

TRABAJO ESPECIAL DE GRADO

**PROBLEMAS EN REGISTROS SÓNICOS ASOCIADOS A LA
PROPAGACIÓN DE ONDAS SÍSMICAS EN POZOS**

Presentado Ante la Ilustre
Universidad Central de
Venezuela Para Optar el Título
De Ingeniero Geofísico
Por el Br. Hernández Rondón Ramón Aníbal

Caracas, 2001

TRABAJO ESPECIAL DE GRADO

PROBLEMAS EN REGISTROS SÓNICOS ASOCIADOS A LA PROPAGACIÓN DE ONDAS SÍSMICAS EN POZOS

TUTOR ACADÉMICO: Prof. José Cavada
TUTOR INDUSTRIAL: Ing. Franklin Ruiz

Presentado Ante la Ilustre
Universidad Central de
Venezuela Para Optar el Título
De Ingeniero Geofísico
Por el Br. Hernández Rondón Ramón Aníbal

Caracas, 2001

*A mis padres Carlina y Ramón
y a Jenny Carolina*

Agradecimientos

Antes que a nadie agradezco a Dios por la vida que me ha dado y la oportunidad de ser alguien dentro de esta sociedad.

Agradezco a mis padres, quienes siempre e incondicionalmente me han apoyado en todos los sentidos para lograr las metas que me he propuesto, Gracias mamá, Gracias papá. A mis hermanos Omar y Carlos, y a mis hermanas Iraida y Alicia quienes de una u otra forma también siempre me han apoyado. También a mis abuelos, a mis tíos y primos por demostrarme y por todos los momentos compartidos, gracias a todos ellos.

Agradezco a la Universidad Central de Venezuela, en donde además de todos los conocimientos académicos también aprendí a vivir en una comunidad llena de solidaridad y hermandad, en donde a pesar de todos los problemas y dificultades siempre estamos en la búsqueda de la justicia y la verdad. Gracias a los profesores quienes se encargan cada día de guiarnos en nuestro aprendizaje, y a toda la gente que hace posible que nuestra Universidad Central siga siendo la universidad más productiva del país.

A PDVSA exploración por haber financiado este trabajo, y por todos los conocimientos que adquirí en sus instalaciones.

A mi tutor industrial Franklin Ruíz, por haberme propuesto esta tesis y por guiarme hasta la culminación con éxito de la misma, y al profesor José Cavada, por haber aceptado ser mi tutor académico, y por las sugerencias y correcciones que hizo para mejorar este trabajo.

También quiero agradecer muy especialmente a Arturo Contreras por haber puesto su confianza en mí y creer que yo podía sacar adelante esta tesis. A Javier Díaz por sus sugerencias para mejorar la presentación de la tesis, a Rossemay Villalobos, por sus consejos y por siempre brindarme su apoyo incondicional allá en PDVSA.

Gracias a todos mis amigos y amigas, a quienes he conocido fuera o dentro de la universidad, no puedo recordar todos los nombres. A Gaudy Zamora, a mis primas Blanca y Marlene con quienes pasé muchos momentos alegres, con ellas aprendí a bailar y pasamos momentos muy cheveres cuando estábamos en el liceo, también a Maribel y a Mery, con quienes solía ir a fiestas o simplemente jugar a las cartas o cosas por el estilo. A mi amigo Carlos quien también estudió en esta universidad, y a Alina su novia quien en estos días a sido solidaria y me ha dado ánimos para culminar esta tesis. A José Santiago a quien hace tiempo no veo, pero quien fue un gran amigo. A mis amigas de bachillerato de allá de Altagracia, Marianella, Marisela, Yacira, y a todas aquellas cuyos nombres no vienen a mi mente en este momento.

Muy especialmente quiero agradecer a Jhonny Calderon y Fernando Castillo, también a Felix Segovia, Yocasta, Iris, Javier Sánchez, Alejandra, a Lizcar quien siempre estuvo pendiente de cómo salía este trabajo, a Ysaida mi vecina aquí en caracas, a Moisés, a Franklin Tapias, quien tuvo la gentileza de ayudarme con la presentación de la tesis y a Rodolfo Hernández, por las mejoras que hizo a la presentación media hora antes de ser realizada.

Por ultimo, y no quiere decir por eso que sean de menos importancia, agradezco muy especialmente a Giselle Vanessa quien a pesar de estar muy lejos, siempre y durante un buen tiempo que estuve en la realización de esta tesis, se hizo sentir como si estuviera a mi lado, brindadome su apoyo y confianza. También a Jenny Carolina, quien desde que nos conocimos no ha dejado de llamarme ni un día y siempre ha estado pendiente no solo de cómo iba saliendo el trabajo, sino también de cómo estaba yo, a ella junto con mis padres dedico esta tesis.

Mis disculpas a aquellas personas que no nombré, pero sepan que también a ustedes les agradezco, ¡GRACIAS!.

SUMARIO

Hernández R. Ramón A.

Problemas en Registros Sónicos Asociados a la Propagación de Ondas en Pozos

Tutor Académico: Prof. José Cavada. Tutor Industrial: Ing. Franklin Ruiz. Tesis. Caracas, U.C.V. Facultad de Ingeniería. Escuela de Geofísica, 2001, 180 pag.

Palabras claves: Ondas en pozos, registros sónicos, sónico monopolar, sónico dipolar.

Este trabajo consiste en un análisis de los estudios operacionales y de investigación y desarrollo relacionados con el fenómeno de propagación de ondas sónicas en pozos desde sus inicios hasta nuestros días, basándose en los sismogramas sintéticos obtenidos en diferentes trabajos teórico. También se han descrito los resultados de las técnicas de procesamiento STC, MLM, y la raíz enésima. Finalmente se ha realizado un modelaje del fenómeno de propagación de ondas en pozos usando el *método de número de onda discreto*.

Los microsismogramas obtenidos en un pozo se verán fuertemente influenciados por: las velocidades relativas del lodo y la formación; la presencia de la herramienta; el tipo de fuente utilizada; las irregularidades dentro del pozo; el espesor de la zona invadida; el diámetro del pozo; la presencia del tubo y del cemento cuando el pozo esta completado y el tipo de formación.

Los métodos de procesamiento de los registros sónicos tienen la capacidad de detectar las diferentes llegadas presentes en el microsismograma. Sin embargo, la determinación y decisión de los tipos de llegadas que estén presentes en éste, queda en manos del intérprete que realice el procesamiento, quien debe tener conocimiento de la velocidad del lodo y el tipo de formación geológica (para tener idea del rango de velocidades), así como también un conocimiento teórico del fenómeno de propagación de las ondas dentro del pozo.

El modelaje realizado comprueba el efecto del radio del pozo y el ancho de banda de la fuente en los diferentes modos de propagacion en un pozo a hueco abierto.

INDICE

	Página
CAPITULO 1	
Introducción y objetivos.....	1
 CAPITULO 2	
Marco teórico	
2.1 Introducción.....	5
2.2 Esfuerzo y deformación.....	5
2.3 Constantes elásticas.....	7
2.4 Ondas elásticas.....	8
2.4.1 Ondas de cuerpo.....	8
2.4.2 Reflexión y refracción de ondas elásticas.....	10
 CAPITULO 3	
Propagación de ondas sónicas en pozos	
3.1 Introducción.....	14
3.2 Formación rápida (o dura) y lenta (o suave).....	18

3.2.1	Registros de velocidades de ondas P y S en la Faja Petrolífera del Orinoco.....	18
3.2.2	Velocidades P y S en el campo Guaraní en la Sierra de Perijá	20
3.3	Fuentes sísmicas en pozos.....	22
3.3.1	Fuentes utilizadas por las herramientas de registros sísmicos.....	22
	Fuente monopolar.....	22
	Representación de una fuente multipolar.....	23
	Fuente dipolar.....	24
	Fuente tetrapolar.....	24
3.3.2	Análisis de la fuente dipolar.....	26
3.3.3	Microsismogramas sintéticos asociados a fuentes monopolares dipolares, y tetrapolares en formaciones lentas (suaves) y formaciones rápidas (duras).....	28
	Microsismogramas obtenidos para fuentes de altas frecuencias.....	28
	Microsismogramas obtenidos para fuentes de frecuencias intermedias.....	30
	Microsismogramas obtenidos para fuentes de bajas frecuencias.....	32
	Movimientos de las paredes del pozo ocasionados por los modos de pozo.....	34
3.4	Ondas sísmicas en pozos no entubados.....	39
3.4.1	Fenómenos de propagación en una formación rápida o dura.....	39
	Onda compresional refractada.....	39
	Onda de cizalla refractada.....	40
	Modo evanescente (modo leaky).....	40

Onda pseudo-Rayleigh.....	41
Onda Stoneley u onda de tubo.....	43
Onda directa.....	44
Señal acústica.....	44
3.4.2 Fenómenos de propagación en una formación lenta o suave.....	46
3.5 Ondas sónicas en pozos entubados.....	51
3.5.1. Efecto del tubo en las ondas de cuerpo y guiadas	51
Ondas P.....	51
Ondas S.....	52
Modo Stoneley.....	52
3.5.2 Efecto del revestimiento en los microsismogramas.....	54
3.5.3 Efecto del tubo y el cemento en los tiempos de llegada.....	55
3.6 Efecto de la zona invadida en el campo de ondas sónicas.....	58
3.6.1 Efecto de la zona invadida en los diferentes modos de propagación	61
Efecto sobre la onda P.....	61
Efecto sobre la onda S.....	61
Modos leaky y pseudo-Rayleigh.....	62
Modo Stoneley.....	62
3.6.2 Análisis de las trazas sintéticas para el modelo de zona invadida.....	63
3.7 Efecto de la rugosidad de las paredes del pozo sobre el campo de onda sónico.....	70

3.7.1	Caso de variación lenta de radio de hoyo (caso A).....	70
3.7.2	Efecto de irregularidades a pequeña escala en las paredes del pozo (caso B)	75
3.7.3	Efecto de variaciones bruscas en el diámetro del pozo (caso C).....	76
3.8	Fuentes dipolares no centradas en el hoyo.....	78
	Sistema de coordenadas.....	79
	Descentralización en magnitud y dirección.....	80
	Modelaje numérico del efecto de la descentralización.....	82
	Influencia del diámetro del pozo.....	91

CAPITULO 4

Técnicas de procesamiento de registros sísmicos

4.1	Introducción.....	92
4.2	Slowness-time-coherence (STC).....	92
	Ejemplos de aplicación del método STC.....	96
	Pozo no entubado en una formación rápida.....	96
	Pozo entubado en una formación lenta.....	96
4.3	Método de maximum-likelihood (MLM).....	101
	Ejemplo de procesamiento de datos usando el método MLM.....	102
	Ejemplo de datos experimentales obtenidos para un modelo físico.....	102
	Ejemplo de datos obtenidos para un modelo numérico.....	105
	Ejemplo de datos de campo de un pozo entubado mal cementado.....	110

4.4 Algoritmo de la enésima raíz (nth-root stack) en el procesamiento de registros sísmicos.....	116
Shot gather.....	116
El abanico de ventanas.....	116
Procesamiento por ventana.....	118
Apilamiento de la enésima raíz (nth –root stacking).....	118
Apilamiento de la enésima raíz normalizada.....	121
Despliegue tipo cascada y los registros.....	123
Despliegue tipo “ <i>packet display</i> ”.....	123

CAPITULO 5

Modelaje de microsismogramas sintéticos en pozos no entubados

5.1 Solución de la ecuación de onda en coordenadas cilíndricas.....	126
5.2 Microsismograma sintético.....	130
5.2 Fuente puntual isotrópica.....	131
Dependencia temporal de las fuentes de presión.....	131
Ondícula de Ricker.....	131
Fuente Tsang y Rader.....	134
Fuente Kelly.....	136
5.3 Número de onda discreto.....	137
5.3.1 Algoritmo.....	140
Corrimiento de fase en tiempo y en frecuencia de la ondícula de Ricker.....	140

Construcción de ondícula de Ricker de banda limitada.....	141
Solución numérica de la integral de la respuesta de presión $P(r,z,t)$	143
Parámetros necesarios para la evaluación de $P(r,z,t)$	144
Algoritmo.....	145
Ejemplos de sismogramas sintéticos.....	148

CAPITULO 6

Conclusiones	155
Recomendaciones.....	161
Bibliografía.....	162

Apéndice 1

Determinación de los tiempos de llegadas de las ondas refractadas en un medio estratificado

Introducción.....	168
Mecanismo de propagación de las ondas refractadas.....	168
Distancia crítica X_c	171
Capa de baja velocidad.....	172
Fórmula para el cálculo de los tiempos de llegada de las ondas refractadas.....	173
Deducción de la fórmula para el cálculo del tiempo de llegada de las reflexiones.....	174
Cálculo de los tiempos de llegada para modelos con geometrías y propiedades similares a las del pozo durante la corrida de registros sísmicos.....	178
Modelo 1, Pozo no entubado.....	178

Modelo 2, Pozo entubado.....	180
------------------------------	-----

Apéndice 2

Herramientas de adquisición de datos sínicos

Introducción.....	181
Herramienta DSI dipole shear sonic imager.....	182
Descripción de los componentes de la herramienta DSI.....	184
Sección de transmisores.....	184
Unión aislante.....	184
Cartucho de adquisición.....	184
Profundidad de investigación.....	185
Modos de operación de la herramienta DSI.....	186
Modo de dipolo inferior y superior.....	186
Modo de dipolo cruzado.....	186
Modo Stoneley.....	186
Modo P y S.....	186
Motion modo first.....	186
Herramienta XMAC cross-multipole array acoustilog.....	187
Especificaciones de la herramienta.....	188
Descripción física.....	188

Condiciones ambientales.....	188
Muestreo.. ..	188
Mediciones.....	188
Discusión.....	190
Referencias.....	190

INDICE DE FIGURAS

Figura 1.	Deformaciones causadas por los diferentes tipos de esfuerzos.....	6
Figura 2.	Ondas longitudinales y de cizalla.....	9
Figura 3.	Reflexión y refracción de ondas elásticas.....	11
Figura 4.	Ángulos críticos de refracción de ondas compresionales y de cizalla.....	12
Figura 5.	Onda incidente a un ángulo mayor que el ángulo crítico de refracción...	13
Figura 6.	Esquema de un pozo sin revestir y de un pozo revestido.....	15
Figura 7.	Corte transversal de un pozo revestido.....	15
Figura 8.	Características de un pozo sin revestir y de un pozo revestido.....	16
Figura 9.	Descentralización de la herramienta dentro del pozo.....	17
Figura 10.	Microsismogramas adquiridos en la faja petrolífera del Orinoco.....	19
Figura 11.	Registros de velocidades obtenidos en la faja petrolífera del Orinoco....	20
Figura 12.	Registros de velocidades obtenidos en el área de la sierra de Perijá.....	21
Figura 13.	Esquema de una fuente monopolar irradiando energía dentro del pozo...	23
Figura 14.	Configuración de una fuente multipolar.....	24
Figura 15.	Esquema de una fuente dipolar irradiando energía dentro del pozo.....	25
Figura 16.	Esquema de una fuente dipolar.....	25
Figura 17.	Dirección del movimiento generado por una fuente tetrapolar.....	26
Figura 18.	Esquema de una fuente tetrapolar.....	26
Figura 19.	Fuente puntual considerando la presencia del pozo y fuente puntual sin considerar la presencia del pozo.....	27
Figura 20.	Microsismogramas sintéticos asociados a una fuente monopolar de 12 kHz.....	29
Figura 21.	Microsismogramas sintéticos asociados a una fuente dipolar de 12	

kHz.....	29
Figura 22. Microsismogramas sintéticos asociados a una fuente tetrapolar de 12 kHz.....	30
Figura 23. Microsismogramas sintéticos asociados a una fuente monopolar de 4 kHz.....	31
Figura 24. Microsismogramas sintéticos asociados a una fuente dipolar de 4 kHz.	31
Figura 25. Microsismogramas sintéticos asociados a una fuente tetrapolar de 4 kHz.....	32
Figura 26. Microsismogramas sintéticos asociados a una fuente monopolar de 1 kHz.....	33
Figura 27. Microsismogramas sintéticos asociados a una fuente dipolar de 1 kHz..	33
Figura 28. Microsismogramas sintéticos asociados a una fuente tetrapolar de 1 kHz.....	34
Figura 29. Desplazamiento de las partículas de las paredes del pozo excitadas por la onda de tubo.....	35
Figura 30. Desplazamiento de las partículas de las paredes del pozo excitadas por La onda pseudo-Rayleigh.....	36
Figura 31. Desplazamiento de las partículas de las partículas de las paredes del pozo excitadas por la onda flexural.....	37
Figura 32. Desplazamiento de las partículas de las paredes del pozo excitadas por la onda helicoidal.....	38
Figura 33. Esquema de propagación de los eventos de refracción en una formación rápida.....	41
Figura 34. Trayectoria de los rayos correspondientes al modo evanescente.....	42
Figura 35. Trayectoria de los rayos correspondientes al modo pseudo-Rayleigh.....	43
Figura 36. Señal acústica típica registrada en una formación rápida.....	46

Figura 37. Comparación de los microsismogramas obtenidos en una formación Rápida con los obtenidos en una formación lenta utilizando una fuente monopolar....	49
Figura 38. Esquema de pozo excitado por una fuente dipolar.....	50
Figura 39. Reducción del radio del pozo debido al revestimiento.....	51
Figura 40. Efecto del revestimiento sobre las llegadas de las ondas P y S.....	53
Figura 41. Microsismogramas en pozos abierto y entubados.....	54
Figura 42. Microsismograma obtenido en modelo de pozo entubado.....	55
Figura 43. Microsismograma para modelo de formación lenta.....	56
Figura 44. Microsismograma para modelo de formación lenta en pozo entubado y en pozo a hueco abierto.....	57
Figura 45. Esquema de un pozo a hueco abierto considerando la zona invadida.....	59
Figura 46. Sección circular transversal de un modelo de pozo.....	60
Figura 47. Trayectorias seguidas por los rayos en modelo de zona invadida.....	60
Figura 48. Efecto de la zona dañada en el tren de onda acústico.....	64
Figura 49. Microsismogramas obtenidos para modelos de pozo simple y modelos de zona dañada.....	65
Figura 50. Efecto de la profundidad de invasión en el tren de onda acústico.....	66
Figura 51. Efecto de la zona lavada en la señal acústica.....	67
Figura 52. Parte inicial de la señal acústica para el modelo de zona lavada ampliada 50 veces.....	68
Figura 53. Comparación de microsismogramas correspondientes a un pozo con una zona lavada de 12 pulgadas de espesor con un modelo de pozo simple.....	69
Figura 54. Irregularidades comúnmente presentadas en las paredes del pozo.....	71
Figura 55. Registro sintético obtenido para un pozo cuyo radio varía lentamente de 12 cm a 7 cm.....	72
Figura 56. Microsismograma sintético de un pozo de radio constante de 12 cm.....	73

Figura 57. Microsismograma sintético para un pozo de radio constante de 7 cm.....	73
Figura 58. Comparación de los microsismogramas de radio variable con los Microsismogramas de radios constantes de 7 cm y 12 cm.....	74
Figura 59. Comparación de microsismogramas obtenidos para un pozo cuyo radio varía lentamente de 11 cm a 13 cm con los obtenidos para un pozo de radio Constante de 12 cm.....	75
Figura 60. Sismogramas obtenidos para un pozo que varía bruscamente el radio de 12 cm a 7 cm.....	76
Figura 61. Comparación de los sismogramas obtenidos para los casos de variación lenta del radio del pozo con el caso de variación brusca en el radio del pozo.....	77
Figura 62. Series de tiempo y espectros de frecuencias de las diferentes Fuentes usadas en el modelaje de los microsismogramas para fuentes dipolares descentradas.....	79
Figura 63. Sistema de coordenadas para describir la ubicación en el pozo de de fuentes y receptores descentrados.....	80
Figura 64. Orientación relativa de la descentralización y la fuente dipolar.....	81
Figura 65. Sensores in-line y sensores cross-line.....	81
Figura 66. Microsismogramas sintéticos para fuentes dipolares in-line consideran- do el caso de las fuentes centradas y descentradas.....	82
Figura 67. Comparación de microsismogramas sintéticos correspondientes a fuen- tes centradas y fuentes descentradas 5 cm y 10 cm.....	83
Figura 68. Orientación relativa de los sensores para la grabación de la señal cross- dipolar	84
Figura 69. Registros obtenidos con dipolos in-line descentralizados 10 cm y rota- dos 45 grados respecto al eje dipolar y registros para dipolos cruzados descentraliza- dos 10 cm con $\beta_r = 135^\circ$ y $\beta_t = 45^\circ$	85

Figura 70. Contornos de equisemblanza STC, para porción de la onda flexural.....	86
Figura 71. Lentitudes estimadas con el método STC, contra el ángulo dipolar.....	87
Figura 72. Microsismogramas sintéticos para dipolos in-line, centrados y descen- trados en una formación lenta.....	88
Figura 73. Microsismogramas sintéticos para dipolos in-line, centrados y descen- trados en una formación rápida.....	89
Figura 74. Amplitud normalizada del modo flexural contra la lentitud de cizalla de la formación.....	90
Figura 75. Amplitud normalizada de microsismogramas sintéticos dipolares con- tra la separación fuente-receptor para diferentes radios de pozo y diferentes fuentes..	91
Figura 76. Desplazamiento de ventanas sobre los microsismogramas para el cálcu- lo de la semblanza.....	93
Figura 77. Gráficos de contorno STC y registro de velocidades.....	94
Figura 78. Corrección de la dispersión de la onda flexural mediante la aplicación de filtro de banda angosta.....	95
Figura 79. Microsismogramas a hoyo abierto.....	97
Figura 80. Gráficos de contornos de semblanza versus tiempos de llegadas lentitudes.....	98
Figura 81. Microsismogramas grabados para un pozo entubado en una formación lenta y contornos de semblanza contra tiempos de llegada y lentitud.....	99
Figura 82. Microsismograma grabados para un pozo entubado en una formación lenta.....	100
Figura 83. Microsismograma obtenido para modelo de plástico.....	103
Figura 84. Contornos obtenidos con el método MLM resultantes del procesamien- to de datos experimentales a la banda de frecuencias de 24-40 kHz.....	104
Figura 85. Contornos de semblanza resultantes del procesamiento de los datos	

experimentales de la banda de frecuencia de 24-40 kHz.....	105
Figura 86. Microsismogramas sintéticos obtenidos a partir del modelaje de una zona alterada en una formación lenta.....	106
Figura 87. Gráficos de contorno MLM resultantes del procesamiento de los datos del modelo numérico de zona alterada en la banda de frecuencias de 8-12 kHz.....	107
Figura 88. Gráficos de contorno MLM resultantes del procesamiento de los datos del modelo numérico de zona alterada para la banda de frecuencias de 12-16 kHz....	108
Figura 89. Gráficos de contorno semblanza resultantes del procesamiento de los datos del modelo numérico de zona alterada en la banda de frecuencias de 8-12 kHz.	109
Figura 90. Gráficos de contornos de semblanza resultantes del procesamiento de los datos del modelo numérico de zona alterada para la banda de frecuencia de 12-16 kHz.....	109
Figura 91. Microsismograma de campo grabado por una herramienta sónica en un pozo entubado no cementado.....	110
Figura 92. Contornos MLM resultantes en la banda de frecuencias de 8-12 kHz para los datos en un pozo entubado no cementado.....	111
Figura 93. Contornos de semblanza resultantes para la banda de frecuencias de 12-16 kHz para los datos de un pozo entubado no cementado.....	112
Figura 94. Contornos de semblanza en la banda de frecuencias de 8-12 kHz para los datos de un pozo entubado no cementado.....	113
Figura 95. Contornos de semblanza a la banda de frecuencias de 12-16 kHz, para los datos de un pozo entubado no cementado.....	114
Figura 96. Microsismograma para un pozo a hoyo abierto.....	115
Figura 97. Contornos de semblanza resultantes para una banda ancha de frecuencias para datos de un pozo a hoyo abierto.....	115
Figura 98. Abanico de ventanas usado para el procesamiento de los datos por	

el método de la enésima raíz.....	117
Figura 99. Comparación del promedio lineal con el promedio de la raíz cuarta.....	119
Figura 100. Resultados del apilamiento lineal y no lineal.....	120
Figura 101. Ventanas de apilamiento y bondad de la medida.....	122
Figura 102. Despliegue de cascada.....	124
Figura 103. Despliegue tipo packett display.....	125
Figura 104. Espectro de frecuencias de la ondícula de Ricker en la banda de frecuencias sónicas.....	132
Figura 105. Ondícula de Ricker sónica en el dominio del tiempo.....	133
Figura 106. Espectro de frecuencias de ondícula de Tsang y Rader en la banda de frecuencias sónicas.....	134
Figura 107. Ondícula Tsang y Rader en el dominio del tiempo.....	135
Figura 108. Distribución de fuentes a lo largo del pozo separadas por una distancia L	139
Figura 109. Ventanas de tiempo de grabación donde se colecta la llegada correspondiente a cada fuente.....	140
Figura 110. Ondícula de Ricker de banda limitada.....	141
Figura 111. Espectro de frecuencias de banda limitada.....	142
Figura 112. Espectro de frecuencias de banda limitada de la ondícula de Ricker de frecuencia central 2,7 kHz.....	142
Figura 113a. Espectro de frecuencias de banda limitada de la ondícula de Ricker de frecuencia central 2,7 kHz.....	146
Figura 113b. Evaluación de la función de transferencia en el dominio de Fourier.....	146
Figura 113c. Ilustración de la evaluación del producto de la fuente por la función de transferencia en el dominio de Fourier.....	147

Figura 114. Ilustración del sismograma en el dominio del tiempo y la multiplicación por el factor e^{wit} , para remover el efecto de atenuación producida por el uso de Frecuencias complejas.....	147
Figura 115. Ondícula sónica de Tsang y Rader en el dominio del tiempo, con frecuencia central 15 kHz.....	149
Figura 116. Ondícula sónica de Tsang y Rader en el dominio de frecuencias con frecuencia central 15 kHz.....	149
Figura 117. Microsismogramas sintéticos para un pozo lleno de fluido de radio 10,2 cm.....	150
Figura 118. Microsismogramas sintéticos para un pozo lleno de fluido de radio 6.7 cm.....	151
Figura 119. Microsismograma sintético para un pozo lleno de fluido de radio 4,6 cm.....	152
Figura 120. Ondícula sónica de Tsang y Rader en el dominio del tiempo con frecuencia central de 15 kHz.....	153
Figura 121. Microsismograma sintético para un pozo lleno de fluido de radio 6,7 cm utilizando una fuente de 15 kHz.....	154
Figura 1.1. Mecanismo de transmisión de las ondas refractadas en un medio formado por dos capas.....	169
Figura 2.1. Trayectoria de los rayos de tiempo mínimo y curva camino tiempo para dos capas separadas por una superficie horizontal.....	171
Figura 3.1. Trayectoria de los rayos de tiempo mínimo y curva camino tiempo cuando existe una capa de baja velocidad.....	172
Figura 4.1. Representación del fenómeno de refracción de una onda elástica en un medio de tres capas estratificadas usando la teoría de rayo.....	173

Figura 5.1. Representación del fenómeno de reflexión en tres capas estratificadas usando teoría de rayo.....	175
Figura 6.1. Modelo de pozo a hueco abierto en el que se considera el lodo y la formación como dos capas estratificadas.....	179
Figura 7.1. Tiempo de llegada de las ondas P y S para un modelo de pozo no entubado.....	179
Figura 8.1. Modelo de pozo entubado.....	180
Figura 9.1. tiempo de llegada correspondiente a la onda directa de fluido, P y S.....	180
Figura 1.2. Esquema de la herramienta DSI.....	182
Figura 2.2. Esquema de la herramienta XMAC.....	187

CAPITULO 1

Introducción y objetivos

El registro sísmico de onda completa es una técnica muy importante en la evaluación de formaciones, geomecánica y exploración sísmica. Las velocidades de ondas P y de ondas S en las rocas, en conjunto con la densidades de las mismas, caracterizan elásticamente a la formación en el caso de una formación isotrópica. Las velocidades sísmicas son indispensables en la determinación de los parámetros elásticos y mecánicos de las rocas, así como también en el modelaje y la interpretación de datos de reflexión sísmica y del perfil sísmico vertical (VSP). El registro sísmico de onda completa representa el campo de ondas completo a partir de la grabación de microsismogramas completos en diferentes localizaciones. Un microsismograma de onda completa consiste en la grabación las formas de ondas de todos los modos de propagación en el pozo, por ejemplo, ondas directas P, ondas refractadas P, ondas refractadas S, ondas Stoneley, ondas flexurales etc.

El registro se realiza con una sonda que se introduce en el centro del hoyo, el cual está lleno de lodo. Ésta sonda contiene fuentes y receptores separados a distancias comprendidas entre 4 a 80 pies, aunque en las herramientas comerciales éstas distancias no superan los 15 pies. Las ondas generadas por la fuente se propagan a través del fluido y de las rocas alrededor de la sonda. El pozo se comporta como un guía de ondas muy eficiente.

