

TRABAJO ESPECIAL DE GRADO

DISEÑO E IMPLEMENTACIÓN DE UN ALGORITMO PARA EL CÁLCULO AUTOMÁTICO DE FRENTES DE ONDAS EN MODELAJE SÍSMICO.

Trabajo Especial de Grado
Presentado ante la Ilustre
Universidad Central de Venezuela para
optar al título de Ingeniero Geofísico
Por el Br. Rojas M., Héctor A.

Caracas, Mayo 2004

TRABAJO ESPECIAL DE GRADO

DISEÑO E IMPLEMENTACIÓN DE UN ALGORITMO PARA EL CÁLCULO AUTOMÁTICO DE FRENTES DE ONDAS EN MODELAJE SÍSMICO.

Tutor Académico: Ing. José Cavada

Trabajo Especial de Grado
Presentado ante la Ilustre
Universidad Central de Venezuela para
optar al título de Ingeniero Geofísico
Por el Br. Rojas M., Héctor A.

Caracas, Mayo 2004

Caracas, Mayo 2004

Los abajo firmantes, miembros del Jurado designado por el Consejo de Escuela de Ingeniería Geofísica, para evaluar el Trabajo Especial de Grado presentado por el Bachiller Héctor A. Rojas M, titulado:

“Diseño e implementación de un algoritmo para el cálculo automático de frentes de ondas en modelaje sísmico”.

Consideran que el mismo cumple con los requisitos exigidos por el plan de estudios conducente al título de Ingeniero Geofísico, sin que ello signifique que se hacen solidarios con las ideas expuestas por el autor, lo declaran APROBADO.

Prof.

Jurado

Prof.

Jurado

Prof. José Cavada
Tutor Académico

Rojas M. Héctor A.

**DISEÑO E IMPLEMENTACIÓN DE UN ALGORITMO PARA EL
CÁLCULO AUTOMÁTICO DE FRENTE DE ONDAS EN
MODELAJE SÍSMICO**

Tutor Académico: Prof. José Cavada

**Tesis. Caracas, U.C.V. Facultad de Ingeniería. Departamento de Ingeniería
Geofísica. 2004, 102 pág.**

Palabras Claves: Iconal, Frenes de onda, Refracción, Prospección sísmica,
Modelaje sísmico.

RESUMEN

Con el objetivo de modelar la propagación de los frentes de ondas en un medio, se diseñó un algoritmo que basado en frentes de ondas circulares, y en los principios de Fermat y Huygens, calcula los tiempos de llegada y selecciona el menor tiempo posible para cada punto en una malla uniforme de lentitudes.

El algoritmo determina los tiempos de las primeras llegadas en un medio con una distribución arbitraria de velocidades. Para esto utiliza técnicas simples de cálculo y un proceso sistemático de barrido en un mallado bidimensional de lentitudes de celdas cuadradas que representa el modelo geológico isotrópico discretizado.

La energía sísmica de las primeras llegadas puede viajar como ondas reflejadas, difractadas o críticamente refractadas, lo cual es tomado en cuenta por el programa para calcular los tiempos. El cálculo comienza en los puntos cercanos al punto origen de la perturbación y luego se expande a su alrededor hasta barrer todo el mallado de lentitudes. De esta manera cada nuevo tiempo de llegada será calculado usando los tiempos cercanos previamente calculados.

El desempeño del programa ante grandes contrastes, distribuciones discontinuas de velocidades, y estructuras complejas se expresó en un error máximo del 1.8% en la determinación de los tiempos de llegada. Respetando la causalidad, el algoritmo

para cada nodo de la malla selecciona entre 9 alternativas diferentes de tiempos de llegada (incluyendo difracciones, refracciones y reflexiones). Además, al utilizar frentes de ondas circulares se minimiza el error.

Debido a la rapidez del cálculo, puede utilizarse con cualquier modelo de distribuciones arbitrarias de velocidades. En las pruebas para un mallado de 100x100 utilizó un tiempo de máquina menor a un segundo.

El algoritmo demostró ser una herramienta útil y rápida en la interpretación de un modelo geológico si previamente se conocen los valores de velocidad del medio. Algunas de las posibles aplicaciones del algoritmo son inversión sísmica, migración, y modelaje sísmico.

AGRADECIMIENTOS

Al Departamento de Geofísica de la Facultad de Ingeniería de La Universidad Central de Venezuela, por haberme permitido la realización de este trabajo.

Al profesor José Cavada, por haber aceptado ser el Tutor Académico de este Proyecto de Tesis de Grado y por su orientación y aportes para el desarrollo de este trabajo.

A Jesús y Andrea, mis padres, por su paciencia infinita y confiar tanto en mí, brindándome su apoyo durante todo el tiempo.

A Jesús A., Jeanette, Rafael, Carlos y Luis; mis hermanos, por su estímulo constante (muy a su manera cada uno) y sus palabras de aliento.

A Yaneris, amor, estímulo y fé. Su presencia fue el toque justo para alcanzar mi meta.

A mi amiga Alejandra, por su amistad y por transmitirme el impulso necesario en los momentos críticos cuando lo necesité.

A mis panas de la escuela Ernesto, Roberto, Christopher, Yangalleta, Carla, Lizcar y Mariela.

A todas aquellas personas que de una u otra forma me tendieron una mano cuando hizo falta para culminar este trabajo.

A mis padres y hermanos...

ÍNDICE GENERAL

	Página
RESUMEN.....	i
AGRADECIMIENTOS.....	ii
DEDICATORIA.....	iii
LISTA DE FIGURAS.....	iv
INTRODUCCIÓN.....	1
CAPÍTULO 1	
EL PROBLEMA	4
1.1 Planteamiento del problema	4
1.2 Objetivos.....	6
1.2.1 Objetivo General	6
1.2.2 Objetivos Específicos.....	6
1.3 Trabajos Previos	7
CAPÍTULO 2	
FUNDAMENTOS TEÓRICOS.....	8
2.1 Frente de onda.....	8
2.2 Principio de Huygens.....	10
2.3 Principio de Fermat.....	15
2.4 Ley de Snell.....	19
2.5 Refracción sísmica.....	22

	Página
2.6 Reflexión sísmica.....	34
2.7 Inversión y tomografía sísmica.....	36
2.8 Difracción sísmica.....	39
2.9 Estructura interna de la Tierra	41
CAPÍTULO 3	
PROCESOS DETALLADOS DEL PROGRAMA.....	43
3.1 Descripción del conjunto de programas	43
3.2 Descripción del medio: lent.txt.....	45
3.3 Archivos de salida: eik.txt.....	47
3.4 Archivo fuente: froncauto.f.....	47
3.4.1 Avance en la malla de lentitudes	47
3.4.2 Análisis de las expresiones usadas en el algoritmo.....	52
CAPÍTULO 4	
APLICACIÓN DEL PROGRAMA A MODELOS SINTÉTICOS.....	57
4.1 Modelo uniforme.....	58
4.2 Modelo con gradiente horizontal.....	60
4.3 Modelo con gradiente vertical.....	63
4.4 Modelo con difractor.....	65
4.5 Modelo con disparo bajo la interfase.....	68
4.6 Modelo de capas planas y paralelas.....	70
4.7 Modelo con capas buzantes	73

CAPÍTULO 5	
APLICACIÓN A UN MODELO REAL: PERFIL BIRONGO N-S.....	77
5.1 Ubicación del perfil Birongo N-S.....	77
5.2 Geología de la zona.....	78
5.3 Modelado del perfil Birongo N-S.....	80
CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES.....	86
BIBLIOGRAFÍA.....	89
APÉNDICES.....	93

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura	Página
Figura 2.2.1 Agujero en la barrera actuando como una fuente secundaria.....	11
Figura 2.2.2 Ondas grabadas a lo largo de una playa generadas por fuentes secundarias	12
Figura 2.2.3 Representación de una fuente de Huygens	13
Figura 2.2.4 Superposición de respuestas apiladas de un número discreto de fuentes secundarias.....	14
Figura 2.2.5 Superposición de respuestas apiladas de un continuo de fuentes.....	14
Figura 2.3.1 Geometría del rayo incidente y reflejado.....	15
Figura 2.3.2 Geometría del rayo incidente y refractado	17
Figura 2.4.1 Ley de Snell	19
Figura 2.4.2 Detalle del cálculo. Ley de Snell	21
Figura 2.5.0 Evolución del campo de ondas en un medio uniforme.....	24
Figura 2.5.1 Reflexión y refracción de una onda	26
Figura 2.5.2 Relación entre el ángulo incidente y el ángulo de refracción	27
Figura 2.5.3 Trayectoria de la onda refractada	27
Figura 2.5.4 Tiempo mínimo recorrido	28
Figura 2.5.5 Curva de tiempo-distancia	33
Figura 2.6.1 Onda reflejada	35
Figura 2.7.1 Cálculo de residuales de tiempos de viaje.....	38
Figura 2.8.1 Difracción producida por un borde	39

	Página
Figura 3.1 Diagrama de flujo para el cálculo de los frentes de ondas.....	44
Figura 3.2.1 Configuración de celda de lentitudes.....	45
Figura 3.2.2 Formato del archivo de entrada lent.txt	46
Figura 3.4.1 Malla de tiempos.....	48
Figura 3.4.2 Modelo de celda para el cálculo de los tiempos de llegada para los tiempos transmitidos.....	49
Figura 3.4.3 Borde izquierdo de la malla.....	51
Figura 3.4.4 Configuración de celdas para el cálculo de difracciones, reflexiones y refracciones.....	56
Figura 4.1 Modelo uniforme. Error relativo.....	59
Figura 4.2 Modelo con gradiente horizontal	62
Figura 4.3 Modelo con gradiente vertical	64
Figura 4.4.a Modelo con difractor. Disparo directo	67
Figura 4.4.b Modelo con difractor. Disparo inverso	67
Figura 4.5 Modelo con disparo bajo la interfase.....	68
Figura 4.5.2 Modelo capas paralelas con disparo en la interface.....	69
Figura 4.6 Modelo con capas planas y paralelas.....	71
Figura 4.6.2 Dromocrónica capas horizontales paralelas.....	72
Figura 4.7 Modelo con capas buzantes. Disparo directo	74
Figura 4.7.b Modelo con capas buzantes Disparo inverso	74
Figura 4.7.2 Dromocrónica capas buzantes.....	76
Figura 5.1.1 Ubicación del perfil.....	77

	Página
Figura 5.3.1 Modelo geológico. Perfil Birongo N-S.....	80
Figura 5.3.2 Modelo sintético. Perfil Birongo N-S	81
Figura 5.3.3 Modelo sintético. Frentes de ondas	82
Figura 5.3.4 Corte del perfil con frentes de ondas	83
Figura 5.3.5 Curva distancia – tiempo. Perfil Birongo.....	84

INTRODUCCIÓN

Cuando una onda sonora o sísmica es generada en un medio que no presenta cambios químicos ni físicos, la onda viajará entre dos puntos próximos con una rapidez definida, esta rapidez se denomina “*velocidad de onda o rapidez promedio de onda*“. Igualmente se puede definir la “*rapidez local de onda*” como la asociada a cada punto en el medio, considerando el promedio de la rapidez de onda para dos puntos que están muy cercanamente espaciados. La lentitud local corresponde al inverso de la rapidez local. Cuando una onda viaja a través de un medio, transcurre un intervalo de tiempo para que ésta progrese desde un punto cercano a la fuente a un punto más distante. El tiempo empleado por la onda en viajar, desde un punto de interés al próximo punto se le denomina “*tiempo de viaje*”.

El tiempo de viaje de las ondas elásticas es medido como función de la distancia a la fuente, y esto suministra información acerca de las velocidades de las capas o reflectores. Las reflexiones de las ondas sísmicas ofrecen un mapa directo del contraste de impedancias en la corteza y a menor escala, la refracción sísmica es usada para determinar la corrección estática a ser aplicada a los datos de reflexión, especialmente terrestres, con el objetivo de remover el efecto de los primeros metros del subsuelo, (capa meteorizada o de baja velocidad).

El método de refracción sísmica está basado en modelos de capas planas con alguna corrección por buzamiento. Aunque el adoptar un modelo de capas planas a menudo parece demasiado restrictivo, el método es una eficiente herramienta de modelaje que pudiera ser de mucha ayuda para su uso en interpretación.

La interpretación de datos de refracción a través de los años, se ha enfocado de diferentes maneras que van desde métodos matemáticos analíticos combinados con sencillas representaciones gráficas hasta métodos casi totalmente gráficos. Entre estos últimos se encuentran los métodos de frentes de ondas (Rockwell, 1967). Thornburgh (1930), demostró que los frentes de ondas pueden reconstruirse aplicando el Principio de Huygens de manera inversa. Posteriormente fueron desarrollados muchos métodos manuales para modelar usando frentes de ondas, pero resultaban demasiado tediosos en modelos complicados.

Aún hoy en día, el modelaje de ondas refractadas en situaciones complejas 2D y 3D no es tarea fácil. Hacerlo usando la ecuación de onda completa, mediante soluciones en diferencias finitas, es posible pero no muy usado. Por otra parte el estudio de las refracciones sísmicas, se basa en la interpretación de los tiempos de viaje de las ondas. Para obtener un estimado de los tiempos de llegada, puede utilizarse el trazado de rayos, que básicamente utiliza el hecho de que la energía sísmica de infinitamente alta frecuencia sigue una trayectoria determinada por la ecuación de rayos. Físicamente esa ecuación describe como la energía continúa en la misma dirección hasta que es refractada por variaciones de velocidad.

Las dificultades con el trazado de rayos pueden clasificarse en tres tipos. Primero, para campos de velocidades con fuertes contrastes, pueden existir varios caminos o trayectorias que conecten dos puntos de interés. Cuando existen muchas trayectorias, es fácil perder la que posee el menor tiempo de viaje. Segundo, si muchas trayectorias de viaje son necesarias para muchos puntos, el costo en computación hace el método poco práctico. Tercero, en un medio, pueden existir zonas de sombras (causticas, de divergencias, etc.), donde dos pares de puntos pueden ser conectados solamente por rayos con una muy pequeña amplitud geométrica debido a que pequeños cambios en el ángulo de llegada resulta en grandes cambios en la trayectoria del rayo.

En vista de las dificultades enumeradas anteriormente; se propuso crear un método usando frentes de ondas con la ayuda del computador para calcular las primeras llegadas de las ondas sísmicas. En el capítulo 1, se expone claramente el problema y los objetivos planteados. El capítulo 2, contiene las nociones básicas y los principios físicos necesarios para comprender la terminología aplicada en el proceso de la elaboración del programa. El capítulo 3 se centra en el diseño del programa fuente así como del archivo de entrada y los de salida. Los capítulos 4 y 5 están enfocados en la implementación del algoritmo en modelos tanto sintéticos como reales.

CAPÍTULO 1

1.1 *Planteamiento del Problema*

Para reemplazar el método de trazado de rayos en algunas aplicaciones, tales como la determinación de los tiempos mínimos de llegada, se propone diseñar un algoritmo, capaz de determinar la ubicación de un frente de onda en cualquier instante para cualquier receptor en la superficie o en cualquier interfase. Igualmente el algoritmo permitirá obtener una salida que contiene los tiempos de las primeras llegadas para cada punto de un modelo discretizado como una malla de lentitudes.

Se utilizará un lenguaje de alto nivel como Fortran debido a que éste permite la implementación de manera sencilla, la manipulación de herramientas de cálculo y análisis matemático, además de ofrecer gran velocidad de procesamiento.

Las ventajas de crear un algoritmo de este estilo son:

- 1.- La visualización de la propagación de un frente de onda a través de las capas irregulares del subsuelo en una zona determinada con la ayuda de un programa graficador como Surfer o Matlab.

2.- La rapidez del procesamiento en comparación con los métodos de diferencias finitas y la exactitud en comparación con los métodos de trazado de rayos.

3.- Ofrece un archivo de salida que contiene los tiempos de las primeras llegadas de los frentes de onda a cualquier punto del modelo.

4.- El algoritmo puede ser usado para modelaje sísmico, tomografía y migración.

1.2 *Objetivos*

1.2.1 *Objetivo general*

Diseñar un algoritmo que permita realizar el cálculo automático de un frente de onda de primera llegada para modelaje sísmico 2D.

1.2.2 *Objetivos específicos*

- Implementación de un algoritmo en Visual Fortran para microcomputadores.
- Cálculo del tiempo de llegada para cualquier receptor en superficie o sobre cualquier interfase.
- Validación del algoritmo con modelos sintéticos y un modelo real.
- Obtener una salida que permita la visualización gráfica de la propagación del frente de onda.

1.3 Trabajos previos

El programa presentado en este trabajo está basado en la idea original de Vidale (1988), quien diseñó un algoritmo para calcular las primeras llegadas en una malla de lentitudes que modelan un medio. Este algoritmo se basa en la idea de resolver la Ecuación Iconal mediante el método de diferencias finitas, mientras el avance en la malla se hace en anillos cuadrados cuyo centro se corresponde con el origen de la perturbación o fuente. El cálculo de los tiempos en los nodos se hace a partir de tres valores conocidos.

Posteriormente Schneider y Ranzinger (1992) implementan otra forma de avance en la malla además de modificar el cálculo de los tiempos de viaje entre nodos aplicando una interpolación no-lineal. Aldridge y Oldenburg (1992) introducen tres nuevos tiempos de comparación entre nodos (una difracción y dos refracciones), adoptando los frentes de ondas como circulares. Lecomte (1993) aplica la misma idea a medios anisotrópicos. Cao y Greenhalgh (1994), analizan la relación entre los esquemas de discretización del modelo y el error cometido y Lecomte (2000) aplica el método mejorado en modelaje y en inversión sísmica.

CAPÍTULO 2

FUNDAMENTOS TEÓRICOS

2.1 *Frente de onda.*

Se denomina frente de onda al lugar geométrico de los puntos alcanzados por la onda sísmica, desde un punto fuente, en un instante de tiempo luego de iniciada la onda por la fuente sísmica. En un medio homogéneo tridimensional, el frente de ondas es esférico (circular en dos dimensiones). Al avanzar en un medio con diferencias de elasticidad, el frente de ondas se irá deformando en función de esas diferencias. Rockwell (1967) clasifica los frentes de ondas en dos tipos básicos: sistema de onda dirigido y sistema de onda radiado.

El sistema de frente de onda radiado no es otra cosa que el conjunto de frentes de onda emanados de un punto fuente. El mejor ejemplo, es la perturbación aproximadamente esférica, que se propaga hacia abajo a partir de un punto típico de disparo sísmico en superficie.

El sistema de frente de onda dirigido, se caracteriza por una línea fuente aparente, y son típicamente sistemas planos o casi planos, en contraste con los sistemas radiados. El ejemplo más común corresponde al sistema de ondas

refractadas. Cuando el frente radiado encuentra un medio de alta velocidad como capa subyacente y a un cierto ángulo de incidencia (el ángulo crítico), sufre la máxima refracción posible y se propaga prácticamente a lo largo de la interfase que separa los dos medios. El frente de onda que viaja en el medio de alta velocidad actúa como una línea fuente. Por el Principio de Huygens, cada punto del frente de la onda propagada actúa como una fuente secundaria, llegando así a la superficie. La onda viaja oblicuamente y en ascenso desde el refractor, sufriendo en todos los casos (salvo el caso más simple de dos capas paralelas), cambios en la dirección o inclinación, pero barriendo el arreglo de detectores en superficie, como un sistema de frente de ondas paralelas y cercanas.

2.2 Principio de Huygens.

Cada punto alcanzado por un frente de onda actúa como una nueva fuente de onda que se extiende en todas direcciones. Si el medio es homogéneo, el frente de ondas es esférico en un momento cualquiera “ t ”; poco más tarde en el tiempo “ $t + \Delta t$ ”, cada punto del frente de onda habrá dado lugar a pequeños frentes de ondas esféricos de radio “ $V \cdot \Delta t$ ”, si “ V ” es la velocidad del medio. El nuevo frente de ondas en el instante “ $t + \Delta t$ ” será la envolvente de todos los pequeños frentes de onda, y por tanto será una superficie concéntrica con la primitiva.

Si el medio no es homogéneo, el elemento del frente de ondas se traslada paralelo a sí mismo durante el tiempo “ Δt ”, pero con velocidades distintas a lo largo del frente de onda, por lo que el nuevo frente de ondas no será paralelo al primero.

La geometría de los caminos seguidos por los rayos está gobernado por el principio de Fermat.

Para la ilustración de este principio, un ejemplo sencillo. Suponiendo una barrera contra tormenta situada a una distancia “ z_3 ” de la playa, que posee un agujero (fig. 2.2.1). Suponiendo además una brisa suave que llega desde el océano como un frente de onda plana; este frente de onda es paralelo a la barrera de

tormenta. Una persona caminando por la orilla de la playa, observaría un frente de onda diferente a una onda plana.

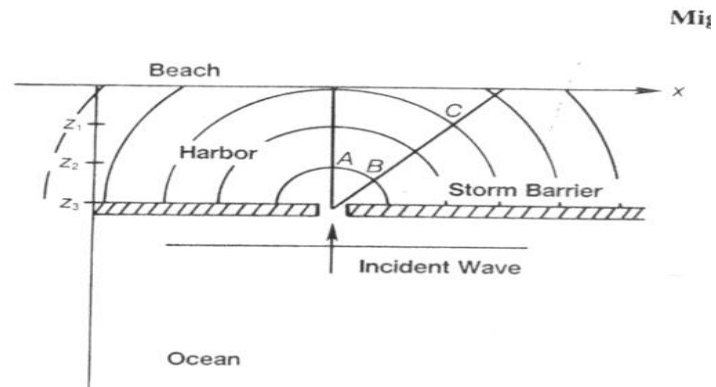


Figura 2.2.1. Agujero en la barrera actuando como una fuente secundaria de Huygens, (Yilmaz, 1987)

El agujero en la barrera de tormenta ha actuado como una fuente secundaria y genera el frente de onda circular que llega a la playa.

Si la persona no conoce de la existencia del agujero en la barrera ni de ésta, probablemente querría colocar un cable receptor a lo largo de la playa y grabar el acercamiento de las ondas. Este experimento está ilustrado en la figura 2.2.2 con la sección de tiempo grabada. Los físicos llaman al agujero en la barrera “punto de apertura”. Esto es algo similar a un “punto fuente” dado que ambos generan frentes de onda circulares. Sin embargo, las amplitudes en el frente de onda, que se propagan alejándose del punto de fuente son isotrópicas, mientras que desde un punto de

apertura son dependientes del ángulo de incidencia. El punto de apertura en la barrera de tormenta actúa como una fuente secundaria de *Huygens*.

