbins, R., Murtagh, W., and Petrinec, S. M. (2014). Assessing the impact of space weather on the electric power grid based on insurance claims for industrial electrical equipment. *Space Weather*, 12(7):487–498.
- Shea, M. and Smart, D. (2006). Compendium of the eight articles on the “Carrington Event” attributed to or written by Elias Loomis in the American Journal of Science, 1859–1861 . *Adv. Space Res.*, 38(2):313 – 385. The Great Historical Geomagnetic Storm of 1859: A Modern Look.
- Torta, J. M., Marsal, S., and Quintana, M. (2014). Assessing the hazard from geomagnetically induced currents to the entire high-voltage power network in Spain. *Earth, Planets and Space*, 66(1):87.

BIBLIOGRAFÍA

- Trichtchenko, L. and Boteler, D. H. (2002). Modelling of geomagnetic induction in pipelines. *Annales Geophysicae European Geophysical Society*, 20(7):1063–1072.
- Trivedi, N., Abdu, M., Pathan, B., Dutra, S., Schuch, N., Santos, J., and Barreto, L. (2005). Amplitude enhancement of events in the South Atlantic anomaly region. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 67(17-18):1751 – 1760.
- Trivedi, N. B., Vitorello, I., Kabata, W., Dutra, S. L. G., Padilha, A. L., Bologna, M. S., de Padua, M. B., Soares, A. P., Luz, G. S., de A Pinto, F., Pirjola, R., and Viljanen, A. (2007). Geomagnetically induced currents in an electric power transmission system at low latitudes in Brazil: A case study. *Space Weather*, 5. Owner: lorien Added to JabRef: 2015.08.21.
- van de Kamp, M. (2013). Harmonic quiet-day curves as magnetometer baselines for ionospheric current analyses. *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*, 2(2):289–304.
- Vanhamaki, H., Amm, O., and Viljanen, A. (2003). One-dimensional upward continuation of the ground magnetic field disturbance using spherical elementary current system. *Earth Planets Space*, 55:613–625.
- Vanhamäki, H. and Juusola, L. (2020). Ionospheric multi-spacecraft analysis tools. In Dunlop, M. W. and (eds.), H. L., editors, *Ionospheric Multi-Spacecraft Analysis Tools*, chapter 2, pages 5–33. Springer International Publishing.
- Viljanen, A., Pirjola, R., and Amm, O. (1999). Magnetotelluric source effect due to 3d ionospheric current systems using the complex image method for 1d conductivity structures. *Earth, Planets and Space*, 51(9):933–945.
- Wesztergom., V., Prácer, E., Barta, V., Bán, D., Bányai, L., Bór, J., Árpád Kis, Koroncay, D., Lemperger, I., Lichtenberger, J., Nagy, T., Novák, A., Szalai, S., Szarka, L., Szendrői, J., and Szűcs, E. (2014). EURHOM – INDUCTION MODEL OF THE EUROPEAN LITHOSPHERIC PLATE – IAGA DIVISION 1. INTERNAL MAGNETIC FIELDS. *Hungarian National Report on IUGG 2011-2014*, 18(1):1–57.

BIBLIOGRAFÍA

- Whitaker, D. A. and Hayes, K. (2018). A simple algorithm for despiking raman spectra. *Chemo-metrics and Intelligent Laboratory Systems*, 179:82–84.
- Wik, M., Pirjola, R., Lundstedt, H., Viljanen, A., Wintoft, P., and Pulkkinen, A. (2009). Space weather events in July 1982 and October 2003 and the effects of geomagnetically induced currents on Swedish technical systems. *Ann. Geophys.*, 27(4):1775–1787.
- Wikipedia (2022). Apagón eléctrico de argentina, paraguay y uruguay de 2019 — wikipedia, la enciclopedia libre. [Internet; descargado 4-mayo-2022].
- Zheng, K., Boteler, D., Pirjola, R., Guang Liu, L., Becker, R., Marti, L., Boutilier, S., and Guillon, S. (2014). Effects of System Characteristics on Geomagnetically Induced Currents. *Power Delivery, IEEE Transactions*, 29(2):890–898.