Este problema ha sido estudiado por varios investigadores, quienes han supuesto diferentes grados de complejidad en la búsqueda de soluciones al problema. Biot (1952), Somers (1953), y Peterson (1974) estudiaron las soluciones analíticas de las curvas de dispersión características de las ondas guiadas en los pozos. Cheng y Toksoz (1981) han extendido sus análisis para incluir el efecto de la herramienta de sondeo que se introduce en el pozo en el campo de ondas. Los sondeos sísmicos han sido simulado numéricamente por White (1962), White y Zechman (1968), Rosenbaum (1974), Tsang y Rader (1979), Cheng y Toksöz

(1981), Paillet (1980), y Paillet y White (1982). White y Tongtaow (1981) han extendido el análisis para incluir formaciones transversalmente isotrópicas, mientras Schoenberg *et al.* (1981), Cheng and Tokzöz, (1981), Baker, (1984), Tubman *et al.* (1984) han generado simulaciones con modelos estratificados cilíndricamente. Schoenberg *et al.* (1981) y Cheng *et al.* (1982) han estudiado modelos físicos a escala para estudiar el problema de la propagación de onda en el pozo. Tubman *et al.* (1984) generó microsismogramas sintéticos en pozos entubados en un medio cilíndricamente estratificado, haciendo uso de la técnica de Matriz de Propagación de Thomson-Haskell

El patrón de radiación de la fuente influencia las amplitudes de las ondas elásticas que llegan a los receptores, por lo que su caracterización es necesaria para modelar e interpretar las formas de ondas registradas en el perfilaje. Gibson (1994), Peng *et al.* (1994), Dong y Toksöz (1995), han estudiado el problema del patrón de radiación de fuentes sísmicas en pozos entubados, en medios anisotrópicos y cilíndricamente estratificado.

La amplitud de las ondas acústicas que se propagan en el pozo y que pasan a través de las formaciones, decrece con la distancia debido a la divergencia esférica, a la dispersión y la atenuación intrínseca. La atenuación intrínseca se relaciona con las propiedades petrofísica de las rocas, y por lo tanto puede ser utilizada como una herramienta para interpretar la litología y el yacimiento. Entre los métodos existentes para determinar la atenuación a partir de registros sísmicos están el *spectral ratio* (Cheng *et al.*, 1982; Sams y Goldberg, 1990; Tonn, 1991; Neep, 1995), *centroid frequency shift* (Quan *et al.*, 1994; Neep *et al.*, 1996), *filter correlation* (Courtney, 1993), *partition coefficients* (Paillet and Cheng, 1991), e inversión de forma de onda (Cheng, 1989; Paillet and Cheng, 1991; Tang, 1995). La mayoría de estos métodos calculan la atenuación en la zona comprendida por el arreglo de receptores y suponen que las respuestas de los receptores son iguales. Sin embargo, las irregularidades en las paredes del hoyo, la descentralización de la herramienta, la divergencia esférica y las diferentes funciones de respuestas de cada receptor, pueden degradar los resultados en los estimados de atenuación intrínseca significativamente. Para realizar buenas estimaciones de atenuación, estos efectos deben tomarse en cuenta y se debe corregir por cada uno de ellos. Sun *et al.* (2000) propusieron un método para realizar

estas correcciones. El método supone que las variaciones de densidad y velocidad en la divergencia esférica pueden ser despreciables para la estimación de atenuación intrínseca. Los perfiles de atenuación obtenidos independientemente de cada forma de onda de un arreglo de ocho receptores son consistentes. Ambos, Q_p y Q_s , pueden ser obtenidos en formaciones rápidas. Sun *et al.* (2000) también mostraron comparaciones entre las atenuaciones y litología y permeabilidad en zonas sin y con fracturas.

En el capítulo 2 se discuten los conceptos básicos relativos a las ondas de cuerpo, así como también la propagación de estas en medios estratificados usando la teoría de rayo.

En el capítulo 3 se analiza el fenómeno de propagación de ondas: en pozos entubados y no entubados; cuando se incluye el efecto de la zona invadida por el lodo de perforación o completación; en pozos con diámetros irregulares; cuando se usan diferentes fuentes sísmicas; cuando la fuente dipolar no están centradas en el pozo.

En el capítulo 4 se analizan y comparan los técnicas de procesamiento de datos sísmicos mas relevantes, para la obtención de las velocidades de onda P y S.

En el capítulo 5 se presentan los resultados del modelaje y discusión del fenómeno de propagación en un pozo a hueco abierto para diferentes condiciones de modelo.

Los tópicos relacionados con la detección de zonas fracturadas y estimaciones de permeabilidades de las rocas no serán desarrollados en esta tesis.

Uno de los objetivos de este trabajo es recopilar, analizar y comparar todos los avances teóricos y aplicados, relacionados con el fenómeno de propagación de las ondas sísmicas en pozos, a hueco abierto y entubado, a diferentes condiciones físicas, geometrías y situaciones geológicas. El trabajo incluye un resumen del análisis y discusión de los resultados obtenidos por los diferentes investigadores en el área de modelaje para diferentes situaciones y grados de complejidad.

El segundo objetivo es el de analizar y comparar algunas de las más relevantes técnicas de procesamiento existentes, desarrolladas hasta ahora para varias condiciones físicas, geométricas y situaciones geológicas, con el objetivo de obtener las velocidades de propagación de ondas P, S.

Finalmente se modela el fenómeno de propagación de onda sónica en un pozo a hueco abierto, usando el método de número de onda discreto.

CAPITULO 2

MARCO TEÓRICO

2.1 Introducción

En este capítulo se definen los conceptos básicos relacionados con el fenómeno de propagación de ondas. Se presentan los conceptos de esfuerzo, deformación y constantes elásticas y su relación a través de la ley de Hooke. Se define lo que son ondas elásticas y velocidades de propagación, así como su relación con las propiedades elásticas del medio.

Finalmente se realiza una pequeña introducción sobre los tipos de modos de propagación y la aproximación de rayo en medios homogéneos e isotrópicos a través de la ley de Snell, para entender el fenómeno de reflexión y refracción.

Con el objetivo de tener una idea de los tiempos de propagación de las diferentes refracciones en las paredes del pozo, en el apéndice 1, se realizan algunos cálculos y ejercicios con modelos sencillos de capas cilíndricas concéntricas en el que se ilustra la ley de Snell, para pozos a hueco abierto y entubados.

2.2 Esfuerzo y deformación

La elasticidad se refiere a la relación entre las fuerzas aplicadas a un cuerpo y los cambios resultantes en su forma y tamaño. El esfuerzo es la fuerza por unidad de área. Una fuerza aplicada perpendicularmente a una varilla de longitud l y diámetro d , y que se aleja del cuerpo sobre el cual actúa, resulta en un esfuerzo de tensión. El esfuerzo de tensión causa una elongación Δl en la varilla y un decrecimiento Δd en el diámetro, (figura 1a). Cuando la

fuerza perpendicular es aplicada hacia el centro de la varilla, (figura 1b), el esfuerzo resultante es un esfuerzo compresivo que causa un acortamiento Δl en la varilla y un incremento Δd en su diámetro. Si la fuerza es aplicada tangencialmente al área (figura 1c), se tiene un esfuerzo de cizalla, el cual causa deformación sin cambio de volumen.

Las deformaciones resultantes de esfuerzos compresivos y extensivos son llamadas deformaciones longitudinales ϵ_l , y deformaciones transversales ϵ_t , (figura 1.a), definido por:

$$e_l = \frac{\Delta l}{l}, \quad \text{deformación longitudinal}; \quad e_t = \frac{\Delta d}{d}, \quad \text{deformación transversal}$$

La deformación, ϵ_s , resultante de esfuerzos de cizalla se define por (figura 1c):

$$e_s = \frac{\Delta t}{t}, \quad \text{deformación de cizalla}$$

cuando el esfuerzo es pequeño $\epsilon_s \approx \theta$, donde θ es el ángulo de deformación el cual se indica a la derecha de la figura 1c.

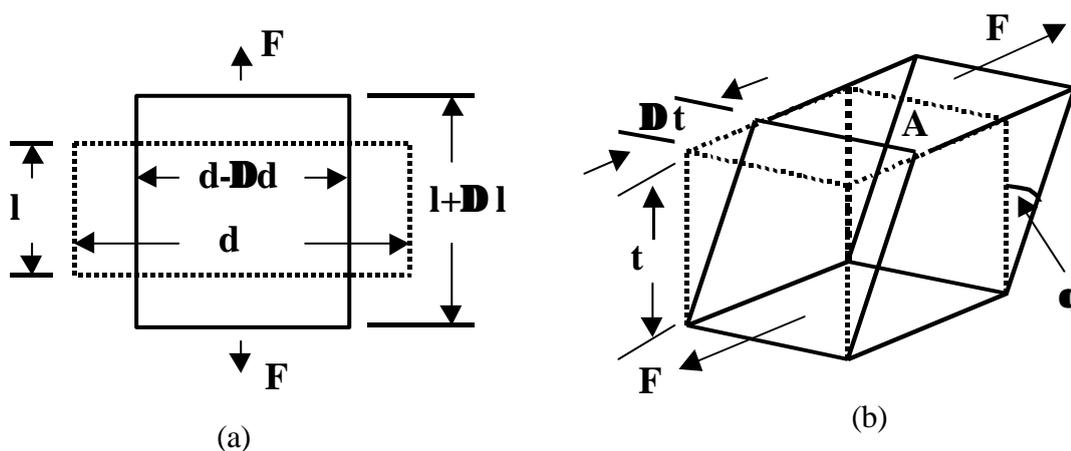


Figura 1. (a) Deformación transversal y longitudinal causada por un esfuerzo de tensión; (b) deformación de cizalla causada por un esfuerzo cizallante (Zaki Baussiouni, 1994).

2.3 Constantes elásticas

Si un cuerpo, al que se le ha aplicado una fuerza, regresa a su condición original cuando ésta es removida, se denomina cuerpo o material elástico. Un material elástico homogéneo e isotrópico es descrito sólo por dos constantes elásticas. A continuación definiremos las cuatro constantes elásticas más comúnmente usadas: módulo de Young, E ; módulo de cizalla, G ; incompresibilidad, K , y relación de Poisson, ν ; sin embargo, sólo dos de éstas son independientes.

Módulo de Young, E . Es la relación de esfuerzo de compresión o tensión a la correspondiente deformación, y se expresa como,

$$E = \frac{\frac{F}{A}}{\frac{\Delta L}{L}}$$

Para la mayoría de las rocas, E varía entre 10 a 100 GPa.

Módulo de cizalla, G . Describe la relación del esfuerzo de cizalla a la deformación de cizalla y está definido como:

$$G = \frac{F}{A} \cdot \frac{1}{\boldsymbol{q}}$$

Para la mayoría de las rocas, G es aproximadamente $1/3$ a $1/2$ de E .

Incompresibilidad volumétrica, K . Es una medida de la relación esfuerzo deformación cuando un cuerpo está sometido a un esfuerzo de compresión uniforme. El esfuerzo o en este caso la presión, está relacionado al cambio de volumen, ΔV , por:

$$K = \frac{P}{\frac{\Delta V}{V}}$$

El módulo de volumen es el recíproco de la incompresibilidad.

Relación de Poisson, ν . Es la medida del cambio geométrico de forma bajo un esfuerzo axial. Este se define como la relación de la deformación transversal a la longitudinal:

$$\nu = \frac{e_t}{e_l} \quad \text{y} \quad \nu = \frac{\frac{\Delta d}{d}}{\frac{\Delta L}{L}}$$

La relación de Poisson para los materiales isotrópicos está en el rango de 0 a 0.5.

2.4 Ondas elásticas

Las ondas elásticas, en el caso particular de un pozo, pueden ser clasificadas en ondas de cuerpo y ondas guiadas. Las ondas de cuerpo se propagan en medios continuos y se distinguen de las guiadas en que estas se generan debido a la presencia de una discontinuidad. *En el caso de un pozo, esta discontinuidad es la que existe entre el lodo y la formación rocosa.*

2.4.1 Ondas de cuerpo

Una onda de cuerpo se observa cuando un cuerpo elástico se somete a una presión o esfuerzo durante un período muy corto de tiempo. La energía existente en la región donde

las partículas del cuerpo se encuentran más comprimidas se propagará alejándose del punto donde se ejerció la presión. Las compresiones son transmitidas a través de todo el cuerpo por una serie de compresiones y rarefacciones. Las ondas de cuerpo pueden ser *compresivas* o *de cizalla*.

Las ondas compresionales, también conocidas como ondas longitudinales o P (primarias), son aquellas donde el movimiento de la partícula es en la dirección del movimiento de propagación (figura 2). La velocidad de propagación de las ondas compresionales depende de las propiedades elásticas del cuerpo. Esta puede ser deducida de la ecuación del movimiento y es expresada como:

$$v_p = \sqrt{\frac{[k + 4/3 * G]}{\rho}} \quad \text{o} \quad v_p = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1 - \nu}{(1 - 2\nu)(1 + \nu)}}$$

Donde ρ es la densidad,

K es el módulo de volumen,

G es el módulo de cizalla,

E es el módulo de Young,

ν es la relación de Poisson,

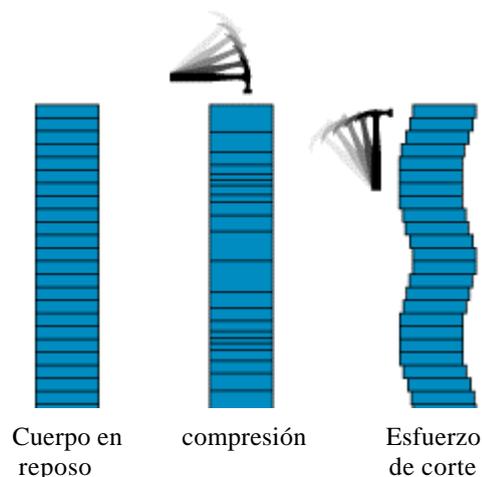


Figura 2. Ondas Longitudinal y de cizalla

Las *ondas de cizalla*, también conocidas como transversales o S, son aquellas donde el movimiento de la partícula es perpendicular a la dirección de propagación de la onda (figura 2), la velocidad de las ondas de cizalla, v_s , puede ser deducida de la ecuación de movimiento y expresada como:

$$v_s = \left(\frac{G}{\rho} \right)^{1/2} \quad \text{o} \quad v_s = \left[\frac{\left(\frac{E}{\rho} \right)}{2 * (1 + \nu)} \right]^{1/2}$$

La presencia de la onda de cizalla requiere que el medio pueda ofrecer resistencia a los esfuerzos de cizalla, por lo tanto, las ondas de cizalla sólo pueden propagarse en sólidos.

Usando las expresiones anteriores para comparar la velocidad compresional con la velocidad de cizalla se obtiene:

$$\frac{v_p}{v_s} = \left[\frac{4}{3} - \frac{K}{G} \right]^{1/2} = \left[\frac{2(1-\nu)}{1-2\nu} \right]^{1/2} \quad (9)$$

Como $G > 0$ y $K > 0$, entonces $v_p > v_s$ y como $0 < \nu < 0.5$, entonces $v_p > \sqrt{2} v_s$

2.4.2 Reflexión y refracción de ondas elásticas

Las ondas elásticas, al propagarse en un medio, pueden sufrir interferencia, difracción, reflexión y refracción. La reflexión y refracción ocurren cuando una onda encuentra una interfase que separa dos medios con propiedades elásticas diferentes. En esta interfase parte de la energía de la onda incidente es reflejada y parte es refractada (figura 3). La onda

incidente puede ser convertida en otro tipo de vibración. Este fenómeno es llamado *conversión*. Por ejemplo, una onda compresional incidente, P, puede ser refractada y parcialmente convertida en una onda S. La conversión variará dependiendo del ángulo de incidencia del frente de onda (figura 4).

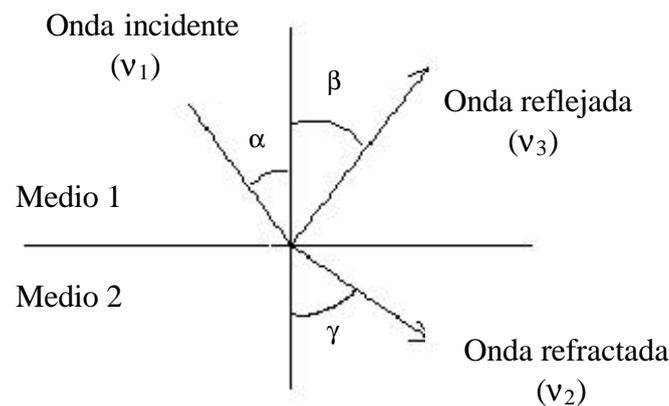


Figura 3. Reflexión y refracción de ondas elásticas en una interfase entre dos medios de diferentes propiedades elásticas.

En la figura 3 se muestra una onda que se propaga en el medio 1 con velocidad V_1 , incidiendo con un ángulo α sobre una interfase plana, que lo separa del medio 2. A partir de esta onda incidente, una onda con velocidad V_2 es refractada con un ángulo γ en el segundo medio y una tercera onda con velocidad v_3 es reflejada hacia el primer medio con un ángulo β . Las velocidades v_1 , v_2 y v_3 son características del medio y del tipo de onda que se genere.

De acuerdo a la ley de Snell:

$$\frac{\text{Sen } \alpha}{v_1} = \frac{\text{Sen } \gamma}{v_2} = \frac{\text{Sen } \beta}{v_3}$$

Si la onda reflejada es del mismo tipo que la onda incidente, entonces $v_1 = v_3$ y en consecuencia $\alpha = \beta$.

Para el caso especial en que:

$$\text{Sen}(\alpha_c) = \frac{v_1}{v_2} = \text{Sen}(\alpha_c)$$

α_c es el ángulo crítico de refracción (figura 4). La onda refractada no penetra al segundo medio pero viaja a lo largo de la interfase a la velocidad v_2 . Esta onda refractada crítica, también llamada “head wave”, propaga la energía regresándola al primer medio a medida que viaja a lo largo del borde.

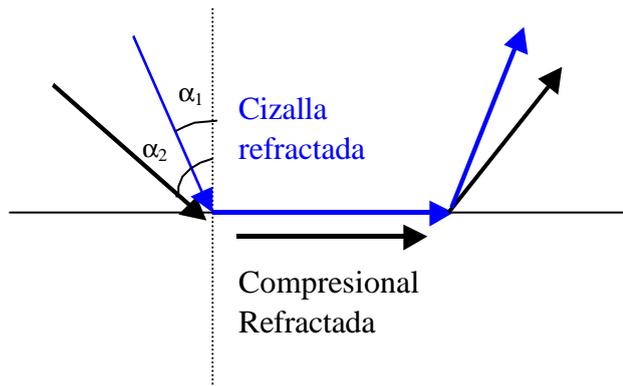


Figura 4. Ángulos crítico de refracción α_1 y α_2 , de ondas compresionales, resultando en ondas refractadas compresionales y de cizalla .

Si el ángulo de incidencia es mayor que el ángulo crítico, no ocurrirá refracción y la onda es totalmente reflejada (figura 5).

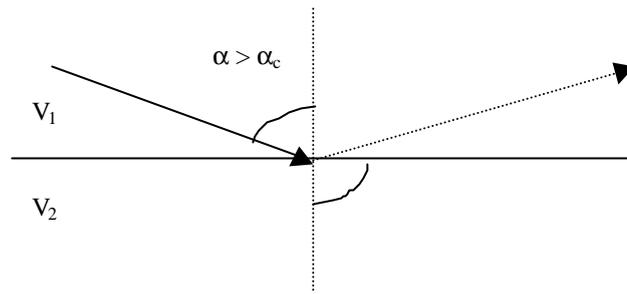


Figura 5. Onda incidente a un ángulo mayor al ángulo crítico de refracción, generando una onda reflejada supercríticamente.

CAPÍTULO 3

Propagación de ondas sínicas en pozos

3.1 Introducción

Un sínico es un tipo de registro de pozo utilizado para determinar la velocidad de las ondas de cuerpo en las formaciones, además de otras aplicaciones que ayudan a la evaluación de la formación. En muchos casos las condiciones dentro del pozo no son las ideales para la identificación de los eventos correspondientes a la llegada de estas ondas, debido a factores tales como las irregularidades dentro del pozo, anisotropía, alteraciones debidas al lodo de perforación, ovalización del pozo, descentralización de la herramienta y la velocidad de la onda S en la formación, por lo que es necesario estudiar como estos factores influyen en los microsismogramas.

Dependiendo de la relación de la velocidad compresional del fluido de perforación con respecto a la velocidad de onda S de la formación, se estará ante una formación rápida, si la velocidad S de la formación es mayor a la velocidad del fluido, o ante una formación lenta, si la velocidad de la onda S de la formación es menor a la velocidad del fluido de perforación, en este último caso no se tendrá onda S refractada y para obtener la velocidad de la onda S de la formación será necesario valerse de la velocidad de la onda Stoneley o del modo flexural.

Una vez que un pozo es perforado, el hoyo se reviste con tubos de acero, el cual se adhiere a la formación rocosa con un cemento. Este cemento es inyectado a presión hasta llenar todo el espacio vacío que pueda existir entre la tubería y la formación. El tubo y el cemento constituyen dos nuevos estratos cilíndricos y concéntricos. De esta manera un pozo

entubado está constituido de una primera capa, correspondiente al fluido en el pozo, una capa de acero, correspondiente a la tubería, una capa de cemento y las capas correspondientes a la formación rocosa (figuras 6 y 7). Esta configuración es la que se tendrá en un pozo completado; sin embargo, cuando un pozo es perforado también se corren registros sónicos sin la presencia del tubo, lo que implica la presencia de una capa de fluido, una zona invadida, una zona de transición y la formación no invadida (figura 8).

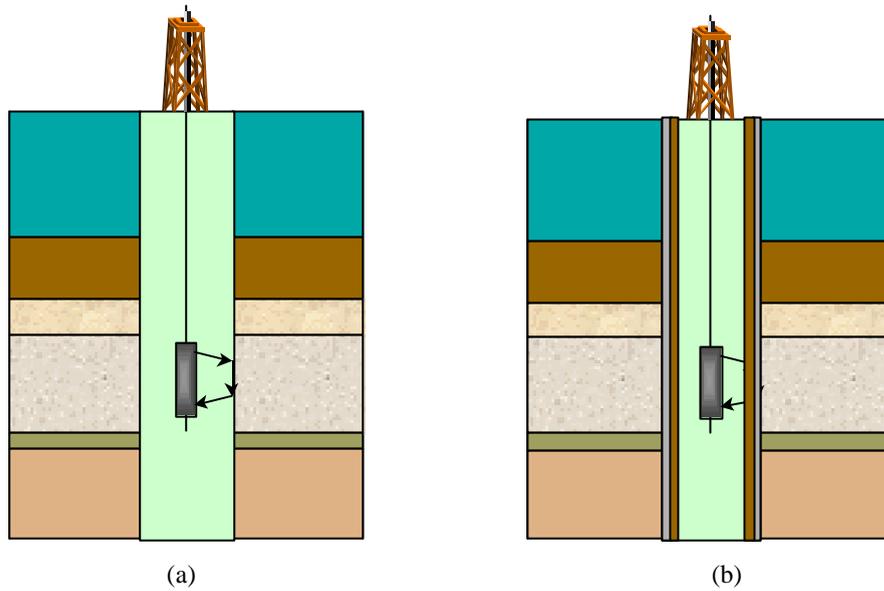


Figura 6. Esquema de un pozo sin revestir (a) y revestido (b). El revestimiento consiste de una capa de acero (tubería) y una capa de cemento, para adherir la tubería a la formación.

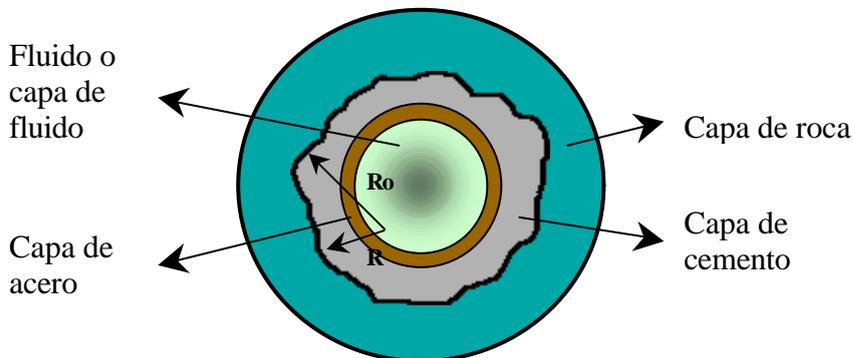


Figura 7. Corte transversal de un pozo revestido. Cada capa constituye un estrato, el cual debe ser atravesado por la onda sónica. El radio del hoyo en el pozo no entubado es R_o , y en el pozo entubado es R , con $R_o > R$.

La capa o estrato de fluido corresponde al lodo que se usa para perforar o controlar el pozo, este fluido puede filtrarse a través de la formación creando lo que se conoce como zona invadida (figura 8), la cual creará una zona con propiedades diferentes a las de la formación comportándose como una capa más en el pozo. La densidad y velocidad de este lodo varían dependiendo de la magnitud de las presiones de poro que se presentan en el intervalo evaluado. Es muy importante conocer las propiedades y el espectro de los granos suspendidos en este lodo, ya que la fuente sónica está generalmente inmersa en él.

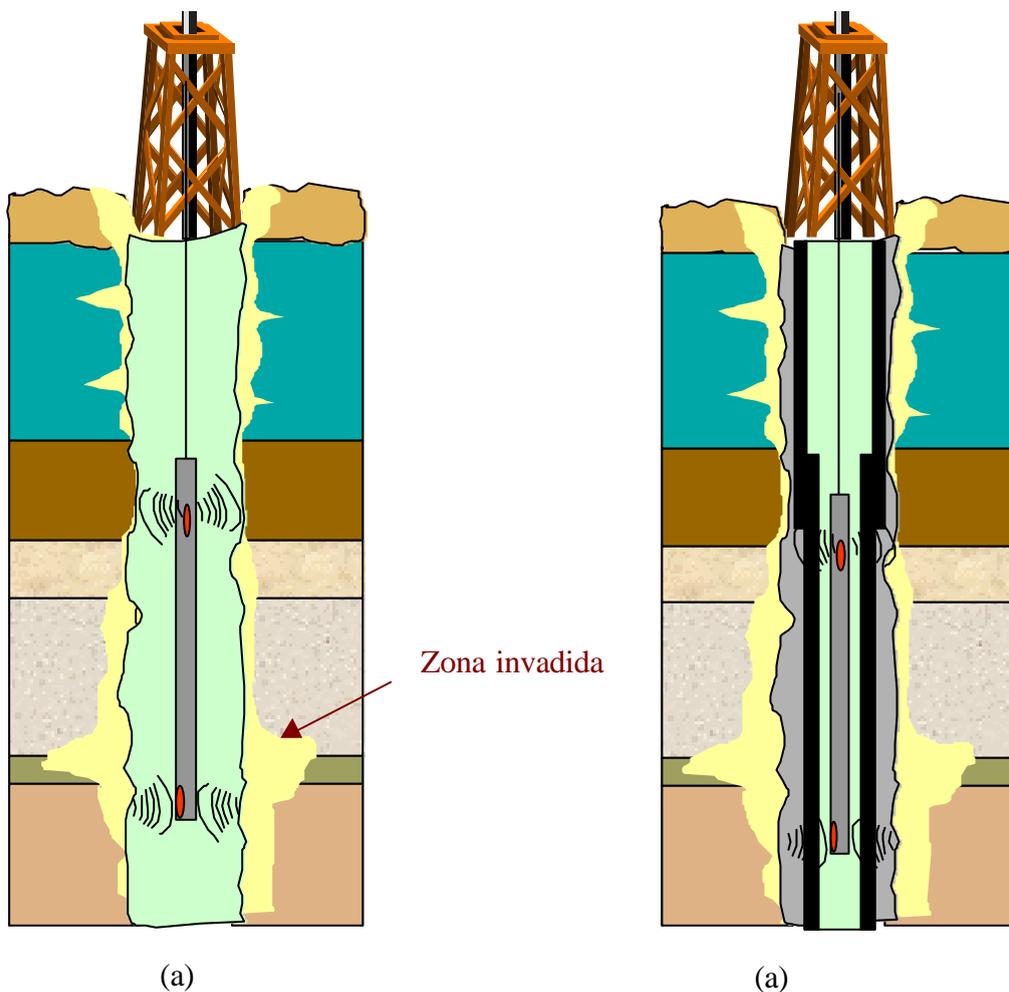


Figura 8. En la figura a, se muestran las características de un pozo sin entubar, obsérvense las irregularidades y la zona invadida, y en la figura b, se tiene un pozo entubado, obsérvense como el tubo y el cemento ahora forman dos capas adicionales dentro del pozo, así como también, han disminuido el radio de este.

En este capítulo se expondrán los resultados de algunos estudios relacionados con el fenómeno de propagación de ondas en pozos, pero antes, se hará una revisión de los tipos de fuentes utilizadas para la generación de las ondas. Luego se irán tratando los diferentes tópicos como lo son las ondas sónicas en pozos no entubados, pozos entubados, considerando la zona invadida, también se considera las irregularidades dentro del pozo (figura 8), y por último se analiza la descentralización de la fuente dentro del pozo (figura 9), estos estudios son importantes al momento de realizar el procesamiento de los datos, ya que las características de los microsismogramas obtenidos dependerá de estos factores, y solo conociendo estas características podrán identificarse los momentos de llegada de las diferentes ondas y modos de propagación.