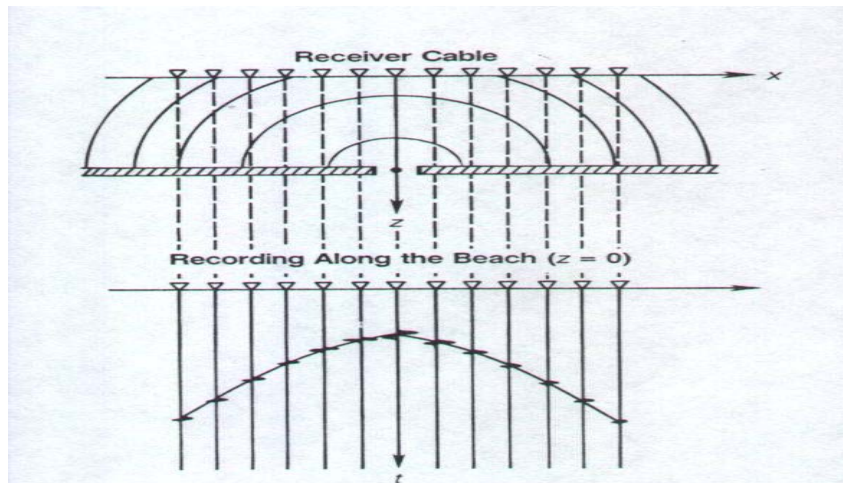


Figura 2.2.2. Ondas grabadas a lo largo de la playa generadas por fuentes secundarias de *Huygens*, (Yilmaz, 1987).

Del experimento de la playa y la barrera, se desprende que una fuente secundaria de *Huygens* responde a una onda plana incidente y genera un frente de onda circular en el plano (x, z) . La respuesta en el plano (x, t) es la hipérbola de difracción mostrada en la figura 2.2.3.

Al suponer el subsuelo como puntos dispuestos a lo largo de cada superficie reflectante, los cuales en su mayoría se comportan como el agujero en la barrera de tormenta; estos actuarán como fuentes secundarias de *Huygens* y producirán curvas hiperbólicas de tiempo (figura 2.2.4). Más aún, como las fuentes (los puntos en la

interfase reflectora), se encuentran muy cercanos unos a los otros, la superposición de las hipérbolas produce la respuesta de la interfase reflectante (figura 2.2.5).

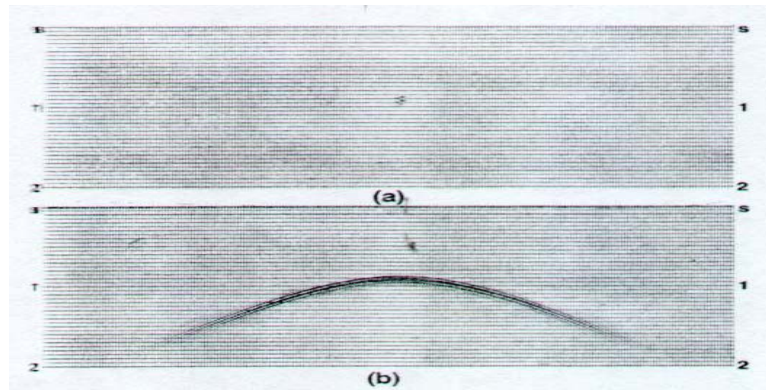


Figura 2.2.3. Punto representando una fuente secundaria de Huygens, en la sección de profundidad (a), se dibuja como hipérbola de difracción en la sección de tiempo apilada (b), (Yilmaz, 1987).

En resumen, un reflector en el subsuelo puede imaginarse, como construido por muchas fuentes secundarias de Huygens. Por lo tanto una sección apilada consistirá de la superposición de muchas respuestas hiperbólicas del tiempo de viaje.

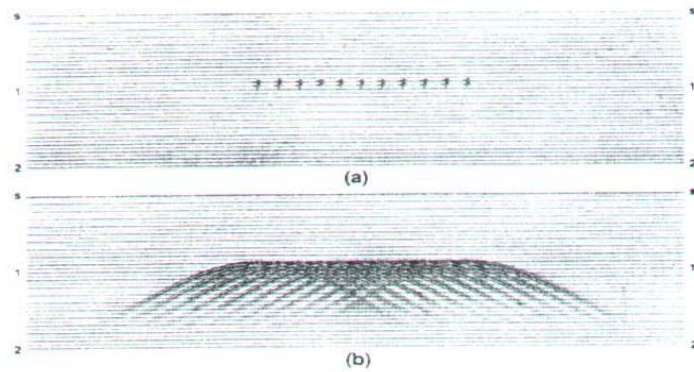


Figura 2.2.4. Superposición de respuestas apiladas (b) de un número discreto de fuentes secundarias en una sección de profundidad (a), (Yilmaz, 1987)

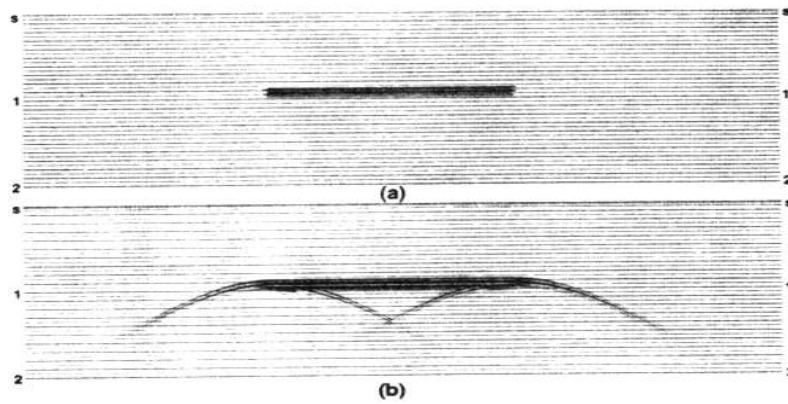


Figura 2.2.5. Superposición de la respuesta apilada(b), de un continuo de fuentes secundarias de Huygens en una sección de profundidad (a), (Yilmaz, 1987).

2.3 Principio de Fermat.

El principio de Fermat establece que, de las múltiples trayectorias entre dos puntos “A” y “B”, un rayo sísmico seguirá la trayectoria que tenga el menor tiempo de viaje entre los puntos. Si “ ds ” es el elemento de distancia a lo largo de la trayectoria de un rayo y “ c ” la velocidad sísmica sobre esta corta distancia, entonces el tiempo de viaje “ t ” entre “A” y “B” es mínimo, es decir:

$$t = \int_A^B \frac{1}{c} ds = \text{mínimo}$$

Generalmente, cuando la velocidad varía continuamente con la posición, la determinación de la trayectoria del rayo es complicada. En el caso de medios estratificados, en los cuales la velocidad de las capas es constante, el Principio de Fermat provee un método independiente para determinar las leyes de reflexión y refracción.

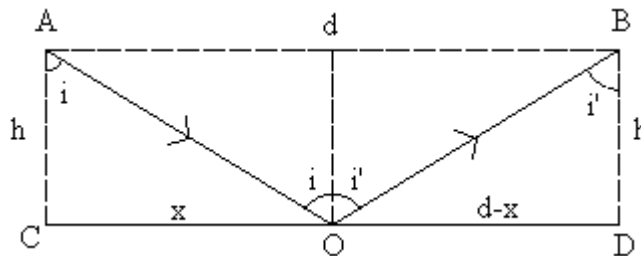


Figura 2.3.1. Geometría del rayo incidente y reflejado para la derivación de la ley de reflexión según el principio de Fermat

Considerando la reflexión de un rayo sísmico en el borde horizontal de un medio con velocidad constante igual a “ v_0 ” (figura 2.3.1). Sea “ A ” un punto en el rayo incidente a una distancia vertical “ h ” del borde y “ B ” el correspondiente punto en el rayo reflejado. Sean además los puntos “ C ” y “ D ” los más cercanos en el borde a “ A ” y “ B ”, “ d ” la distancia horizontal “ AB ” y “ O ” el punto de reflexión en la interface a una distancia horizontal “ x ” de “ C ”; de tal manera que “ OD ” es igual a “ $(d-x)$ ”; se puede escribir que el tiempo de viaje “ t ” desde “ A ” hasta “ B ” es:

$$t = \frac{AO + OB}{v_0} = \frac{[\sqrt{h^2 + x^2} + \sqrt{h^2 + d^2 - 2dx + x^2}]}{v_0} \quad (2.3.1)$$

Según el principio de Fermat el tiempo de viaje debe ser mínimo. La única variable en la ecuación 2.3.1 es “ x ”, entonces para encontrar la condición que da el mínimo tiempo de viaje hay que diferenciar “ t ” con respecto a “ x ”, e igualar el resultado a cero.

$$\partial t / \partial x = \frac{\left[\frac{x}{\sqrt{h^2 + x^2}} + \frac{\frac{1}{2}(-2d + 2x)}{\sqrt{h^2 + d^2 - 2dx + x^2}} \right]}{v_0} \quad (2.3.2)$$

Por inspección de la ecuación 2.3.2, la relación entre el ángulo de incidencia “ i ” y el ángulo refractado “ i' ” son evidentes. La expresión del primer término corresponde al $\text{sen } i$ y el segundo a $\text{sen } i'$. La condición para el tiempo de viaje

mínimo es de nuevo, “ $i'=i$ ”, el ángulo de incidencia es igual al ángulo reflejado, (ley de reflexión).

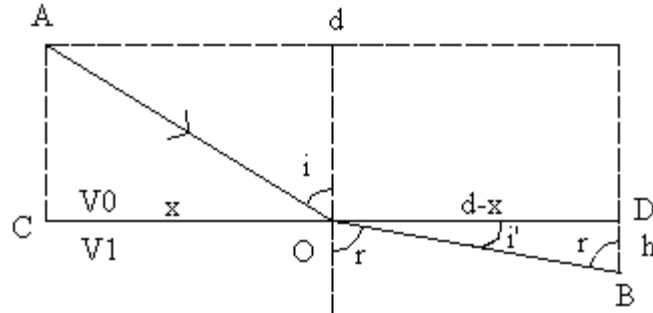


Figura 2.3.2. Geometría del rayo incidente y refractado para la derivación de la ley de refracción según el Principio de Fermat

Mediante un análisis similar se puede determinar la ley de refracción. Pero esta vez la onda o rayo sísmico pasa de un medio con velocidad constante “ v_0 ” a otro con velocidad constante “ v_1 ”, como se muestra en la figura 2.3.2. De nuevo “ A ” es un punto en el rayo incidente a una distancia vertical “ h ” del punto “ C ” en la interfase. El rayo atraviesa el borde en “ O ” a una distancia horizontal “ x ” de “ C ”. El punto “ B ” ahora pertenece al rayo en el segundo medio a una distancia “ h ” de “ D ”, el punto más cercano en la interfase. La distancia “ CD ” es “ d ”, entonces de nuevo “ OD ” es igual a “ $(d-x)$ ”. El tiempo de viaje a minimizar es:

$$t = \frac{AO}{v_0} + \frac{OB}{v_1} = \frac{\sqrt{x^2 + h^2}}{v_0} + \frac{\sqrt{h^2 + d^2 - 2dx + x^2}}{v_1}$$

Diferenciando con respecto a “x” e igualando a cero se obtiene la condición para el mínimo valor de “t”:

$$\frac{x}{v_0 \sqrt{x^2 + h^2}} + \frac{\frac{1}{2}(-2d + 2x)}{v_1 \sqrt{h^2 + d^2 - 2dx + x^2}} = 0$$

De la figura 2.3.2, la expresión anterior puede ser reescrita en términos de los ángulos de incidencia $\text{sen } i$ y de refracción $\text{sen } i'$. Esta última aplicación del Principio de Fermat a la trayectoria de un rayo sísmico determina la ley de refracción y puede finalmente escribirse como:

$$\frac{\text{sen } i}{v_0} = \frac{\text{sen } i'}{v_1}$$

2.4 Ley de Snell

La ley de Snell es una consecuencia del Principio de Fermat (Born y Wolf, 1965). Este resultado puede ser derivado usando un simple argumento geométrico, basado en que la funcional tiempo de viaje es estacionaria; es decir las pequeñas desviaciones en el camino sólo generan correcciones de segundo orden en el tiempo. Cabe decir que la Ley de Snell es un caso especial, ya que los puntos se consideran lejos de los bordes y además cada uno de los medios a los lados de la interfase se consideran homogéneos, isotrópicos, con lentitudes constantes, etc.

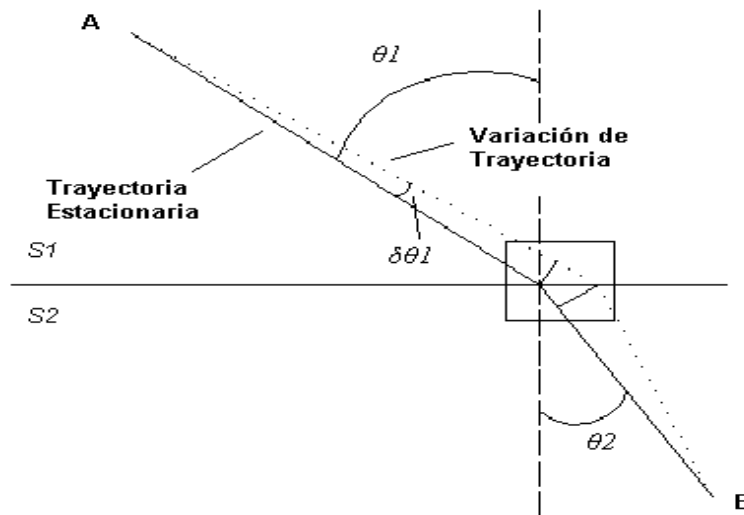


Figura 2.4.1. Ley de Snell, una consecuencia de la funcional del tiempo de viaje

Considérese un medio con dos regiones de lentitudes constantes “s1” y ”s2” separado por una interfase plana. La trayectoria del rayo que conecta dos puntos “A” y ”B”, localizados a cada lado de la interfase, es estacionaria. Refiriéndose a la figuras 2.4.1 y 2.4.2, la línea sólida denota la trayectoria del rayo teniendo trayectorias estacionarias y la línea punteada denota la trayectoria de un rayo perturbado. En cada uno de los medios, cada trayectoria es una línea recta, las cuales son desviadas, hacia una nueva dirección apenas atraviesan la interfase; donde “ θ_1 ” y “ θ_2 ” denotan los ángulos del camino estacionario, desde la normal hasta el borde en las dos regiones.

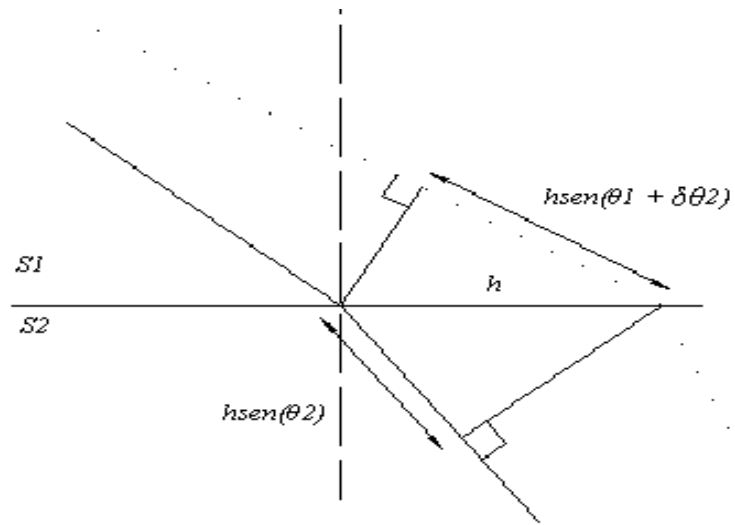


Figura 2.4.2. Detalle del cálculo de la ley de Snell (figura 2.4.1)

Entonces, haciendo uso de un simple argumento geométrico puede inferirse la diferencia en longitud entre las trayectorias de primer orden en “h”, es decir la distancia entre los puntos, donde las trayectorias interceptan los bordes. Se deduce

que el segmento de la trayectoria perturbada en la región 1 es $hsen(\theta_1 + \delta\theta)$ unidades más grande que la trayectoria estacionaria, mientras en la región 2 el camino perturbado es $hsen(\theta_2)$ unidades más corto. Por lo tanto, el tiempo de viaje a lo largo del rayo perturbado difiere a lo largo del rayo estacionario en Δt , dado por

$$\Delta t = s_1 hsen(\theta_1) - s_2 hsen(\theta_2)$$

Despreciando términos de segundo orden debido al término “ $\delta\theta$ ” y también a la ligera diferencia en las trayectorias. Dado que el tiempo de viaje es estacionario, “ $\Delta t = 0$ ”, y finalmente:

$$s_1 hsen(\theta_1) = s_2 hsen(\theta_2)$$

2.5 Refracción sísmica

En los registros sísmicos de refracción se utilizan sólo, o principalmente, los tiempos de las ondas que llegan primero a los detectores desde que se activa la fuente de ondas sísmicas. Las ondas que normalmente llegan primero son:

- a) Las denominadas ondas directas, que son ondas “p” que viajan en trayectoria recta desde la fuente hasta los detectores.
- b) Las ondas “p” refractadas críticamente, denominadas también ondas cónicas, las cuales aunque no siguen una trayectoria recta entre la fuente y los detectores (distancia mínima), sin embargo, llegan primero que cualquier otra onda porque viajan por trayectoria de tiempo mínimo.

En la figura 2.5.0, se muestra una simulación matemática y bidimensional de la propagación de un campo de ondas en un subsuelo formado por dos estratos de espesor constante. El estrato más superficial tiene una velocidad de onda “p” de 500 m/s y espesor 15 m . El estrato subyacente tiene una velocidad de ondas “p” de 1500 m/s . La fuente sísmica está ubicada en el extremo izquierdo del perfil, el cual tiene 97 m de largo y 40 m de profundidad.

La onda directa está representada por el frente de semicircular que se propaga por el estrato más somero (medio 1). Es el primer frente de onda en perturbar los

puntos de la superficie desde la activación de la fuente hasta unos 88 ms . Durante ese lapso la onda recorre una distancia de 42 m desde la fuente (distancia de cruce). A partir de la distancia de cruce, la primera en llegar es la onda cónica. En la figura además se destacan el avance del campo de ondas desde los 8 ms hasta los 32 ms, la formación de la onda transmitida al basamento la aparición de la onda cónica 56 ms, el adelantamiento de la onda cónica a la directa en su llegada a la superficie 88 ms, las flechas indican la posición del frente de primera llegada a superficie.

La onda cónica se presenta en la simulación bidimensional como un frente de onda recto, pero en tres dimensiones sería la superficie inclinada de un tronco de cono, cuyo eje vertical pasa por la fuente, la base está en la interfase entre los dos estratos y el tope en la superficie. Como se observa en la simulación, este frente de onda se origina a partir del frente de onda que se transmite al estrato inferior (segundo medio), concretamente sólo de la porción del mismo que viaja paralela a la interfase. Esta porción del frente transmitido que viaja por el segundo medio paralelamente a la interfase es el frente de refracción crítica o refracción total. Este da origen a la onda cónica a lo largo de la interfase, porque constituye una onda hipersónica respecto a la velocidad de ondas sísmicas en el primer estrato (1500 m/s vs 500 m/s).

Evidentemente, el fenómeno ocurre sólo si el estrato subyacente tiene una velocidad de ondas “p” mayor que el estrato por encima. De no ser así, se tiene una inversión de velocidad y el estrato subyacente no es posible detectarlo con el método de refracción crítica.

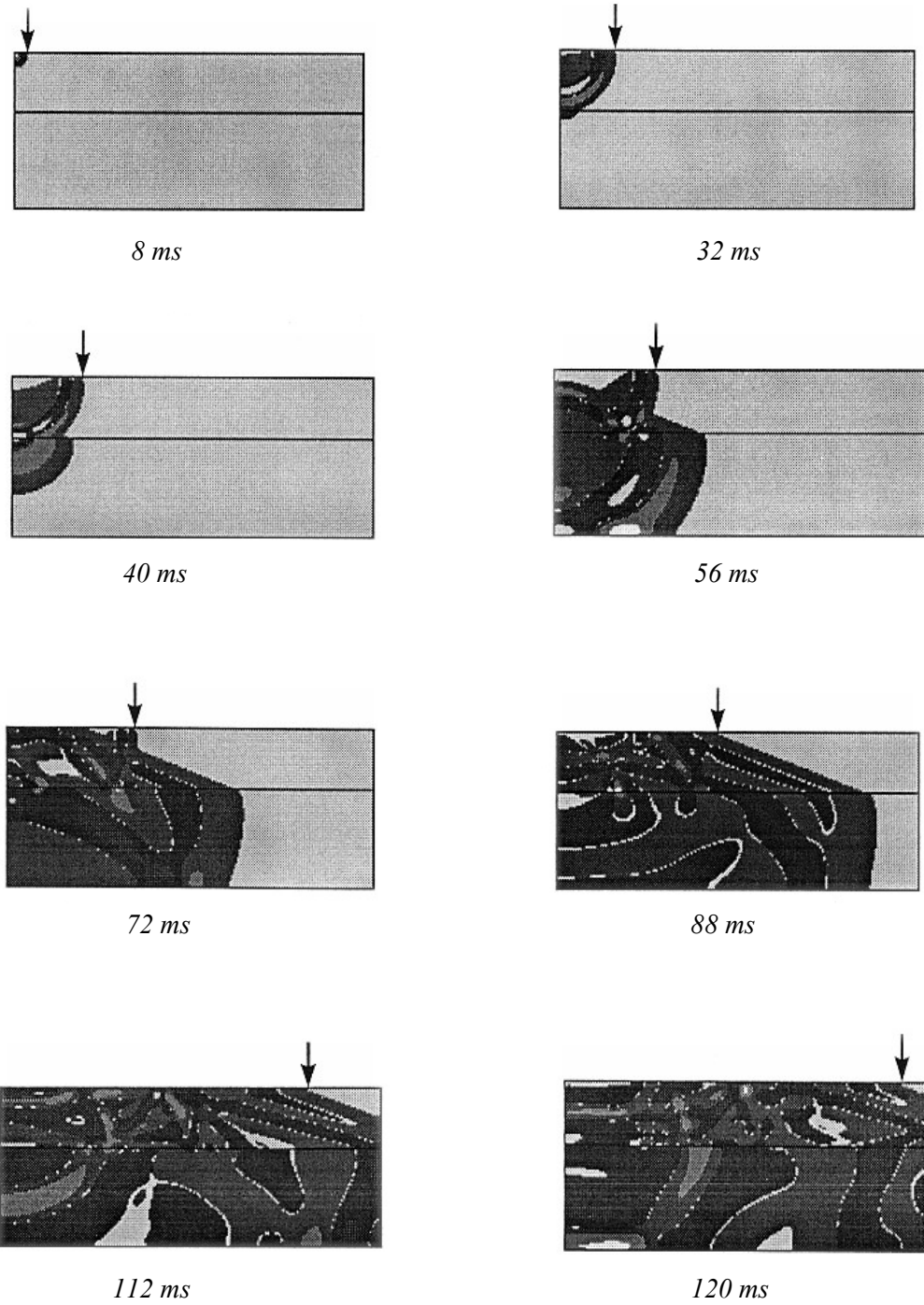


Figura 2.5.0 Evolución del campo de ondas en un medio estratificado, el estrato superior tiene una velocidad de 500 m/s y el estrato inferior tiene una velocidad de 1500 m/s .