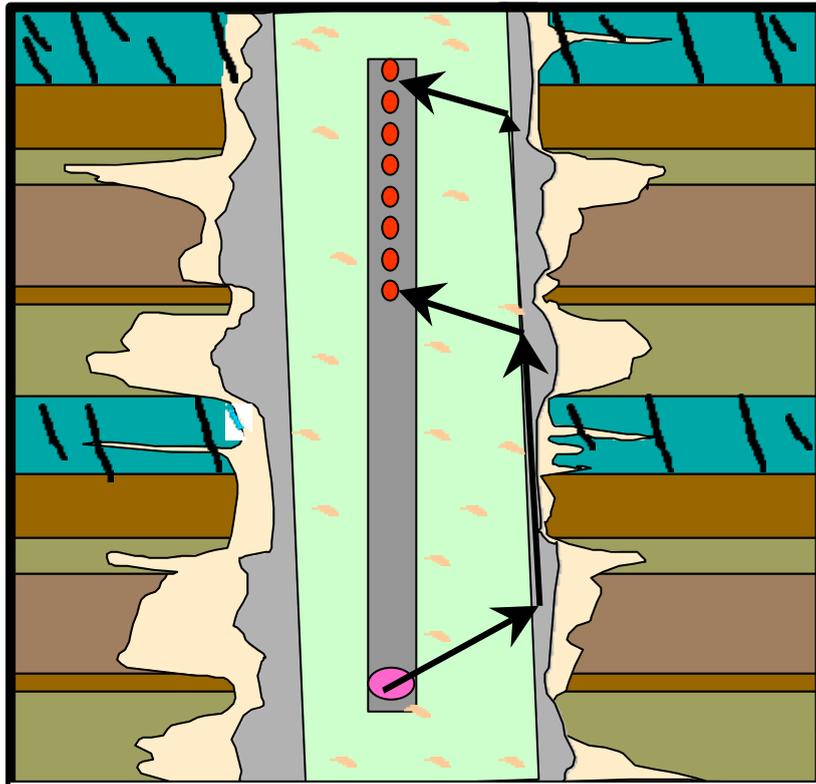


Figura 9. En esta figura se muestra como la inclinación del pozo o de la herramienta puede afectar las medidas de las velocidades, obsérvese como la onda refractada recorre un camino mas corto en el lodo, para llegar al geófono superior, que para llegar al geófono inferior, esta inclinación también causa descentralización de la herramienta.

3.2 Formación rápida (o dura) y lenta (o suave)

Cuando la velocidad de la onda S de la formación es mayor que la velocidad de la onda P en el fluido o lodo en el hoyo, se dice que la formación es una *formación rápida o dura*. Mientras que si es menor, se dice que *formación es suave o lenta*.

Un cambio abrupto de la densidad en el pozo puede hacer que una formación rápida se comporte como una lenta. Esto se debe a que un cambio en la densidad irá asociado con un cambio en la velocidad del fluido hasta el punto que se hace mayor que la velocidad de la onda S de la formación.

3.2.1 Registros de velocidades de onda P y S en la Faja Petrolífera del Orinoco

En 1987 Hornby, B. Y Murphy, W., realizaron un estudio de velocidades de ondas sónicas en la faja petrolífera del Orinoco, al este de Venezuela. El pozo objeto de estudio está bordeado por arenas no consolidadas e interestratificadas con lutitas. El petróleo pesado contenido en ellas, tiene una densidad de 1.03 g/cm^3 , y es de 8 grados API. La formación es sonicamente lenta y la velocidad de cizalla fue determinada a partir de la onda Stoneley.

Los datos se adquirieron con la herramienta SDT-A (Morris et al, 1984), y fueron procesados usando la técnica de semblanza (STC).

En la figura 10, se tiene un ejemplo de un grupo de microsismogramas obtenidos, la primera llegada es la onda compresional refractada. La segunda llegada es la onda Stoneley, que se caracteriza por tener baja velocidad y baja frecuencia. La onda S refractada y la onda Pseudo-Rayleigh no se observan en estos.

Para obtener la velocidad de la onda S, primero se procesaron los datos obtenidos en el pozo con la técnica STC (Kimball y Marzetta, 1984), lo cual permitió obtener las velocidades compresional y Stoneley. A partir de la onda Stoneley se obtuvo la velocidad de la onda S. En la figura 11 se muestra un comportamiento de las velocidades sónicas obtenidas a partir de registros sónicos en un pozo de la faja petrolífera y a partir de núcleos.

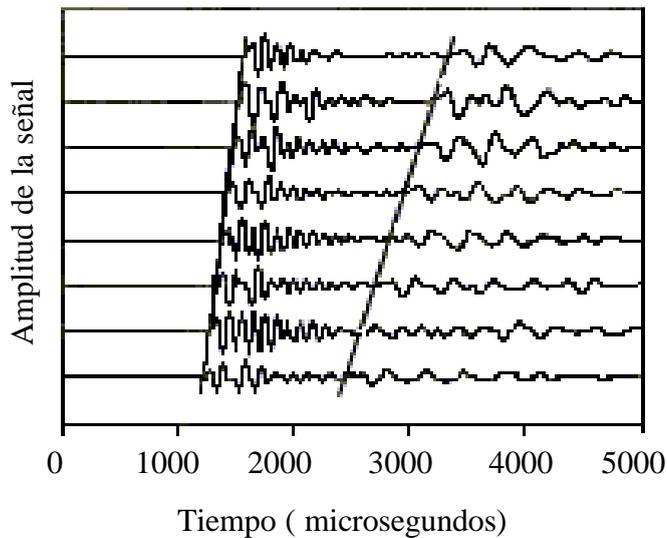


Figura 10. Microsismogramas de ocho receptores a una profundidad dentro del pozo. Tomado de Hornby y Murphy, 1987.

En este estudio, Hornby y Murphy, también encontraron que las velocidades en las arenas petrolíferas son significativamente más altas que en las arenas saturadas de agua, ellos, comparan sus resultados con los obtenidos por Nur et al., 1984, y llegan a la conclusión que los petróleos pesados son líquidos viscoelásticos. Estas rocas saturadas de bitumen muestran a las temperaturas existentes en el pozo, un comportamiento muy diferente al del agua. El bitumen actúa como un cemento y aumenta la rigidez de la roca. Esto le permite exhibir una velocidad mayor que en las rocas saturadas de agua.

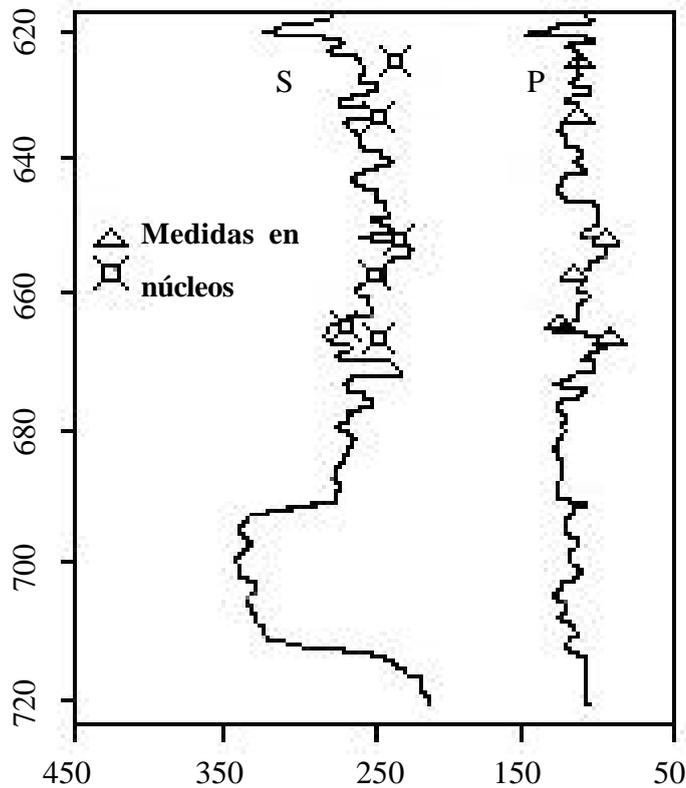


Figura 11. Comparación de velocidades de registros sísmicos velocidades medidas obtenidas de los núcleos (Hornby y Murphy, 1987).

3.2.2 Velocidades P y S en el campo Guaraní en la Sierra de Perijá

En esta sección se mostrará un intervalo de registro sísmico de ondas P y S, corrido en un pozo en el área de Perijá. El registro fue corrido en un intervalo de roca carbonática cretácico del miembro Piché de la formación Apón. Este tipo de roca representa una formación rápida típica.

En la figura 12 se muestra la lentitud compresional de la formación, Δt_p . Esta varía aproximadamente entre 50 $\mu\text{s}/\text{ft}$ y 65 $\mu\text{s}/\text{ft}$. También se muestra la lentitud de la onda S, Δt_s , la cual varía aproximadamente entre 90 $\mu\text{s}/\text{ft}$ y 145 $\mu\text{s}/\text{ft}$. En este caso en particular la

velocidad de la onda compresional del lodo fue de $210 \mu\text{s}/\text{ft}$, lo que es mucho mayor que la velocidad de onda S de la formación.

Tiempo de tránsito y densidad

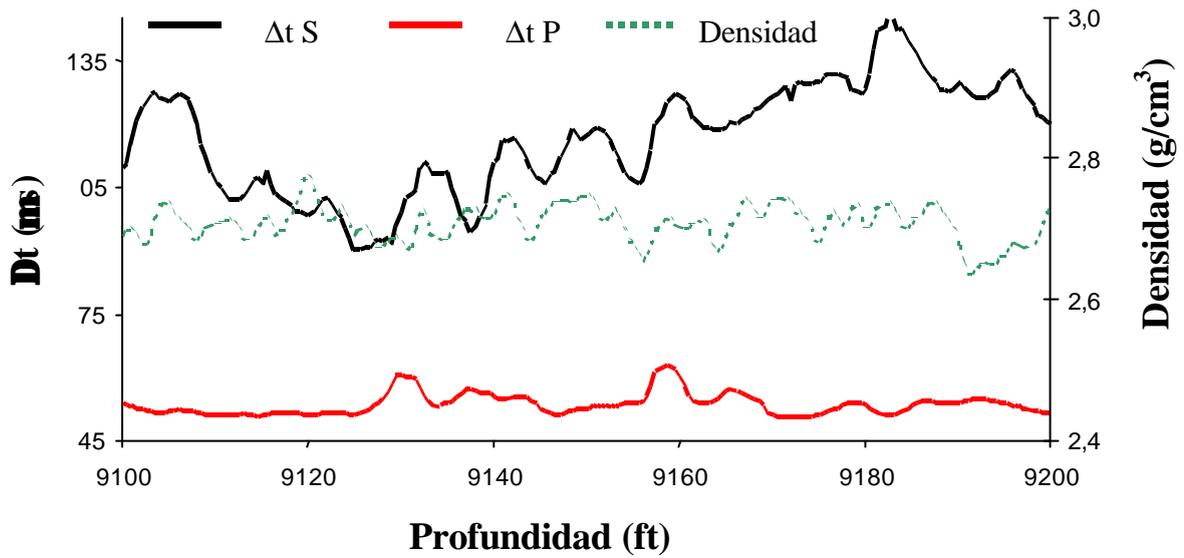


Figura 12. Curvas de registros sísmicos obtenidas en el área de Perijá

3.3 Fuentes sísmicas en pozos

3.3.1 Fuentes utilizadas en las herramientas convencionales de registros sísmicos

La fuente sísmica usada en las corridas de registros sísmicos en pozos, está usualmente centrada en el hoyo. El hoyo está generalmente lleno de lodo o fluido. Debido a que el fluido no resiste esfuerzos de cizalla, la fuente sísmica genera sólo ondas compresionales. La fuente y el receptor sísmico son transductores, emisores y detectores de ondas acústicas. Estos transductores pueden ser piezoeléctricos o magnetostrictivos.

Los transductores piezoeléctricos son cristales de cuarzo o titanato de bario, los cuales al ser sometidos a un campo eléctrico cambian de tamaño y forma, generando una onda acústica, y cuando son sometidos a esfuerzos generan un campo eléctrico. El tipo y características de las vibraciones emitidas depende del tamaño y forma del transductor. Los transductores magnetostrictivos son aleaciones de metal, tales como níquel, hierro y cobalto, que cuando son sometidos a campos magnéticos cambian de tamaño y forma, y generan una onda acústica, y cuando son sometidos a esfuerzos generan un campo magnético. El campo eléctrico o magnético generado por los transductores receptores, es convertido en una corriente y luego transmitido desde el pozo a la superficie por medio de cables.

Fuente monopolar

Una fuente monopolar ideal, es un transductor esféricamente simétrico, que cuando es excitado eléctricamente, expande y contrae su volumen como una función del tiempo, irradiando energía en todas las direcciones (Kurkjian y Chang, 1986), figura 13.

En el apéndice 2 se muestran las características de la fuente de la herramienta DSI de Schlumberger. Esta fuente emite energía acústica en la banda de frecuencias de 8 a 30 kHz.

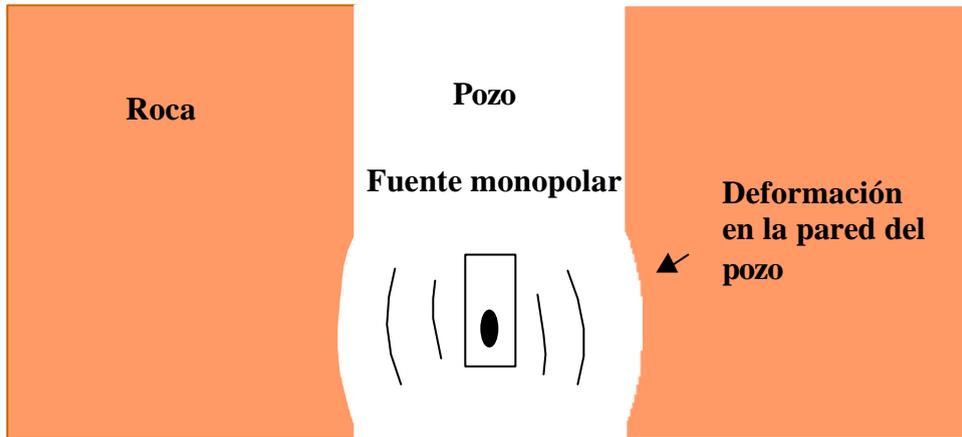


Figura 13. Fuente monopolar irradiando energía dentro del pozo. Obsérvese el tipo de deformación que causa la fuente en las paredes del pozo; dependiendo de las propiedades de la formación, se originaran diferentes tipos de ondas (página web: Schlumberger: www.slb.com, 2000).

Representación de una fuente multipolar

En un medio fluido, una fuente dipolar, tetrapolar, y todas las fuentes multipolares de mas alto orden pueden ser construidas, en principio, de colecciones de fuentes monopolares, (Kurkjian y Chang, 1986). Mas específicamente para construir una fuente multipolar de orden n , $2n$ monopolos son colocados en el mismo plano horizontal y cada uno a una distancia r_0 del eje $r = 0$ (eje del cilindro), como se muestra en la figura 14. Los monopolos se ubican periódicamente a lo largo del círculo de radio r_0 y alternándolos en signo.

Fuente dipolar

La fuente dipolar, $n = 1$, está constituida de dos puntos fuentes monopoles de signos opuestos colocados muy juntos en el mismo plano horizontal (Kraus y Carver, 1973). En una fuente dipolar se tiene que mientras un punto fuente genera una descompresión, el otro genera una presión en una dirección paralela a la descompresión, pero en sentido contrario (figura 15). El dipolo puede ser visto como una fuerza puntual orientada horizontalmente a un ángulo azimutal β , con respecto a un eje de referencia (figura 16).

En el apéndice 2 se describen las características de la fuente dipolar de la herramienta DSI de Schlumberger. Esta fuente emite energía acústica en la banda de frecuencia de 80 Hz a 5 kHz.

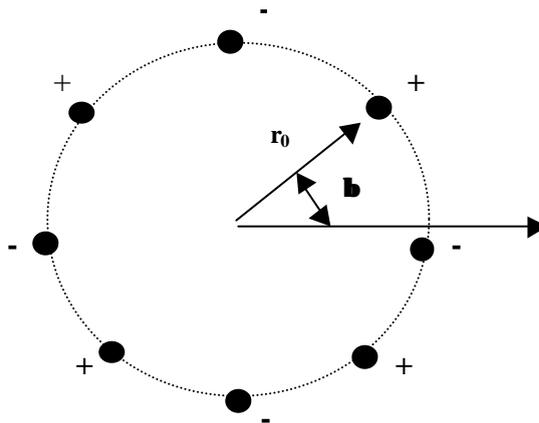


Figura 14. Configuración de una fuente multipolar

Fuente tetrapolar

En este caso la fuente está constituida por cuatro puntos fuentes monopoles situados en los vértices de un cuadrado (figuras 14 y 15). Los dos puntos fuentes localizados en la misma diagonal están en fase. Sin embargo, las fuentes de una diagonal están fuera de fase con respecto a las fuentes de la otra diagonal, la fuente tetrapolar también puede ser vista

como dos fuentes dipolares muy juntas, colocadas en direcciones opuestas (figuras 17 y 18).

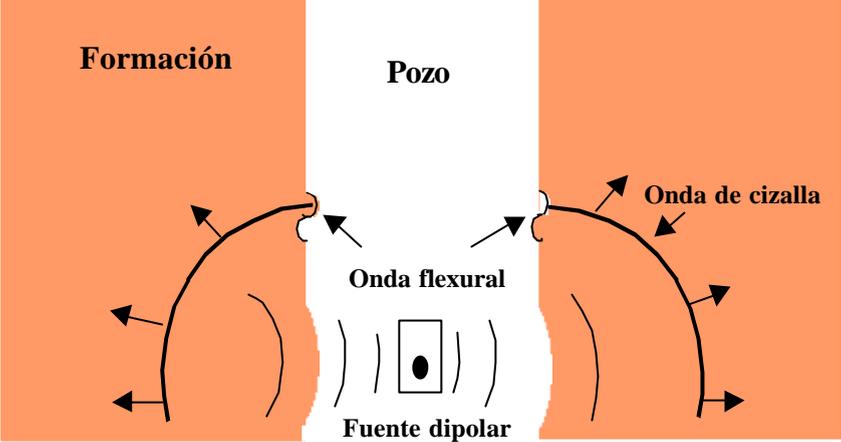


Figura 15. Esquema de una fuente dipolar dentro del pozo. Obsérvese el movimiento que este tipo de fuente causa en las paredes del pozo (página web: Schlumberger: www.slb.com, 2000).

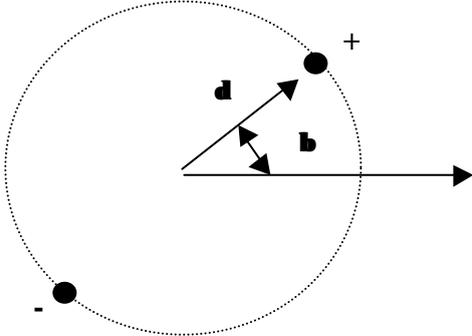


Figura 16. Esquema de una fuente dipolar. δ es una distancia muy pequeña, lo cual indica que las fuentes monopulares están muy cerca una de la otra. β es el ángulo azimutal con respecto a un eje de referencia.

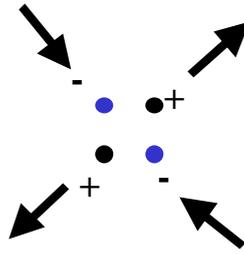


Figura 17. Dirección del movimiento generado por una fuente tetrapolar.

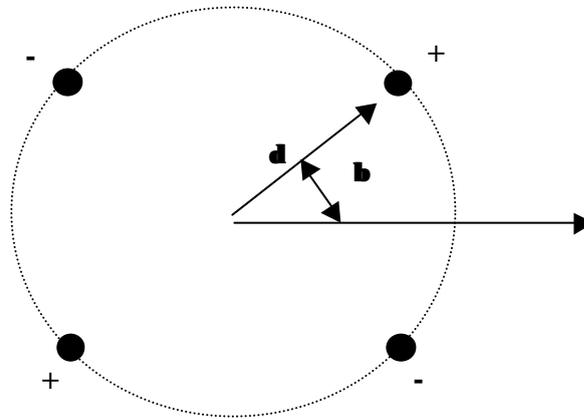


Figura 18. Esquema de una fuente tetrapolar, al igual que para la fuente dipolar, δ es una cantidad muy pequeña, lo que indica que las fuentes monopoles están muy cerca una de la otra, β es el ángulo azimutal con respecto a alguna referencia.

3.3.2 Análisis de la fuente dipolar

La fuente dipolar es la que más se ha estado utilizando recientemente para obtener la velocidad de onda S en las formaciones suaves. Chen, (1988), ha demostrado que si se tiene una fuente dipolar ubicada horizontalmente en el pozo y que genera bajas frecuencia, entonces la radiación de la fuente no será afectada por la presencia del pozo, es decir, el

pozo puede ser ignorado en el límite de las bajas frecuencia. Esto permite la detección de la onda S, en forma directa. Chen, (1988), lo ha verificado a través de experimentos con modelos a escala, para formaciones suaves y formaciones duras. Chen concluye que en *formaciones duras*, una fuente dipolar, operando a frecuencias de 3 kHz a 8 kHz, reduce efectivamente la onda P y realza la onda S, por lo tanto, la onda S puede ser seleccionada como el primer arribo de la señal acústica. En *formaciones suaves*, una fuente dipolar operando en un rango de frecuencias de 1 kHz a 4 kHz, reduce efectivamente la onda P y excita una onda flexural que viaja a la velocidad de la onda S de la formación.

En las figuras 19a y 19b se muestran los microsismogramas sintéticos obtenidos para una fuente dipolar de baja frecuencia inmersa en una formación lenta, considerando e ignorando la presencia del pozo respectivamente. Obsérvese que los tiempos de llegada son los mismos, pero se presentan diferencias significativas en las amplitudes (Chen, 1988).

Actualmente existen muchos tipos de herramientas sónicas monopolares y dipolares diseñadas con diferentes objetivos. En el apéndice 2 se detallan algunas de las diferentes herramientas sónicas disponibles en el mercado por las diferentes compañías de servicio.

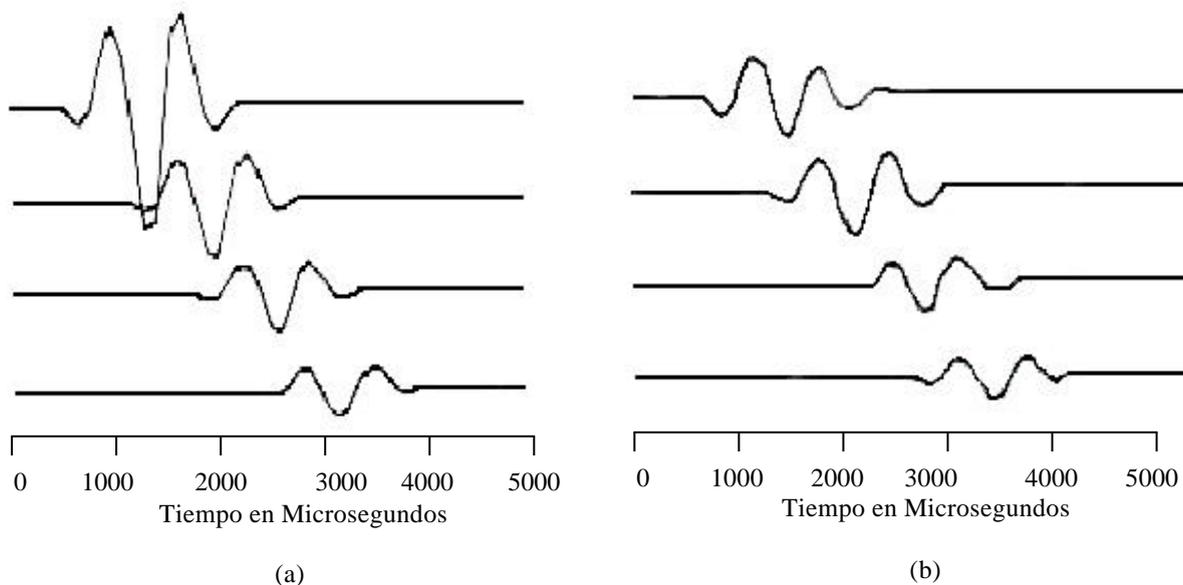


Figura 19. a) Fuente puntual en un pozo, b) fuente puntual sin la presencia del pozo (Chen, 1988).

3.3.3 Microsismogramas sintéticos asociados a fuentes monopolares, dipolares, y tetrapolares en formaciones lentas (suaves), y formaciones duras (rápidas)

Kurkjian and Chang, 1986, obtuvieron microsismogramas sintéticos asociados a fuentes monopolares, dipolares, y tetrapolares, con frecuencias centrales de 1, 4 y 12 kHz, considerando tanto modelos de formaciones rápidas como lentas. Ellos concluyeron que a altas frecuencias tales que la longitud de la onda de S está en el orden del diámetro del pozo o menor, la diferencia entre los microsismogramas obtenidos con fuentes monopolar, dipolar y tetrapolar estriba en los tipos de modos de ondas superficiales que ellas excitan.

Por ejemplo, la fuente monopolar excita mejor el modo Stoneley, mientras que la fuente dipolar resalta el modo flexural y la fuente tetrapolar el modo helicoidal .

Microsismogramas obtenidos para fuentes de alta frecuencia

En las figuras 20, 21 y 22 se muestran conjuntos de microsismogramas obtenidos para formaciones rápidas con fuentes monopolares, dipolares y tetrapolares con centros de frecuencias de 12 kHz.

Si analizamos los microsismogramas obtenidos con las diferentes fuentes en la formación rápida, podemos apreciar que son bastantes similares. Cada fuente excita un evento compresional, pero tan pequeño que no se aprecia en los microsismogramas, para poder observarlos es necesario aumentar la escala. También se puede observar una pequeña llegada correspondiente a la onda de cizalla. La principal diferencia en los tres casos es el modo de onda superficial. La fuente monopolar excita el modo Stoneley, la fuente dipolar excita un modo flexural (Kurmar y Ram, 1969; Thurston, 1978; Bostrom y Burden, 1982) y la fuente tetrapolar excita el modo “Screw” o helicoidal (Thurston, 1978; Kurmar y Ram, 1969).

Analizando los microsismogramas obtenidos para la formación lenta se observa que para los tres tipos de fuentes todos son bastante similares. Cada uno excita un evento compresional y un modo de onda superficial, estos son los modos Stoneley, flexural y helicoidal. A diferencia de lo ocurrido en la formación rápida (en la que los modos flexural y helicoidal viajan a una velocidad mayor que la velocidad S), en este caso, la porción de los modos flexural y helicoidal, viajan a la velocidad de cizalla de la formación.

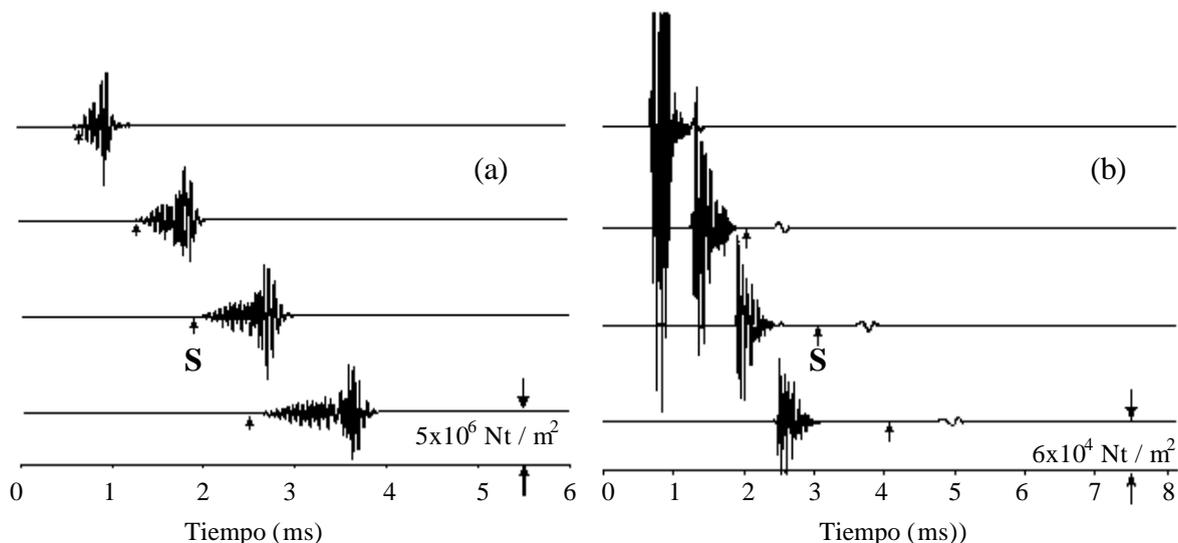


Figura 20. (a) Microsismogramas sintéticos asociados con una fuente monopolar de 12 kHz en una formación rápida. (b) microsismogramas sintéticos asociados con una fuente monopolar de 12 kHz en una formación lenta, (Kurkjian y Chang, 1986).

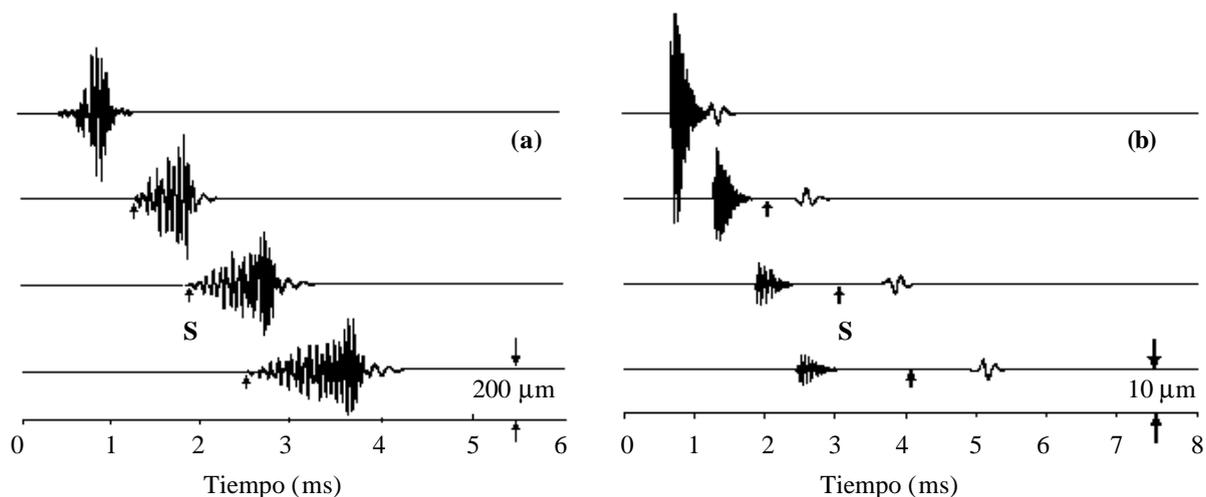


Figura 21. (a) Microsismogramas sintéticos asociados con una fuente dipolar de 12 kHz en una formación rápida. (b) microsismogramas sintéticos asociados con una fuente dipolar de 12 kHz en una formación suave. (Kurkjian y Chang, 1986).

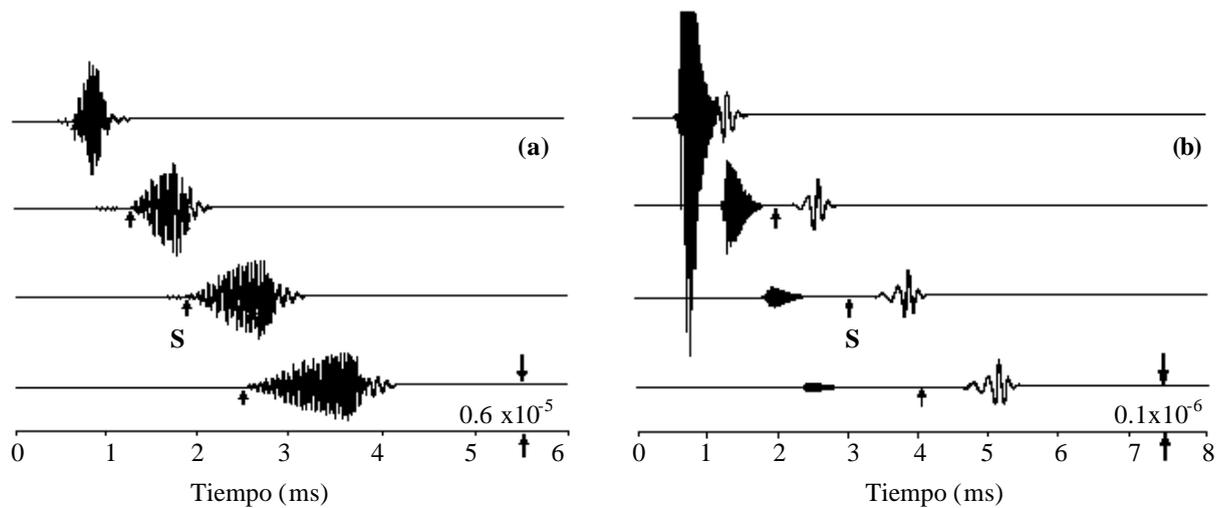


Figura 22. Microsismogramas sintéticos asociados con a una fuente cuatrupolar de 12 kHz en una formación rápida. (b) microsismogramas sintéticos asociados con una fuente cuatrupolar de 12 kHz en una formación lenta (Kurkjian y Chang, 1986).

Microsismogramas obtenidos para fuentes de frecuencias intermedias

Las figuras 23, 24 y 25 muestra conjuntos de microsismogramas asociados con fuentes monopolares, dipolares y tetrapolares para los casos de formaciones rápidas y lentas.

En estos casos se puede concluir que para frecuencias intermedias, tanto en formaciones rápidas como en formaciones lentas los modos de ondas superficiales dominan los microsismogramas. Las ondas compresionales y de cizalla son relativamente pequeñas y los modos leaky y pseudo-Rayleigh no aparecen. Debido a que sólo un modo domina el campo de ondas a este rango de frecuencias, la dispersión y excitación de los modos puede ser estudiada cuantitativamente.

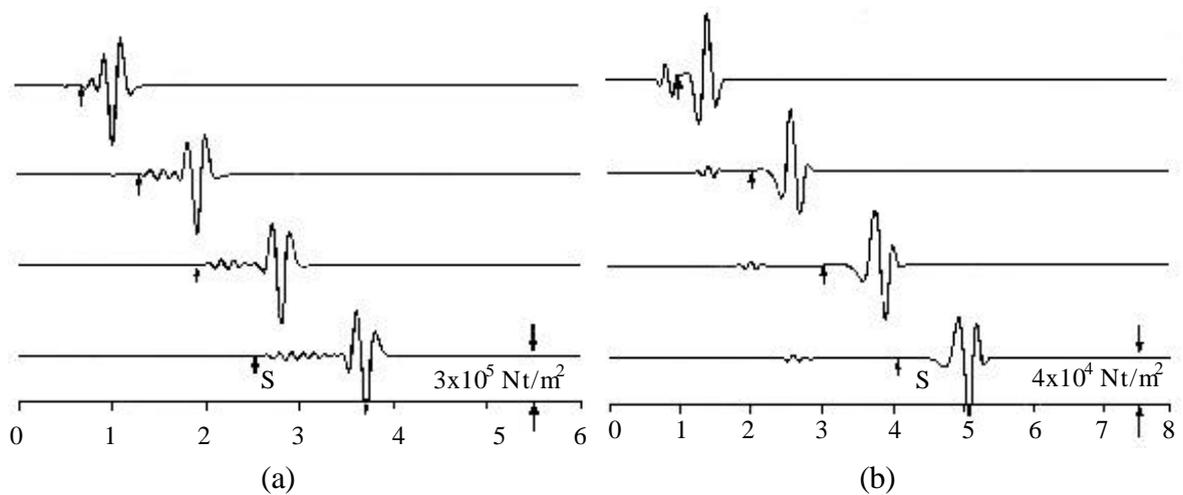


Figura 23. (a) microsismogramas sintéticos, generados por una fuente monopolar de 4 kHz, en una formación rápida, (b) microsismogramas sintéticos generados por una fuente monopolar de 4 kHz en una formación lenta, las flechas indican en momento en que debería llegar la onda S (Kurkjian y Chang, 1986).

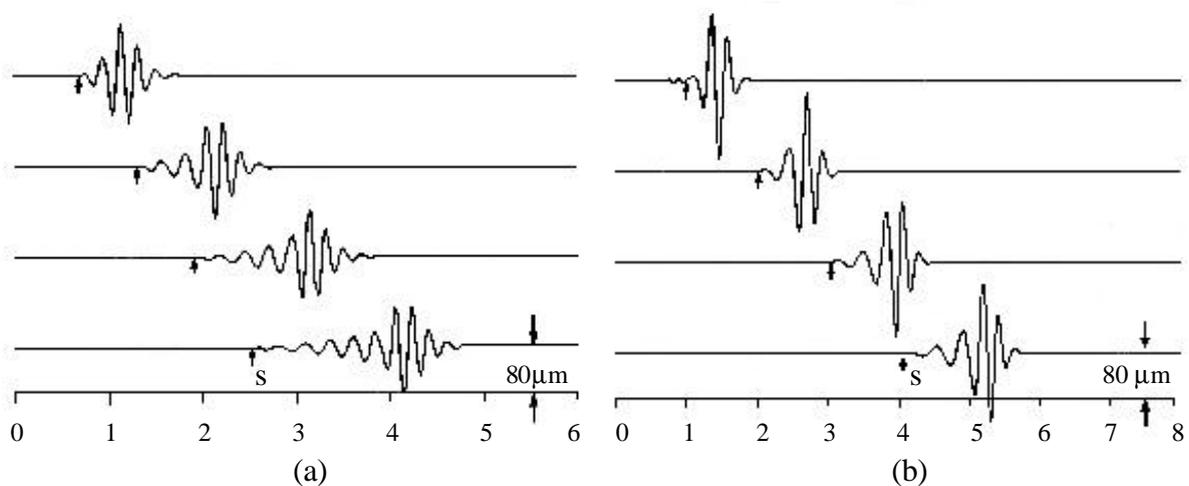


Figura 24. (a) microsismogramas asociados con una fuente dipolar de 4 kHz en una formación rápida, (b) microsismogramas asociados con una fuente dipolar de 4 kHz en una formación lenta, las flechas indican el momento en que debería llegar la onda S (Kurkjian y Chan, 1986).

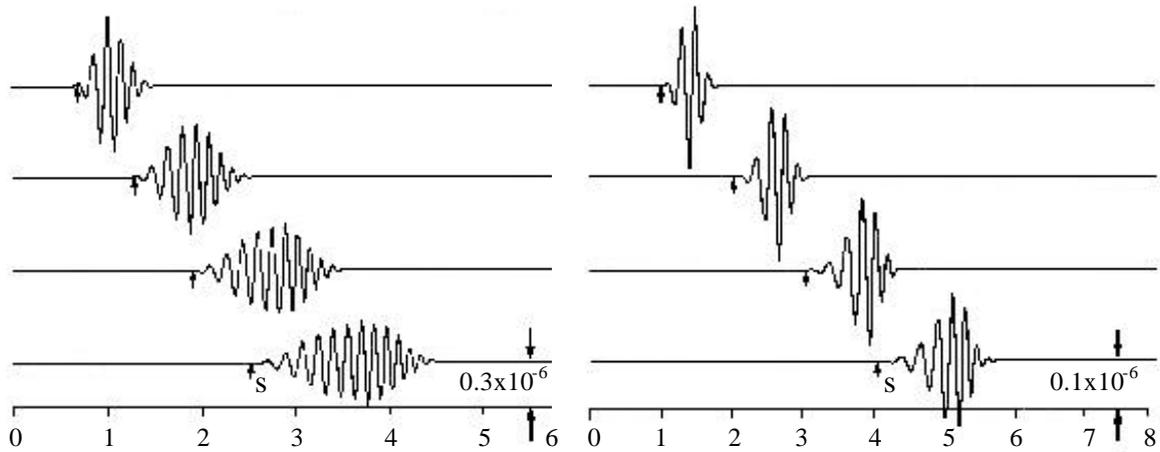


Figura 25. (a) Microsismogramas asociados con una fuente cuatrupolar de 4 kHz en una formación rápida, (b) microsismogramas asociados con una fuente cuatrupolar de 4 kHz en una formación lenta, las flechas indican en momento en que se espera la llegada de la onda S (Kurkjian y Chan, 1986).

Microsismogramas obtenidos para fuentes de bajas frecuencias

Las figuras 26, 27 y 28 muestran conjuntos de microsismogramas sintéticos obtenidos con fuentes monopulares, dipolares y tetrapolares con centros de frecuencias de 1 kHz en formaciones rápidas y formaciones lentas.

En estos microsismogramas sintéticos podemos observar que los correspondientes a las fuentes monopulares consisten de un modo de tubo dominante, mientras que los correspondientes a microsismogramas dipolares y tetrapolares consisten de una llegada correspondiente a la onda de cizalla. También se puede observar que la onda de cizalla obtenida con la fuente dipolar decae menos rápidamente que la obtenida con la fuente tetrapolar.

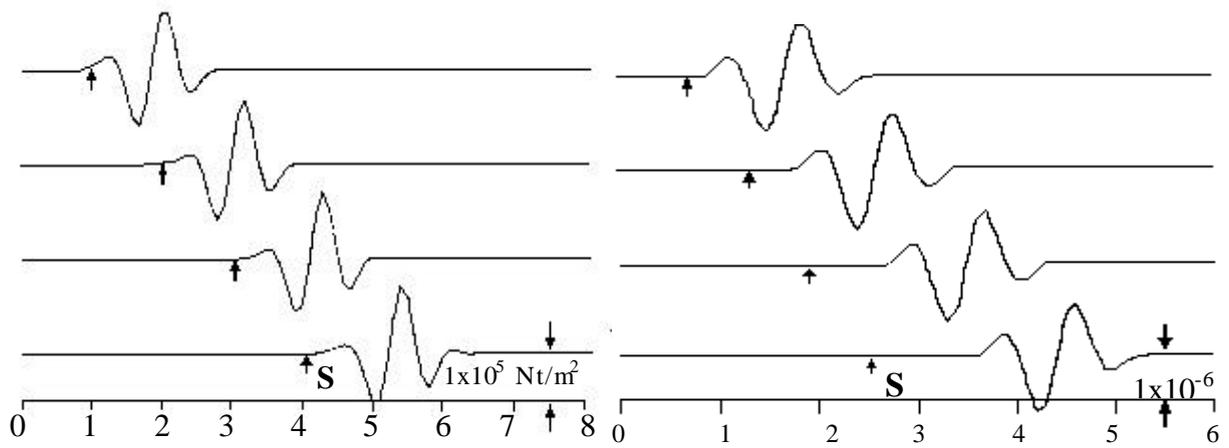


Figura 26. a) Microsismogramas sintéticos asociados con una fuente monopolar de 1 kHz, en una formación lenta. b) Microsismograma sintético asociado con una fuente monopolar en una formación rápida. Las flechas indican el momento en que se espera la llegada de la onda S (Kurkjian y Chan, 1986).

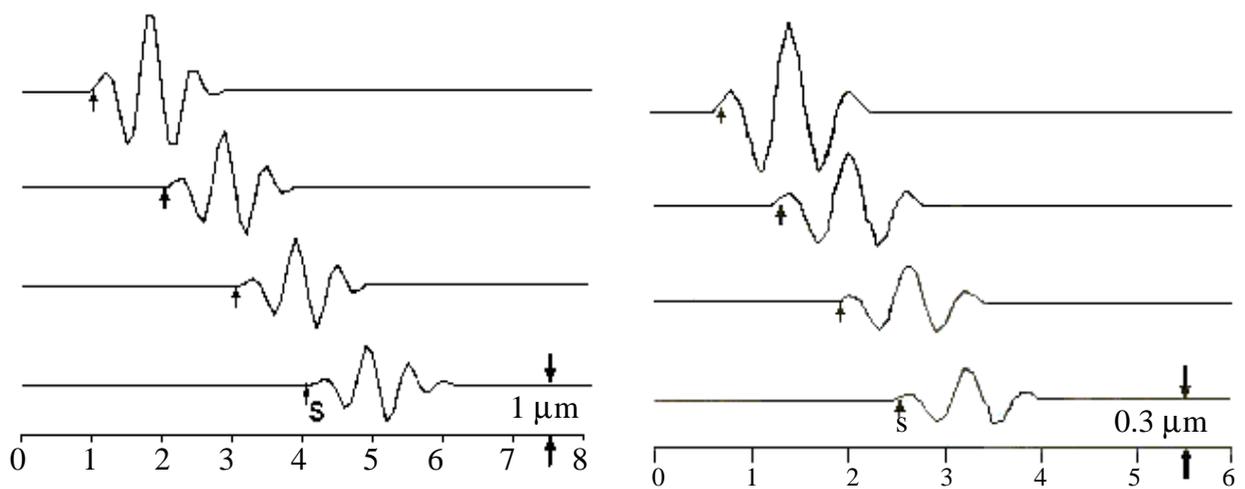


Figura 27. a) Microsismogramas sintéticos asociados con una fuente dipolar de 1 kHz en una formación lenta, b) Microsismograma sintético asociado con una fuente dipolar de 1 kHz en una formación rápida. Las flechas indican el momento en que se espera la llegada de la onda S (Kurkjian y Chan, 1986).

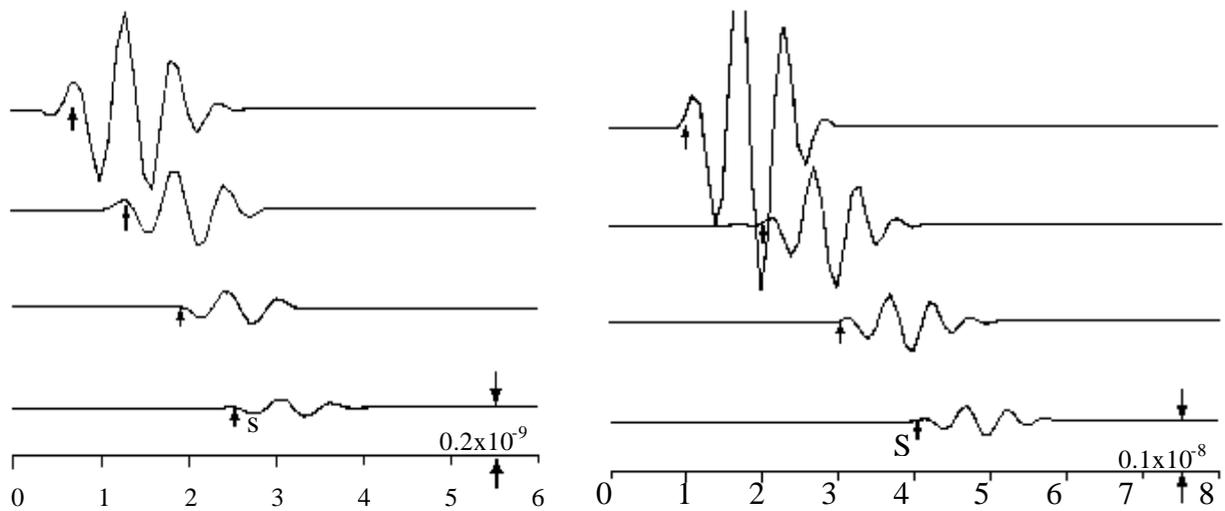


Figura 28. a) Microsismograma asociado con una fuente tetrapolar en una formación rápida, b) Microsismograma sintético asociado con una fuente tetrapolar a 1 kHz en una formación lenta. Las flechas indican el momento en que se espera la llegada de la onda S (Kurkjian y Chang, 1986).

Movimientos de las paredes del pozo ocasionado por los modos de pozo

En las figuras 29 a 32 se presentan modelos que representan el movimiento de las partículas de las paredes del pozo cuando generan los diferentes modos de propagación, así como también la distribución de la energía dentro del pozo cuando se están desplazando las partículas (Rao R., 1997).

Las figuras 29 y 30 corresponden a los movimiento de las partículas de las paredes del pozo durante la generación del modo Stoneley y del modo pseudo-Rayleigh utilizando una fuente monopolar. Observese el movimiento de las partículas a lo largo de la pared del pozo.

La figura 31 muestra el movimiento de las partículas de la pared del pozo durante la generación de la onda flexural utilizando una fuente dipolar. Obsérvese como varían las presiones a ambos lados del pozo.

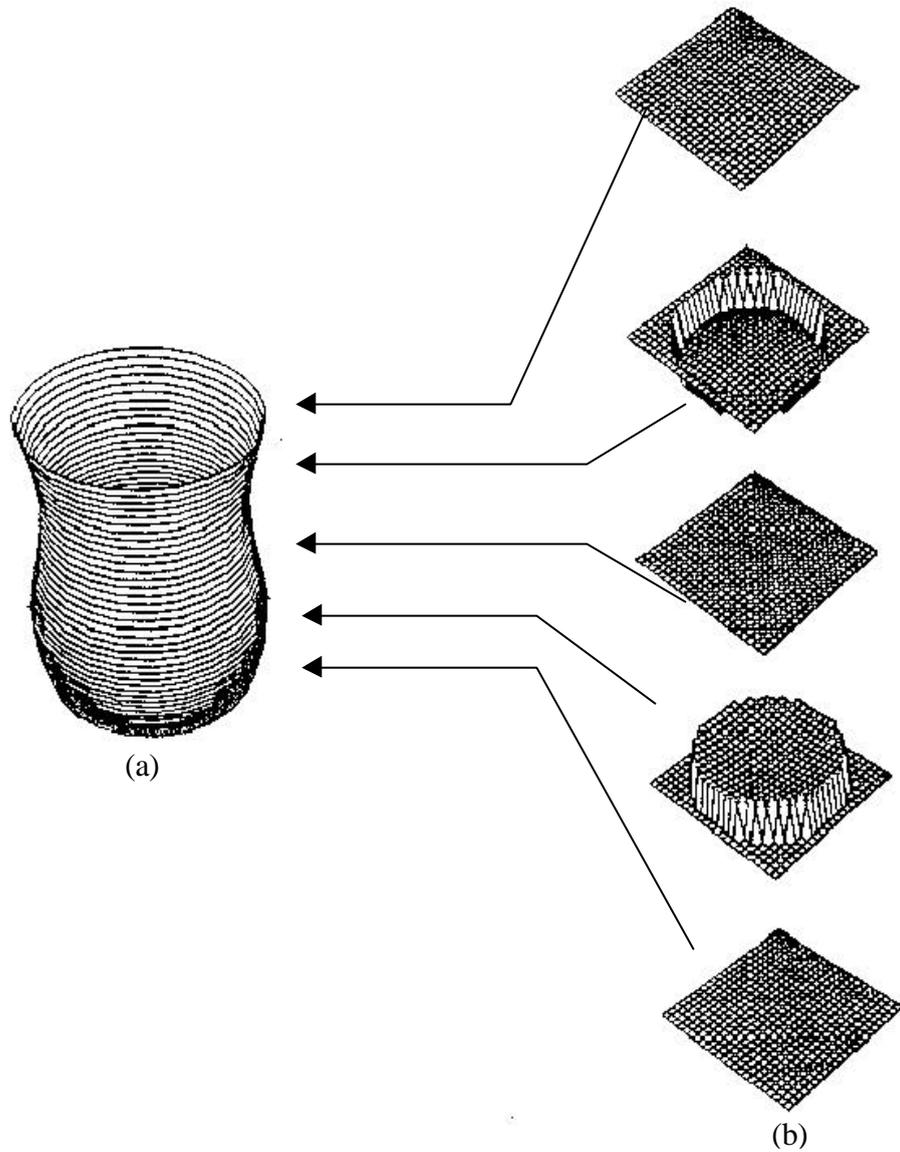


Figura 29. (a) Desplazamiento de las partículas para la onda de tubo en la pared de un pozo (b) Presión correspondiente en el fluido. Calculados para un modelo de pozo en una formación rápida e isotrópica (Rao, 1997).

La figura 32 muestra el movimiento de las partículas durante la generación del modo helicoidal utilizando una fuente tetrapolar, obsérvese como varían las presiones en las paredes del pozo.

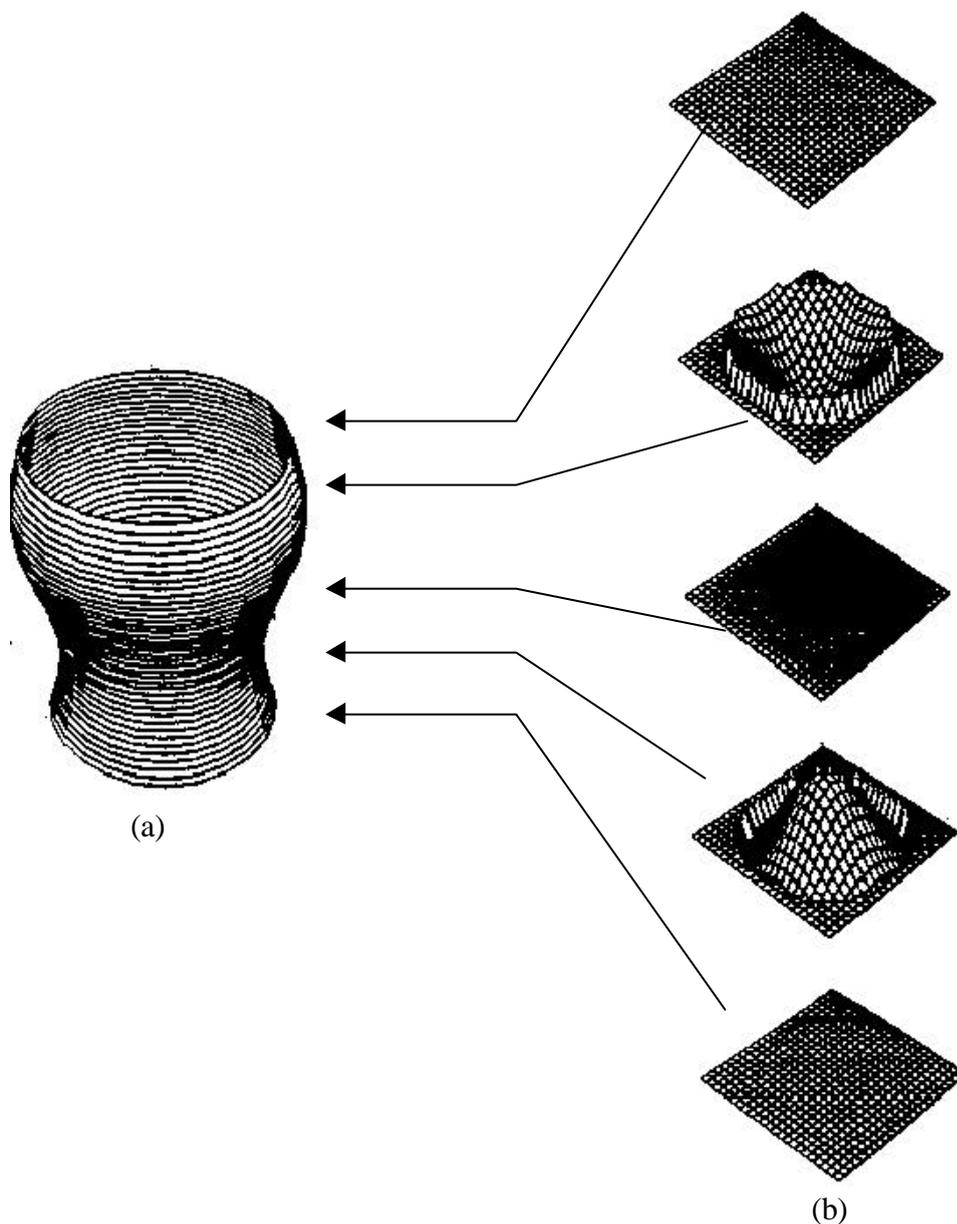


Figura 30. (a) Desplazamiento de las partículas para la onda pseudo-Rayleigh en la pared del pozo. (b) Correspondientes presiones en el fluido. Estos desplazamientos y presiones fueron calculados para un modelo de pozo en una formación isotrópica y en una formación rápida (Rao, 1997).

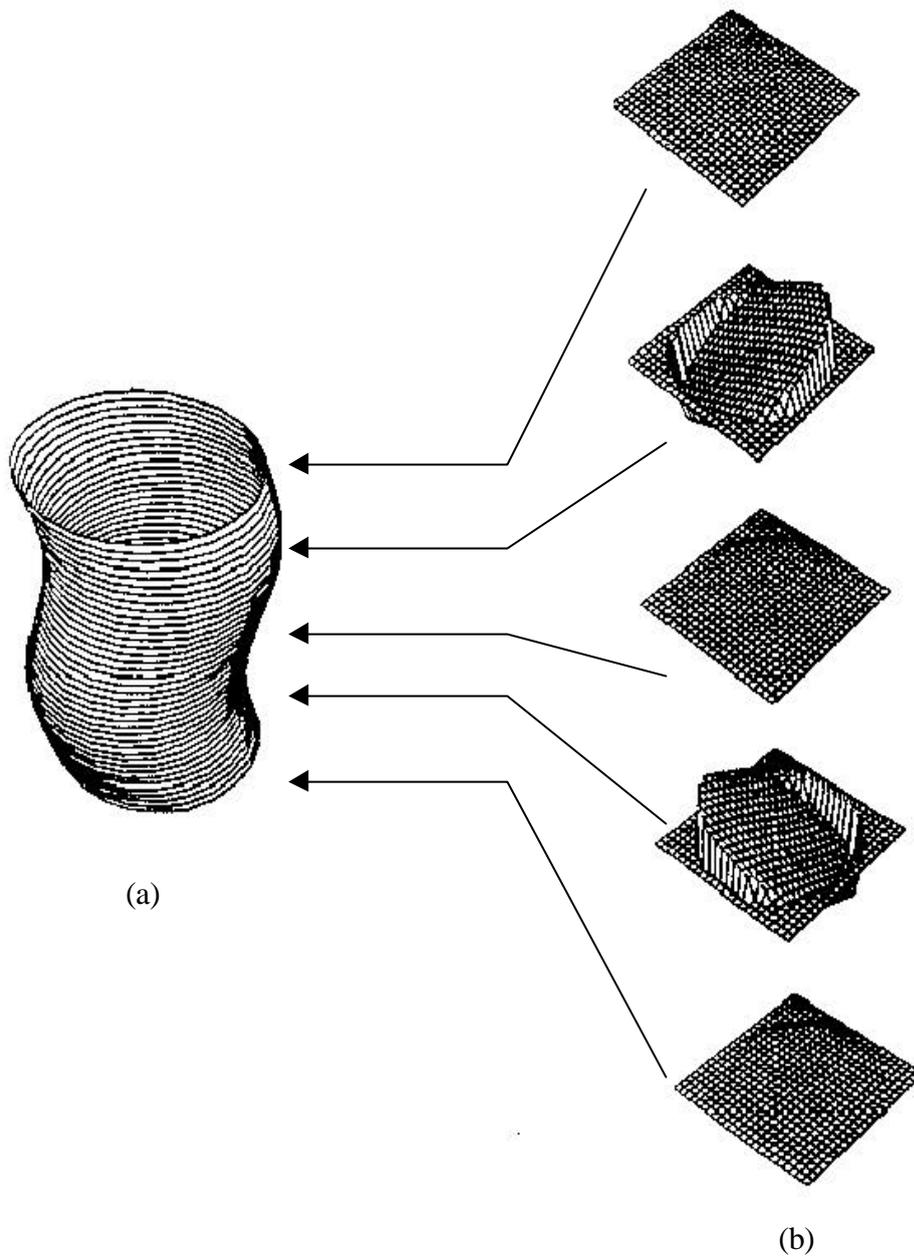


Figura 31. (a) desplazamiento de las partículas para la onda flexural en la pared del pozo. (b) Presiones correspondientes en el fluido. Los desplazamientos y velocidades fueron calculados para un modelo en una formación rápida e isotrópica (Rao, 1997).