Si la velocidad de las ondas sísmicas es mayor para estratos más profundos, entonces se originarán ondas cónicas en cada interfase las cuales serán sucesivamente primeras llegadas. Por cada interfase se tendrá una distancia de cruce en superficie.

Cuando el primer estrato posee un espesor constante, el frente de onda cónica aparenta propagarse por la superficie con una velocidad igual a la del segundo estrato. La distancia de cruce entre la onda directa y la onda cónica proporciona información del espesor del primer estrato (evidentemente el espesor es mayor cuanto mayor sea la distancia de cruce).

Cuando los estratos no son paralelos, sino que presentan inclinación relativa, las velocidades de onda cónica calculadas para cada estrato a partir de una dromocrónica serán aparentes. Para poder calcular las velocidades verdaderas es necesario efectuar dos registros de refracción: primero se obtiene un registro con la fuente en un extremo del tendido de receptores y después se obtiene un segundo registro con la fuente en el otro extremo. Esto se conoce como la técnica del doble disparo.

Matemáticamente, como se muestra en la figura 2.5.1, cuando la onda “p” avanza a través del medio “I” e impacta el medio “II”, se generan 4 diferentes tipos de ondas: ondas “p” reflejadas ($Pp1$), ondas “s” reflejada ($Ps1$), onda “p” refractada ($Pp2$) y onda “s” refractada ($Ps2$). Si se denotan las velocidades de la onda “p” y “s” en el medio “I” como “ $Vp1$ ” y “ $Vs1$ ”, y las velocidades del medio “II” como “ $Vp2$ ” y

“Vs2” respectivamente, se obtiene entonces la siguiente relación a través de la ley de Snell:

$$\frac{V_{p1}}{\text{Sen } \theta} = \frac{V_{p1}}{\text{Sen } \gamma_p} = \frac{V_{p2}}{\text{Sen } \Phi_p} = \frac{V_{s2}}{\text{Sen } \gamma_s} = \frac{V_{s1}}{\text{Sen } \Phi_s}$$

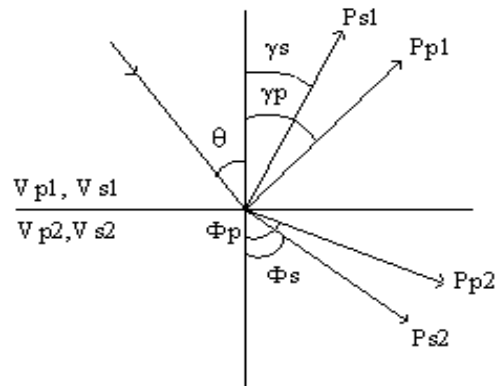


Figura 2.5.1. Reflexión y refracción de la onda

El método de refracción se basa en las primeras llegadas de las ondas refractadas. De esta manera es suficiente tomar en consideración las ondas “p”. La relación entre el ángulo incidente y el ángulo de refracción se obtiene de la figura 2.5.2, esta es:

$$\frac{\text{Sen } \theta}{\text{Sen } \Phi} = \frac{V_1}{V_2}$$

Cuando la velocidad del medio II es mayor que la del medio I, ($V_2 > V_1$); $\theta < \Phi$ y si el ángulo incidente es llamado $\theta = \arcsen(V_1/V_2)$, entonces $\Phi = 90^\circ$ y la onda refractada se propaga a lo largo del límite entre el medio I y el II.

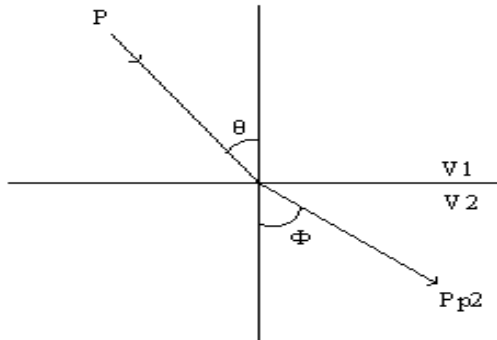


Figura 2.5.2. Relación entre el ángulo incidente y el ángulo de refracción

Tal ángulo incidente se denomina “ángulo crítico de incidencia”. Denotando este ángulo como “ i ”, se obtiene la relación siguiente:

$$\text{Sen } i = V_1 / V_2$$

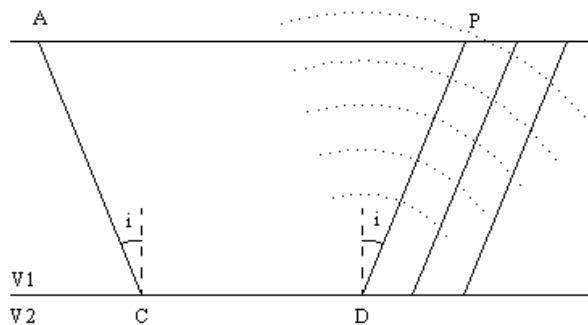


Figura 2.5.3. Trayectoria de la onda refractada

Como se observa en la figura 2.5.3, la onda “p” incidente en el punto “c”, con ángulo crítico de incidencia “i”, avanza en la capa inferior a lo largo de la discontinuidad V1 / V2. Por el principio de Huygens, esa onda es refractada hacia la capa superior en cada punto de la discontinuidad y avanza hasta alcanzar la superficie.

En la figura 2.5.4, se compara el tiempo requerido para la propagación a lo largo de la trayectoria I (A-C-D-P), con la trayectoria II (A-C-D'-P).

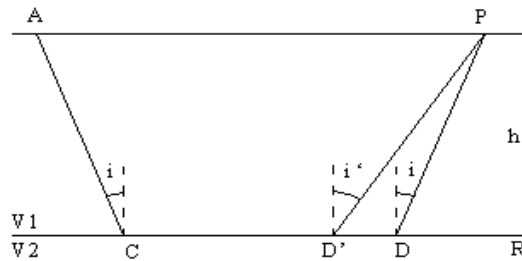


Figura 2.5.4. Comparación de trayectorias para calcular el tiempo mínimo de recorrido

Si se denota el tiempo requerido en las trayectorias I y II, como “t1” y “t2” respectivamente, se obtienen las siguientes relaciones:

$$t1 = \frac{AC}{v1} + \frac{CD}{v2} + \frac{DP}{v1}$$

$$t2 = \frac{AC}{v1} + \frac{CD'}{v2} + \frac{D'P}{v1}$$

$$\begin{aligned}
t_1 - t_2 &= \frac{DD'}{v_2} + \frac{DP - D'P}{v_1} \\
&= h \left(\frac{\tan i' - \tan i}{v_2} \right) + \frac{h}{v_1} \left(\frac{1}{\cos i} - \frac{1}{\cos i'} \right) \\
&= h \left(\frac{\sin i' \sin i - 1}{\cos i'} + \frac{1 - \sin i}{\cos i} \right) \\
&= \frac{h}{v_1 \cos i'} (\cos(i' - i) - 1) < 0 \qquad (2.5.1)
\end{aligned}$$

De la expresión 2.5.1, se deduce que el tiempo de propagación de la trayectoria I es menor que el tiempo de la trayectoria II, esto es, la primera onda en llegar desde el punto “A” al punto “P” es la onda refractada en el punto “D” con ángulo crítico de incidencia.

La investigación por refracción sísmica suministra datos acerca de las velocidades sísmicas en las diversas formaciones geológicas, así como su geometría.

El método de refracción es muy útil para el reconocimiento de estructuras con gran relieve y donde haya, por lo menos, una capa de referencia de alta velocidad recubierta por formaciones de baja velocidad (Dobrin, 1969).

Bajo circunstancias favorables los datos de refracción pueden aportar información estructural y estratigráfica, pero con mayor frecuencia la información que se obtiene es estructural.

En áreas no exploradas, la refracción se utiliza con doble objeto:

- 1) para determinar superficialmente la topografía del basamento.
- 2) para reconocimiento litológico basado en las velocidades de propagación.

La identificación de los eventos de refracción es usualmente más sencilla que la de los eventos de reflexión. Se pueden separar fácilmente los efectos de refracción de los de difracciones, así como las ondas directas y ondas superficiales de las refractadas (primeras llegadas).

La interpretación por refracción a menudo se basa sólo en primeras llegadas porque esto permite una determinación exacta de los tiempos de viaje.

Dromocrónicas

Son las curvas de tiempo-distancia medidas en superficie, que proporcionan datos para el cálculo de las profundidades de los eventos en base a los tiempos de refracción. Cuando el punto de disparo o fuente está en la superficie, los tiempos de llegadas de las ondas directa, refractada y reflejada (para una capa en un medio semi-infinito), vienen dados por las ecuaciones:

$$\text{Onda directa: } t = \frac{\sqrt{x^2 + h^2}}{v1}$$

$$\text{Onda refractada: } t = \frac{x}{v2} + \frac{(2z - h)^2 \sqrt{v2^2 - v1^2}}{v1 v0}$$

$$\text{Onda reflejada: } t = \frac{\sqrt{4z^2 - 4zh + h^2 + x^2}}{v1}$$

Donde “x” es la distancia fuente-receptor, “z” es el espesor de la capa y “h” es la profundidad a la cual se encuentra la fuente ($h = 0$, cuando el punto de tiro esta en la superficie), $v0$ y $v1$ son las velocidades de las capas superior y subyacente respectivamente

En la figura 2.5.5, se muestra la curva dromocrónica para los tres rayos (directo, refractado y reflejado), así mismo puede observarse que el rayo directo es una línea recta con pendiente igual a $\tan \theta_2 = v1 / v2$; cuando la recta del rayo refractado intercepta el eje del tiempo se obtiene el “tiempo intercepto”:

$$t_{int.} = 2 \frac{z \sqrt{v2^2 - v1^2}}{v1 v2}$$

A una distancia “ X_{cruce} ” (figura 2.5.5), el rayo directo y el refractado se interceptan. A una distancia menor que ésta, la onda directa que se propaga siguiendo la parte superior de la capa de velocidad “ V_0 ”, es la primera en llegar. A distancias mayores, la onda refractada en la superficie de separación llega antes que la onda directa, por esta razón, “ X_c ” es denominada distancia de cruce, pudiendo ser

calculada la profundidad a que se encuentra la superficie de separación a base del tiempo de intersección o por la distancia de cruce.

El rayo reflejado intercepta al eje del tiempo en $t_i = 2z/vI$, y para valores grandes de “ x ”, dicha curva es asintótica a la recta del rayo directo. El punto donde la curva refractada es tangente a la reflejada se denomina distancia crítica ($X_{crít.}$), y es a partir de allí donde se comienza a registrar la onda cónica.

Las velocidades de las capas vienen dadas por las pendientes de los rayos directo y refractado y la profundidad puede ser calculada en función de la distancia crítica “ x_c ” aprovechando las circunstancias de que los tiempos

$$t_0 = \frac{x}{v_0} \quad \text{y} \quad t_1 = \frac{x}{vI} + \frac{2z\sqrt{vI^2 - v_0^2}}{vI v_0}$$

son iguales en “ x_c ” de modo que los miembros de la derecha pueden ser igualados:

$$\frac{x_c}{v_0} = \frac{x_c}{vI} + \frac{2z\sqrt{vI^2 - v_0^2}}{vI v_0}$$

$$z = \frac{1}{2} \frac{x_c (-v_0 + vI)}{\sqrt{vI^2 - v_0^2}}$$

simplificando queda:

$$z = \frac{1}{2} \frac{xc \sqrt{-v_0 + v_1}}{\sqrt{v_1 + v_0}}$$

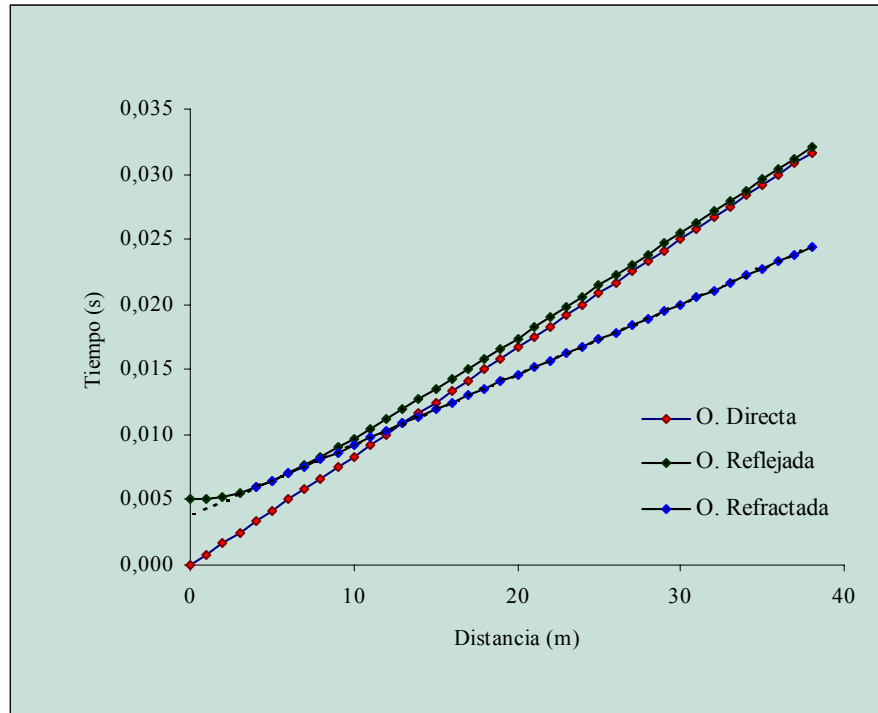


Figura 2.5.5. Curva de tiempo-distancia para ondas reflejadas y refractadas con una sola discontinuidad horizontal.

2.6 Reflexión sísmica

La profundidad del contacto entre dos formaciones rocosas puede determinarse por medición del tiempo de llegada de una onda sísmica generada en la superficie y reflejada hacia arriba desde el contacto. La energía, tanto de las ondas “*p*” como de las ondas “*s*”, es reflejada en parte como ondas “*p*” y en parte como ondas “*s*”. Si las ondas reflejadas e incidentes son de la misma clase (ambas “*p*” o ambas “*s*”), es válida la ley ordinaria de reflexión, que dice: el ángulo de incidencia es igual al ángulo de reflexión.

Se supone generalmente que las reflexiones observada son sólo del tipo “*p-p*”. Estas hipótesis queda justificada como regla general, ya que cerca del punto de tiro la mayor parte de la energía se transmite como ondas “*p*”.

En el método de reflexión la separación entre geófonos es pequeña comparada con las profundidades. Los geófonos se tienden simétricamente a ambos lados del punto de tiro, a lo largo de una línea recta que pasa sobre este con distancia tiro-primer receptor, menor que la profundidad de la primera capa. En la figura 2.6.1, se deduce que si “*v*” es la velocidad uniforme sobre el horizonte reflector, la onda llega a “*G*” después de un tiempo:

$$t = \frac{\sqrt{4h^2 + x^2}}{v} ; \text{ de modo que } h = \frac{1}{2} \sqrt{v^2 t^2 - x^2}$$

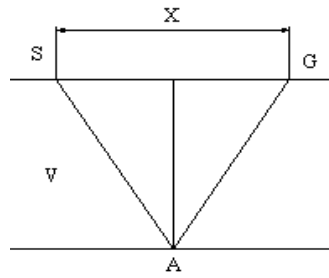


Figura 2.6.1. Onda reflejada

Ambas ecuaciones indican que la dromocrónica es una hipérbola convexa hacia el eje “ x ” y como eje de simetría. La recta que pasa por el origen con pendiente “ $1/v$ ” es su asíntota.

2.7 Inversión y Tomografía Sísmica

El prefijo “tomo” viene del latín “tomus” que significa “sección” por lo tanto implica una reconstrucción. Similarmente, las celdas o bloques 2-D son también llamados píxeles dado que son elementos de una foto en 2-D, mientras que la celda o bloque en 3-D son llamados vóxeles dado que son elementos de un volumen 3-D. Entonces la tomografía de los tiempos de viaje reconstruye los valores de lentitudes en píxeles (2-D), mientras que la inversión de los tiempos de viaje reconstruye los valores de lentitudes en vóxeles (bloques o celdas).

Es bien conocido el uso de la tomografía con ayuda de computadoras, en el diagnóstico médico como un método no invasivo de examinación de órganos internos para regiones anormales. Los rayos “x” o ultrasónicos son absorbidos de diferentes maneras por diferentes materiales. La técnica se basa en el estudio de la atenuación de los rayos “x” o rayos ultrasónicos al pasar a través del cuerpo humano en distintas secciones planares controladas.

La tomografía sísmica usa el mismo principio, con la diferencia que en vez de observar la atenuación de las señales, se observan las atenuaciones y/o los tiempos de viaje.

Los tiempos de viaje observados a menudo difieren de los calculados, esas pequeñas discrepancias se denominan residuales del tiempo de viaje o anomalías. Si a

una cierta profundidad, un rayo sísmico pasa a través de una región en la cual la velocidad es ligeramente mayor al promedio de velocidad de la zona, la onda llegará antes de lo esperado; si la velocidad anómala es menor al promedio, la onda llegará más tarde (Lowrie,1997). Estos permite clasificar los tiempos de viaje como “tempranos” y “tardíos” dependiendo si un rayo ha atravesado una región que es más rápida o más lenta con respecto al modelo adoptado.

Residuales del tiempo de viaje.

Como un ejemplo sencillo se supone un rayo pasando en seis direcciones diferentes a través de una región cuadrada (figura 2.7.1), conteniendo cuatro áreas iguales con velocidades de onda “p”, 5.4 km/s, 6.0 km/s, 6.3 km/s y 6.6 km/s . La anomalía de velocidad en cada área se calcula restando el valor de referencia y se expresa como un porcentaje del valor esperado.

Esto produce zonas que son 10 % y 5 % más rápidas, una zona 10 % más lenta y otra sin anomalías (figura 2.7.1b). Suponiendo seis rayos que atraviesan la región cuadrada en diferentes direcciones (figura 2.7.1c) y el valor esperado de tiempo 2.0 km/s para cada rayo; se observa que algunos de los tiempos son mayores y otros menores que el valor esperado.

El valor de la anomalía de tiempo de viaje se calcula restando el tiempo observado del valor de tiempo esperado (figura 2.7.1d), éste será positivo o negativo

según la rapidez del tiempo de viaje del rayo con respecto al promedio de los tiempos. El tiempo de viaje residual es obtenido expresando la anomalía como porcentaje del tiempo de viaje esperado (figura 2.7.1.e), un residual positivo resulta de un tiempo de llegada que ha viajado a través de una zona rápida con anomalía de velocidad positiva. Un residual negativo corresponde al paso a través de una zona lenta con anomalía negativa de velocidad. El conjunto de tiempos de viaje residuales forma la base de datos para la inversión tomográfica, la cual es diseñada para reconstruir el campo original de la estructura de velocidad (figura 2.7.1a), o más comúnmente, la distribución de regiones rápidas o lentas (figura 2.7.1b).

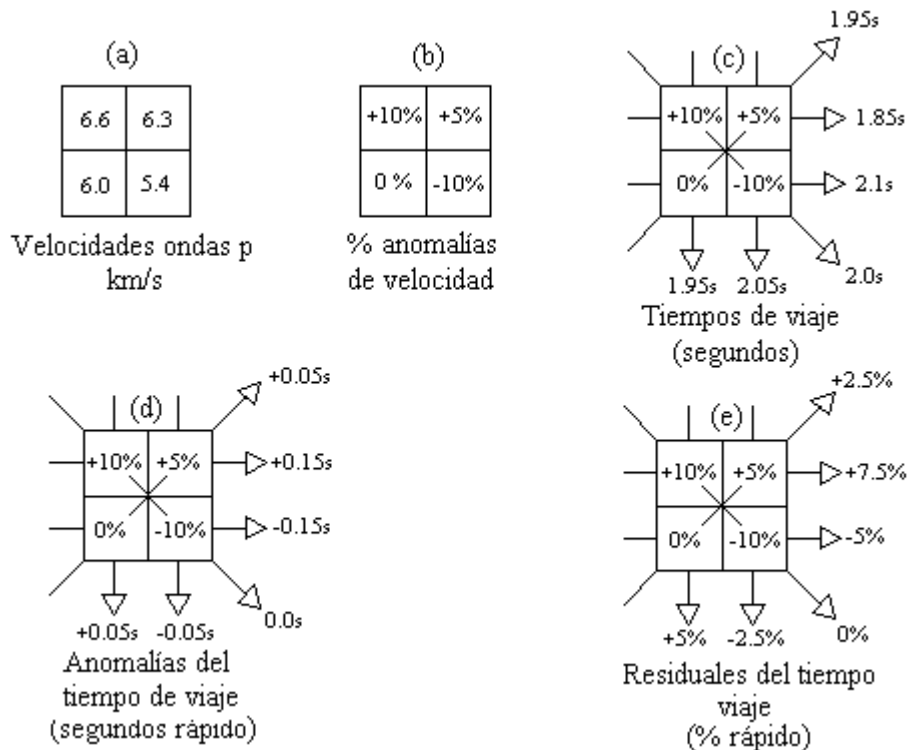


Figura 2.7.1 Cálculo de residuales de tiempo de viaje de ondas "p"

2.8 Difracción sísmica

Cuando las ondas sísmicas chocan con los bordes o la punta de una superficie reflectante, esta esquina servirá por si misma como punto de origen de las ondas irradiadas hacia la superficie (figura 2.8.1). Esta irradiación, denominada difracción, permite a las ondas curvarse alrededor del obstáculo penetrando zonas que de otra manera serían zonas de sombras. Como se aprecia en la figura, la primera onda difractante que llega a la superficie será observada en un punto sobre el borde y el efecto difractado irá apareciendo sucesiva y posteriormente a medida que nos alejamos de este punto sobre la superficie. La amplitud de una difracción disminuye rápidamente con la distancia al origen, y según la superficie receptora, con la distancia desde el punto más próximo al borde difractante.