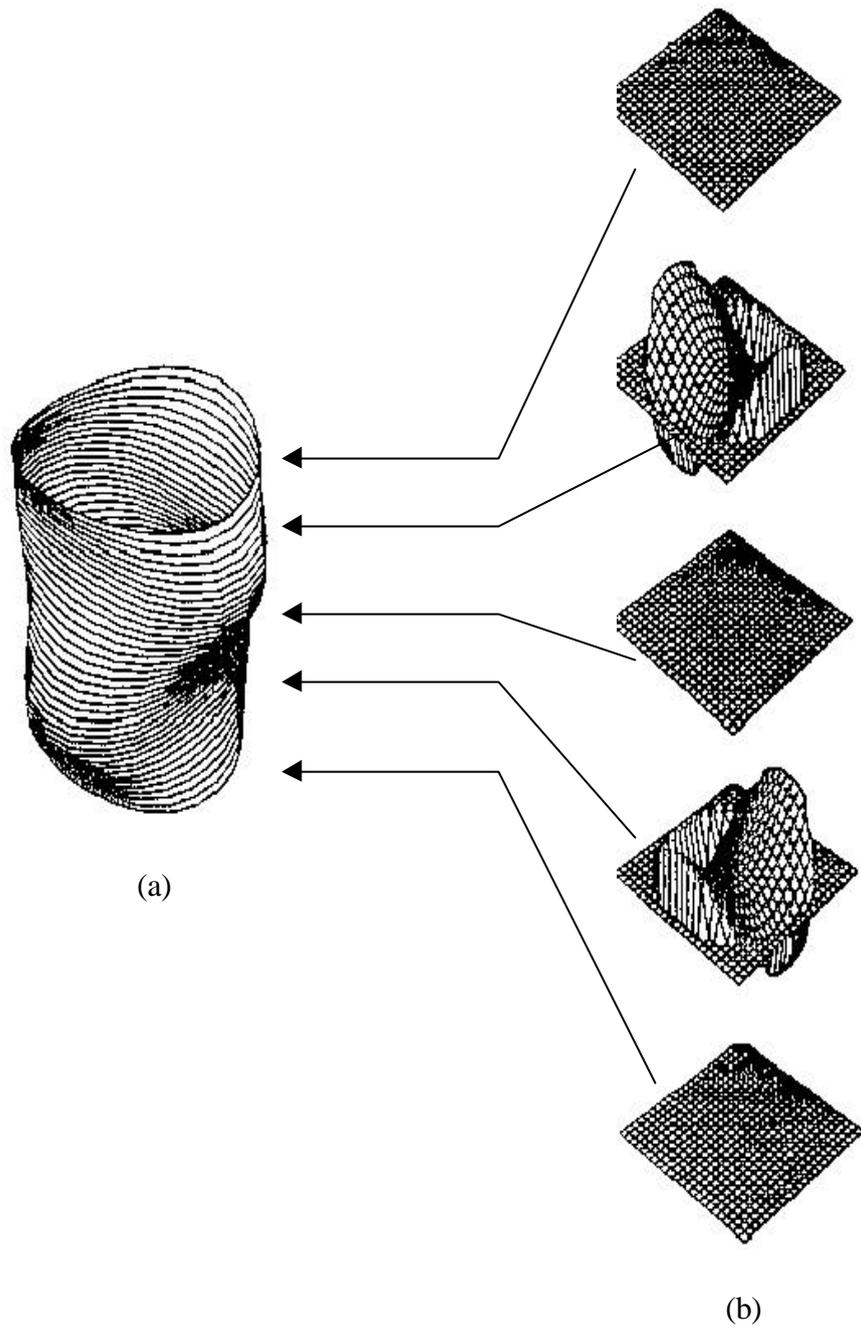


Figura 32. (a) Desplazamientos de las partículas para la onda helicoidal en la pared. (b) Presión correspondiente en el fluido. Estos desplazamientos y las presiones fueron calculados para un modelo de pozo en una formación rápida e isotrópica (Rao, 1997).

3.4 Ondas sínicas en pozos no entubados

Esta sección trata sobre el estudio de los fenómenos de propagación de ondas en formaciones rápidas y formaciones lentas en pozos no entubados. El estudio en formaciones rápidas se obtuvo básicamente de la publicación de Bassiouni, (1994), mientras que el estudio en formaciones lentas se extrajo de diversos trabajos de investigación.

3.4.1 Fenómenos de propagación en una formación rápida o dura

Cuando la velocidad de la onda compresional en el lodo, v_f , es mayor que la velocidad de cizalla de la formación, v_s , la formación se denomina formación rápida. Este tipo de situación es encontrada comúnmente en formaciones carbonáticas o de areniscas consolidadas.

En una formación rápida los principales eventos sísmicos que aparecen en el microsismograma, por orden de llegada al receptor, son:

- 1- La onda compresional refractada
- 2- El modo evanescente (leaky mode)
- 3- La onda de cizalla refractada
- 4- La onda *pseudo-Rayleigh*
- 5- La onda Stoneley u onda de tubo
- 6- Onda de lodo o directa

Onda compresional refractada

La primera onda en llegar al receptor es la compresional refractada. Esta es la onda que ha sido críticamente refractada en la pared del pozo (figura 33). La onda comienza como una onda compresional, la cual es generada en el pozo por el transductor transmisor. Esta encuentra la pared del pozo con el ángulo crítico, α_c , y es críticamente refractada en la

formación como una onda compresional la cual es detectada en el pozo por el transductor receptor. Esta onda refractada o *head wave* viaja a lo largo de la pared del pozo con la velocidad compresional de la formación, v_p . Cuando la onda refractada viaja a lo largo de la interfase fluido-formación, dentro del pozo, la energía es continuamente radiada como ondas compresionales dentro del fluido del pozo. Esta energía también se refracta con el ángulo crítico y son detectadas por los diferentes receptores de la herramienta.

Onda de cizalla refractada

La onda de cizalla refractada también comienza como una onda compresional en el fluido del pozo. Esta encuentra la pared del pozo al ángulo crítico de refracción, α_s , y se refracta en la formación como una onda de cizalla (figuras 33). Al igual que la onda compresional refractada, la onda de cizalla refractada viaja a lo largo de la pared del pozo a la velocidad v_s de la formación y continuamente arroja ondas compresionales en el fluido del pozo al ángulo crítico α_{sc} . Debido a que $v_s < v_p$ y la trayectoria recorrida por la onda **S** es mas larga, luego la onda S refractada llega al receptor después que la onda compresional refractada.

Modo evanescente (modo leaky)

Bajo ciertas condiciones de geometría y velocidad, otro tipo de onda conocido como modo híbrido o evanescente (*leaky*), es observado entre la llegada de la onda refractada P y la S. El modo evanescente proviene de la onda compresional incidente en la pared del pozo a un ángulo comprendido entre α_c y α_s (figura 34). Esta onda compresional sufre reflexión y conversión a onda S refractada (figuras 34 y 36). La amplitud de este modo decrece con la distancia del transmisor debido a la energía que escapa a la formación en cada reflexión.

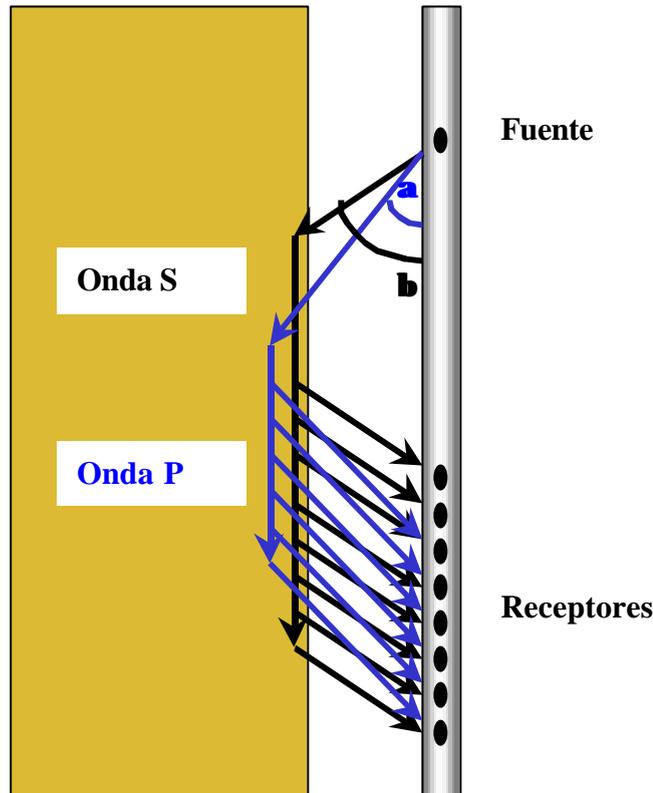


Figura 33. Esquema de la propagación en el hoyo del evento de refracción en una formación rápida. Se emite una onda P y se recibe una onda P y una onda S refractada.

Onda pseudo-Rayleigh

La onda Pseudo-Rayleigh aparece de la porción de la onda incidente, en la pared del pozo, a un ángulo mayor que el ángulo crítico de refracción de la onda de cizalla. Esta onda sufre reflexión total y de esta forma se propaga dentro del pozo (figura 35). Esta onda es llamada la onda Pseudo-Rayleigh por analogía a la onda Rayleigh que se propaga a lo largo de una interfase plana. Este tipo de onda es también referida por diferentes autores como modo entrampado, onda guiada, o modo normal. Como la energía de la onda incidente no se pierde en forma de refracción hacia fuera del cilindro o hoyo, la onda Pseudo-Rayleigh exhibe una gran amplitud (figura 36).

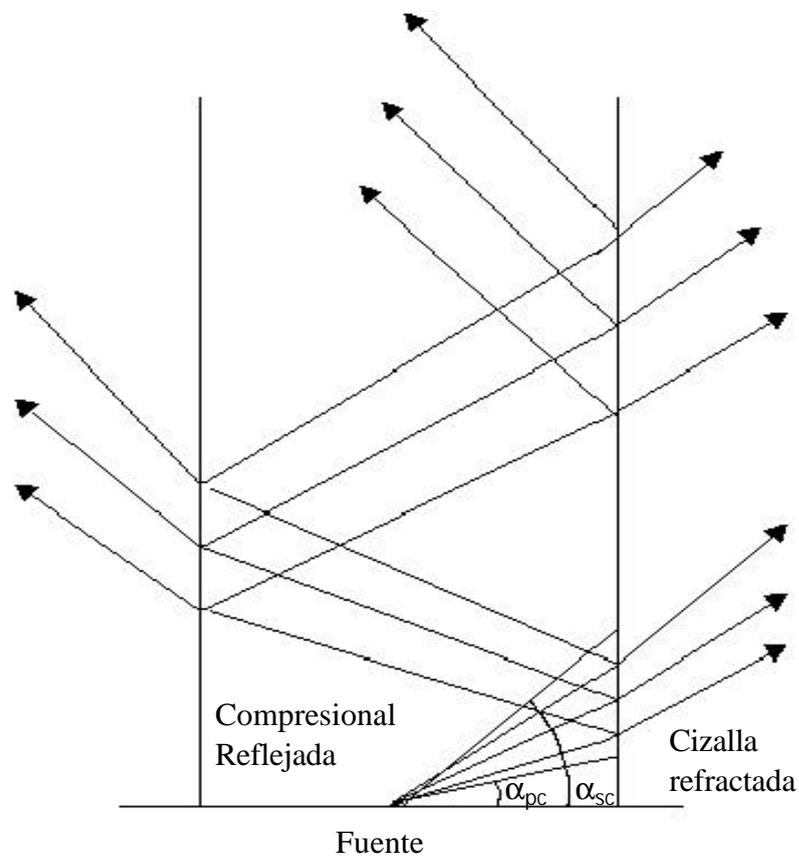


Figura 34. Trayectoria de los rayos correspondientes al modo evanescentes (*Modo Leaky*) (Bassiouni, 1994).

La velocidad de la onda Pseudo-Rayleigh varía con la frecuencia, y la variación va de cerca de 0.9 veces la velocidad del fluido a altas frecuencias a la velocidad de la formación de cizalla a bajas frecuencias. Esta variación de velocidad con la frecuencia es conocida como dispersión. Debido a que cada frecuencia viaja a una velocidad diferente, esta onda dispersiva aparece como un tren de eventos con ciclos sucesivos, que tienen periodos crecientes o decrecientes. Existe una frecuencia de corte por debajo de la cual la onda Pseudo-Rayleigh no se generará.

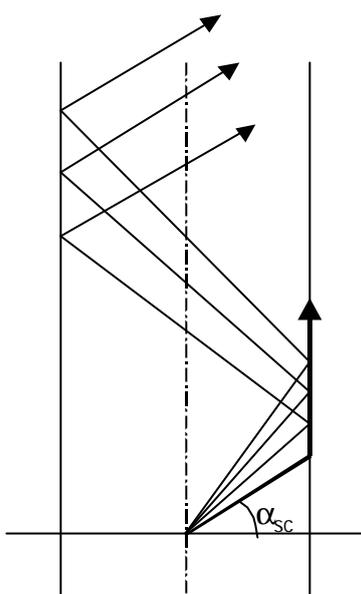


Figura 35. Trayectoria de los rayos de la onda pseudo-Rayleigh (Baussiouni, 1994).

Onda Stoneley u onda de tubo

La onda Stoneley es una onda superficial en la interfase fluido formación. Su nombre se debe a la analogía con una onda superficial descubierta por Stoneley sobre la interfase plana entre dos sólidos elásticos semi-infinitos. La onda Stoneley generada en un pozo es también llamada onda de tubo. Su amplitud decae aproximadamente de forma exponencial a ambos lados de la interfase entre el fluido y la formación, es ligeramente dispersiva y tiene velocidad de fase y grupo cerca de 0.9 veces la velocidad de onda P en el fluido, tiene muy alta amplitud en las bajas frecuencias (figura 36) y muy poca atenuación a lo largo del eje del pozo.

La velocidad de la onda Stoneley, V_{ST} , está relacionada con la velocidad de la onda S y la densidad de la formación, ρ_b . Esta puede ser medida sin dificultad, debido a su alta amplitud y baja atenuación. Usando la relación obtenida por Biot (1952), es posible obtener la velocidad de la onda S en la formación, a partir de la velocidad de la onda Stoneley y de la densidad de la formación:

$$\frac{v_{st}}{v_f} = \frac{1}{\left[1 + \frac{r_f * c^2}{r_b * n_s^2}\right]^{1/2}}, \quad (1)$$

donde:

v_{st} : Es la velocidad de la onda Stoneley

c : Es la velocidad compresional en el fluido

v_s : Es la velocidad de cizalla en la formación

r_f : Densidad del fluido

r_b : Densidad de la formación

Esta relación es válida para longitudes de ondas mayores que 5 veces el diámetro del pozo (límite de baja frecuencia).

Onda de lodo o directa

Es el pulso que viaja en el fluido o lodo en el pozo, directamente del transmisor al receptor. Esta onda es una onda de cuerpo compresional y su contenido de frecuencia es relativamente alto.

Señal acústica

Todos los modos y/o eventos sísmicos que se propagan en el pozo, interfieren de una manera complicada durante su viaje desde el transmisor al receptor donde ellas producen la señal acústica observada en los microsismogramas. En la figura 36, se muestra un tren de onda sónico real, típico de una formación dura. La energía de la onda compresional, P, es la primera que llega al receptor, seguida por el modo evanescente o *leaky*, (si este está presente en el tren de onda), y luego la onda S. Las ondas guiadas, pseudo-Rayleigh y

Stoneley, siguen después de la llegada de la onda de S, coincidiendo la llegada de la onda S con el de la onda pseudo-Rayleigh.

Las características del tren de onda dependen de la frecuencia emitida por la fuente, diseño de la herramienta, radio del pozo, y propiedades de la formación y del fluido.

La onda pseudo-Rayleigh que se propaga a la frecuencia de corte (cutoff) llega simultáneamente con la onda S al receptor, sin embargo, su amplitud es considerablemente mayor. Debido a su naturaleza dispersiva, varias ondas pseudo-Rayleigh están presentes en el tren ondas.

La onda Stoneley aparece dentro de la ventana de tiempo de llegada del tren de ondas pseudo-Rayleigh. Sin embargo, debido a que esta onda no es tan dispersiva, todas las frecuencias de la onda Stoneley se propagan aproximadamente a la misma velocidad. En consecuencia, esta usualmente se presenta como una ondícula de poca duración en el tiempo en el microsismograma.

Todos estos modos de propagación y/o eventos, están presentes en la señal recibida si la formación es una formación rápida. Si la velocidad de cizalla es menor que la velocidad del fluido, solo la onda primaria y Stoneley estarán presentes. Por lo tanto, es necesario otro método que permita la determinación de la velocidad de la onda S y/u otros modos en este tipo de formación.

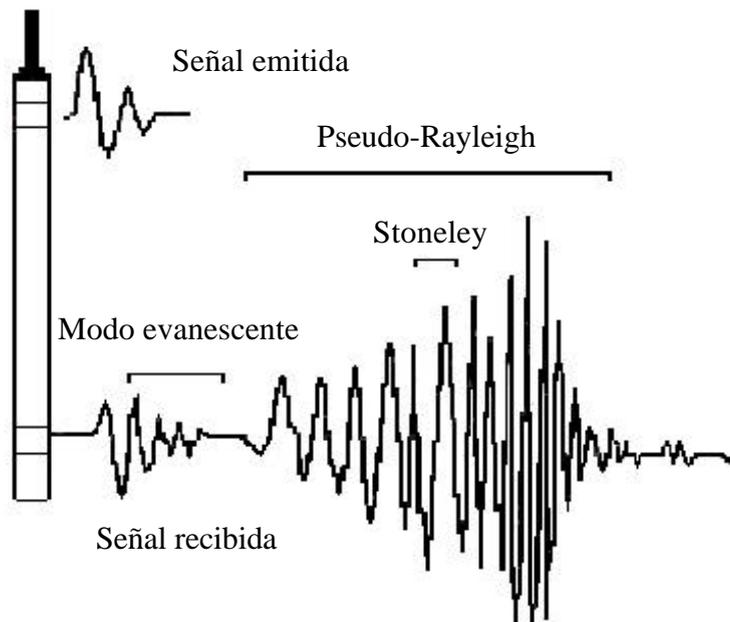


Figura 36. Señal acústica típica real o microsisomograma, registrada en una formación rápida o dura (Bassiouni, 1994).

3.4.2 Fenómenos de propagación en una formación lenta o suave

Cuando la velocidad compresional en el fluido es mayor que la velocidad de onda S de la roca, la formación se denomina formación lenta o suave. Esta situación es encontrada comúnmente en formaciones de areniscas no consolidadas. En estas formaciones, la onda S, no puede ser críticamente refractada en la pared del pozo y por lo tanto no puede ser detectada por los receptores de la herramienta. Por esto la velocidad de la onda S en la formación debe ser determinada indirectamente a través de otro método alternativo.

En una formación lenta, las únicas llegadas observadas (Stevens and Day, 1986) utilizando una fuente monopolar son:

- 1- la onda compresional refractada
- 2- la onda compresional directa del fluido de baja amplitud

3- la onda Stoneley de baja frecuencia

En la figura 37, se muestran dos trazas o microsismogramas sónicos; uno grabado en una formación rápida y uno grabado en una formación lenta. En la formación rápida el comienzo de la onda pseudo-Rayleigh ocurre al tiempo de arribo de la onda de cizalla, así la velocidad de cizalla puede ser exactamente medida directamente de la traza (Stevens and Day, 1986). En la formación lenta la onda de cizalla no aparece, por lo que se requiere buscar de un método alternativo para la determinación de la medida de la velocidad de cizalla.

La velocidad de fase de la onda Stoneley, V_{st} , puede ser determinada fácilmente de los registros de formas de onda en una formación lenta. Esta velocidad de fase puede ser invertida para obtener la velocidad de cizalla, V_s , de la formación. Reescribiendo la ecuación 12, se obtiene,

$$\frac{1}{v_s} = \left[\frac{\rho_b}{\rho_f} \left(\frac{1}{v_{st}^2} - \frac{1}{v_f^2} \right) \right]^{1/2}$$

Donde:

ρ_s : velocidad de cizalla.

ρ_b : densidad de la formación.

ρ_f : densidad del fluido.

v_{st} : velocidad Stoneley.

v_f : velocidad del fluido.

Si se conoce la densidad de la formación, ρ_b , a partir de los registros de densidad, es posible determinar la velocidad de cizalla de la formación.

Una limitación de esta técnica es que en una formación donde $V_s < 0.7 v_f$, la propagación de la onda de tubo es atenuada, y no se puede identificar en los microsismogramas, y por lo tanto tampoco se puede medir su velocidad.

Otra de las limitaciones, es que debido a la frecuencia utilizada en los registros acústicos, no es posible usar la velocidad de cero frecuencia de la onda Stoneley en la ec.1, para calcular la velocidad de la onda de cizalla. Chen and Toksoz, (1982), mencionan la necesidad de realizar una inversión no-lineal, para poder obtener la velocidad de la onda S a partir de la velocidad de fase de la onda de tubo, v_{st} .

La determinación directa de la velocidad de la onda de cizalla en una formación suave puede ser posible, mediante la utilización de una fuente dipolar. Esta fuente tiene la capacidad de excitar en el pozo un modo de propagación *flexural*, el cual se propaga a lo largo del eje del pozo (Winbow, 1985). El movimiento de las partículas es transversal como el de las ondas de cizalla (figura 38), y la velocidad de propagación está bastante relacionada con la velocidad de onda S en la formación. El lodo en el pozo sigue el movimiento de la onda flexural, de manera tal que los receptores localizados en el pozo detectan la llegada de cualquier contraste entre las velocidades del lodo y la formación. Winbow y Rice (1984), sugirieron que una fuente dipolar, cuando opera en un rango de frecuencia de 1 a 4 KHz, suprime la onda P y excita una onda guiada (modo flexural) que viaja a la velocidad de la onda de cizalla. Chen (1988), por medio de estudios experimentales, también llegó a la misma conclusión, en la cual señala que efectivamente una fuente dipolar operando en un rango de frecuencias entre 1-4 kHz, reduce efectivamente la onda P y excita una onda que viaja a la velocidad de la onda de cizalla. Kurkjian y Chang, 1986, también llegan a la misma conclusión.

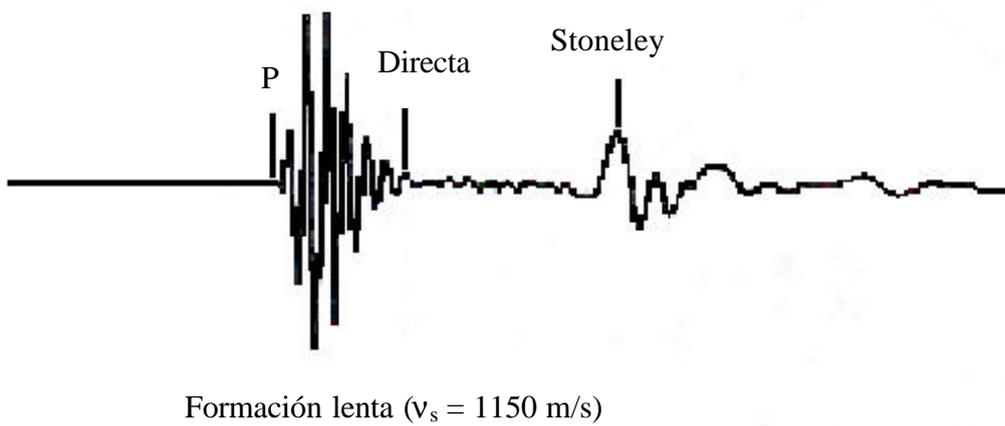
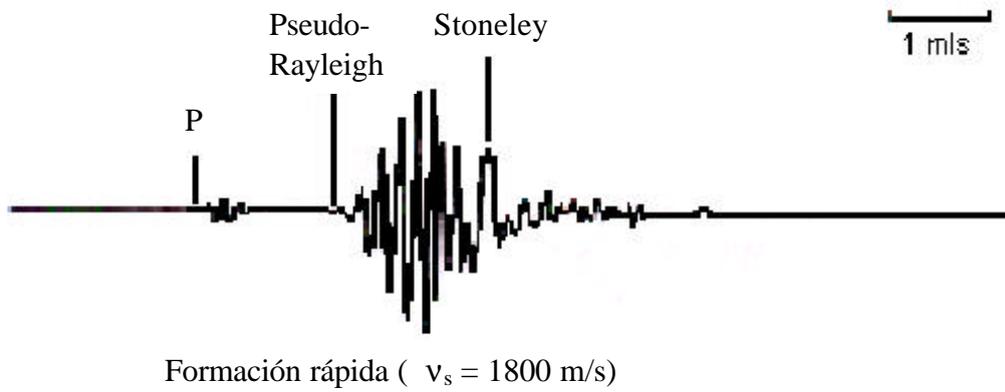


Figura 37. Comparación de los microsismogramas obtenidos en una formación rápida y en una lenta, cuando la separación entre la fuente y el receptor es 20 ft. Obsérvese la carencia de la de onda S en la formación lenta (Stevens y Days, 1986).

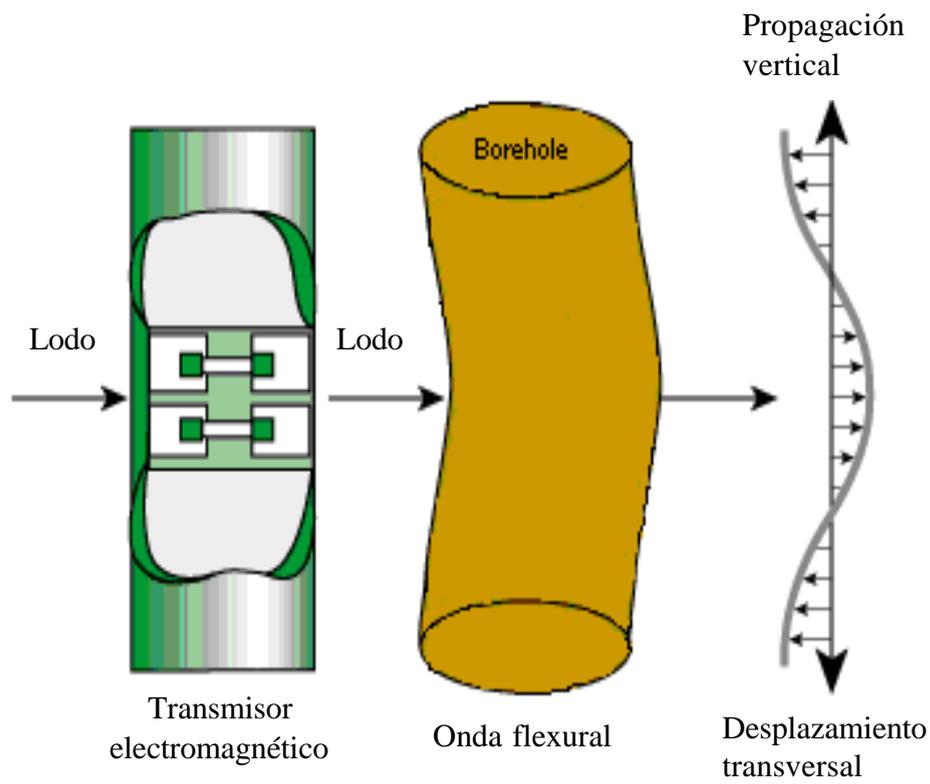


Figura 38. Esquema que muestra la forma en que es excitado el modo flexural en un pozo.

3.5 Ondas sínicas en pozos entubados

La presencia del revestimiento en el pozo puede tener una gran influencia en la señal acústica registrada. Al revestir el pozo, el radio del hoyo es reducido, ya que parte del estrato de fluido es reemplazado por los estratos de acero y cemento (figura 39).

El objetivo de esta sección es el mostrar como los estratos de acero y cemento afectan el campo de ondas, y la configuración de los nuevos sismogramas. Entre los trabajos pioneros en esta área están Cheng y Toksöz (1981), Tubman et al. (1984), y Baker, (1984), quienes desarrollaron una formulación general para las características de dispersión de las ondas elásticas en un cilindro lleno de fluido, circundado por un número arbitrario de sólidos anulares o estratos, además de la simulación numérica de microsismogramas.

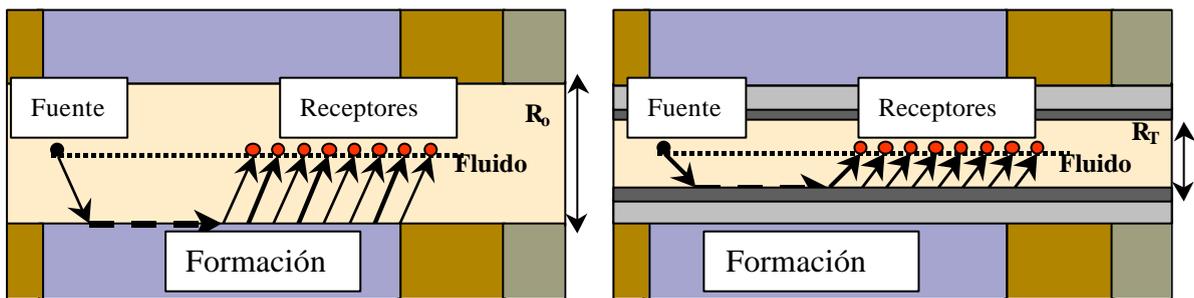


Figura 39. Reducción del hoyo debido al revestimiento. Obsérvese que parte del estrato correspondiente al lodo ha sido substituido por una capa de cemento y otra de acero.

3.5.1. Efecto del tubo en las ondas de cuerpo y guiadas

Ondas P

En el modelo de pozo entubado hay tres sólidos a considerar y por lo tanto tres llegadas compresionales a considerar. La primera llegada dominante representa la energía que viaja con la velocidad compresional de la formación. La amplitud de la llegada de la onda P de la

formación para un pozo entubado es considerablemente menor que aquella del pozo a hueco abierto, esta reducción es en un factor de 5 a 10 (Baker, 1984). la próxima llegada es la onda P del cemento. Este tiene una amplitud menor que la onda P proveniente de la formación, particularmente cuando la distancia fuente receptor es mas grande. la onda P del cemento puede ser confundida con la llegada de la formación a cortas distancias fuente-receptor. El arribo de la onda P del tubo, es observable solo a cortas distancias fuentes receptor y su amplitud es de alrededor 1/50 la amplitud de la onda P de la formación. Físicamente esto es esperado, porque el espesor del revestimiento es muy pequeño comparado con la longitud de onda involucrada, por lo tanto la onda compresional se atenúa rápidamente (Baker, 1984).

Onda S

De las tres posibles arribos de onda S, solo el correspondiente a la formación es observable, y su amplitud es significativamente reducida por la presencia del revestimiento. La amplitud de la onda S de la formación, en un hoyo entubado, es alrededor de 1/5 de la onda S en un hoyo abierto, por lo que la llegada de la onda S es difícil de observar, excepto a una relativa corta distancia fuente-receptor (Baker, 1984).

Modo Stoneley

En un pozo entubado, el modo Stoneley sólo depende esencialmente del cemento a bajas frecuencias y solo del acero a muy altas frecuencias (Baker, 1984). En las figuras 40 y 41 se compara el tren de onda acústico de un pozo antes y después de entubar. Las ondas P y S llegan más rápido en el modelo de pozo entubado que en el modelo a hoyo abierto, debido a la velocidad mas alta del acero y el cemento, quienes han reemplazado una porción de la capa de lodo. En este ejemplo, las amplitudes de ambas llegadas, en el modelo de pozo entubado, son alrededor de 1/5 el tamaño de aquellas en el correspondiente modelo a hueco abierto (Baker, 1984).

Aunque no se observa en la figura 40, los datos numéricos reales muestran una llegada temprana en el tren de onda del pozo entubado viajando con la velocidad de la onda P del cemento. A un espaciamiento fuente receptor de 8 ft, ni una llegada de onda S a través de la formación ni llegada de onda P a través del cemento se observan en el tren de onda del pozo entubado.

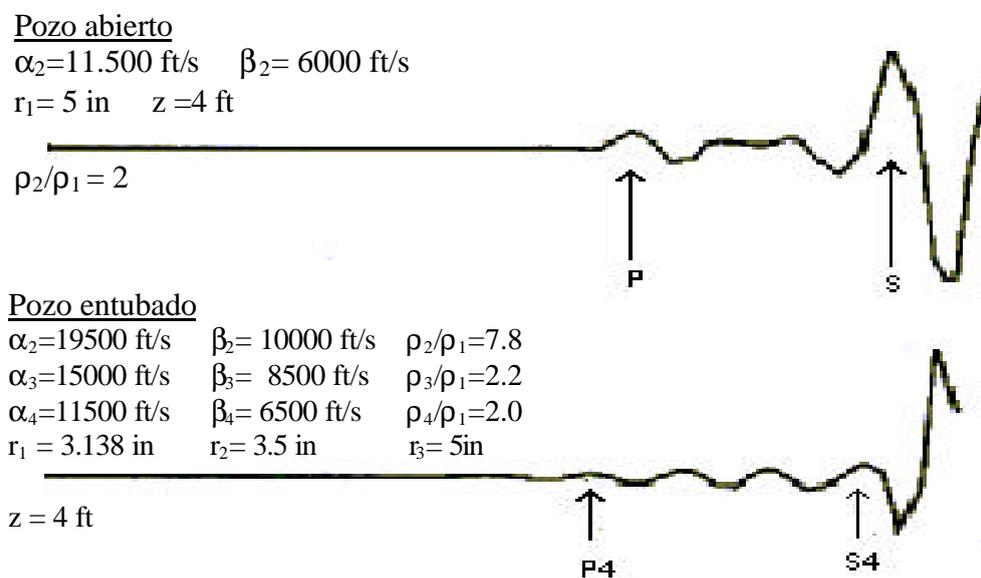


Figura 40. Efecto del revestimiento sobre las llegadas de las ondas P y S. P₄ , S₄ son las llegadas que viajan a través de la zona virgen, viajando a las velocidades compresional y de cizalla, respectivamente (Baker, 1984).

3.5.2 Efecto del revestimiento en los microsismogramas

Cheng y Toksöz (1981) demostraron que el rango de frecuencia sobre el cual los modos de onda pseudo-Rayleigh son excitados, depende del radio del hoyo o capa de fluido. Un radio mas pequeño desplaza la curva de dispersión hacia frecuencias mas altas.

En las figuras 41a y 41b, se muestran dos microsismogramas sintéticos, obtenidos en un pozo a hueco abierto (sin revestir) y otro entubado (Tubman, et. al., 1984). Obsérvese que al disminuir el radio del hoyo, la forma, amplitud y características del tren de ondas pseudo-Rayleigh varía, ya que estas ahora requieren de frecuencias mas altas para poder ser excitadas. La contribución de las ondas pseudo-Rayleigh decrece, ya que estas son excitadas en una menor extensión que cuando había un estrato de fluido mas espeso. Una consecuencia de esto es que la onda Stoneley se convierte en la más dominante.

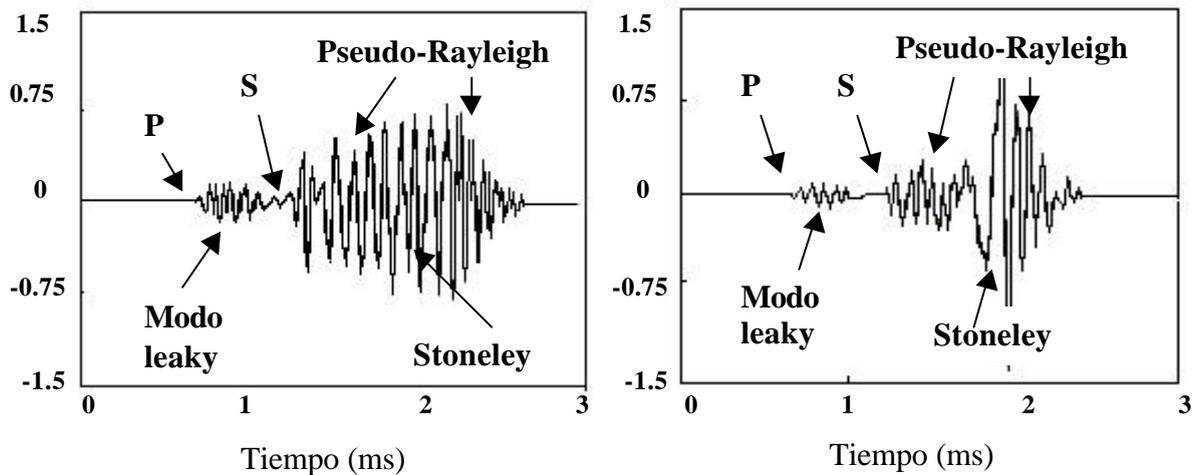


Figura 41. a) Microsismograma en un pozo a hueco abierto, b) Microsismograma en un pozo entubado (Tubman, et. al., 1984).

3.5.3 Efecto del tubo y el cemento en los tiempos de llegada

Las llegadas de las ondas de cuerpo son más rápidas con la geometría de pozos entubados que a hueco abierto. Esto se debe a que parte del lodo fue substituido por acero y cemento, en donde las ondas acústicas se propagan mas rápido (figura 39). Esta diferencia de tiempo es independiente de la separación fuente-receptor. También aparecen nuevos eventos correspondientes a las reflexiones y refracciones en las nuevas interfaces de acero y cemento. La diferencia en las llegadas de las ondas P entre los hoyos entubados y no entubados esta en el orden de 20 a 40 μ s. En el apéndice 2 se muestran algunos ejemplos, donde se detallan las diferencias en tiempo de transito.

En la figura 42 se muestra un microsismograma para una formación que es similar a aquella de la figura 41, pero que tiene una velocidad de onda compresional diferente. Las dos señales son bastante parecidas, excepto para el tiempo de arribo de la onda P. Esta llegada es ahora más tardía, ya que la velocidad ha sido disminuida de 16 Kft/s a 13 Kft/s. La amplitud del paquete del modo evanescente (*leaky mode*) es también diferente. Esto se debe a la disminución en la relación de Poisson, cuando se disminuye V_p de la formación y se mantiene V_s constante. En pozos abiertos, la amplitud del modo evanescente o *leaky* decrece al disminuir la relación de Poisson (Cheng y Toksöz, 1981). Cuando se mantiene la velocidad compresional constante y se varía la velocidad de la onda de cizalla se obtienen resultados similares.

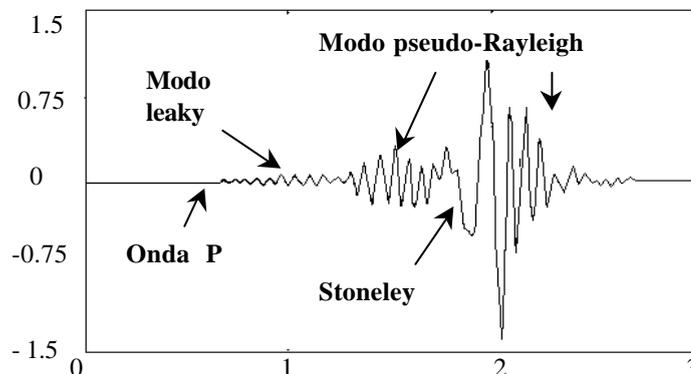


Figura 42. Microsismogramas para modelo de formación con los mismos parámetros que el de la figura 41b, pero que se le ha cambiado la velocidad de la onda P, (Tubman, et. al., 1984)

En la figura 43 se muestra un microsismograma obtenido usando el modelo de formación lenta, donde el V_s de la formación es menor que el V_f del fluido. Las dimensiones y velocidades del tubo se mantienen iguales que en los casos anteriores, pero se disminuyen las velocidades V_p y V_s de la formación. La amplitud de la onda P de la formación lenta es pequeña, debido al ligero contraste entre la velocidad V_p del cemento y el de la formación. Esto causa que las ondas P no sean eficientemente refractadas a lo largo de la interfase. Por otro lado, debido a que la velocidad V_p en la formación es menor que la del cemento, la onda S no es refractada a lo largo del borde y la onda pseudo-Rayleigh no es generada.

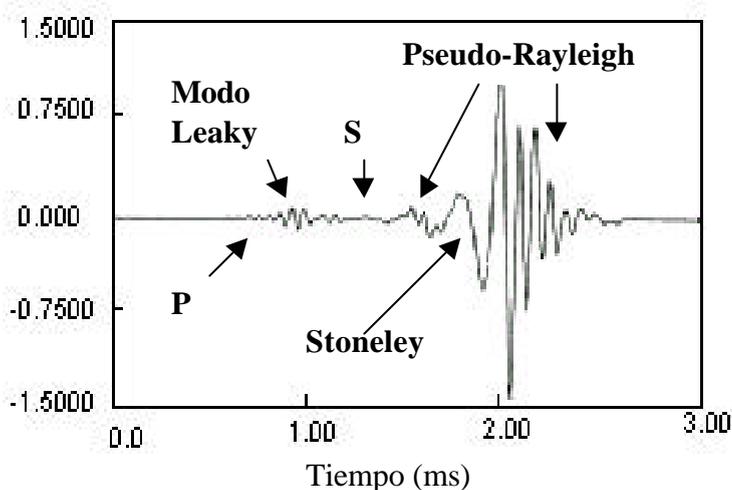


Figura 43. Microsismograma para un modelo de formación lenta (Tubman et. al., 1984).

En las figuras 44a y 44b se muestran los microsismograma para una formación lenta, en un pozo entubado y no entubado, manteniendo los mismos parámetros de formación (Tubman et. al, 1984). Los mismos muestran que mientras los efectos del tubo en el tiempo de llegada de las ondas de cuerpo son generalmente pequeños, los efectos en las ondas guiadas son significativos. La llegada de la onda Stoneley es mas temprano en el pozo entubado que en el no entubado. El tren de onda Stoneley es también mas dispersivo en el pozo entubado. Si comparamos la figura 44a con la figura 41a, podemos observar que el tubo tiene un efecto dominante en la onda Stoneley y aunque los parámetros de la formación son muy diferentes en los dos modelos, los tiempos de llegada de las ondas Stoneley son bastantes similares.

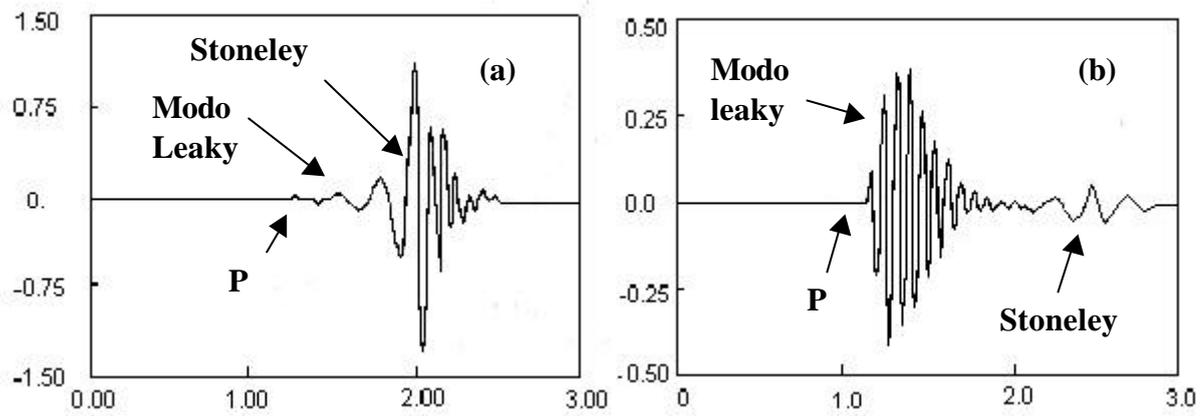


Figura 44. a) Microsismograma para una formación lenta, en un pozo entubado. (b) microsismograma para formación lenta en pozo a hueco abierto (Tubman, et. al, 1984).

3.6 Efecto de la zona invadida en el campo de ondas sínicas

Es bien conocido que el lodo usado durante la perforación y/o durante el control del pozo, se filtra a través de las paredes del pozo creando una zona anular llamada zona invadida. Esta zona puede tener un espesor que varía entre 2 in a 10 ft, medido a partir de la superficie del hoyo. El espesor de la misma depende de la conductividad hidráulica de las diferentes rocas atravesadas.

La región invadida, debido a la presencia de un nuevo fluido en el espacio poroso, tiene velocidades P y S diferentes a las de la zona no invadida o virgen, en la que el fluido connato no ha sido desplazado. Esta zona invadida influye en los sismogramas registrados, comportándose a veces como una capa más, y a veces impide que los sensores puedan detectar las ondas de baja amplitud que han penetrado hasta la zona no alterada. El efecto de la presencia de esta zona alterada sobre los sismogramas, dependerá fundamentalmente de dos factores: el espaciado entre la fuente y el receptor de la herramienta; y de la profundidad de penetración del fluido invasor.

En esta sección se discutirán los resultados del modelaje realizado por Baker, (1984).

En la figura 45 se muestra un esquema del modelo y de la región aledaña al pozo usada en el modelaje numérico de Baker (1984). En la figura 46 se muestra una sección transversal de este modelo. En el centro del pozo está la herramienta de registro, la cual tiene un diámetro de 4 pulgadas. El diámetro del hoyo, correspondiente a la capa de lodo, es de 10 pulgadas. La profundidad de la zona invadida está entre 15 y 30 pulgadas, pero esta puede ser tan somera como un par de pulgadas o tan profunda como más de 10 pies, dependiendo de la conductividad hidráulica de la formación (figuras 45-46). El espesor de la zona de transición también depende de la permeabilidad de la roca y de sus saturantes, pero se estima ser alrededor de 1 pie (figuras 45-46).

Baker denominó *zona dañada*, cuando la velocidad de la onda P en ésta, es menor que la velocidad de la onda P en la zona virgen y denominó *zona lavada (flushed zone)* a la zona

invasión cuando la velocidad de la onda P en la misma es mayor que la velocidad en la zona virgen. Esta situación es común, cuando el lodo de perforación se filtra en una formación saturada de gas o hidrocarburos livianos.

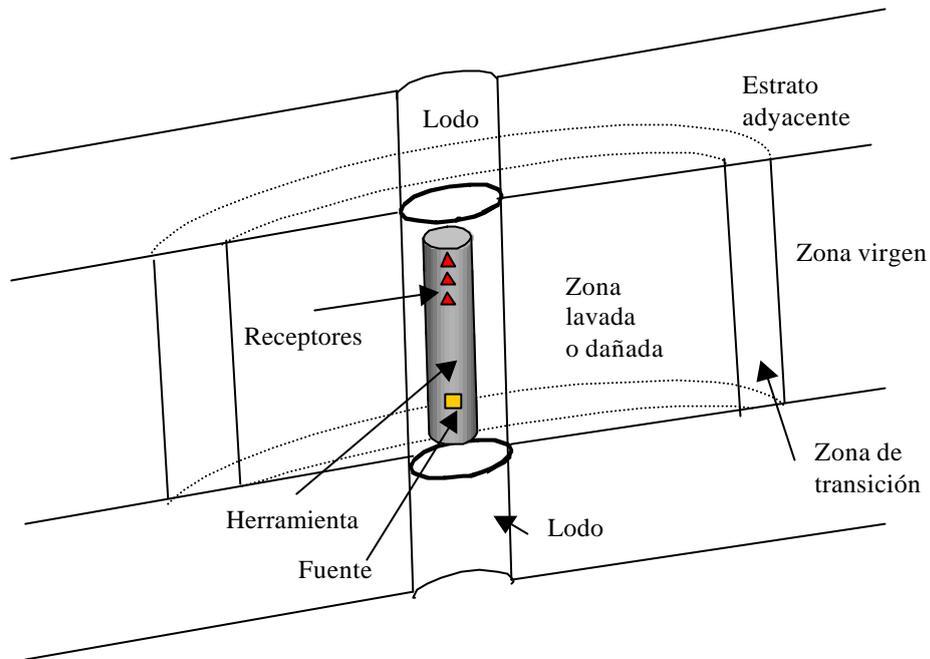


Figura 45. Esquema idealizado de la sección transversal de un pozo a hueco abierto.

En el modelaje no se consideró ni la atenuación intrínseca de la formación, ni la rugosidad del hoyo.

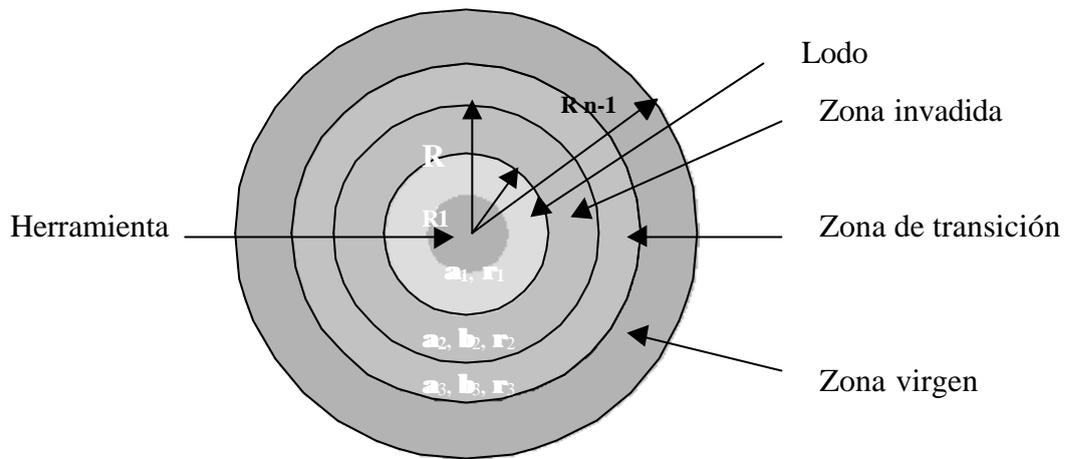


Figura 46. Sección circular transversal del modelo de pozo

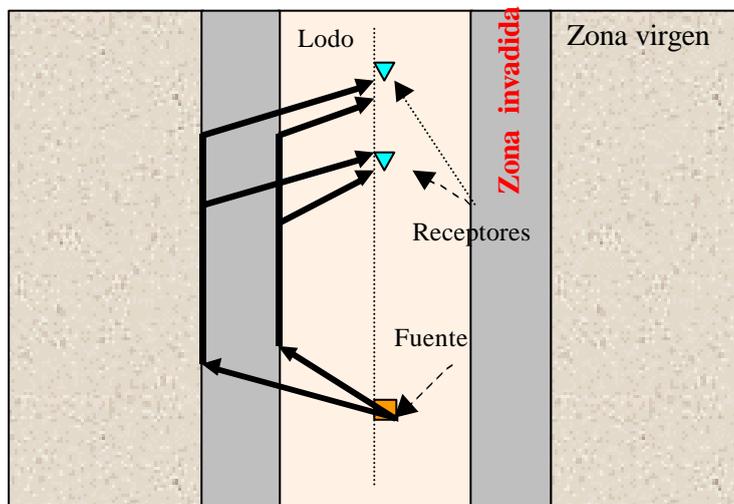


Figura 47. Trayectoria seguida por los rayos, mostrando una refracción en la zona invadida y otra en la zona virgen.

3.6.1 Efecto de la zona invadida en los diferentes modos de propagación

Efecto sobre la onda P

Cuando se trata de una zona dañada el tiempo de llegada es explicado muy bien por la teoría de rayo (figura 47), en este caso con una herramienta de corto espaciado fuente-receptores es posible medir la velocidad de la onda P en la zona dañada, y con una de largo espaciado es posible medir la velocidad de la onda P en la zona virgen.

En el modelo de zona lavada, la ley de Snell (Ec.10) señala que no hay onda crítica refractada P en la interfase que separa la zona lavada de la zona virgen. De esta manera, se podría esperar que la herramienta acústica no registre la velocidad de la onda P en la zona lavada. Para separaciones de fuente-receptor convencionales, esto es verdad si la profundidad de la zona lavada es de 2 pies o más. Si embargo, si la distancia fuente-receptor es suficientemente grande con relación a la profundidad de la zona lavada, la herramienta puede “ver” la onda P de la zona virgen. La explicación física para este efecto es que la energía críticamente refractada en la interfase lodo-zona lavada se hará pequeña con el incremento de la separación fuente receptor. La primera llegada significativa resulta de la energía que se escapa a través de la zona lavada y que viaja a la velocidad de la onda compresional de la zona virgen. Una regla empírica, es que si la separación fuente-receptor es de n-pies, la herramienta sónica “verá” n-pulgadas en la formación. Así una herramienta de 12 pies puede explorar aproximadamente 1 pie dentro de la formación. Sin embargo, para las formaciones típicas donde la profundidad de la invasión es de más de 1 pie, una herramienta acústica mide la velocidad de la onda P de la zona lavada.

Efecto sobre la onda S

Para la onda S, la situación es similar que para las onda P. En particular a grandes separaciones fuente-receptor, donde se espera ver mas allá de la zona invadida, se podría ser capaz de medir la velocidad de la onda P de la formación virgen, pero incapaz de

observar una llegada de onda S no ambigua, esto se debe a que la atenuación de la onda S es mayor que la atenuación de la onda P, y que la onda S llega entre los múltiples generados por la onda P. En general, la onda S es más difícil de aislar e identificar en los sismogramas.

Si se tiene una zona invadida, donde la velocidad de la onda S es menor que la velocidad de la onda S en la zona virgen, entonces se tendrá onda S refractada. En el abrumador número de casos donde la velocidad de la zona lavada es mayor que la velocidad de la zona virgen, al seleccionar la llegada de la onda de cizalla en el tren de onda acústico se obtendrá la velocidad de cizalla de la zona invadida. Sin embargo, si la profundidad de la invasión es poco somera (2 pulgadas o menos), es posible detectar la velocidad de la onda de cizalla de la zona virgen.

Modos leaky y pseudo-Rayleigh

Los modos reflejados viajan con la velocidad de la fase de Airy, la cual es menor que la velocidad del lodo. Winbow (comunicación personal dada a Baker), sugiere que esta energía debe decaer rápidamente desde el pozo a la formación y consecuentemente solo responde a la zona invadida. La inspección de los sismogramas para una variedad de parámetros muestra que todas las llegadas de los modos después de la llegada de la onda de lodo dependen esencialmente sólo de la zona invadida.

Modo Stoneley

Para las geometrías típicas en pozos, el modo Stoneley es afectada solo por la zona invadida.

3.6.2 Análisis de las trazas sintéticas para el modelo de zona invadida

Baker realizó el modelaje numérico de los sismogramas para observar su comportamiento ante la presencia de la zona invadida. En el modelo, la velocidad del lodo usada fue de 5000 ft/s y la fuente tuvo la dependencia en tiempo de la ondícula de Ricker.

La figura 48 muestra los efectos de una zona dañada en una traza calculada para un espaciamiento fuente-receptor de 4 pies. En el modelo utilizado en el microsismograma mostrado en la parte superior, modelo de pozo simple, no hay zona dañada. En el modelo utilizado en el microsismograma inferior, la zona invadida tiene un espesor de 6 pulgadas y la zona dañada tiene las mismas propiedades utilizadas en el modelo de pozo simple. Note la similitud de las dos trazas, lo que indica, que la herramienta de 4 pies de separación fuente-receptor, mide solamente las propiedades de la zona dañada.

Si se mantienen las propiedades de los modelos utilizados para los microsismogramas de la figura 48, pero se aumenta la distancia fuente-receptor a 12 ft, las señales antes de la llegada de la onda directa recibidas (figura 49), van a mostrar algunas diferencias con respecto a la señal recibida por la herramienta de 4 ft. Esto se debe a que la herramienta de largo espaciado es capaz de medir la velocidad de la onda P en la roca no perturbada. También se puede observar que en el modelo de zona dañada, la amplitud de la onda compresional precedente a la llegada de la onda de cizalla la oscurece.

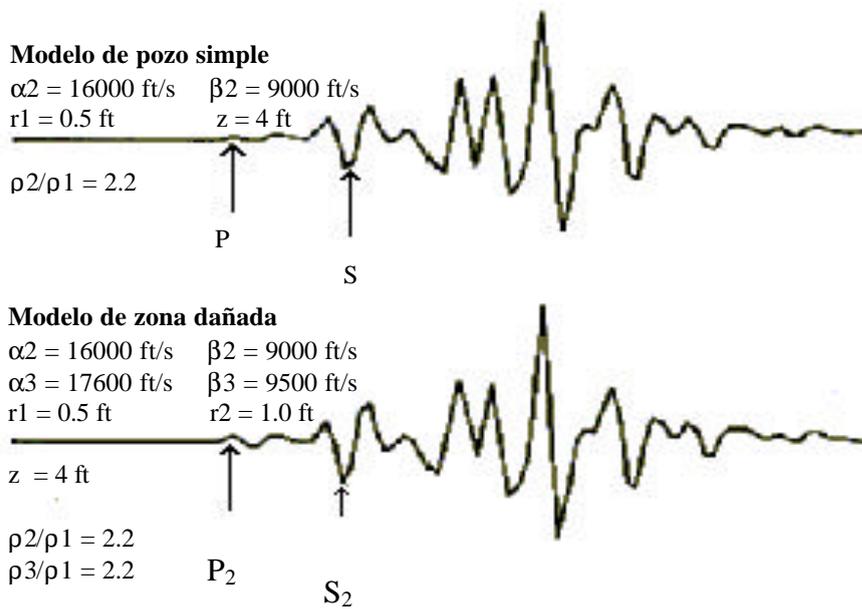
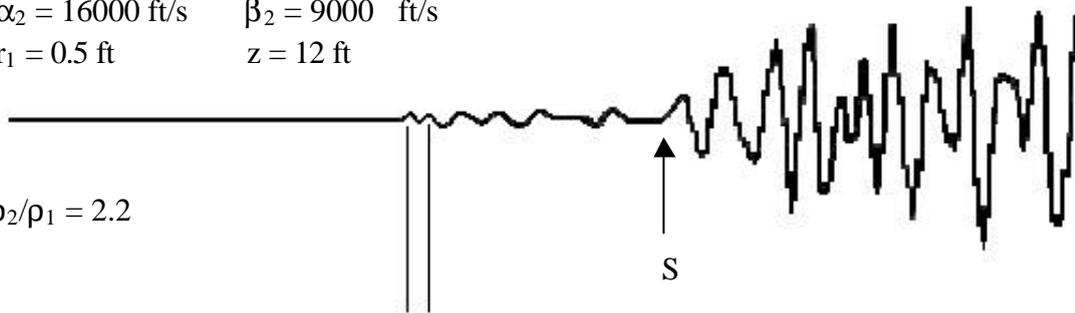


Figura 48. Efecto de la zona dañada en el tren de onda acústico, para una distancia fuente receptor de 4 ft. P_2 y S_2 corresponden a las llegadas que viajan a través de la zona dañada (Baker, 1984).