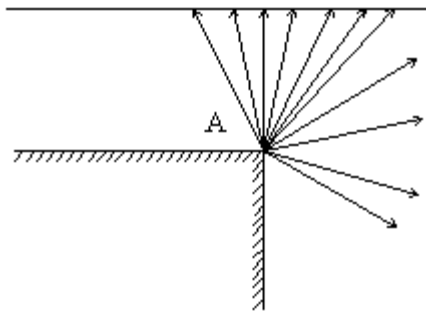


Figura 2.8.1. Difracción producida por un borde.

En la figura, el origen de la radiación difractada (punto “A”), ha sido puesto en estado de oscilación por las ondas reflejadas o refractadas procedentes de la parte

superior. Las líneas radiales con flechas son trayectorias de onda; los arcos circulares son frentes de onda.

Es la difracción la que permite por ejemplo, escuchar las voces de las personas que se encuentran al doblar una esquina, siendo invisibles a la vista. La intensidad de la onda difractada en la zona de sombra, es más débil que la del frente de onda principal, y decrece progresivamente a medida que se incrementa el ángulo en la dirección del tiempo de viaje en el frente de onda incidente.

2.9 Estructura interna de la Tierra.

La Tierra posee un radio de 6400 km aproximadamente y está dividida en capas de diferentes composiciones así como diferentes espesores. De afuera hacia adentro se encuentra primero la corteza, dividida en tres partes luego continúa el manto que es la zona más gruesa del planeta y por último se encuentra el núcleo, que a su vez puede dividirse en dos: un núcleo líquido externo y otro interno sólido.

a) Corteza

Es la capa más superficial de las que forman la Tierra abarcando una profundidad variable entre los 5 a los 70 km (Lay and Wallace, 1995). En su límite inferior con el manto, existe una discontinuidad conocida como discontinuidad de Mohorovic o Moho.

A partir de las aplicaciones de los métodos sísmicos de refracción en numerosas investigaciones se ha logrado establecer un modelo simplificado de corteza continental, este modelo se refiere a las capas en que se pueden dividir la corteza según las velocidades de propagación de las ondas “p” (Mooney y Laske, 1998). El modelo está conformado por una corteza superior con velocidad entre los 5.7 km/s y los 6.3 km/s, una corteza intermedia con velocidades de onda entre los 6.4 - 6.7 km/s y finalmente una corteza inferior con velocidades entre 6.8 – 7.4 km/s .

b) Manto

El manto es la región sólida entre la corteza y el núcleo, englobando más del 80% del volumen de la Tierra (Smith, 1975). La existencia de una discontinuidad de segundo orden entre los 400 y los 660 km de profundidad, permite suponer que el manto presenta 2 zonas: el manto externo desde la discontinuidad de Mohorovic hasta 500 km de profundidad aproximadamente, y el manto interno desde esta última discontinuidad hasta los 2900 km de profundidad (Bott, 1971), donde se tiene el límite entre el manto inferior y el núcleo externo, dicho límite viene definido por un gran decrecimiento de la velocidad de la onda “p”.

c) Núcleo

Se extiende desde los 2900 km, que representa el límite inferior del manto, hasta el centro de la Tierra a una profundidad de 6370 km (Bott, 1971). Gracias al análisis de datos sísmológicos en todo el planeta se ha concluido que el núcleo tiene dos partes: una externa de aproximadamente 2200 km de espesor y una interna de radio 1270 km . Dentro del núcleo existe un pequeño salto en la velocidad de las ondas “p” (Guttenberg, 1959), o bien una caída seguida de un incremento (Jeffreys, 1959) que define el límite entre el núcleo externo fluido y el interno probablemente sólido (Smith, 1975). Esto se basa en el hecho de que para un núcleo fluido no se propagan ondas “s”, (Guttenberg, 1959).

CAPÍTULO 3

DESCRIPCIÓN DEL PROGRAMA

3.1 Descripción del programa

El programa fue elaborado en el lenguaje Visual-Fortran 97, y puede funcionar en computadores personales sin ninguna instalación adicional. Consta de:

Programa fuente: *froncauto.f*

Archivo de entrada: *lent.txt*

Archivos de salida: *eik.txt*, *vel.txt*

Los datos de entrada del programa fuente son el modelo de lentitudes (*lent.txt*), y la ubicación de la fuente de disparo. Como resultado el programa ofrece los tiempos de las primeras llegadas en el archivo *eik.txt*. Para la visualización de los frentes de ondas propagados se escogió el programa Surfer por las múltiples opciones de interpolación que ofrece. Para la visualización del modelo real de velocidades, se utilizó el programa Matlab. La figura 3.1 muestra el diagrama de flujo ilustrando en detalle el proceso seguido, así como los programas utilizados en cada paso.

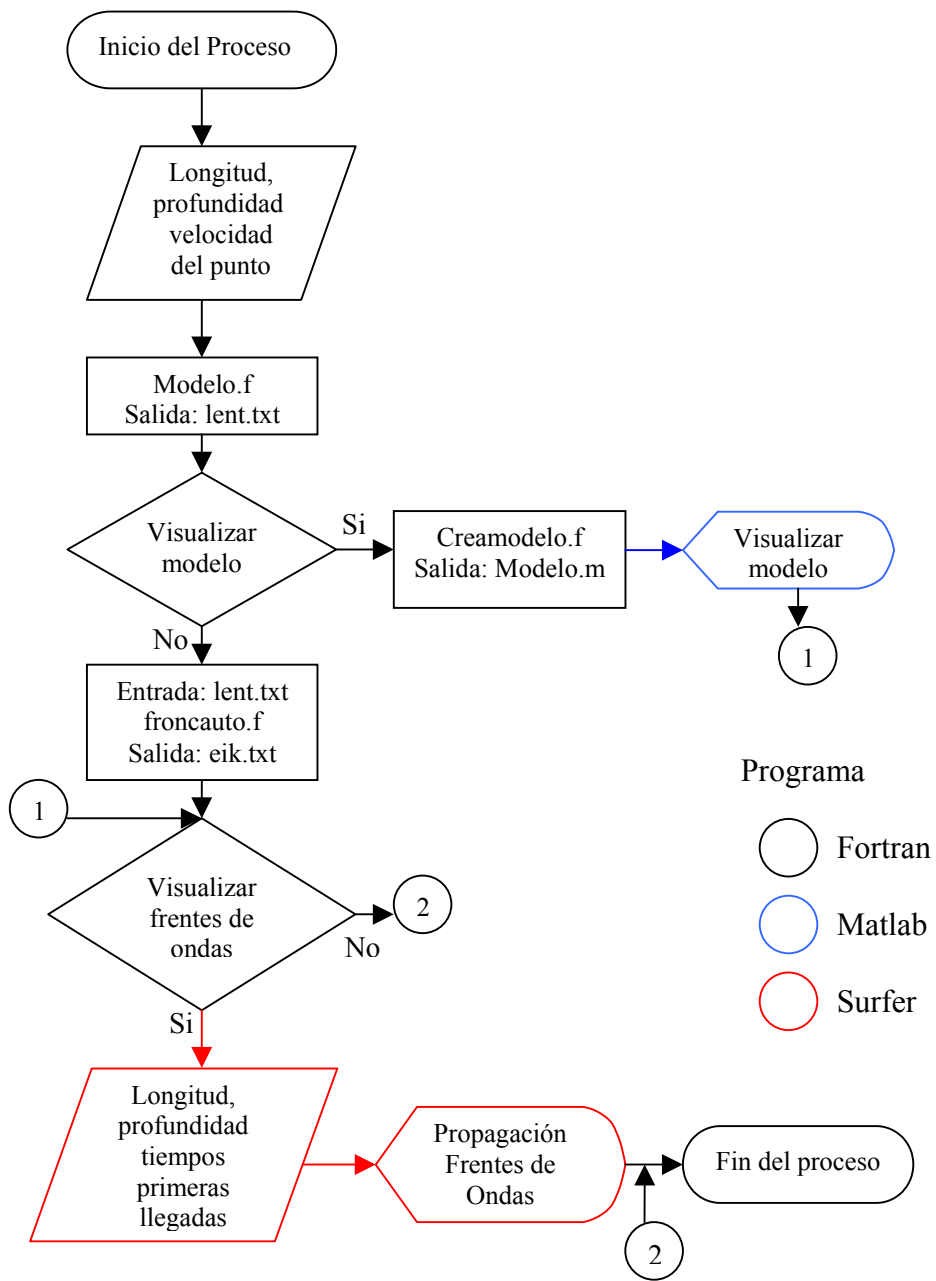


Figura 3.1.1 Diagrama de flujo ilustrativo del proceso seguido. Los colores indican el programa utilizado en el paso

3.2 Descripción del medio (*lent.txt*)

El medio es modelado como un conjunto de puntos discretos en un espacio bidimensional, donde el espaciado horizontal es igual al espaciado vertical. Este mallado discretiza un medio isotrópico, de capas paralelas con o sin buzamiento, las densidades varían verticalmente reflejadas en los cambios de lentitudes de la malla. Cada uno de los puntos de la malla representa un valor de lentitud correspondiente a un elemento cuadrado de lado "dh", es decir, el valor de lentitud se encuentra indexado al punto superior izquierdo de la celda (figura 3.2.1).

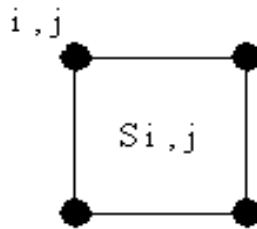


Figura 3.2.1 Configuración de la celda de lentitudes

Como ayuda se elaboró el programa *Modelos.f*, con el que se pueden describir rápida y fácilmente modelos sencillos, tales como modelos de capas paralelas con buzamientos suaves, medios con cuerpos de formas regulares (rectángulos, cuadrados, etc.), que impliquen contrastes de lentitudes, así como también pliegues. El programa crea un arreglo (matriz cuadrada), donde se guarda la estructura bajo un

formato de lentitudes (inverso de la velocidad) ordenado por filas. El formato del archivo de velocidades *lent.txt*, se muestra en la figura 3.2.2 .

1.0	150	50
1.000		
	1.0	0.0012500
	2.0	0.0012500
	3.0	0.0012500
2.000		
	1.0	0.0011500
	2.0	0.0010800

*Figura 3.2.2. Formato del archivo de lentitudes. Con este formato, el archivo *lent.txt* sirve de entrada al programa *froncauto* para calcular los tiempos de las primeras llegadas.*

Los tres primeros valores en la figura 3.2.2 corresponden en orden de izquierda a derecha al tamaño de la celda cuadrada de lentitudes (“dh”), longitud total del modelo (“nx”), profundidad total del perfil (“nz”). En la segunda fila se encuentra la coordenada “x” de lentitud, es decir la longitud en la cual se muestrea el valor de lentitud, por último de la tercera fila en adelante se encuentran los valores de profundidad y lentitud del punto muestreado.

3.3 Archivo de salida. (*eik.txt*)

Una vez ejecutado el programa *froncauto*, éste arroja los valores calculados de tiempos de llegada. En el archivo *eik.txt*, los valores de tiempo están ordenados en una matriz donde el número de columna corresponde a la distancia horizontal y el número de fila corresponde al valor de profundidad.

3.4 Descripción del programa fuente: *froncauto.f*

3.4.1 *Proceso de avance en la malla de lentitudes.*

A partir de la malla de lentitudes, la construcción de la malla de tiempos de llegada se realiza una columna a la vez, comenzando con la columna más cercana a la fuente. Para asegurar la mejor estimación de los tiempos de primeras llegadas, a cada nodo en la malla se le realizan diferentes cálculos, lo cual asegura un buen manejo de modelos complicados de lentitudes a un costo mínimo en tiempo de máquina. En cada celda la lentitud es considerada uniforme

La figura 3.4.1 muestra la malla de lentitudes con la configuración de las celdas. La fuente está ubicada en el nodo señalado por la estrella en el borde izquierdo de la malla. Inicialmente como la lentitud es constante en cada celda, los tiempos de viaje para cada nodo a lo largo de la columna donde se encuentra la fuente son calculados como líneas rectas, al igual que los tres nodos más cercanos al punto fuente en la columna siguiente. Los círculos en la figura 3.4.1 indican la posición de

estos nodos. Los valores calculados a lo largo del borde izquierdo de la malla, puede que no se correspondan con los verdaderos tiempos mínimos de llegada, estos sólo son valores iniciales con los cuales comenzar el proceso de cálculo. Al finalizar el proceso de cálculo, estos nodos si tendrán los verdaderos tiempos de llegada asignados.

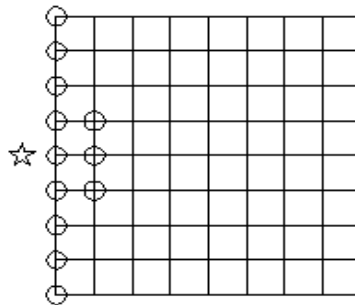


Figura 3.4.1. Malla de tiempos, los círculos indican los valores calculados y la estrella la posición de la fuente.

Al nodo fuente se le asigna el valor de tiempo “cero”, y el nodo ubicado directamente debajo de éste, tiene tiempo de llegada igual a “ $S \cdot \Delta z$ ”, donde “ S ” corresponde al valor de lentitud asignado a la celda y “ Δz ” a la diferencia en profundidad entre los nodos. Los tiempos directos de llegada son calculados de igual manera para el resto de los nodos representados con círculos a lo largo de esa columna.

En la figura 3.4.2 se representa una vista aumentada de una celda, con sus dimensiones, y donde se suponen conocidos los valores de tiempos mínimos de dos

de sus nodos los cuales servirán a su vez, para calcular el tiempo mínimo de un nodo en la esquina opuesta. Un esquema basado en la configuración mostrada, no podrá calcular el tiempo mínimo de llegada si “ $t1$ ” es mayor que “ $t2$ ”, simplemente porque la línea segmentada mostrada en la figura no podrá ser ortogonal a ningún frente de onda físico (en medios isotrópicos). El algoritmo analiza diferentes configuraciones para el cálculo del tiempo en la esquina opuesta, basándose en la idea de que “ $t1$ ” es siempre menor que “ $t2$ ”, aunque el algoritmo no verifica este hecho en cada nodo, sólo conserva el menor valor de tiempo de todos los calculados asegurándose así de respetar la causalidad en el proceso.

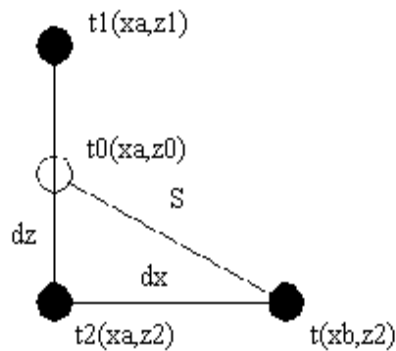


Figura 3.4.2. Configuración de celda para el cálculo del tiempo de transmisión

En la figura 3.4.3 se muestran las tres columnas más a la izquierda del mallado con la ubicación de la fuente y el centro de las columnas omitido, para efectos de una mejor ilustración. El proceso comienza en la esquina superior izquierda de la malla donde “ $t1$ ” y “ $t2$ ” son conocidos (valores iniciales). Ellos son usados para computar el tiempo “ t ” usando la configuración mostrada, (aunque la figura 3.4.3.a muestra que

el tiempo “ t ” no corresponde al tiempo mínimo de llegada para esa ubicación de la fuente, más adelante en el proceso este hecho será corregido). Luego de esto la configuración es movida una celda abajo y un nuevo tiempo “ t ” es calculado para un nuevo nodo. Este proceso se repite hasta alcanzar el borde inferior de la malla de lentitudes donde “ $t1$ ” y “ $t2$ ” son reconfigurados como se muestra en la parte inferior de la figura 3.4.3.a, y se comienza de nuevo el proceso en dirección opuesta. De esta manera se calculan para cada nodo dos tiempos “ t ”, que son comparados entre si para escoger el menor.

Hasta ahora se han realizado dos corridas para calcular el mínimo tiempo “ t ” de llegada, pero aún se han de realizar dos más utilizando las configuraciones mostradas en la figura 3.4.3.b, de nuevo son obtenidos otros tiempos de llegada y comparados con los previamente calculados para escoger el menor entre todos ellos.

Luego de completar las cuatro corridas iniciales en la segunda columna, el proceso pasa a la columna siguiente y supone los valores de la columna anterior como conocidos. El proceso se repite hasta alcanzar el borde derecho de la malla, quedando asignado a todos los nodos su valor de llegada mínimo.

Además de los tiempos calculados usando la configuración mostrada en la figura 3.4.2, también son usadas otras configuraciones para calcular difracciones y refracciones a través de los nodos, usando las interfases entre las celdas. Más adelante se analiza este punto con más profundidad.

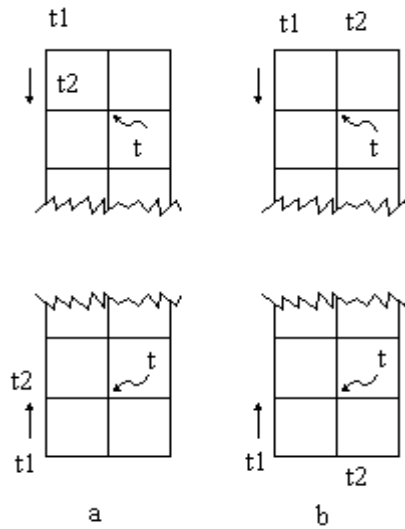


Figura 3.4.3. Columnas del borde izquierdo de la malla. Cada configuración calcula un tiempo diferente para “t”

Debido a que las trayectorias de los rayos que viajan desde la fuente al nodo donde “t” es calculado, debe pasar entre los nodos donde “t1” y “t2” son conocidos, el usar éstos en el cálculo asegura la obtención del tiempo mínimo de llegada. Las configuraciones mostradas en la figura 3.4.3.a calculan tiempos de viaje próximos a trayectorias horizontales, mientras que la configuración en 3.4.3.b produce tiempos de viaje próximos a la vertical.

El proceso descrito anteriormente calcula tiempos para frentes de onda que se propagan alejándose del punto fuente, estos frentes tienen la propiedad de que el tiempo de viaje es proporcional a la distancia de la fuente. Además el algoritmo es

capaz de calcular los tiempos para frentes de onda correspondientes a rayos difractados o refractados. Para esto utiliza los tiempos en el borde derecho de la malla como valores iniciales y a partir de allí calcula todos los demás, usando las cuatro configuraciones mostrada anteriormente. Estas dos direcciones de trabajo permiten calcular trayectorias de rayos que regresan completamente 180° a través del mallado.

3.4.2 *Análisis de las expresiones usadas en el algoritmo.*

Considerando un medio bi-dimensional con lentitudes constantes, lo cual implica que los frentes de onda son circulares. Considerando también a “z” como la profundidad y “xa” la distancia lateral desde un punto fuente (figura 3.4.2); entonces se define la relación tiempo-distancia como:

$$t^2 = Sa^2 (xa^2 + z^2) \quad (3.4.1)$$

Suponiendo “xa” constante, “t²” se hace lineal con respecto a “z²”, luego si “t1” y “t2” son tiempos conocidos correspondientes a los puntos de coordenadas (xa, z1) y (xa, z2) respectivamente, estos puntos definen una línea recta paralela al eje “z”. Escribiendo la ecuación 3.4.1 para esos dos puntos y restando ambas expresiones entre sí queda:

$$t1^2 = Sa^2 (xa^2 + z1^2)$$

$$t2^2 = Sa^2 (xa^2 + z2^2)$$

$$t2^2 - t1^2 = Sa^2 (xa^2 + z2^2) - Sa^2 (xa^2 + z1^2)$$

$$t2^2 - t1^2 = Sa^2 (z2^2 - z1^2) \quad (3.4.2)$$

Dado que el cálculo se realiza en una recta paralela al eje “z”, la cantidad “xa” no aparece en la expresión 3.4.2, ya que está implícita en ella. Despejando la lentitud en la última ecuación

$$Sa^2 = \frac{t2^2 - t1^2}{z2^2 - z1^2} \quad (3.4.3)$$

Usando una interpolación lineal en cantidades cuadradas, el tiempo de viaje para cualquier punto “t0” de coordenadas (xa, z0) a lo largo de esta línea, satisface la expresión.

$$t0^2 = W (z0^2 - z1^2) + t1^2 \quad (3.4.4)$$

Donde “W” es igual a “Sa²”. Cuando el medio tiene lentitudes variables la ecuación 3.4.4 se transforma en una interpolación no lineal en “z0”.

Como ejemplo, suponiendo un medio con lentitud variable y un punto fuente de coordenadas “x = z = 0”, suponiendo igualmente los puntos de coordenadas (x, z1) y (x, z2), correspondientes a los tiempos de llegada conocidos, “t1” y “t2” respectivamente. Por la ecuación 3.4.3, estos datos generan una lentitud aparente

“ Sa ”, que puede ser usada en la expresión 3.4.4 para estimar un valor “ t_0 ” en (x, z_0) , para un “ z_0 ” ubicado entre “ z_1 ” y “ z_2 ”.

Por la expresión 3.4.1, el par “ z_0 ”, “ t_0 ”, implica $t_0^2 = Sa^2 (x_a^2 + z_0^2)$, lo que indica que la posición lateral del punto fuente aparente difiere del punto fuente real en la cantidad “ $x - x_a$ ”. Esto hace necesario una interpolación entre los tiempos conocidos “ t_1 ” y “ t_2 ”. para un mejor ajuste de los frentes de ondas circulares. En la figura 3.4.2, considerando el origen de un sistema coordenado coincidente con el punto fuente y “ Δx ”, “ z_1 ”, “ z_2 ”, “ t_1 ” y “ t_2 ” conocidos, el tiempo mínimo de llegada para un medio donde los frentes de onda son curvos puede obtenerse minimizando la ecuación:

$$t = t_0 + s \sqrt{z_2^2 - 2 z_2 z_0 + z_0^2 + \Delta x^2} \quad (3.4.5)$$

sustituyendo “ t_0 ” por la expresión 3.4.4, y procediendo como se ha explicado, finalmente se obtiene:

$$\frac{dt}{dz_0} = \frac{W z_0}{\sqrt{t_1^2 + W z_0^2 - W z_1^2}} + \frac{\frac{1}{2} S (-2 z_2 + 2 z_0)}{\sqrt{z_2^2 - 2 z_2 z_0 + z_0^2 + \Delta x^2}} \quad (3.4.6)$$

El “ z_0 ” ubicado entre “ z_1 ” y “ z_2 ”, que corresponde al mínimo tiempo “ t ”, es la raíz real de 3.4.6 igualado a “cero”. Esta raíz real se calcula mediante el algoritmo de bisección numérica.