Modelo de pozo Simple

$\alpha_2 = 16000 \text{ ft/s}$ $\beta_2 = 9000 \text{ ft/s}$
 $r_1 = 0.5 \text{ ft}$ $z = 12 \text{ ft}$

$\rho_2/\rho_1 = 2.2$



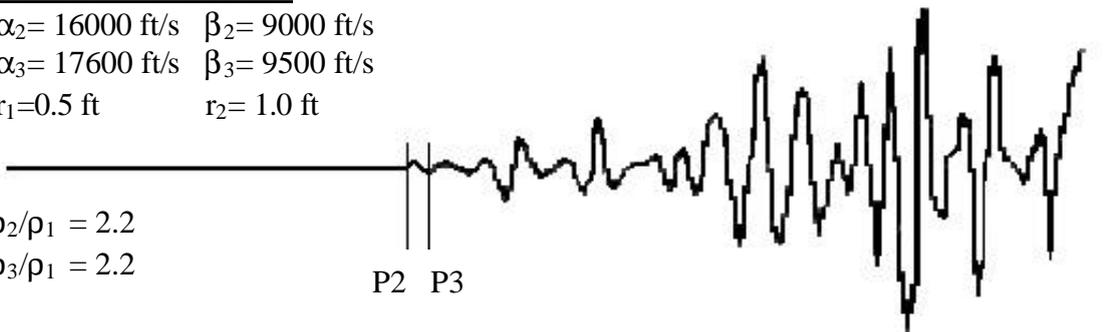
Modelo de zona dañada

$\alpha_2 = 16000 \text{ ft/s}$ $\beta_2 = 9000 \text{ ft/s}$
 $\alpha_3 = 17600 \text{ ft/s}$ $\beta_3 = 9500 \text{ ft/s}$
 $r_1 = 0.5 \text{ ft}$ $r_2 = 1.0 \text{ ft}$

$\rho_2/\rho_1 = 2.2$

$\rho_3/\rho_1 = 2.2$

P2 P3



ww

Tiempo

Figura 49. Microsismogramas obtenidos para un modelo de pozo simple y un modelo de zona dañada respectivamente (Baker, 1984).

Baker analizó los efectos de la profundidad de invasión con los tres sismogramas de la figura 50. De arriba hacia abajo se tiene, modelo de invasión infinita, 18 pulgadas de invasión, y 6 pulgadas de invasión. En los tres casos las llegadas después de la onda de agua directa son similares. Baker concluyó que solo para la profundidad de invasión de 6 pulgadas, la herramienta de largo espaciado, mide la velocidad de la onda P de la zona virgen, también observó que la llegada de cizalla es oscurecida por los eventos previos.

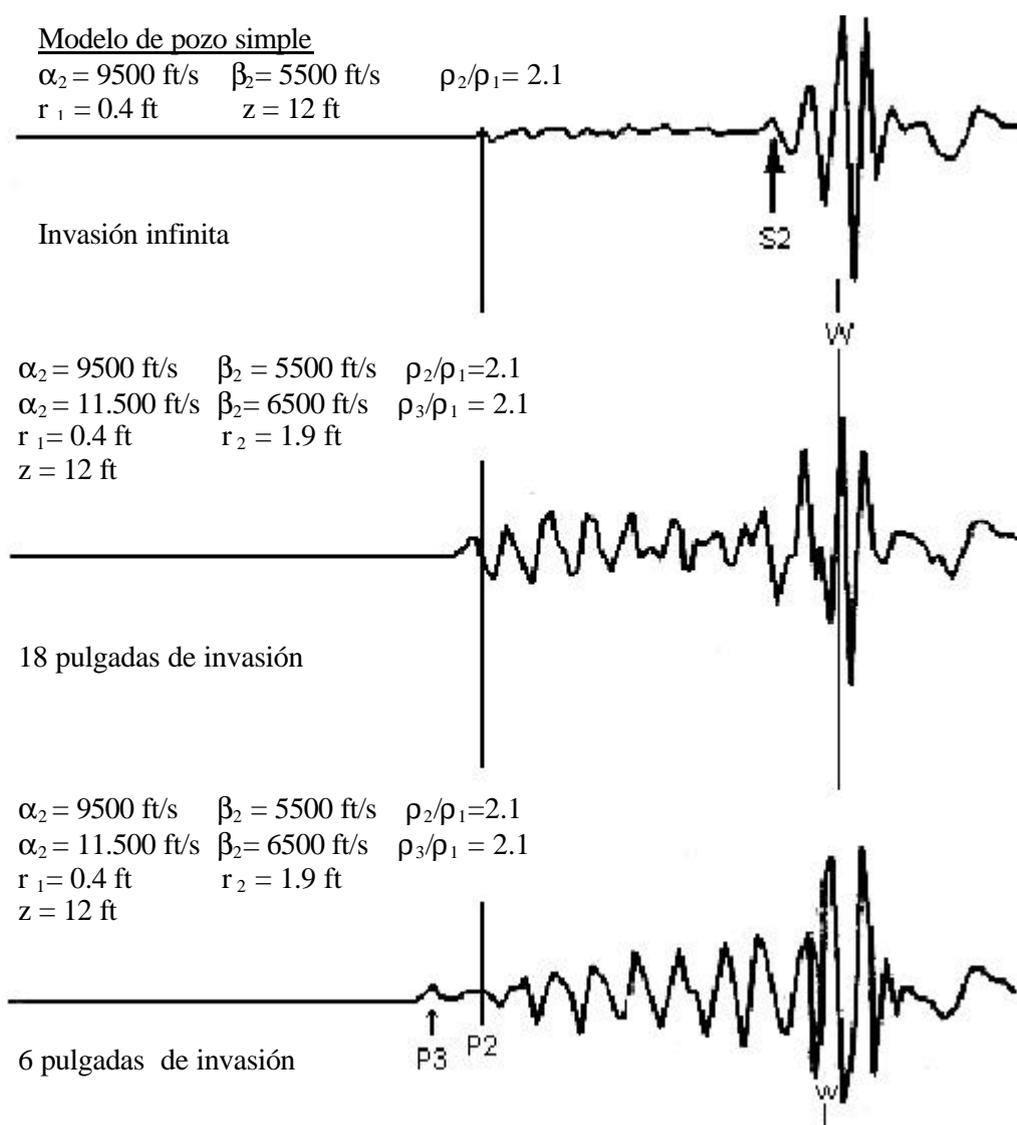


Figura 50. Efecto de la profundidad de invasión en el tren de onda acústico (Baker, 1984)

La figura 51 muestra los microsismogramas obtenidos por Baker para el análisis de la zona lavada. En ellas se compara un microsismograma para un pozo simple el cual tiene las propiedades de una zona lavada infinita (figura 51a) con un microsismograma obtenido para el modelo de zona lavada de 0.5 ft de espesor (figura 51b). Al comparar los dos microsismogramas se observa que las llegadas correspondientes a los modos Stoneley y pseudo-Rayleigh son muy similares, mientras las correspondientes a las llegadas de las ondas de cuerpo son bastante diferentes (las amplitudes varían significativamente). Esto indica que en el modelo de zona lavada los modos Stoneley y pseudo-Rayleigh son influenciados principalmente por la zona lavada, mientras que las ondas de cuerpo responden también a la formación virgen.

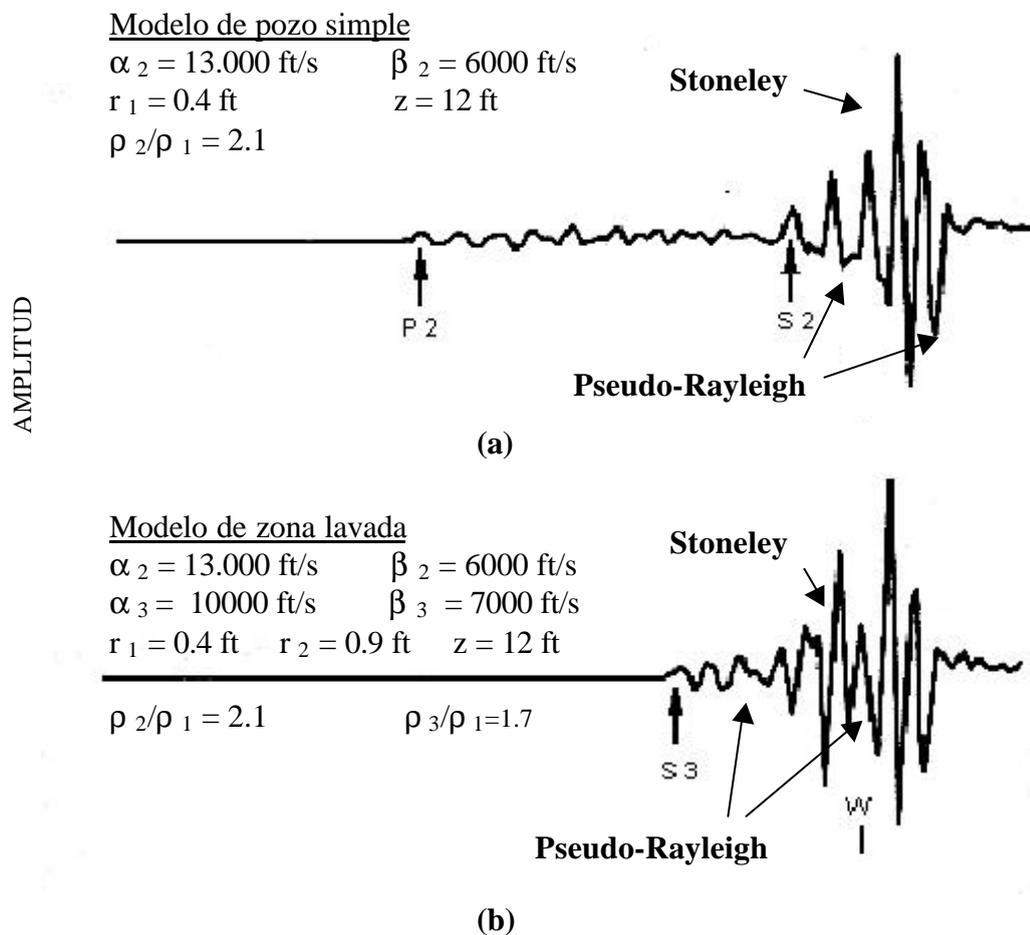


Figura 51. Efecto de la zona lavada en la señal acústica (a) modelo de pozo simple; (b) modelo de zona lavada (Baker, 1984)

Ampliando 50 veces la primera parte de la traza hasta la llegada de la onda S_3 del microsismograma correspondiente al modelo de zona lavada (figura 51) se observa que la herramienta de largo espaciado es capaz de medir la velocidad de las ondas compresional y de cizalla de la zona virgen (señaladas como P_3 y S_3 , respectivamente). Se observó que no se registran arribos al tiempo teóricamente correspondiente a la llegada de la onda críticamente refractada en la interfase lodo-zona lavada.

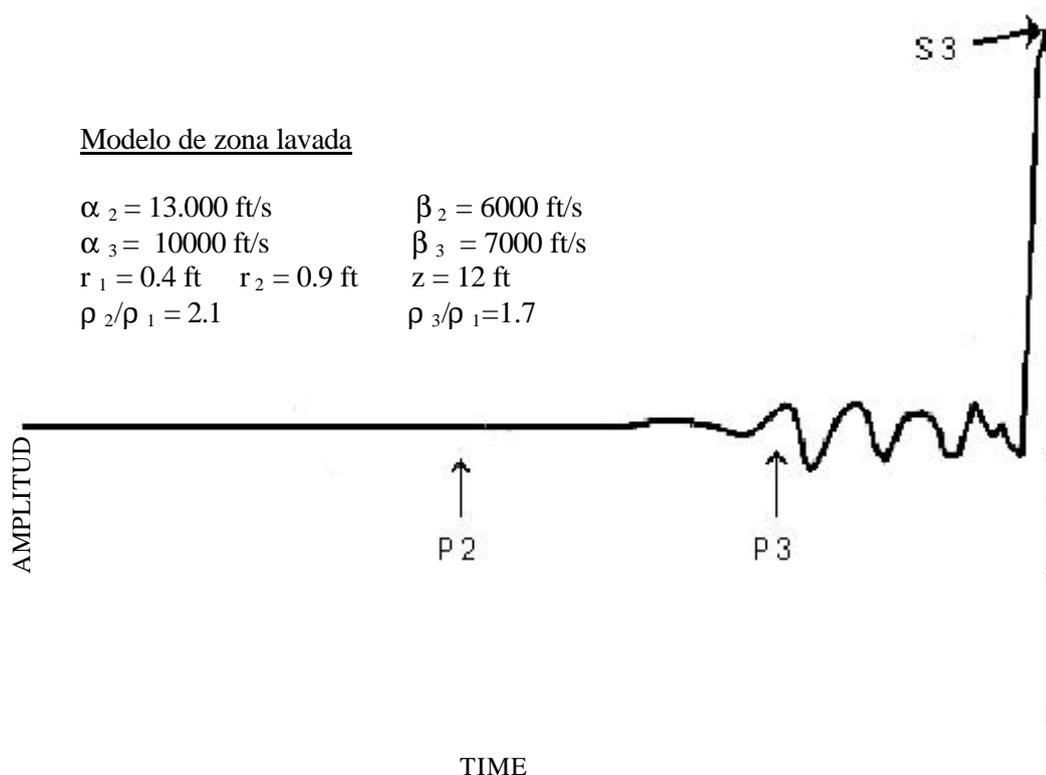


Figura 52. Parte inicial de la traza de la figura 50, ampliada 50 veces, hasta la llegada de la onda S_3 (onda S correspondiente a la zona virgen). Obsérvese como se amplían los primeros arribos (Baker, 1984).

El análisis anterior fue realizado para una zona lavada de 6 pulgadas de espesor, sin embargo en la realidad esta zona es típicamente mas espesa, esto es aproximadamente de unas 12 pulgadas. Esto indica que la herramienta de 12 pies solo es capaz de medir las propiedades de la zona invadida.

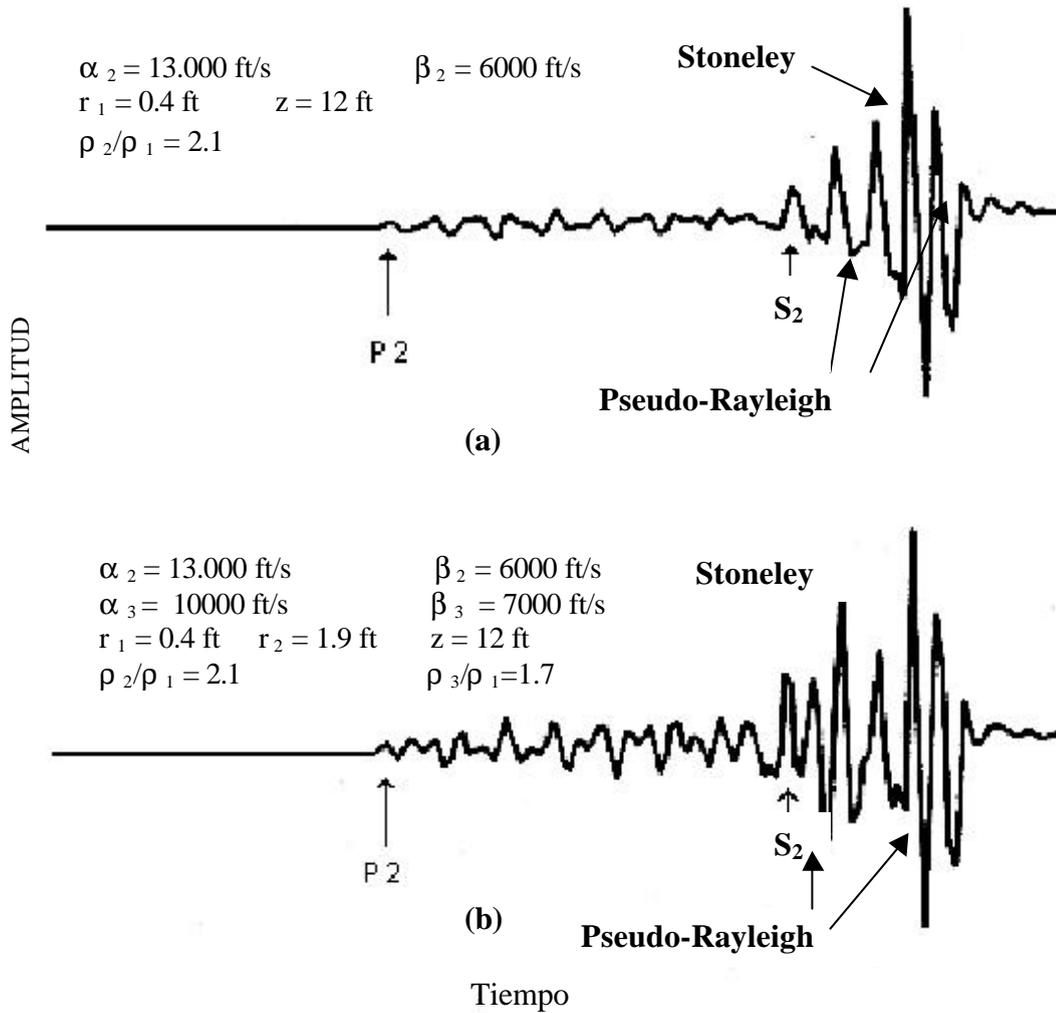


Figura 53. Comparación de los microsismogramas correspondientes a un pozo simple a un modelo de zona lavada de 12 pulgadas de espesor, obsérvese que ambos microsismogramas son similares, por lo tanto, para este espesor o uno mayor no se tendrá información de la zona virgen aun utilizando una herramienta de largo espaciado (Baker, 1984)

3.7 Efecto de la rugosidad de las paredes del pozo sobre el campo de onda sónico

Las superficies de las paredes del pozo pueden presentar diferentes irregularidades que la alejan de la forma cilíndrica perfecta. Las características de estas irregularidades dependerán de las propiedades de las rocas y fluidos, y de las presiones y esfuerzos locales a cada profundidad. La medición de las irregularidades del pozo se realiza con el registro CALIPER, el cual es recomendable analizar previamente, antes de proceder con el procesamiento y análisis de los microsismogramas.

El efecto de la rugosidad o cambios en el radio del hoyo en el campo de ondas sónico ha sido estudiado por Bouchon, y Schmitt (1989). Ellos utilizaron el método de número de onda discreto (*discrete wavenumber*) en coordenadas cilíndricas y aplicaron al estudio de las irregularidades de hoyo más comúnmente halladas.

En la figura 54, se muestran los tipos más comunes de irregularidades que se presentan en las paredes de los pozos (Bouchon, y Schmitt, 1989). En el caso (A), se muestra un hoyo donde el radio varía lentamente desde de 12 cm a 7 cm. En el caso (B), se muestra un hoyo con irregularidades a pequeña escala. En este caso el radio del pozo varía continuamente entre 11 cm y 13 cm, con una periodicidad de 50 cm. En el caso (C), se muestra un hoyo con variaciones bruscas en su diámetro, en este caso el radio decrece de 12 a 7 cm. El cambio, sin embargo, ahora toma lugar en un intervalo 10 cm y ocurre a una distancia de 1 m de la fuente.

3.7.1 Caso de variación lenta de radio de hoyo (caso A)

Bouchon y Schmitt, (1989), modelaron el caso de variación lenta del radio de 7 cm a 12 cm (figura 54A). La velocidad del fluido es de 1500 m/s, y de densidad 1 g/cm³. Los

parámetros elásticos de la formación, representan aquellos de una roca caliza, y son $V_p = 3600$ m/s, $V_s = 2300$ m/s, y $\rho = 2,5$ g/cm³.

La fuente está localizada en la parte más ancha del pozo y emite un pulso de presión Ricker con un pico de frecuencia de 5 kHz. Los microsismogramas mostrados en la figura 55, fueron grabados con un arreglo de 30 receptores localizados a lo largo del eje del pozo a las distancias entre 10 cm y 3 m de la fuente.

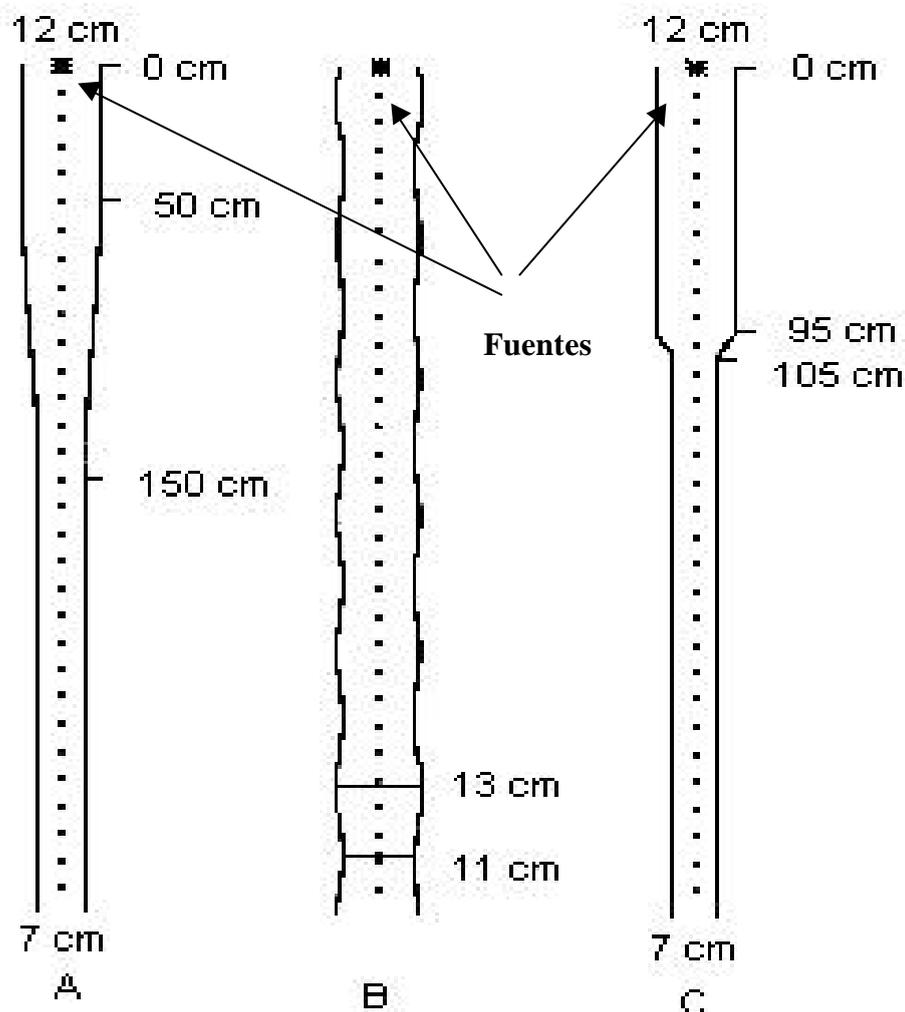


Figura 54. Tres tipos de irregularidades comúnmente presentadas en las paredes de pozo y configuración fuente-receptor (Bouchon, y Schmitt, 1989).

Para analizar los microsismogramas de la figura 55, Bouchon y Schmitt los compararon con los microsismogramas obtenidos para un pozo de radio constante de 12 cm (figura 56) y 7 cm (figura 57). Ellos observaron que la señal grabada en los receptores ubicados antes del cambio de radio no fue afectada visiblemente por el cambio. Sin embargo, para los receptores ubicados después del cambio de radio, se observó que las características del microsismograma son el promedio entre aquella correspondiente al radio de 7 cm con las de 12 cm. Además, observaron que la excitación de la onda pseudo-Rayleigh es mayor para radios mayores (figura 58). La amplitud de la onda Stoneley es mayor que para el pozo de radio 12 cm, pero solo la mitad de lo que es esperado para un radio de 7 cm.

Aunque el nivel de excitación de la onda P es pequeño esta es observada en ambos radios, 12 y 7 cm. Se obtuvieron resultados similares, en una configuración donde la fuente está localizada en la parte mas angosta del pozo y los receptores arreglados en la parte más ancha del pozo.

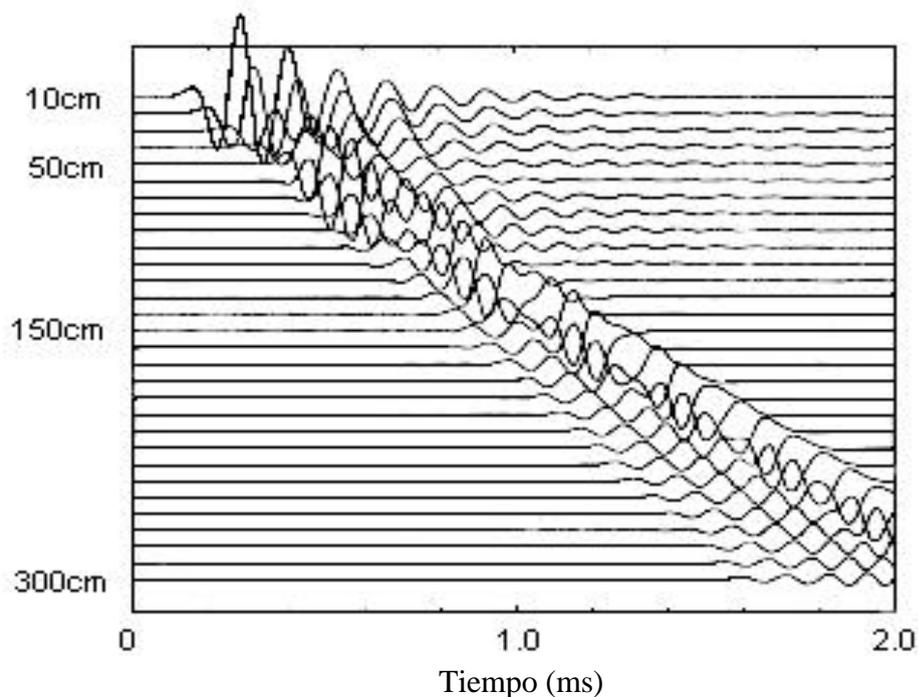


Figura 55. Registro sintético obtenido a partir de la configuración 54A. (Bouchon y Schmitt, 1989).

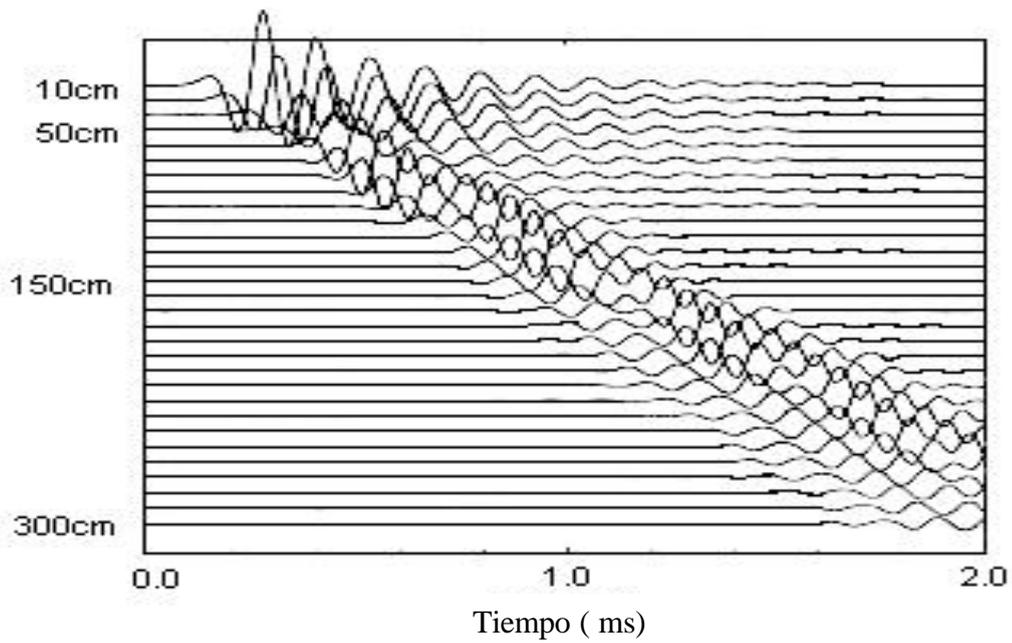


Figura 56. Microsismogramas sintéticos para un pozo de radio constante de 12 cm (Bouchon y Schmitt, 1989).