El problema de minimización $dt/dz_0=0$, reduce la Ley de Snell a los bordes de las celdas. Conceptualmente la trayectoria del rayo desde el punto de la fuente

aparente, viaja a través del medio de lentitudes aparentes, y es desviada en los bordes de las celdas hasta llegar a la esquina donde “ t ” está definido. Cuando “ $t1$ ” y “ $t2$ ” son los verdaderos tiempos de llegada en un medio de lentitudes constantes, entonces la lentitud obtenida de la expresión 3.4.3 corresponde a la verdadera lentitud y el problema de minimización es exacto. De otra manera “ Sa ” es la mejor aproximación y el problema de minimización es preciso localmente.

Adicionalmente, el algoritmo es capaz de calcular otros tiempos, buscando abarcar todas las trayectorias físicamente posibles que pudiera seguir el rayo al viajar de un nodo a otro en una celda de lentitud constante, estos tiempos adicionales corresponden a las difracciones y refracciones.

En la figura 3.4.4, por geometría básica se puede deducir que:

$$t4 = t1 + h S1 \sqrt{2} \quad (3.4.7)$$

$$t4 = t2 + h \min(S1, S2) \quad (3.4.8)$$

$$t4 = t3 + h \min(S1, S3) \quad (3.4.9)$$

en las ecuaciones 3.4.8 y 3.4.9, se ha tomado en cuenta que cuando el rayo pasa a través de la interfase entre dos celdas, lo hará por el camino más rápido, es decir, el de menor lentitud. En resumen, para el cálculo de cada nodo son comparados 9

valores de tiempo para distintas trayectorias de rayos (2 difracciones, 3 refracciones y 4 reflexiones), donde es elegido el menor tiempo de viaje.

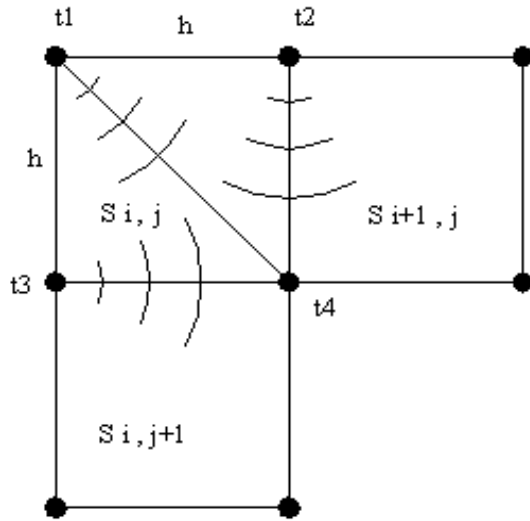


Figura 3.4.4. Frentes de ondas circulares y celdas necesarias para el cálculo de los tiempos de reflexión, refracción y difracción

CAPÍTULO 4

VERIFICACIÓN DEL PROGRAMA

El programa fue probado con 7 modelos diferentes, en primer lugar se empleó un modelo uniforme para verificar la precisión de las expresiones empleadas, luego se estudiaron los casos de modelos con gradientes tanto horizontales como verticales, modelo con difractor, otro de 2 capas paralelas con la fuente bajo la interfase, un modelo con 2 capas paralelas para hacer la reconstrucción de la interfase a partir del método de frentes de onda (Rockwell, 1967), y por último un modelo sencillo de 2 capas buzantes, con disparos tanto directos como inversos, donde igualmente se utiliza el método de frentes de ondas.

4.1 *Modelo uniforme*

Aunque el cálculo de tiempos de viaje en medios uniformes no es muy útil, lo es para comprobar la precisión de los tiempos de viaje puntuales. Para esto se calculó el error absoluto en un nodo restando al valor exacto del tiempo de viaje el valor generado por el programa. El error relativo local para cada nodo, se obtuvo entonces simplemente, dividiendo el valor del error absoluto local entre el valor de tiempo teórico.

El modelo simula un medio uniforme mediante una matriz de dimensiones 100x100, con velocidad igual a 800 m/s . La fuente (o el disparo), está colocada en el punto (50,50). En la figura 4.1 se observa la distribución del error relativo local, se observa que el error relativo disminuye a medida que la distancia del punto fuente aumenta, es decir son inversamente proporcionales. El error máximo es de 2.2%, estando restringido entre los 5° y 20° con respecto a los ejes coordenados. Este resultado es debido a que estos frentes de ondas representan los de menor curvatura. En las zonas de mayor curvatura el error se hace mínimo, llegando incluso a ser igual a cero.

La distribución del error indica que al algoritmo se comporta mejor en las zonas cercanas a la diagonal y a los ejes coordenados. En las zonas intermedias el error es mayor, más sin embargo éste no sobrepasa el 2.2% .

Modelo uniforme. Error relativo primeras llegadas.(v1=800 m/s)

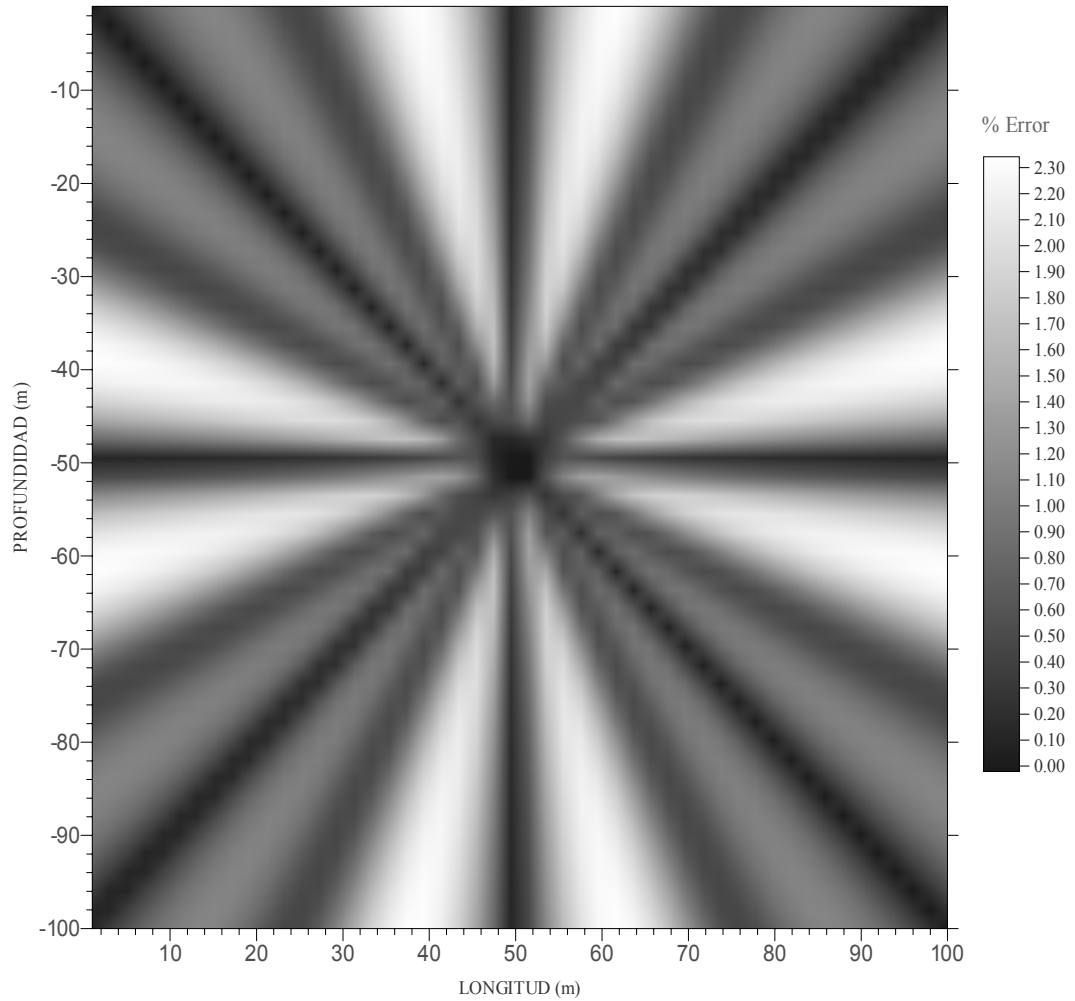


Figura 4.1. Distribución del error relativo en un medio uniforme. Se observa las zonas donde el error es máximo (2.2%) y donde es mínimo (cerca de los ejes y en las diagonales).

4.2 Modelo con gradiente horizontal.

En primer lugar para determinar la eficiencia del algoritmo ante modelos complejos; se utilizó un modelo con variaciones laterales de velocidad; con la fuente centrada en una malla de 10000 celdas (100x100), el tamaño de las celdas cuadradas es de 1 m . Las velocidades varían desde los 1000 m/s a la izquierda del mallado hasta los 5000 m/s a la derecha del mismo. La fuente está ubicada en el punto inferior izquierdo de la malla.

La figura 4.2 muestra la malla con isotimias (representando los frentes de ondas), para el modelo de gradiente horizontal. Los frentes de onda no son circulares debido a que el gradiente de velocidad altera su curvatura originando la aparición de los rayos refractados. Inicialmente los rayos se propagan en la dirección en la que aumenta la distancia de la fuente ($dt/dx > 0$), en un punto la curvatura de los frentes se anula ($dt/dx = 0$) y finalmente la curvatura es tan marcada que los frentes terminan expandiéndose en la dirección contraria ($dt/dx < 0$). Las perturbaciones que se observan en los frentes de ondas son debidas a la forma como está definido el modelo, en celdas cuadradas, lo que origina estas pequeñas deformaciones adicionales en los frentes.

Las zonas en superficie donde llegan los frentes, pueden dividirse en una zona cercana al punto directamente encima de la fuente, con tiempos de ondas críticamente

Modelo con gradiente horizontal.

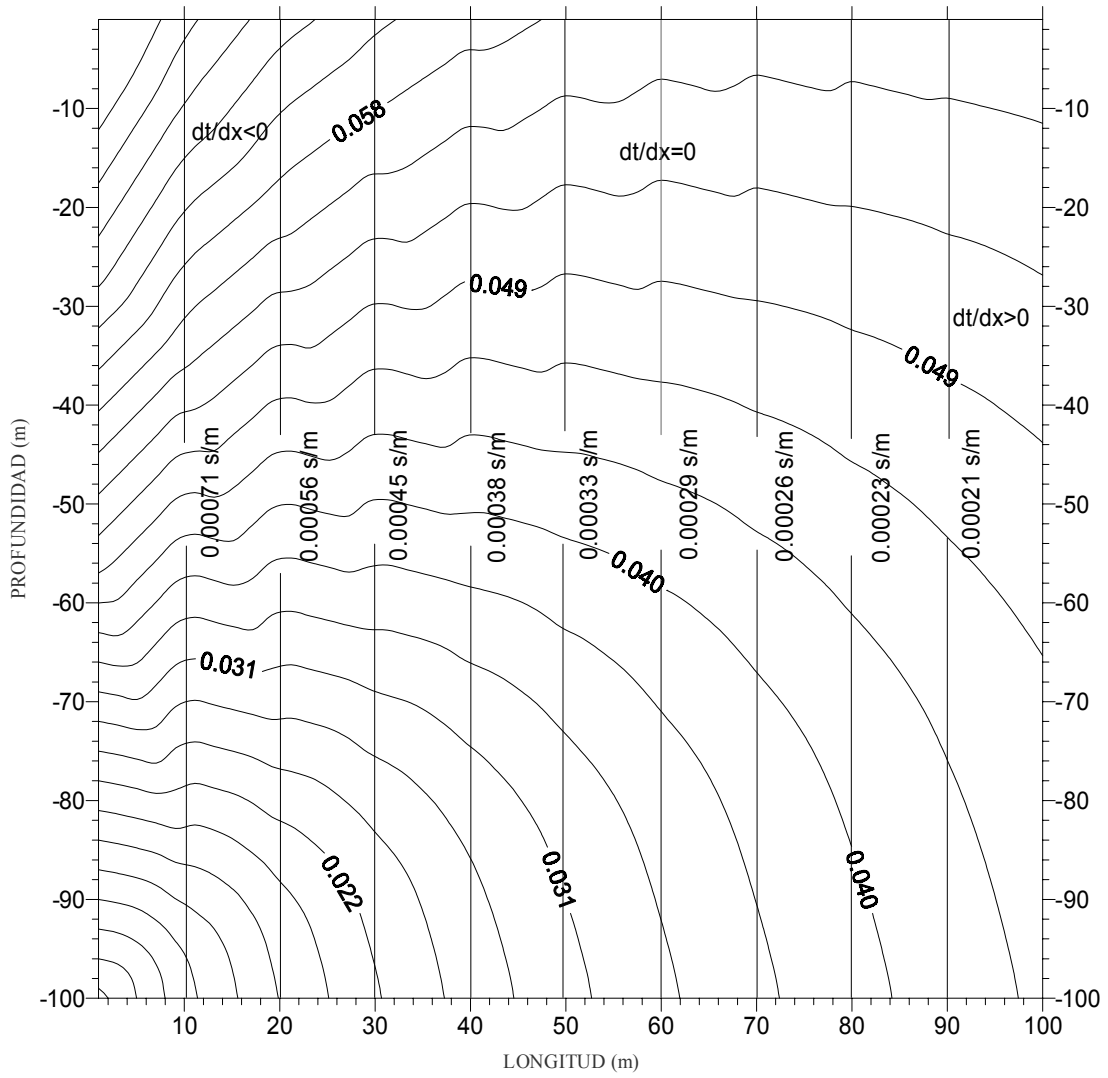


Figura 4.2. Modelo con gradiente horizontal. La velocidad aumenta desde 1000 m/s a la izquierda hasta 5000 m/s a la derecha. Los valores indicados verticalmente representan lentitudes.

refractadas ($dt/dx < 0$), la otra zona, está más alejada y posee tiempos de ondas directas ($dt/dx > 0$). En el gráfico las zonas en superficie donde llegan las ondas directas no puede observarse, pero al extender la longitud de la malla puede captarse tal zona.

La densidad de isotimias comienza a disminuir a medida que el frente se expande alejándose de la fuente. Igualmente se mantiene constante en las franjas verticales mostradas ya que es allí donde la velocidad (o lentitud) se mantiene constante. Mientras mayor es la distancia del punto fuente menor es la densidad de las líneas por metro, debido al incremento progresivo de la velocidad.

4.3 *Modelo con gradiente vertical*

Este modelo de dimensiones 100x100 (10.000 celdas cuadradas de 1 m por lado), consiste en una serie de capas paralelas de diferentes espesores. La fuente está colocada en la superficie (esquina superior derecha). En la figura 4.3 se muestra la malla de puntos con los contornos formados por los frentes de ondas.

Al igual que en el modelo con gradiente horizontal, puede observarse la deformación en la curvatura de los frentes debido al aumento de la velocidad al pasar de una capa a otra, lo que origina la aparición de ondas refractadas. De la misma forma, el número de líneas por metro es inversamente proporcional a la velocidad del medio, ya que una mayor velocidad implica un mayor recorrido de las ondas en un mismo intervalo de tiempo.

Un aspecto interesante a resaltar, es la disposición de los frentes de ondas en la superficie. Esta es contraria a la observada en el modelo de gradiente horizontal, en la zona cercana al punto fuente, se registra la llegada de ondas directas y alejándose de la fuente comienzan a llegar las ondas refractadas.

Analizando la curvatura de los frentes puede verse como la variación del tiempo con respecto a la profundidad cambia, siendo siempre positiva en algunas zonas (cerca de la fuente, en profundidad, puede observarse como $dt/dz > 0$), al irse alejando progresivamente de la fuente, la variación de los tiempos pasa de ser positiva a

negativa con respecto a la profundidad, pasando por zonas donde la variación es “cero”.

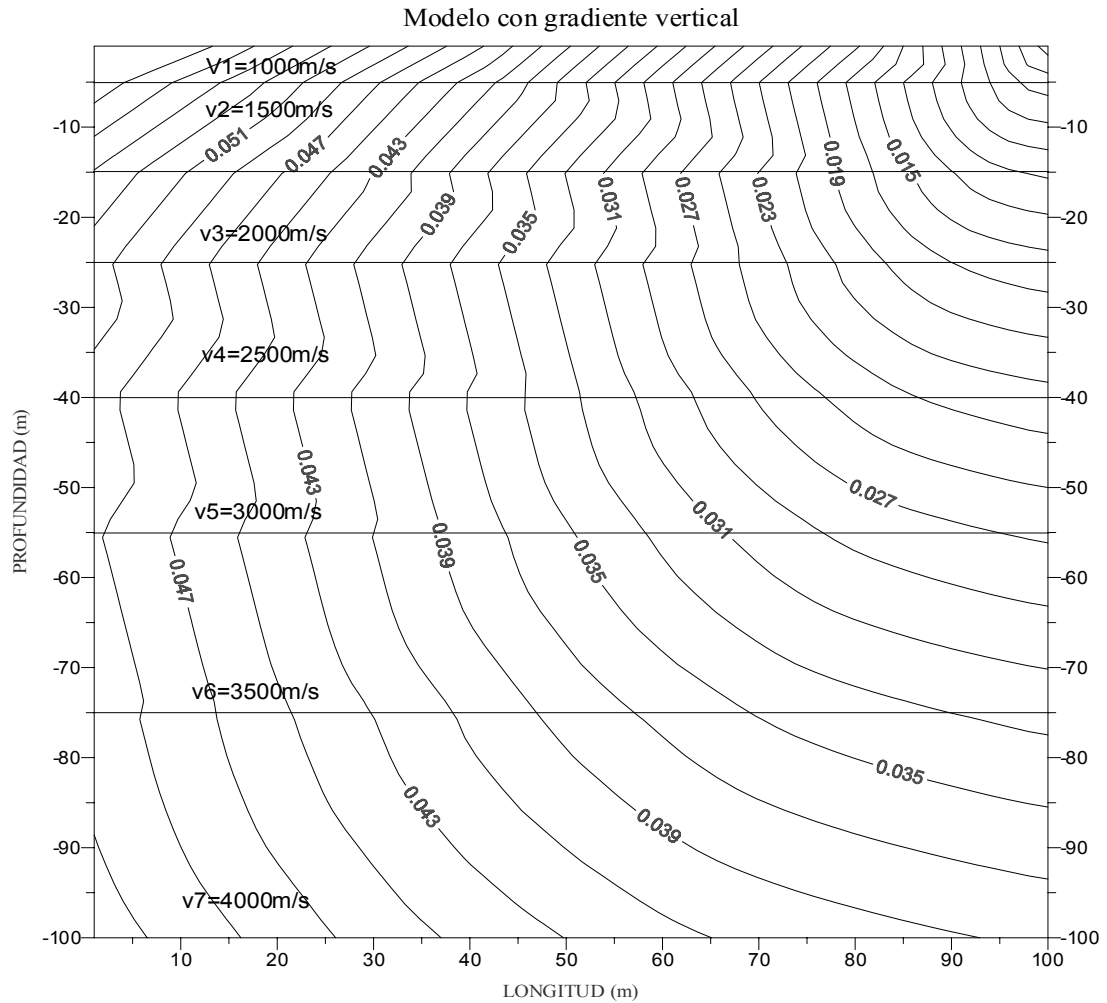


Figura 4.3. Modelo gradiente vertical. La velocidad varía desde 1000 m/s, en superficie hasta 4000 m/s a los 100 m de profundidad. La fuente está ubicada en la esquina superior derecha de la malla.

4.4 *Modelo con difractor*

El difractor consta de una malla de 7500 celdas (150x50), donde se define la interfase a los 15 m de profundidad en el extremo izquierdo y 34 m en la parte más profunda a la derecha del modelo, las velocidades encima y debajo de la misma son 800 m/s y 1750 m/s respectivamente (figuras 4.4.a y 4.4.b).

Al igual que el modelo de contraste de velocidades puede notarse el cambio en la densidad de curvas por metro entre los dos medios, siendo más densa la concentración de líneas encima de la interfase. Para la figura 4.4.a, en la capa más superficial, se observa como las ondas inciden en un ángulo tal, que son transmitidas a la capa subyacente y los frentes son desviados al pasar a través de la interfase. Al irse aproximando hasta el extremo donde la interfase varía abruptamente su profundidad, el ángulo de incidencia de los frentes va aumentando hasta alcanzar el ángulo crítico donde comienza a generarse la producción de ondas refractadas. Este efecto se observa con mayor claridad en la zona más profunda de la interfase.

Al observar las ondas registradas en superficie, es fácil distinguir 3 tipos de ondas de llegada así como las zonas que estas barren. Cerca de la fuente se registran las ondas directas (0 –30 m), luego un poco más alejado comienzan a registrarse las ondas refractadas por la parte vertical de la interfase (30 a 90 m). Finalmente puede observarse como las ondas registradas en superficie, a cierta distancia (90 m en

adelante), corresponden a las refractadas críticamente en la zona más profunda del difractor, que se adelantan a las ondas refractadas por la parte vertical de la interfase.

En la zona vertical del modelo se observa como a pesar de lo complicado de la interfase y lo cerrado del ángulo del rayo incidente, el algoritmo puede registrar y calcular el valor del tiempo de viaje cerca de esta zona es decir el programa evita las llamadas “zonas de sombra”.

En contraste en la figura 4.4.b, se observa como en superficie se registra la onda directa hasta los 90 m aproximadamente, luego se produce la llegada de las refracciones de la parte más profunda de la interfase (90 m a 110), y finalmente, en el cambio abrupto de la profundidad (parte vertical), los frentes se mezclan con la refracción de la parte superficial hasta que desaparece y sólo permanece esta última.

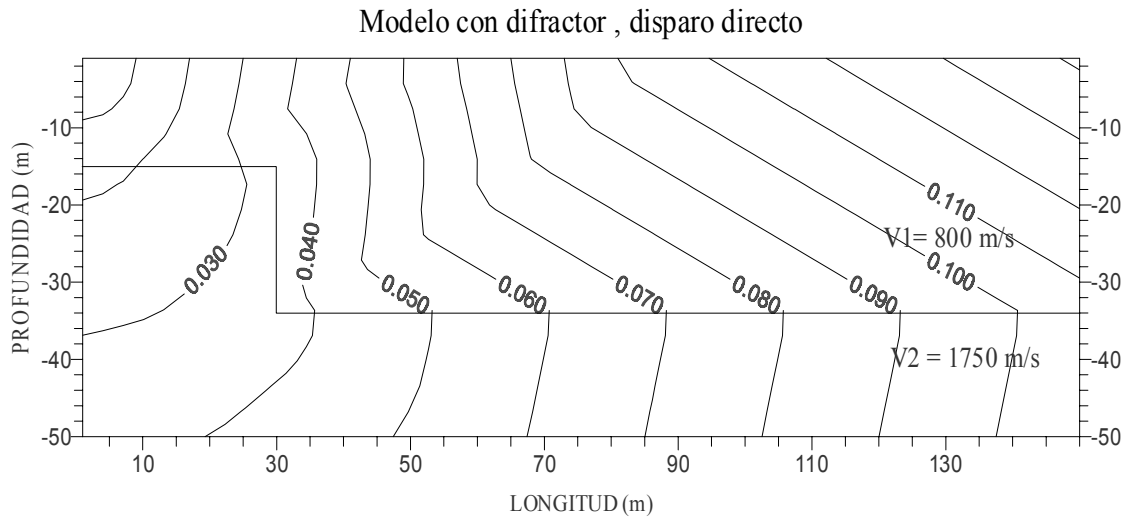


Figura 4.4.a. Modelo con difractor. La fuente esta colocada en la esquina superior izquierda de la malla. La velocidad de la capa superficial es 800 m/s, y la capa inferior tiene velocidad de 1750 m/s .

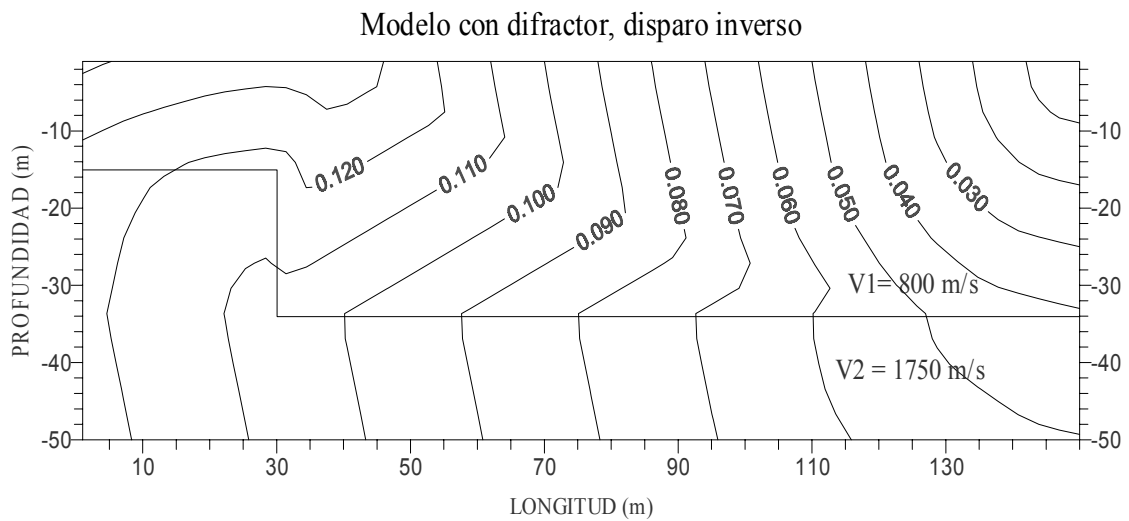


Figura 4.4.b. Modelo de difractor, disparo inverso. La fuente esta colocada en la esquina superior derecha del modelo. Las isotimias están en segundos.

4.5 Modelo con disparo bajo la interfase

Este modelo consta de dos capas paralelas, la más superficial de espesor 15 m y velocidad $v_1 = 800$ m/s, la segunda con $v_2 = 1750$ m/s, la fuente está ubicada en la posición que indica la estrella.

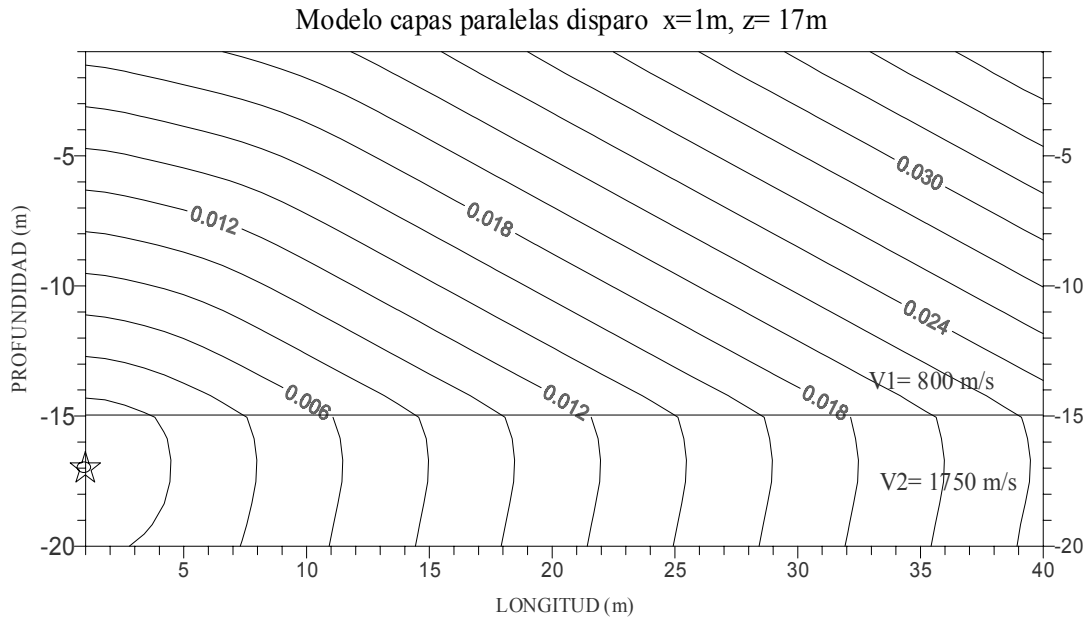


Figura 4.5. Modelo capas paralelas con disparo bajo la interfase. La estrella indica la posición de la fuente. Las isótimas están en segundos.

Se puede constatar a través del gráfico 4.5, que en superficie sólo se registra la llegada de ondas refractadas más no ondas directas, sólo en el punto directamente encima de la fuente, al viajar el rayo de manera rectilínea hacia arriba, se genera onda directa.

El tipo de onda que llega a la superficie dependerá del ángulo de refracción del rayo incidente, pudiendo ser onda refractada o críticamente refractada. Bajo la interfase la forma del frente que se propaga es perfectamente circular, debido a la homogeneidad del medio.

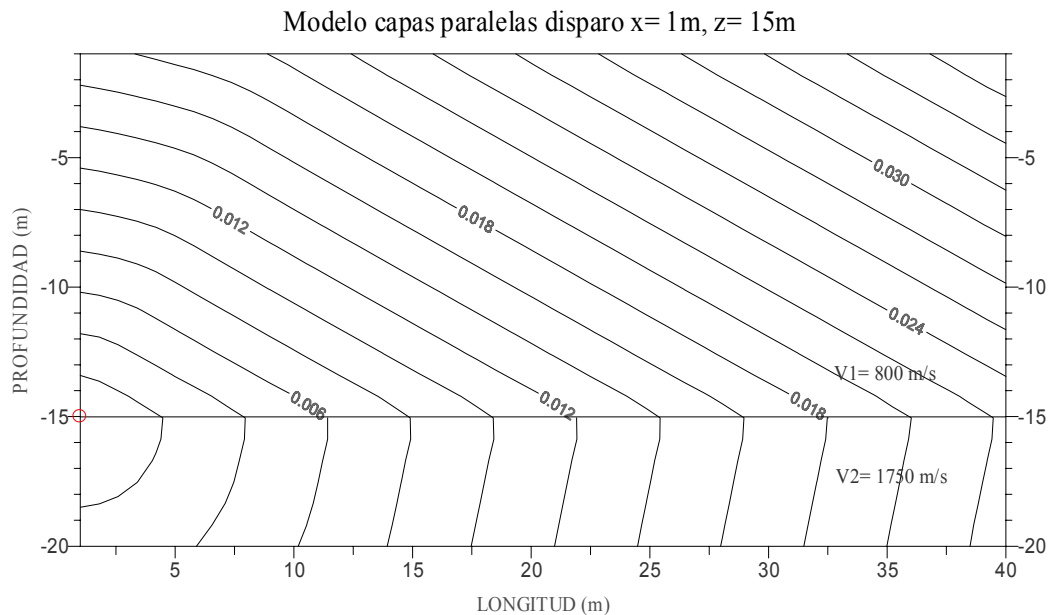


Figura 4.5.2 Modelo capas paralelas con disparo en la interfase. El círculo rojo indica la posición de la fuente. Las isotimias están en segundos

Un caso especial ocurre cuando la fuente está exactamente sobre la interfase (figura 4.5.2), lo que genera la llegada en superficie de ondas tanto directas como críticamente refractadas (cónicas). Bajo la interfase los frentes generados poseen forma circular y son paralelos entre sí. La onda cónica emerge a una distancia igual a la mitad de la distancia crítica que se tendría si la fuente estuviese en superficie.

4.6 *Modelo de capas planas y paralelas.*

Este modelo consta de dos capas paralelas, la más superficial de espesor 8 m y velocidad $v_1 = 800$ m/s, la segunda con $v_2 = 1600$ m/s, la fuente está ubicada en la esquina superior izquierda del modelo.

En la figura 4.6, puede observarse como los frentes en las cercanías de la fuente y antes de tocar la interfase son perfectamente circulares. Una vez que estos chocan con la interfase son desviados originando la aparición de las cónicas, que son devueltas a la superficie.

En superficie se puede distinguir la llegada de la onda directa hasta los 26 m aproximadamente, y posteriormente a partir de allí, la llegada de las ondas cónicas. En profundidad, es claro el cambio en la densidad de líneas por metro, debido a la diferencia de las velocidades en ambos medios.

Para verificar si los datos obtenidos del programa se corresponden efectivamente con las primeras llegadas, se graficó la curva distancia tiempo en superficie, para comparar los tiempos observados de la onda directa y refractada de la figura 4.6 con los teóricos obtenidos en la gráfica.

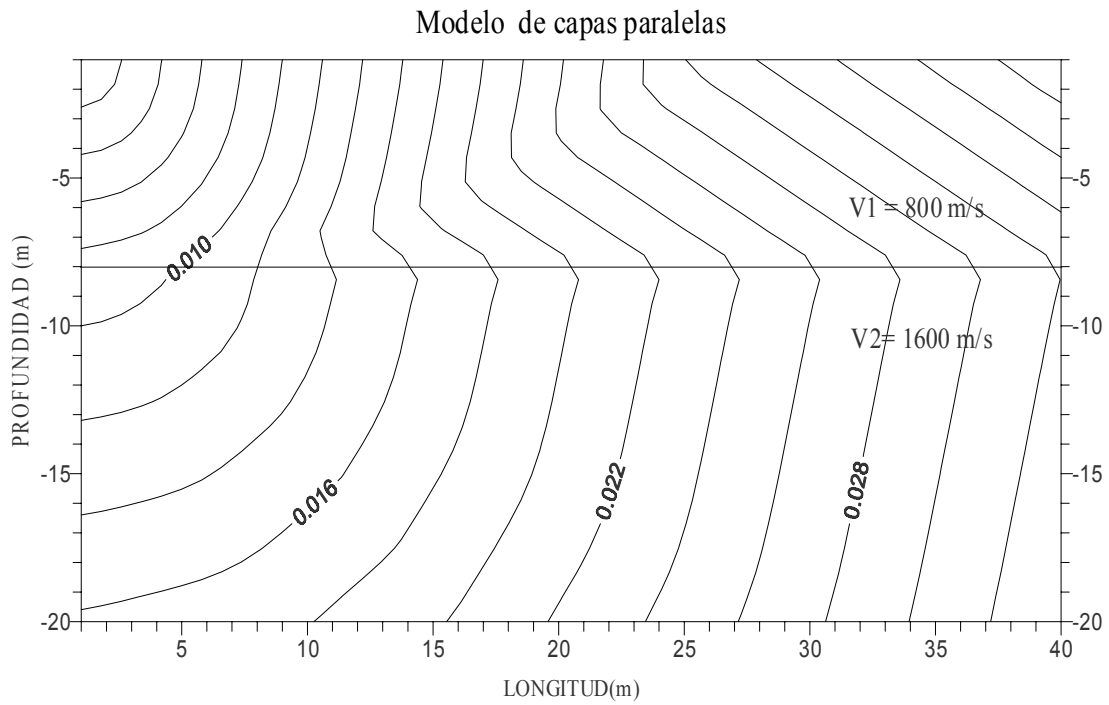


Figura 4.6. Modelo de capas planas y paralelas. La fuente está ubicada en el extremo superior izquierdo del modelo, las isotimias están expresadas en segundos.

La figura 4.6.2 muestra la curva distancia-tiempo para el disparo tanto directo (curva roja) como inverso (curva azul). En éste, se observa claramente la distancia que alcanza la onda directa ($x = 26$ m), así como la aparición de la onda refractada a partir de ese punto. Una vez obtenidas las ecuaciones tanto de la onda directa como de la onda cónica para ambos disparos, se utilizó el método general de frentes de ondas (Rockwell, 1967) para reconstruir el modelo.

Al realizar la reconstrucción del modelo mediante el método de frentes de ondas, se obtuvo efectivamente el mismo modelo original, de dos capas paralelas y profundidad de la primera capa igual a 8 m (apéndice 1)

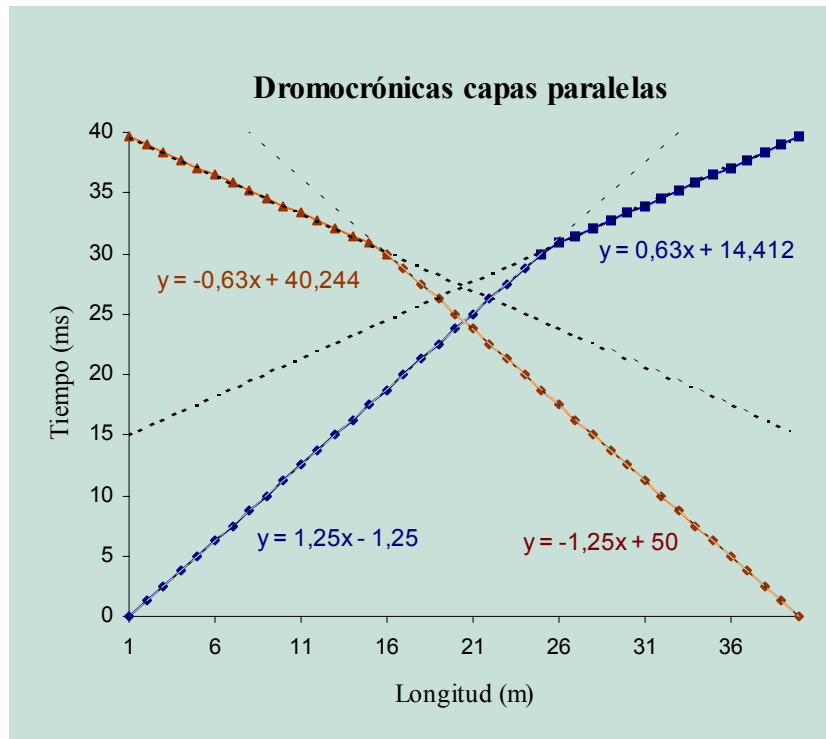


Figura 4.6.2 Curva distancia –tiempo, disparo directo e inverso, capas paralelas.

4.7 Modelo de Capas Buzantes

En este caso el modelo consta de 2 capas buzantes. La primera con velocidad $v_1 = 800$ m/s, y la subyacente con $v_2 = 1750$ m/s . En el extremo más superficial la primera capa, tiene una profundidad de 5 m, haciéndose más profunda a la derecha hasta llegar a los 11 m . Se simularon dos disparos (directo e inverso), para observar el comportamiento de los frentes de ondas al pasar a través de la interfase.

La figura 4.7.a , representa los frentes de onda propagados en el modelo en un disparo directo. Claramente se observa como los frentes, comienzan siendo circulares cerca del disparo, y luego en un instante dado al tocar la interfase son desviados hasta alcanzar nuevamente la superficie donde son recibidos como frentes de ondas refractadas. Ese punto donde los frentes son desviados, coincide con el punto donde los rayos inciden en ángulo crítico y comienzan a propagarse a lo largo de la interfase.

La onda refractada, en este caso, es registrada en superficie a partir de los 20 m aproximadamente del punto de disparo. Debajo de la interface los frentes de onda parecen circulares pero no llegan a serlo.

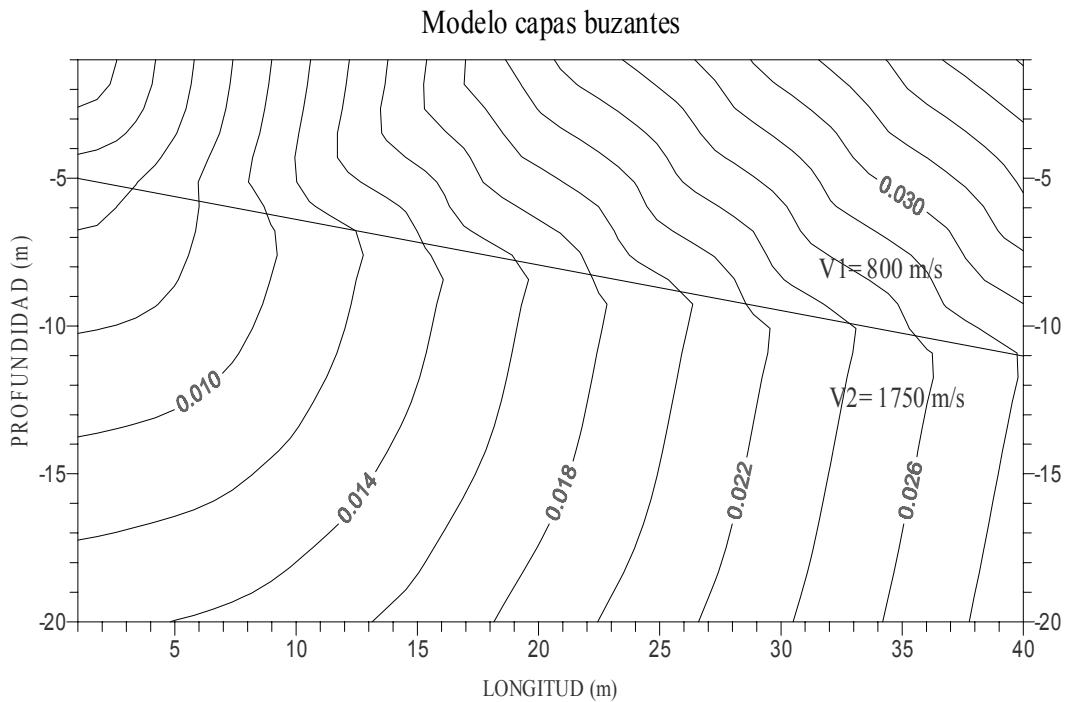


Figura 4.7.a Modelo de capas buzantes. La fuente está colocada en la esquina superior izquierda de la malla. La velocidad sobre la interface es de 800 m/s, bajo la misma la velocidad es de 1750 m/s . Isotimias en segundos.

En la figura 4.7.b , se observa el mismo modelo, pero la fuente ahora está ubicada en el extremo superior derecho (disparo inverso). De igual manera al observar el tipo de onda que llega a la superficie puede apreciarse, que a partir de la fuente o el punto de disparo los frentes se propagan de manera circular hasta los 30 m aproximadamente, estos corresponden a la onda directa. Posteriormente comienza el registro de la onda cónica hasta el final del modelo.

La diferencia entre ambos casos, es el tiempo de llegada de la onda refractada a la superficie, este tiempo es mayor si el disparo se realiza buzamiento abajo, mas sin embargo ambos tiempos son iguales a una distancia igual a la distancia entre las fuentes.

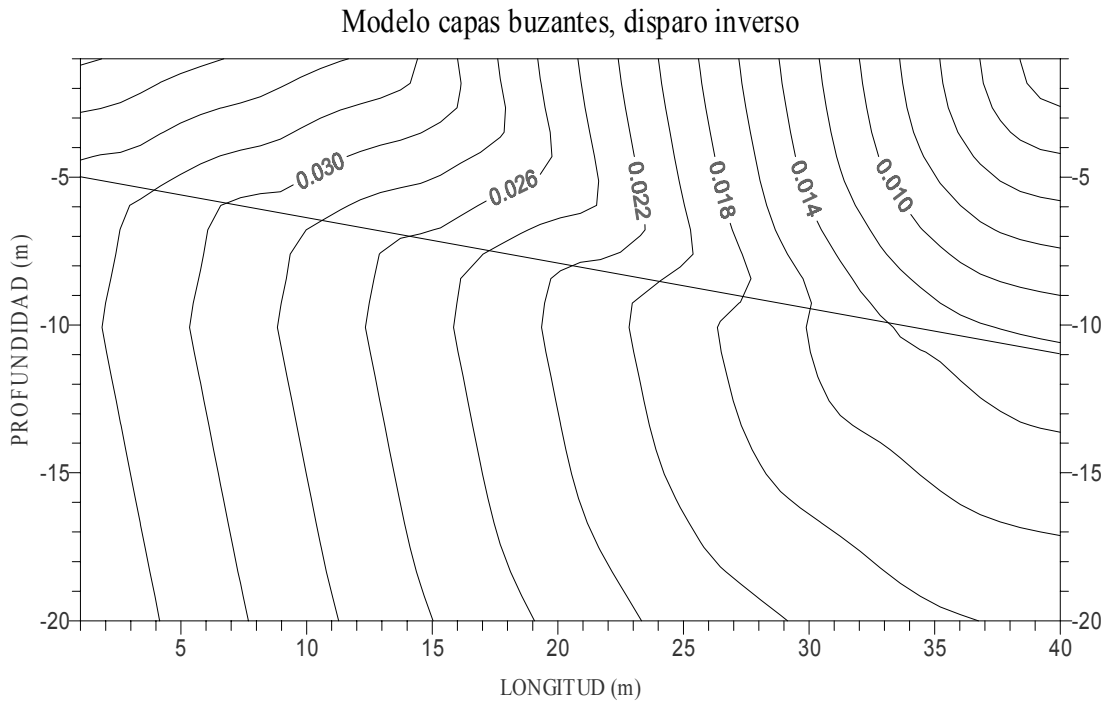


Figura 4.7.b. Modelo capas buzantes, disparo inverso. La fuente está colocada en la esquina superior derecha del modelo. Las isotimias están en segundos.

Igual que en el modelo de capas paralelas, se procedió a reconstruir el modelo mediante el método general de frentes de ondas (Rockwell, 1967), donde efectivamente se demostró que los valores calculados se corresponden a las primeras llegadas, ya que coincidieron tanto la forma de la interfase buzante como sus valores de profundidad en los extremos, (apéndice 2).

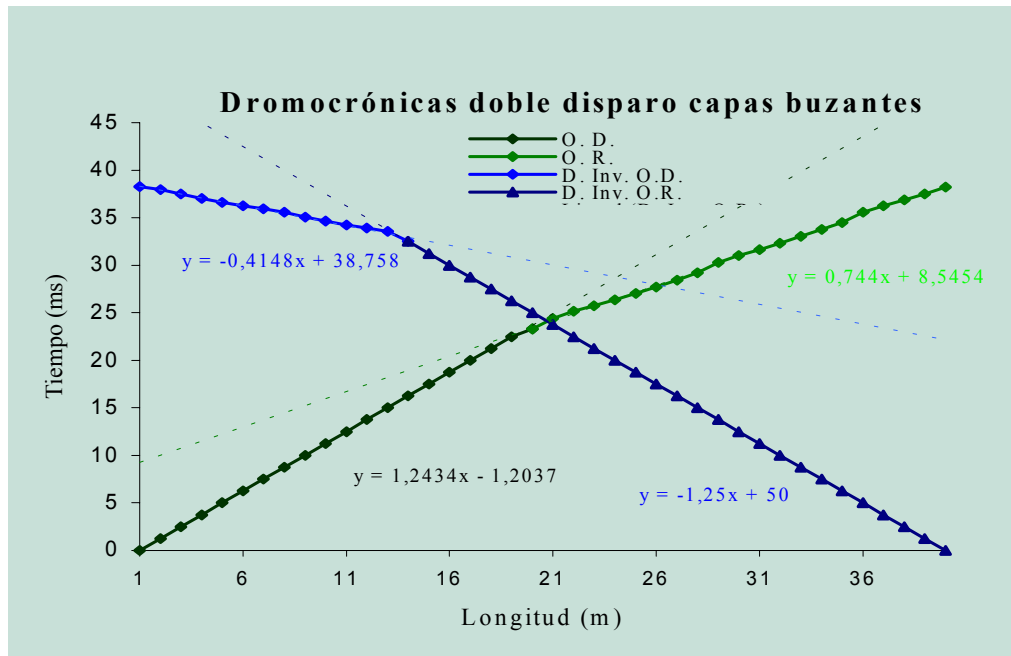


Figura 4.7.2 Dromocrónica doble disparo capas buzantes

La figura 4.7.2, muestra las curvas distancia-tiempo, para el modelo de capas buzantes propuesto. En efecto, se muestra la distancia crítica para el disparo directo en $x = 20$ m, lo cual coincide con lo observado en el perfil con los frentes de ondas dibujados. Para el disparo inverso se ubicó la distancia crítica a los 28 m del punto fuente. Posteriormente al hacer la reconstrucción del modelo original a través del método de los frentes de ondas (apéndice 2), se observó la coincidencia tanto de la profundidad de la interfase como del ángulo de buzamiento de la misma, es decir los eventos se obtuvieron en su verdadera posición.

CAPÍTULO 5

MODELO REAL: PERFIL BIRONGO N-S

5.1 Ubicación del perfil

El modelo físico fue construido a partir de un levantamiento sísmico 2D hecho por PDVSA, a finales del 2001 en el Mar Caribe frente a las costas venezolanas. La línea sísmica adquirida con coordenadas $10^{\circ} 28'$ norte y $66^{\circ} 13'$ oeste, alcanzó los 185 km. El objetivo de la adquisición fue realizar una interpretación integrada con datos gravimétricos sobre la forma del borde sur de la placa del Caribe. El modelaje con los datos sísmicos se hizo a través del programa “Rayinvr”, basado en teoría de rayos (Guédez, 2003),

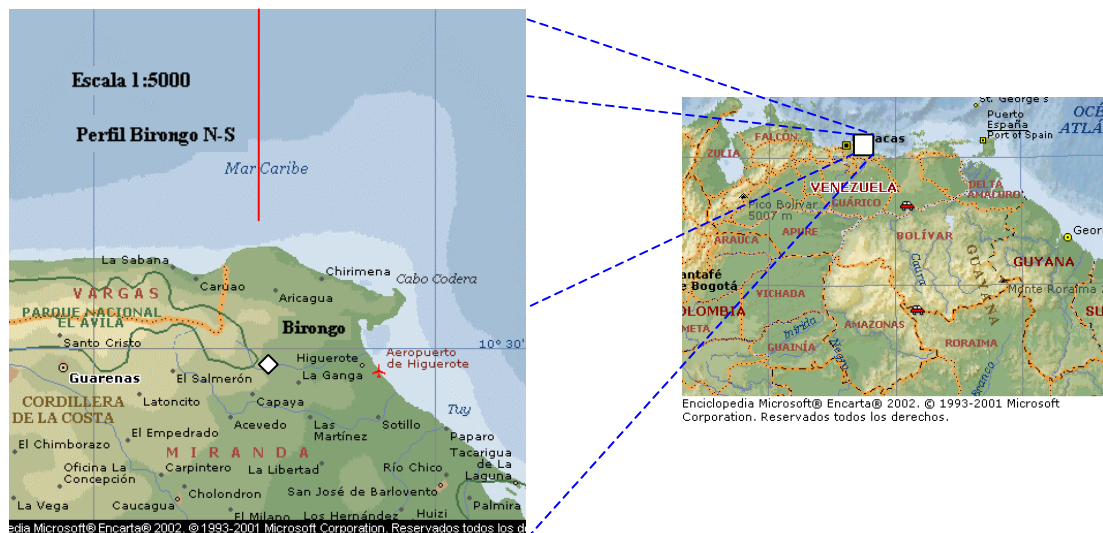


Figura 5.1.1. Ubicación del perfil. La línea vertical de color rojo indica la ubicación del perfil.

5.2 Geología de la zona

Cinturones Orogénicos del sistema montañoso del Caribe

Desde el punto de vista fisiográfico el rasgo predominante en esta región del país está representado por la franja central del Sistema Montañoso del Caribe. Este constituye una faja montañosa de dirección este-oeste que se extiende fundamentalmente a lo largo de la costa septentrional de Venezuela central y oriental. Esta faja montañosa se compone de dos serranías subparalelas, la Cordillera de la Costa al norte y la Serranía del Interior al sur. La primera se eleva abruptamente desde el nivel del mar hasta los 2700 m (pico Naiguatá), mientras que la segunda es considerablemente menos elevada, teniendo como punto culminante los 1900 m del Pico Platillón cerca de San Juan de los Morros.

El límite sur de la placa del Caribe, el cual colinda con el norte de la Placa Suramericana, se caracteriza por ser una región con una complicada historia geológica de subducción, levantamiento tectónico y formación de napas extendidas desde el Jurásico hasta el Eoceno (Mattson, 1984). Talukdar y Loureiro (1982), concluyeron que la totalidad del cinturón tectónico de la Cordillera de la Costa representa un complejo de subducción metamorfozado y deformado.

La parte central del Sistema Montañoso del Caribe posee 4 sistemas de fallas principales de carácter regional, las cuales son identificables por los rasgos

estructurales particulares a través de las montañas de la cordillera. Representa una serie de unidades tectónicas formadas por la superposición de varios cinturones orogénicos conocidos como napas, en la zona se tiene la presencia de fallas transcurrentes jóvenes y extensas, las cuales causan el desplazamiento de parte de las napas (Bellizia y Dengo, 1990).

La estratigrafía de la región, principalmente en sus capas más superficiales, está compuesta por sedimentos de edad Terciaria y Cretácica, los cuales han sido intensamente deformados (Ladd et al, 1984). La primera capa está constituida probablemente por sedimentos marinos del Cuaternario en el tope, hasta sedimentos más consolidados y metasedimentarios del Terciario en la base (Ladd et al, 1984), abarcando hasta una profundidad aproximada de 7 km, con una velocidad promedio de 4.6 km

5.3 Modelo real, perfil Birongo N-S.

Con la finalidad de comprobar los resultados, se elaboró un modelo discreto de velocidades, de dimensiones 200 km por 50 km de profundidad, con los mismos parámetros físicos utilizados por Guédez (2003) en el perfil Birongo norte-sur. Las celdas del modelo, se elaboraron de 1 km por lado, para un total de 10000 celdas.

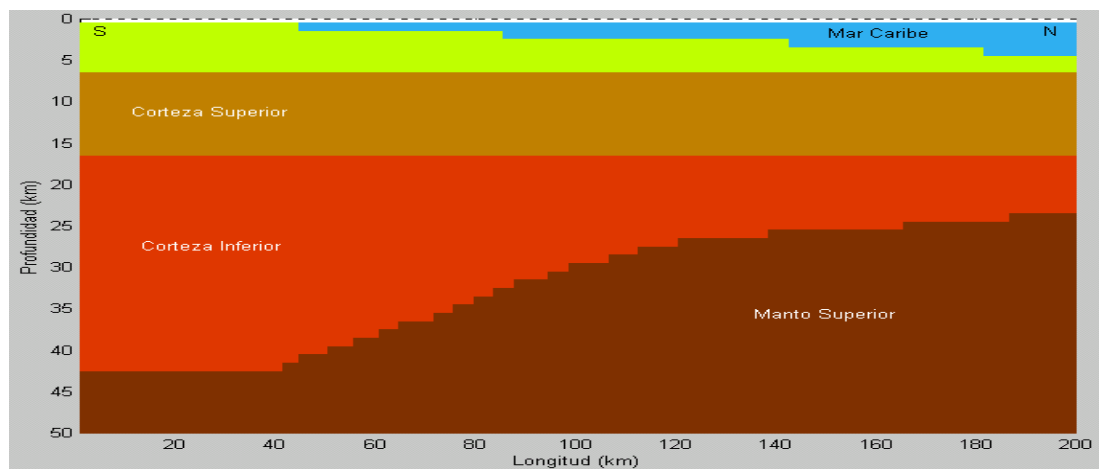


Figura 5.3.1. Modelo geológico, en el perfil Birongo N-S

El modelo consta básicamente de 3 capas paralelas semi-horizontales (figura 5.3.1), donde la primera capa tiene un espesor aproximado de 7 km y una velocidad promedio de 4.6 km/s, mostrando un adelgazamiento hacia el extremo norte. La segunda capa (corteza superior), posee un espesor promedio de 10 km, con velocidad promedio de 6 km/s, con un ligero aumento hacia la parte oceánica del perfil, siendo los valores 5.95 km/s cerca del continente hasta 6.1 km/s costa afuera. La tercera capa o corteza inferior presenta una variación que va desde los 6.6 km/s hasta los 7.1 km/s

costa afuera. Presenta además una reducción de su espesor desde 40 km bajo la línea de costa, hasta los 26 km de profundidad hacia la parte oceánica. Para una mejor aproximación al modelo real, las variaciones en las velocidades tanto en profundidad como horizontalmente, fueron simuladas mediante interpolaciones lineales, usando como valores iniciales, los valores extremos de cada capa (figura 5.3.2).

En la figura 5.3.3 se observa el mismo modelo con los contornos formados por los frentes de ondas. La fuente está ubicada en la esquina superior izquierda del modelo. A simple vista, puede notarse cerca de la fuente, la existencia de variaciones en la distancia vertical entre contornos de frentes de ondas sucesivos, esto en efecto denota la existencia de un gradiente vertical de velocidad.

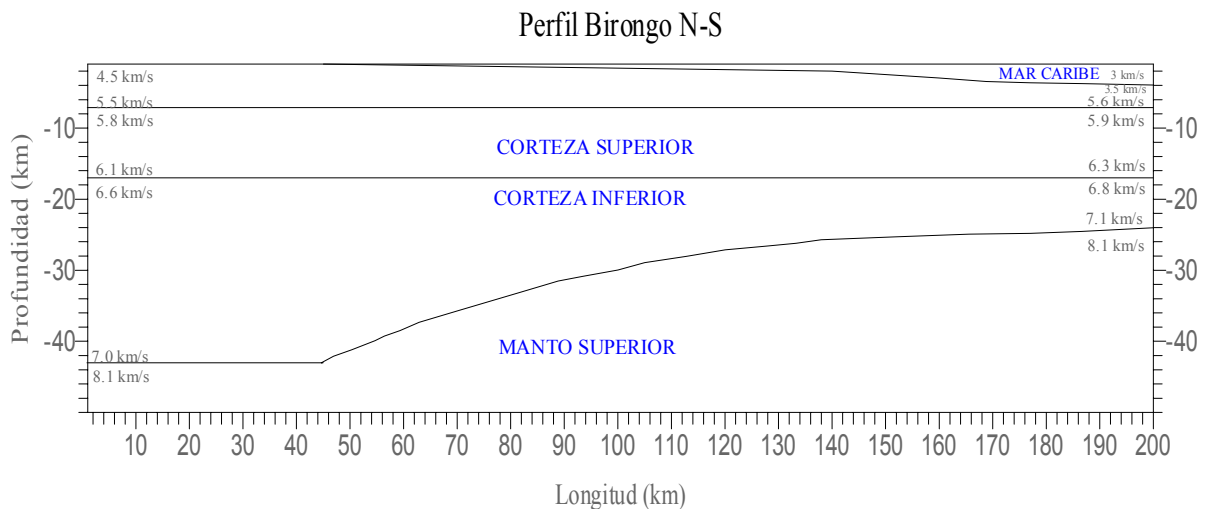


Figura 5.3.2. Modelo de velocidades en el perfil Birongo. Se muestran los valores de velocidades en los extremos de cada capa

Asímismo, en las diferentes capas se observa las variaciones en la inclinación de los contornos de los frentes (gradientes horizontales), y los quiebres o cambios de dirección de los contornos al encontrarse con las interfases. En la última capa (manto superior) se fijó un valor constante de velocidad ($v = 8.1 \text{ km/s}$), por lo que no se observan cambios importantes ni en la dirección ni en la forma de los contornos.

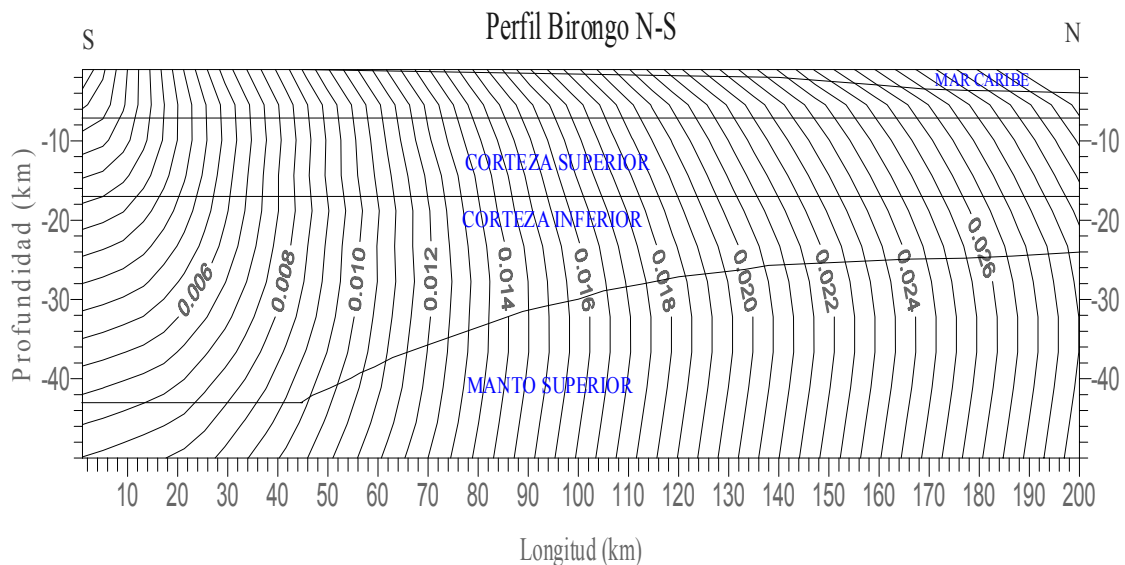


Figura 5.3.3. Modelo Placa del Caribe. La fuente está ubicada en la esquina superior izquierda del modelo.

La figura 5.3.4, muestra el mismo perfil pero sólo hasta los 26 km de profundidad, a manera de mostrar las dos primeras capas completas. Haciendo un análisis visual de los frentes que llegan a superficie, puede inferirse que la onda directa pareciera llegar hasta 30 km aproximadamente de distancia a partir del punto fuente. Posteriormente sólo llegan a superficie ondas cónicas.

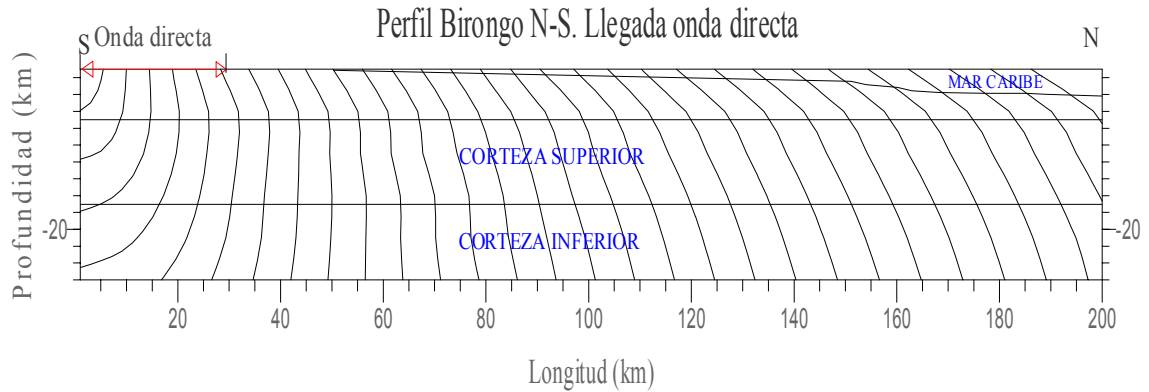


Figura 5.3.4. Perfil Birongo N-S. Corte del perfil a los 26 km de profundidad

El gráfico 5.3.5, muestra las curvas distancia-tiempo del perfil, tomadas en superficie. Se observa, que las líneas son curvas, debido a los gradientes de velocidad en el modelo. Efectivamente hasta los 28 km a partir del punto fuente las primeras llegadas corresponden a la onda directa (línea azul). A partir de allí, las primeras llegadas corresponden a las ondas cónicas de la segunda capa (línea roja) y finalmente a los 93 km se produce la llegada de las cónicas correspondientes a la tercera capa (línea verde).

En el gráfico se muestran también las ecuaciones de las parábolas que mejor se ajustan a los respectivos conjuntos de valores. La bondad de ajuste es medido por el valor “R²” (desviación típica). En el caso de la onda directa, al derivar la curva en cualquier punto, se obtiene el valor de lentitud original del modelo para ese punto, por ejemplo, derivando la curva ajustada para la onda directa:

$$\delta y/\delta x = -0.00034 x + 0.22672$$

evaluando para $x=20$ km se obtiene:

$$S = \delta y/\delta x = 0.21992$$

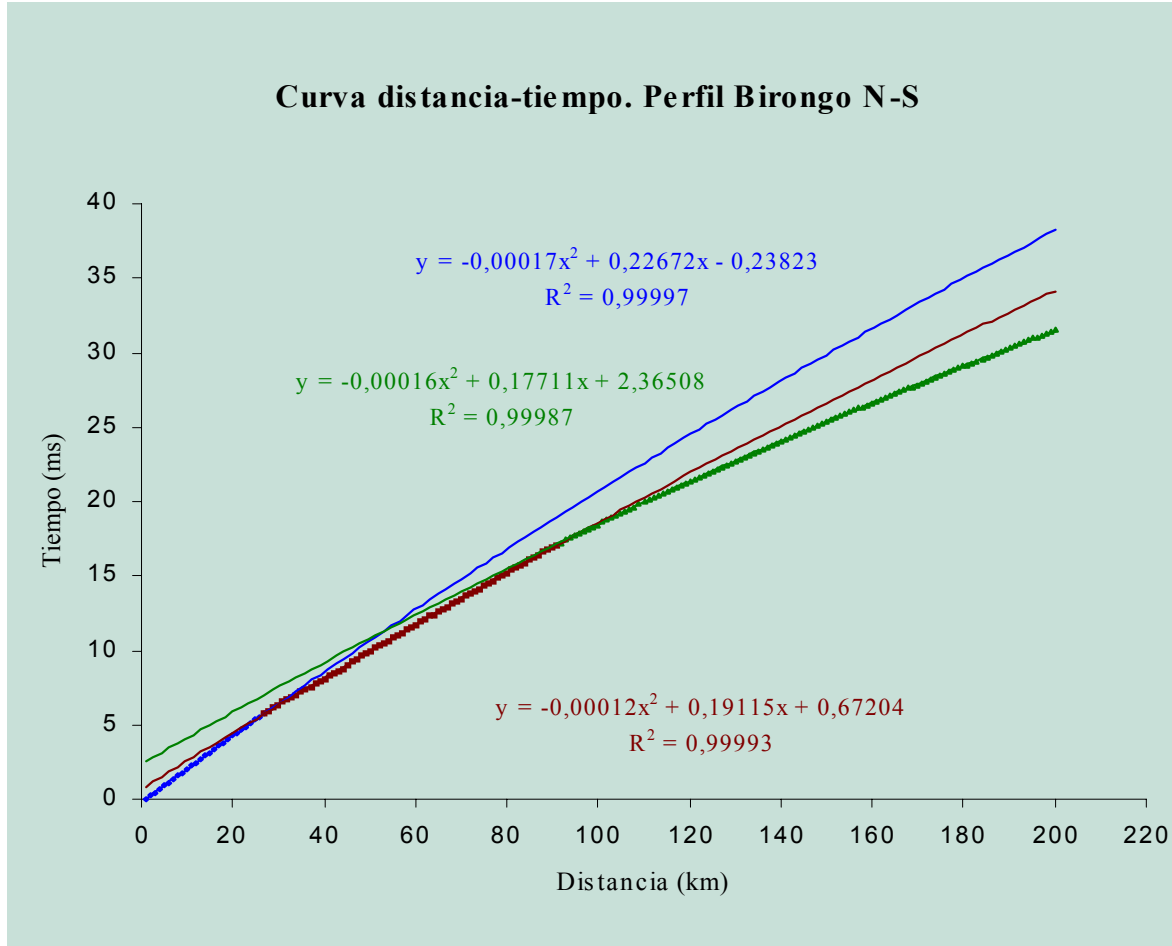


Gráfico 5.3.5. Curva distancia-tiempo. Perfil Birongo N-S. La curva azul representa la onda directa, la curva roja primera cónica y la curva verde segunda cónica

Este es el valor de lentitud (S), para el punto del modelo con coordenadas $z=1$ km; $x=20$ km; o lo que es lo mismo el valor de velocidad $v = 4547,1$ km/s . El valor

asignado al modelo en ese punto fue $v = 4464,3 \text{ km/s}$. Comparando ambos valores, puede calcularse el error cometido en la estimación, este fue:

$$\text{Error} = \left| \text{valor teórico} - \text{valor calculado} \right| / \text{valor teórico}$$

$$\text{Error} = \left| 4464,5 - 4547,1 \right| / 4464,5$$

$$\text{Error} = 1.85\%$$

Si se toma en cuenta el error máximo cometido por el algoritmo al usar un modelo uniforme (error = 2%), el error cometido en el cálculo de la onda directa del modelo real puede considerarse aceptable.

CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

- El algoritmo aquí descrito es computacionalmente estable y rápido, además posee una precisión aceptable en el cálculo de los tiempos de llegada de los frentes de ondas, (hasta 2.2%). Puede ser utilizado con modelos de velocidad arbitrarios y complicados.
- Para calcular el menor tiempo de llegada (primeras llegadas), el programa compara reflexiones, refracciones y difracciones, y por ello las zonas problemáticas (capas escondidas, difractores, gradientes laterales y altos contrastes de velocidad, etc.), no representan mayor problema para el cálculo de las primeras llegadas.
- La salida del programa ofrece los tiempos de las primeras llegadas, a partir de los cuales es posible reconstruir los frentes de ondas, y determinar el tiempo de llegada de la onda directa sí como de las diferentes ondas cónicas.

- Aunque en el presente trabajo se utilizó el algoritmo para modelaje sísmico, sus aplicaciones van mucho más allá, por ejemplo: puede ser usado para calcular primeras llegadas para tomografía sísmica.
- Para aumentar el detalle y con esto la precisión, es necesario un muestreo del medio lo más detallado posible, para luego poder elaborar el modelo más ajustado a las condiciones reales.
- Es posible disminuir el tamaño de la celda de muestreo (dh), o por otro lado ajustar el programa para que los lados de la celda no necesariamente deban ser iguales. Esto ayudaría a aumentar el detalle en cualquiera de las escalas individualmente, ya sea en profundidad o en distancia de la fuente.
- Para un mejor ajuste de los frentes de ondas, se puede utilizar otro interpolador (Lagrange, polinómico, etc.) hasta encontrar el que proporcione el menor error posible.

- Controlar mejor el proceso que va desde el cálculo de los tiempos hasta el modelaje, creando una interfase gráfica entre el archivo de tiempos de salida y el dibujo del modelo final. Esto ahorraría mucho tiempo en las posibles correcciones del modelo de velocidades inicial.

- Desarrollar una plataforma más amigable para el usuario, donde funcionen los programas de modelado y cálculo de los tiempos, y si es posible el programa de modelado final.

BIBLIOGRAFÍA

ALDRIDGE, D. y D. OLDENBURG (1992). “ *Refractor imaging using an automated wavefront reconstruction method*”. *Geophysics*, 57(3): 378-385

BELLIZIA, A. y G. DENGGO (1990). ”*The Caribbean mountain system, northern South America*”. *Geologic Soc. American.*, Boulder, Colorado.167-175

BORN, M. y E. WOLF (1965). “*Principles of optics*”. Third Edition, New York.

BOTT, M. (1971). “*The interior of the earth*”. *Journal of Geophysical*, 83 (3): 949-954.

CAO, S. y S. GREENHALGH (1994) “*Finite-difference solution of the eikonal equation using an efficient, first-arrival, wavefront tracking scheme*”. *Geophysics*, 59 (4): 632-643

DOBRIN, M. (1969) “*Introducción a la Prospección Geofísica*”. Ed. Omega Casanova 220, Barcelona. P.483.

FIGUEROLA, C. (1970) “*Principios de Geofísica Aplicada*”. E.T.S. de Ing. de Minas. Madrid, España. P.520.

GUEDEZ, R. (2003) ”*Estudio Cortical en el área centro-norte y noroccidental de Venezuela a partir de datos de sísmica de refracción*”. Trabajo Especial de Grado Inédito. Universidad Central de Venezuela, Caracas.

GUTTENBERG, B. (1959). “*Physics of the Earth’s interior*”. Academic Press

JEFFREYS, H. (1959) “*The Earth its origin and physical constitution*”. 4th Edic.London, Cambridge

LADD, J., M. TRUCHAN, M. TALWANI, P. STOFFA (1984). “*Seismic reflection profiles across the southern margin of the Caribbean*”. In: “*The Caribbean- South American plate boundary and regional tectonics*”. (edited by W. E. Bonini, R. B. Hargraves and R. Shagan), G.S.A. Manoir, 162: 153-159

LAY, T. y T. C. WALLACE (1995). “*Modern global Seismology*”. Academic Press

LECOMTE, I. (1993).”*Finite difference calculation of first traveltimes in anisotropic media*”.Geophysics Journal International, 113: 318-342

LECOMTE, I. (2000) ”*Improving modelling and inversion in refraction seismic with a first-order Eikonal solver*”. Geophysical Prospecting, 48: 437-454

LOWRIE, W.(1997). “ Fundamentals of Geophysics”. Cambrigde. University press.
354p

MATTSON, P. H. (1984).”*Caribbean structural breaks and plate movements*”.
Bulletin of the Geological Society of Americas, 162: 81-93

MOONEY, W. y T. LASKE (1998). ”*Crust 5:1 A global curstal model al 5°x5°*”.
Journal of Geophysical Research, 103: 727-741

QIN, F y L.YI (1992). “*Finite-Difference solution of eikonal equation along
expanding wavefronts*”. Journal of Geophysics, 57 (3): 478-487

ROCKWELL, D.W. (1967), “*A general wavefront method*”, in Musgrave, A.W., Ed.,
Seismic refraction prospecting Soc. Expl. Geophys., 416-425

SCHNEIDER, W y K. RANZINGER (1992) “*A dinamic programmig approach to
first arrival travelttime computation in media with arbitrarily distributed velocities*”.
Geophysics, 57: 39-50

SHUNHUA, C. y S. GREENHALGH (1994). ”*Finite-difference solution of eikonal
equation using an efficient, first- arrival, wavefront tracking scheme*”. Journal of
Geophysics, 59 (4): 632-643

SMITH, P. J. (1975). "*Temas de Geofísica*". Editorial Reverte, Madrid 236 p.

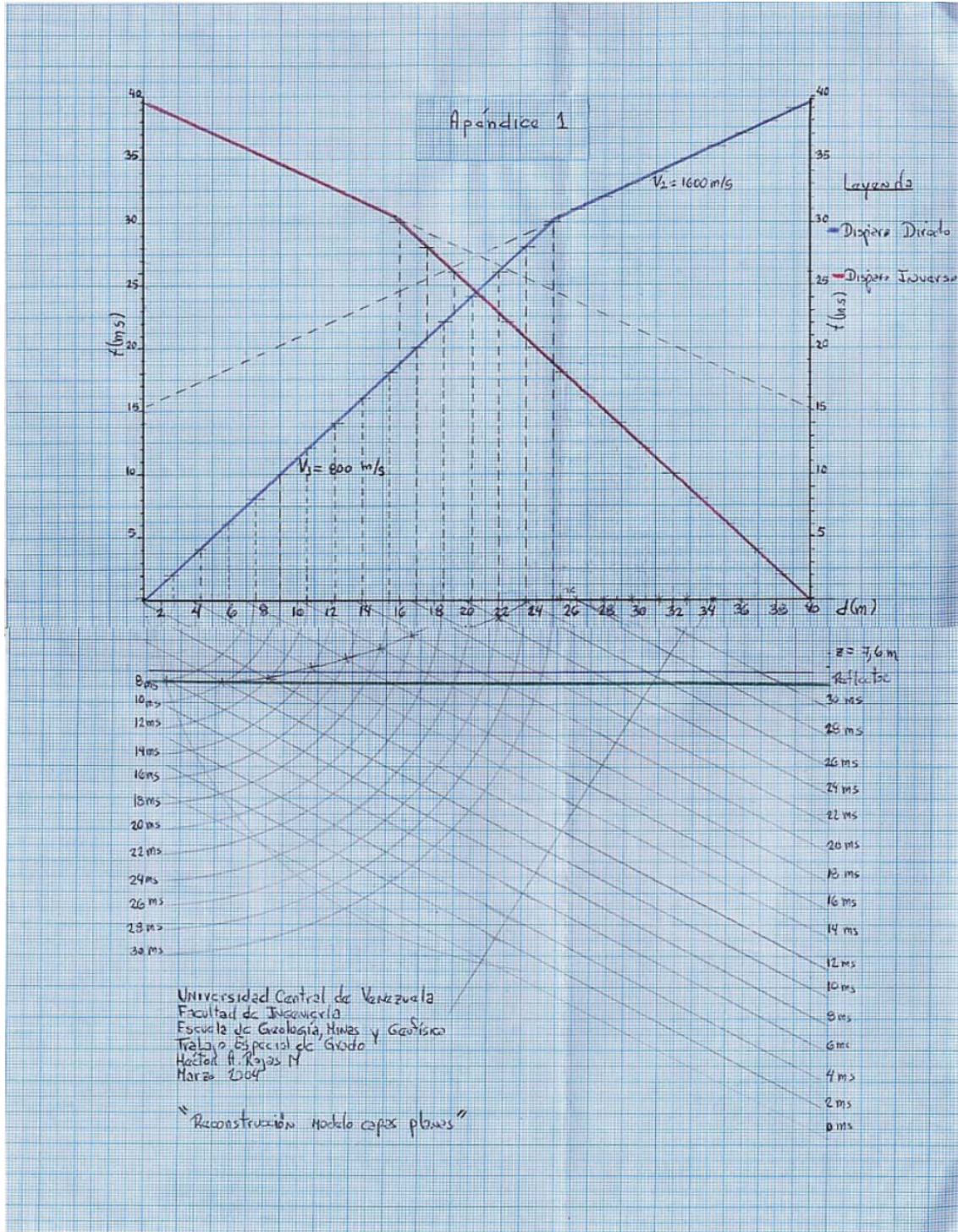
TALUKDAR, S. y D. LOUREIRO (1982). "*Geología de una zona ubicada en el segmento norcentral de la cordillera de la costa, Venezuela: metamorfismo y deformación. Evolución del margen septentrional de Suramérica en el marco de la tectónica de placas*". *Geos*, 27: 15-76

THORNBURGH, H.T. (1930) "*Wavefront diagrams in seismic interpretation*" *Bull A.A.P.G.* , 14: 185-200

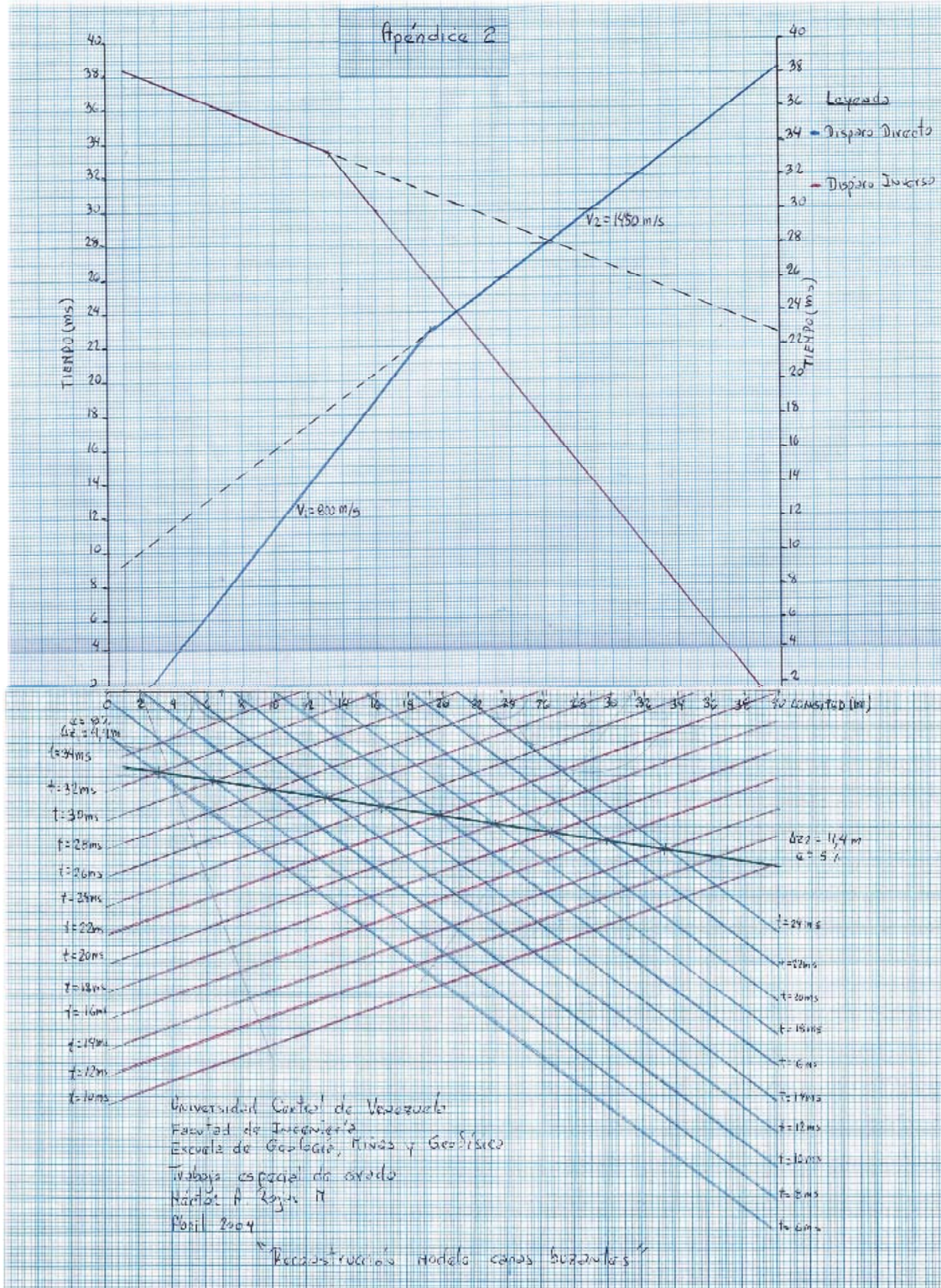
VIDALE, J. (1988) "*Finite difference calculation of travel times*" *Bulletin of the Seismological Society of America*, 78 (6): 2062-2076

YILMAZ, O. (1987) "*Data Seismic Processing*". Tulsa Society Exploration Geophysicists. 526 p.

APÉNDICE 1



APÉNDICE 2



APÉNDICE 3

ALGORITMO PARA MODELOS SENCILLOS

```
program modelos
implicit none
parameter p=200
Real s(p,p),EL(p),EP(p),v(p),Px(p),Pz(p),dh
Integer D1,band,x,z,k,l,np,nc,pro(p),profu,pro1,pro2,nx,nz
Real v0,v1,v2,v3,i,j,m,dem
Character f
print*,'Introduce la longitud total de la matriz'
read*,nx
print*,'Introduce la profundidad total de la matriz'
read*,nz
print*,'Introduce Rango de muestreo'
read*,dh
print*,'Velocidad de Background (ej.4000.0)?...'
read*,'(f6.1)',v1
print*,'Seleccione la forma de las anomalías de velocidades...'
print*,'cuadrado(1),rect(2),difrador(3),capas(4),buzante(5)'
read*,f
open (4,file='lent.txt')
Forma:select case (f)
case('1')
  Print*,'Es un cuadrado'
  band=1
case('2')
  print*,'Es un rectángulo'
  band=2
case('3')
  print*,'Modelo a definir por el número de puntos'
  band=3
case('4')
  Print*,'Es un modelo de capas paralelas'
  band=4
case('5')
  Print*,'Es un modelo con capas buzantes'
  band=5
case default
  print*,'ERROR!!!'
  band=6
END SELECT forma
```

```

if (band.eq.1)then
  print*,'Valor de velocidad de la anomalia (ej.4000.0)?'
  read(*,'(f6.1)'),v2
  print*,'Introduce las coordenadas de 4 esquinas, (x,z)...!'
  print*,'(comenzar por la superior izquierda,'
  print*,'y seguir en sentido horario)'
  do k=1,4
    print*,'Esquina',k,'(x,z)'
    read(*,*),x
    EL(k)=x
    read(*,*),z
    EP(k)=z
  enddo
  do i=1,4
    print*,'EL,EP',EL(i),EP(i)
  enddo
  do j=EP(1),EP(4)
    do i=EL(1),EL(2)
      s(i,j)=1./v2
    enddo
  enddo
endif
if (band.eq.2)then
  print*,'introduce el valor de velocidad de la anomalia'
  read(*,'(f6.1)'),v2
  print*,'Introduce las coordenadas de 4 esquinas, (x,z)...!'
  print*,'(comenzar por la superior izquierda,'
  print*,'y seguir en sentido horario)'
  do i=1,4
    print*,'Esquina',i,'(x,z)'
    read*,x,z
    s(x,z)=1./v2
  enddo

```

c

```

endif
if (band.eq.3)then !definir la forma mediante el número de puntos
  print*,'Cuantos puntos tiene la superficie'
  read*,np
  print*,'Introduce la velocidad de la interfase'
  read*, v2
  do i=1,np
    print*,'coordenadas del punto p(',i,')'
    print*,'longitud'
    read(*,*),x
    EL(i)=x

```

```

    print*,'profundidad'
    read(*,*),z
    EP(i)=z
    enddo
    do i=1,np
        if (el(i).gt.el(i-1))then
            do j=1,np
                if(j.lt.ep(i))then
                    s(i,j)=1./v1
                else
                    s(i,j)=1./v2
                endif
            enddo
        else
            do j=1,np
                s(i,j)=s(i-1,j)
            enddo
        endif
    enddo
endif
if (band.eq.4) then
    print*,'Cuántas capas tiene el modelo?'
    read*,nc
    print*,'Introduce los valores de las velocidades...'
    print*,'Comienza por la más superficial...'
    do i=1,nc
        read*,v(i)
    enddo
    print*,'Introduce la profundidad de cada interfase...'
    print*,'comienza por la interfase más superficial...'
    do j=1,nc-1
        print*,'Profundidad interfase ('j,')'
        read(*,*),pro(j)
        do i=1,nx
            if (j.gt.1) then
                do l=pro(j-1),pro(j)-1
                    s(i,l)=1./v(j)
                enddo
            else
                do k=1,pro(j)-1
                    s(i,k)=1./v(j)
                enddo
            endif
        enddo
    enddo
endif
enddo
enddo

```

```

do i=1,nx
  do l=pro(nc-1),nz
    s(i,l)=1./v(nc)
  enddo
enddo
endif
if (band.eq.5)then
  print*,'introduce el valor de velocidad bajo la interface'
  read(*,'(f6.1)'),v2
  print*,'Introduce las coordenadas de los extremos, (x,z)...'
  print*,'(comenzar por el extremo izquierdo)'
  do i=1,2
    print*,'Punto',i,'(x,z)'
    read*,Px(i),Pz(i)
  enddo
  m=(Pz(2)-Pz(1))/(Px(2)-Px(1))
  do j=1,nz+1,dh
    do i=1,nx,dh
      dem=(i-Px(1))*m-(j-Pz(1))
      if(dem.gt.0)then
        s(i,j)=1./v1
      else
        s(i,j)=1./v2
      endif
    enddo
  enddo
  do k=1,nz,dh
    do j=1,nx,dh
      if (s(j,k).gt.s(j+1,k))then
        s(j,k)=s(j,k+1)
      else
        s(j,k)=s(j,k)
      endif
    enddo
  enddo
endif
if(band.eq.6)then
  print*,'Error...'
ENDIF
write(4,1000)dh,nx,nz
do i=1,nc
  print*,'v(',i,')',v(i)
enddo
do i=1, nx,1
  write(4,1100)i

```

```
        do j=1,nz,1
            write(4,1200)j,s(i,j)
        enddo
    enddo
close (4)
1000 format(1x,f3.1,5x,I5,5x,I5)
1100 format(3x,f7.3)
1200 format(10x, f7.3, 3x, f9.7)
end program modelos
```


APÉNDICE 4

CAMBIO DE FORMATO PARA DIBUJAR EL MODELO CON MATLAB

```
C


---


  ALGORITMO DE CAMBIO DE FORMATO PARA DIBUJAR EL MODELO CON
  LA AYUDA DE MATLAB
  Realizado por H. Rojas


---


C
  implicit none
  parameter p=200
  Integer i,j,k,nx,nz
  Real s(p,p),cdp,dh
C ABRE EL ARCHIVO DE LENTITUDES LENT.TXT
  open (3,file='lent.txt')
C ARCHIVO DE SALIDA CON EL NUEVO FORMATO
  open (4,file='modelo.dat')
  read (3,2000) dh,nx,nz
  do i=1,nx
    read (3,2001)cdp
    do j=1,nz
      read (3,2002) s(i,j)
    enddo
  enddo
  do i=1,nx
    do j=1,nz
      write (4,2005) s(i,j),i,j
    enddo
  enddo
  close(3)
  close(4)
2000 format(1x,f3.1,5x,5I,5x,5I)
2001 format(3x,f7.3)
2002 format(20x,f9.7)
2005 format(2x,f9.7,2x,5I,2x,5I)
end
```

APÉNDICE 5

ALGORITMO PARA LA OBTENCIÓN DEL MODELO DE VELOCIDADES PERFIL BIRONGO N-S

```
%  
% Creación del modelo de velocidades Perfil Birongo N-S  
%  
clear,clf;  
load modelo.dat  
lon=modelo(:,2)';z=modelo(:,3)';lent=modelo(:,1)';  
hold on  
for j=1:10000  
    if lent(j)>0.000333, w(lon(j),z(j))=1  
        elseif 0.000333>=lent(j) & lent(j)>=0.00017857,  
w(lon(j),z(j))=2;  
        elseif 0.00017857>lent(j) & lent(j)>=0.000157,  
w(lon(j),z(j))=3;  
        elseif 0.000157>lent(j) & lent(j)>0.0001230,  
w(lon(j),z(j))=4;  
        else w(lon(j),z(j))=5;  
    end  
end  
mapa=[0.20 0.69 0.98;0.75 1 0;0.78 0.51 0;0.88 0.22 0;0.5  
0.2 0]  
image(w')  
colormap(mapa)  
set(gca,'XGrid','on','YGrid','on');  
set(gca,'XDir','normal','YDir','reverse');  
axis ([1,200,0,50])  
xlabel('Longitud (km)')  
ylabel('Profundidad (km)')  
%title('Perfil Birongo N-S, Modelo Geológico')
```