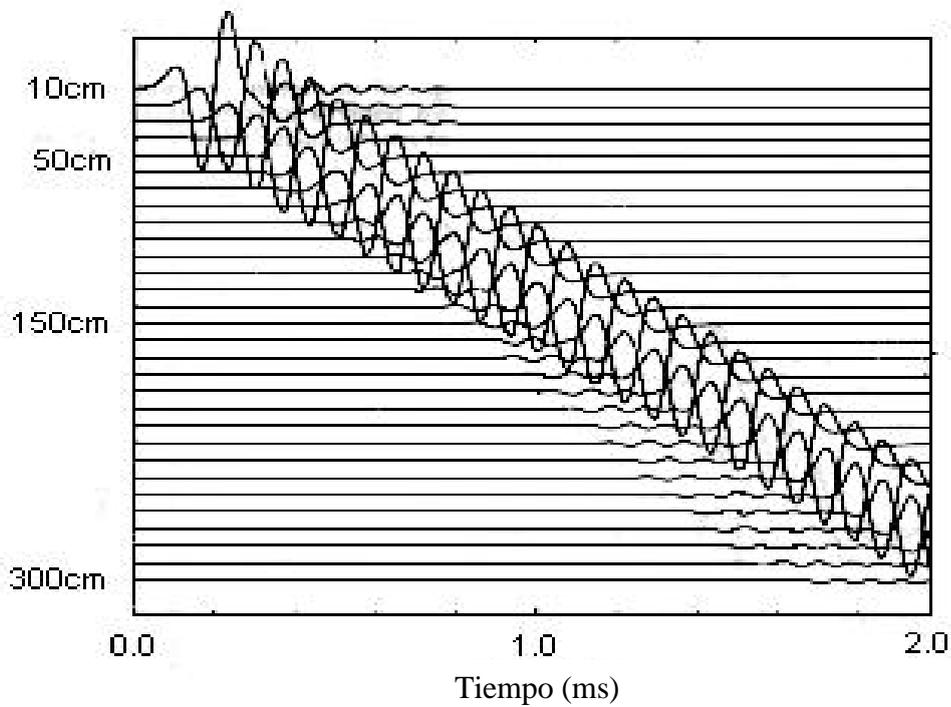


Figura 57. Microsismogramas sintéticos para un pozo de radio constante de 7 cm. (Bouchon y Schmitt, 1989)

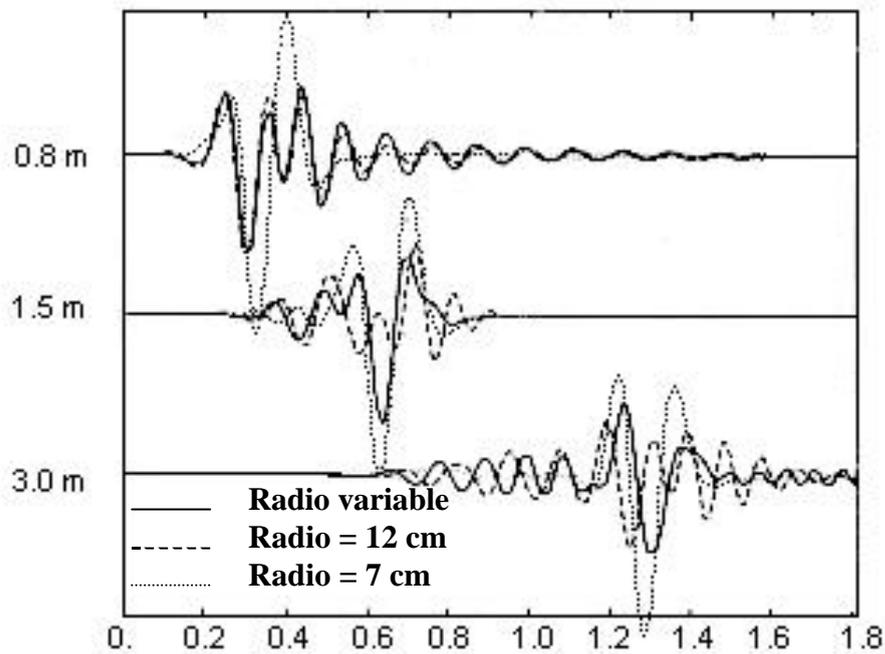


Figura 58. Comparación de los microsismogramas de las figuras 55, 56 y 57. La máxima presión ocurre en la localización de la fuente a un tiempo igual a la distancia axial dividida por la velocidad de la onda P de la formación. La onda Stoneley es el evento de mayor pulso, mas evidente en el sismograma para un radio de 7 cm, mientras la onda pseudo-Rayleigh es el evento de mayor retintineo (Bouchon y Schmitt, 1989).

3.7.2 Efecto de irregularidades a pequeña escala en las paredes del pozo (caso B)

El radio del pozo varía continuamente entre 11 cm y 13 cm, con una periodicidad de 50 cm (figura 54B). En la figura 58 se muestran los sismogramas resultantes, quienes son comparados con los de un pozo de radio constante de 12 cm (figura 56), que es el radio promedio del pozo irregular.

La principal característica de los resultados, cuando hay fluctuaciones del radio es el incremento del retraso de la onda Stoneley y de la onda pseudo-Rayleigh con respecto a la onda P.

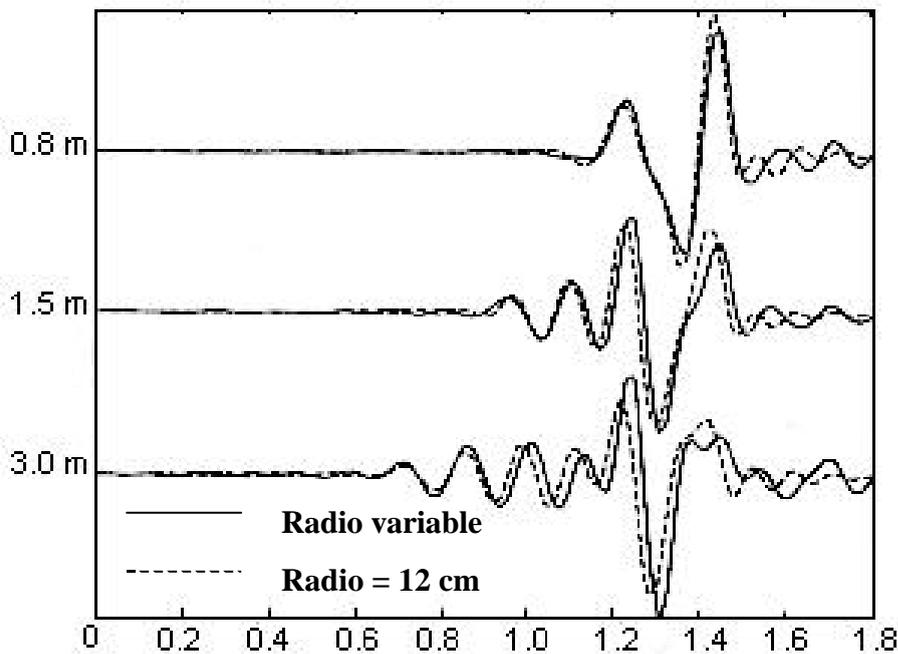


Figura 59. Comparación del microsismograma obtenido para el pozo con la geometría de la figura 54B con un pozo de radio constante de 12 cm (Bouchon y Schmitt, 1989).

3.7.3 Efecto de variaciones bruscas en el diámetro del pozo (caso C)

Ahora se considera la geometría del pozo desplegada en la figura 54C, donde hay un cambio de radio brusco intrareceptores. El radio decrece de 12 cm a 7 cm. El cambio ocurre en un intervalo de 10 cm y a una distancia de 1 m de la fuente. Los otros parámetros permanecen iguales. Los microsismogramas modelados se presentan en la figura 60. El espectro pico de la fuente utilizada es de 3.5 kHz, seleccionado con la finalidad de enfatizar la onda Stoneley. El cambio brusco en el pozo produce una onda Stoneley reflejada. La comparación de los microsismogramas obtenidos con el modelo correspondiente a la figura 54B, se muestra en la figura 61, destaca el decrecimiento en la amplitud de la onda Stoneley transmitida a través de la discontinuidad empinada.

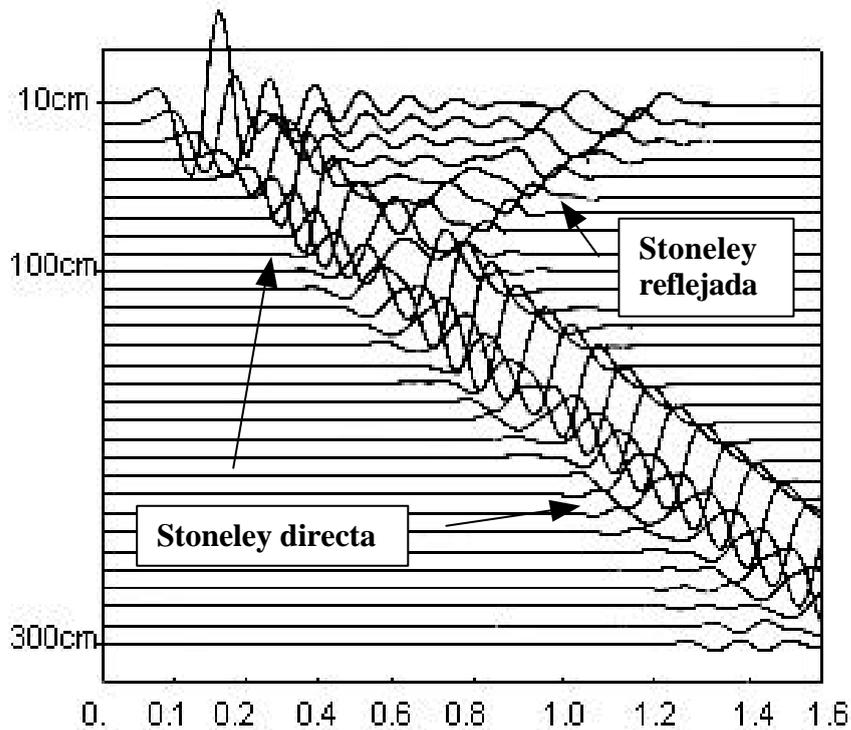


Figura 60. Registro acústico sintético obtenido para la configuración de la figura 54C. (Bouchon y Schmitt, 1989).

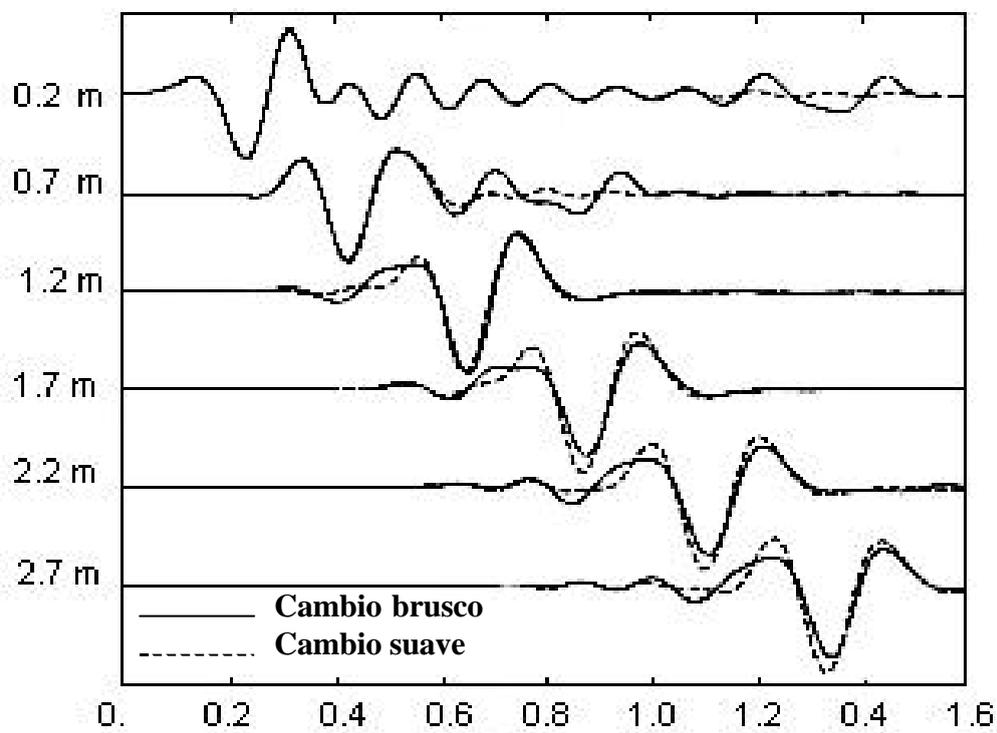


Figura 61. Comparación de los microsismogramas obtenidos para la configuración de la figura 54A y 54C (Bouchon y Schmitt, 1989).

3.8 Fuentes dipolares no centradas en el hoyo

Hasta ahora se ha supuesto que la herramienta de registro sónico está perfectamente centrada en el pozo, sin embargo, la centralización de la misma no es fácil, sobre todo en pozos no verticales o pozos desviados. Es, por lo tanto, importante caracterizar la respuesta de las herramientas multipolares asociadas a sensores no centrados.

Leslie y Randall, (1990), desarrollaron teórica y numéricamente las respuestas de sensores multipolares no centrados en un pozo lleno de fluido. El desarrollo se basa en una representación en el dominio de la frecuencia-número de onda (ω - K). Se modelaron diferentes geometrías usando sensores dipolares no centrados a medida que eran variadas la magnitud y orientación de la excentricidad del hoyo, efecto de la lentitud de la formación, el radio del pozo y el contenido de frecuencia de la fuente. La lentitud de la onda flexural fue extraída de las trazas sintéticas usando la técnica de semblanza STC.

Formación	Lentitud compresional (ms/m)	Lentitud de cizalla	Densidad (g/cm ³)
1	394.0	984.0	2.0
2	256.0	492.0	2.0
3	344.0	656.0	2.0
4	430.0	820.0	2.0
5	512.0	984.0	2.0
6	492.0	1148.0	2.0
7	492.0	1312.0	2.0
8	492.0	1640.0	2.0
Fluido	666.0		1.0

Tabla 1. Modelos de formación utilizados en por Leslie y Randall (1990)

Leslie y Randall utilizaron tres tipos de fuentes, las fuentes A y C, con centros de frecuencia de 2.5 y 1.25 kHz, respectivamente y la fuente B, que tiene la forma de la representación en el dominio del tiempo de un filtro pasa banda de 1 a 2 kHz, su forma de onda se asemeja a la observada en los transductores reales (figura 62a). Los espectros de frecuencias de estas fuentes se presentan en la figura 62b.

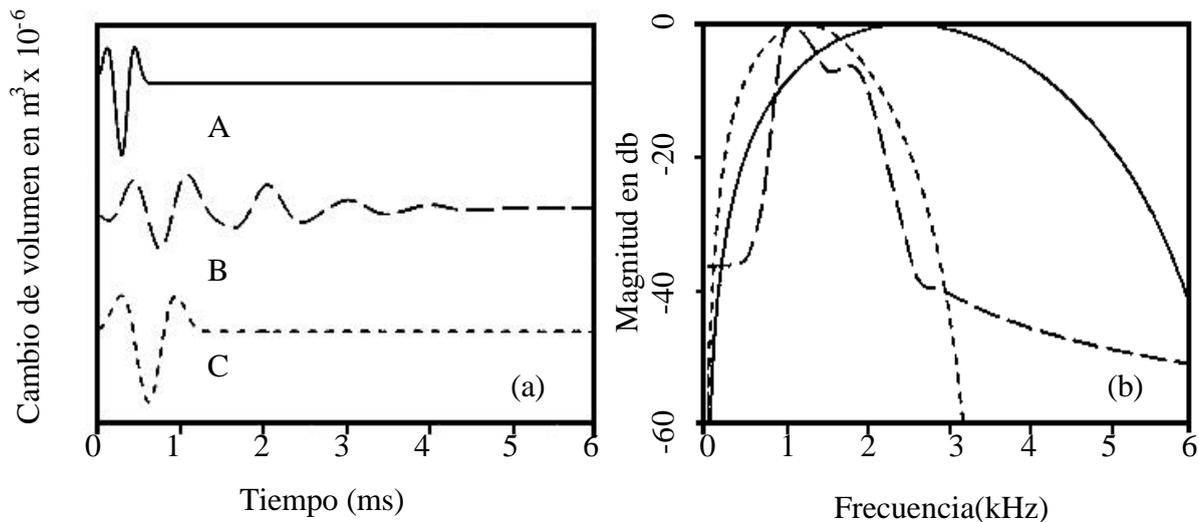


Figura 62. Cambio de volumen en el tiempo de las fuentes A (línea sólida), B (línea de espaciados largos) y C (línea de espaciados cortos), usadas para dirigir los transductores dipolares: (a) series de tiempo y (b) espectros. (Leslei y Randall, 1990).

Sistema de coordenadas

Para indicar la posición relativa de los sensores dentro del pozo se ha utilizado el sistema de coordenada mostrado en la figura 63.

En donde:

θ_t : ángulo que forma el desplazamiento del transmisor con el eje $\theta = 0$.

θ_r : ángulo que forma el desplazamiento de los receptores con el eje $\theta = 0$.

α_r : desplazamiento de los receptores desde el centro del pozo.

α_t : desplazamiento de los transmisores desde el centro del pozo.

β_r : ángulo que forman los receptores dipolares con respecto al eje $\theta = 0$.

β_t : ángulo que forman los transmisores dipolares con respecto al eje $\theta = 0$.

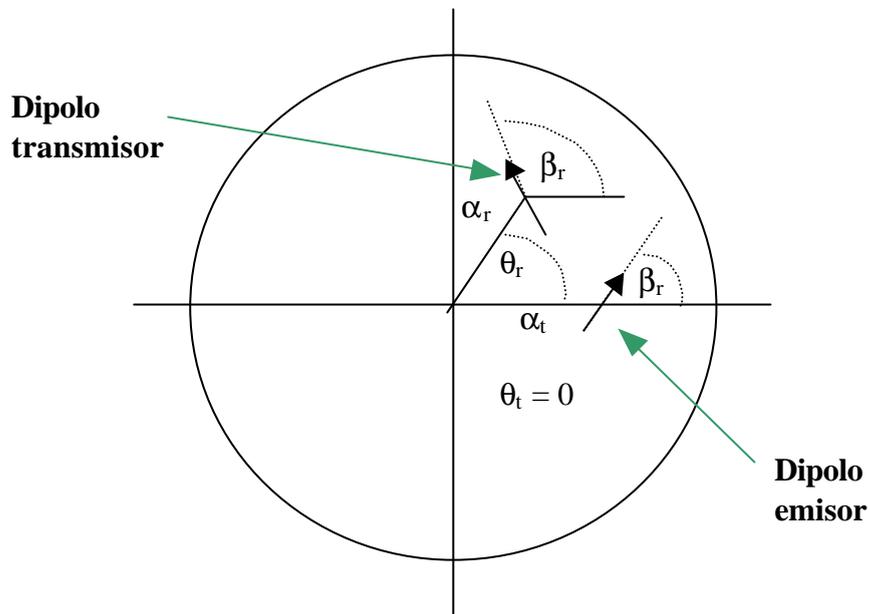


Figura 63. Sistema de coordenada para transmisores dipolares descentrados y receptores. El eje del pozo está fuera de la página. El transmisor está en el eje horizontal.

Descentralización en magnitud y dirección

Como los sensores dipolares son direccionales, la respuesta acústica es afectada tanto por la magnitud de la descentralización como por la orientación relativa de la descentralización y los ejes de los sensores (figura 64).

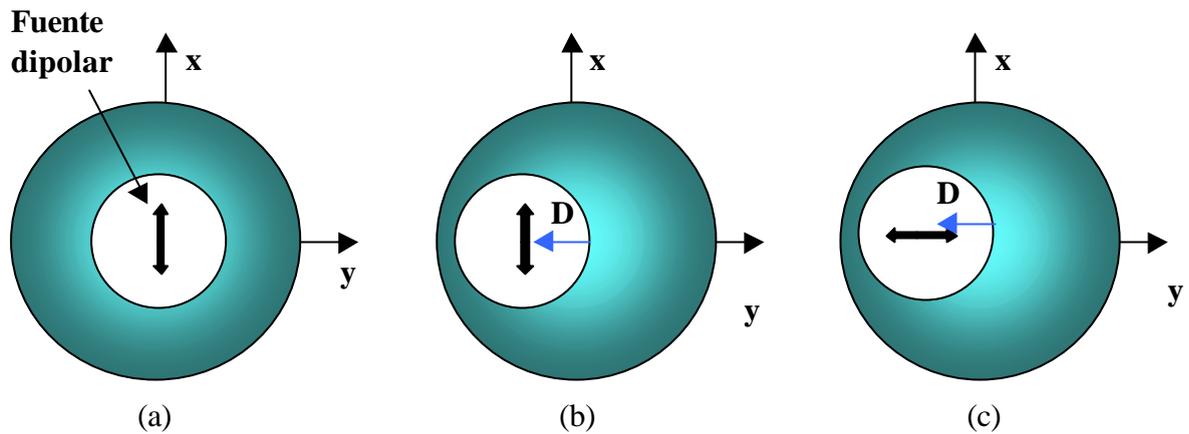


Figura 64. (a) Fuente dipolar centrada; (b) fuente dipolar descentrada, orientada perpendicular a la dirección del desplazamiento, y por último se tiene la figura (c) también descentrada, pero orientada en la dirección del desplazamiento. \mathbf{D} es un vector que contiene la dirección y magnitud del desplazamiento de la herramienta cuando está descentrada. En la figura 65 se muestra un arreglo de receptores in-line o paralelos al dipolo emisor y receptores cross-line o perpendiculares al dipolo emisor. Ambos casos están centrados por lo tanto $|\mathbf{D}| = 0$.

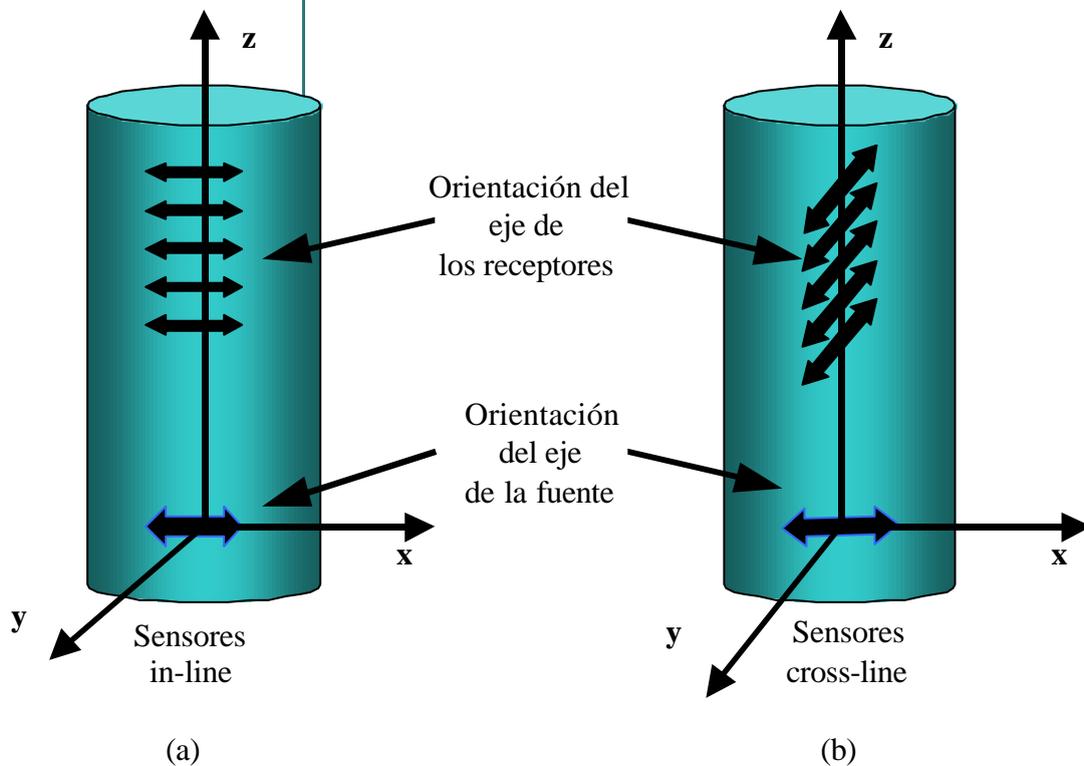


Figura 65. (a) Arreglo de sensores in-line; (b) arreglo de sensores cross-line.

Modelaje numérico del efecto de la descentralización

En la figura 66 se muestran dos registros . El primero obtenido simulando sensores in-line centrados y el segundo obtenido con sensores in-line descentrados 10 cm. Los microsismogramas sintéticos fueron generados usando la fuente tipo A, mostrada en la figura 62.

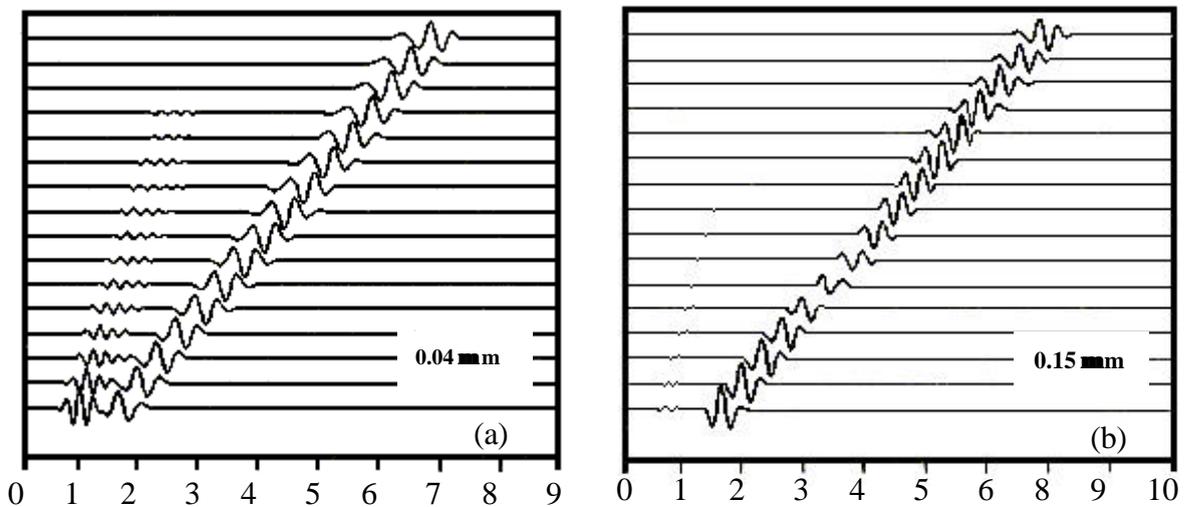


Figura 66. Microsismogramas sintéticos para fuentes dipolares in-line, en una formación lenta: (a) fuente centrada ($\mathbf{b}_r = \mathbf{b}_t$, $\mathbf{a}_r = \mathbf{a}_t$), (b) fuente descentrada ($\mathbf{q}_r = \mathbf{b}_t = 0$).

Los registros tienen ganancias diferentes. (Leslie y Randall, 1990).

Los receptores están igualmente espaciados, con distanciaminetos que van de 1.22 a 5.79 m. El modelo de formación es el # 1, de la tabla 1, y el radio del pozo es 15,24 cm. En cada microsismograma hay dos llegadas prominentes. Las primera llegada es la onda compresional de alta frecuencia, la cual decrece rápidamente con el incremento del offset de los receptores. Esta onda P es seguida por una segunda llegada de mayor amplitud, de baja frecuencia y dispersiva, correspondiente al modo flexural. Para sensores centrados, aunque no es fácil de observar en el shot gather (figura 66a), la amplitud del modo flexural decrece monótonamente con el offset. Para sensores descentrados la amplitud de la onda flexural aumenta mientras que la de la onda P disminuye. Para enfatizar este fenómeno en

la figura 67a se hace un aumento de solo las tres primeras trazas de la figura 66a y se superponen. Obsérvese que la llegada correspondiente al modo flexural de la fuente centrada tiene una amplitud menor que la correspondiente a la fuente descentrada. Mientras que la llegada de la onda P de la fuente centrada es de mayor amplitud que la procedente de la fuente descentrada.

En las figuras 67a y 67b se hace una expansión del efecto en los microsismogramas al aumentar la magnitud de la descentralización. Obsérvese que cuando la descentralización es pequeña el efecto sobre la traza es también pequeño. Cuando $|\overline{D}| = 5 \text{ cm}$ en la llegada de la onda P en la llegada de la onda P no hay efecto visualmente observable mientras que ya se observan efectos significativos en el modo flexural. Cuando aumenta la descentralización, $|\overline{D}| = 10 \text{ cm}$ se observa un efecto muy fuerte en ambos modos, P y flexural, en cuanto a sus amplitudes.

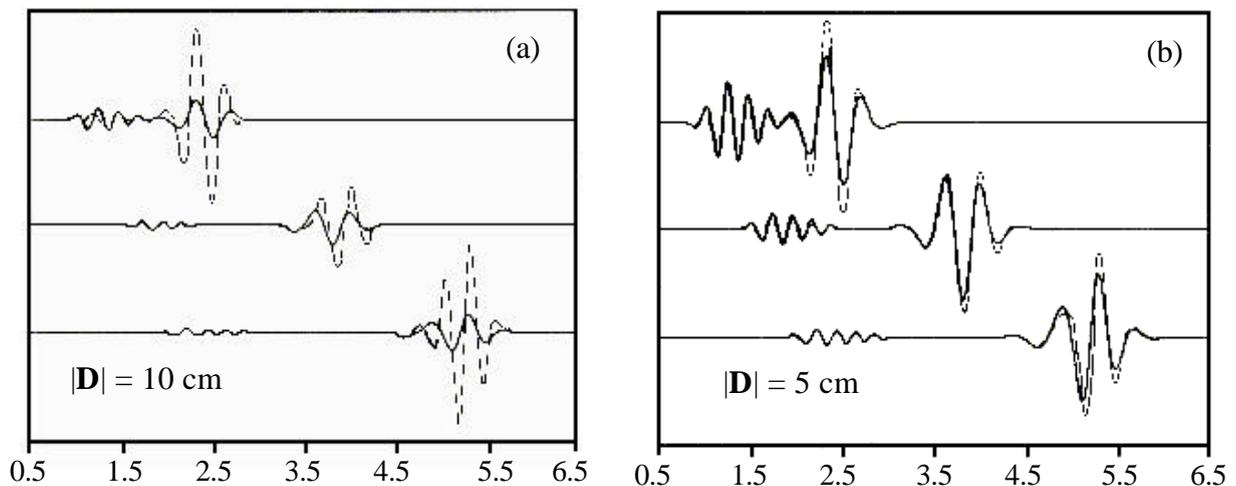


Figura 67. Microsismogramas sintéticos en una formación lenta, para dipolos in-line centrados (línea sólida) y descentrados (línea punteada). Las distancias transmisor receptor del tope, medio y mas baja traza son 1.83 m, 3.05 m, y 4.27 m, respectivamente. (a) descentralización $|\overline{D}| = 10 \text{ cm}$, (b) descentralización $|\overline{D}| = 5 \text{ cm}$ (Leslie y Randall, 1990).

Cuando la dirección de la fuente está rotada 90° con respecto a la dirección de los receptores (arreglo crossline), entonces es posible grabar la señal cross-dipolar (figura 68 a).

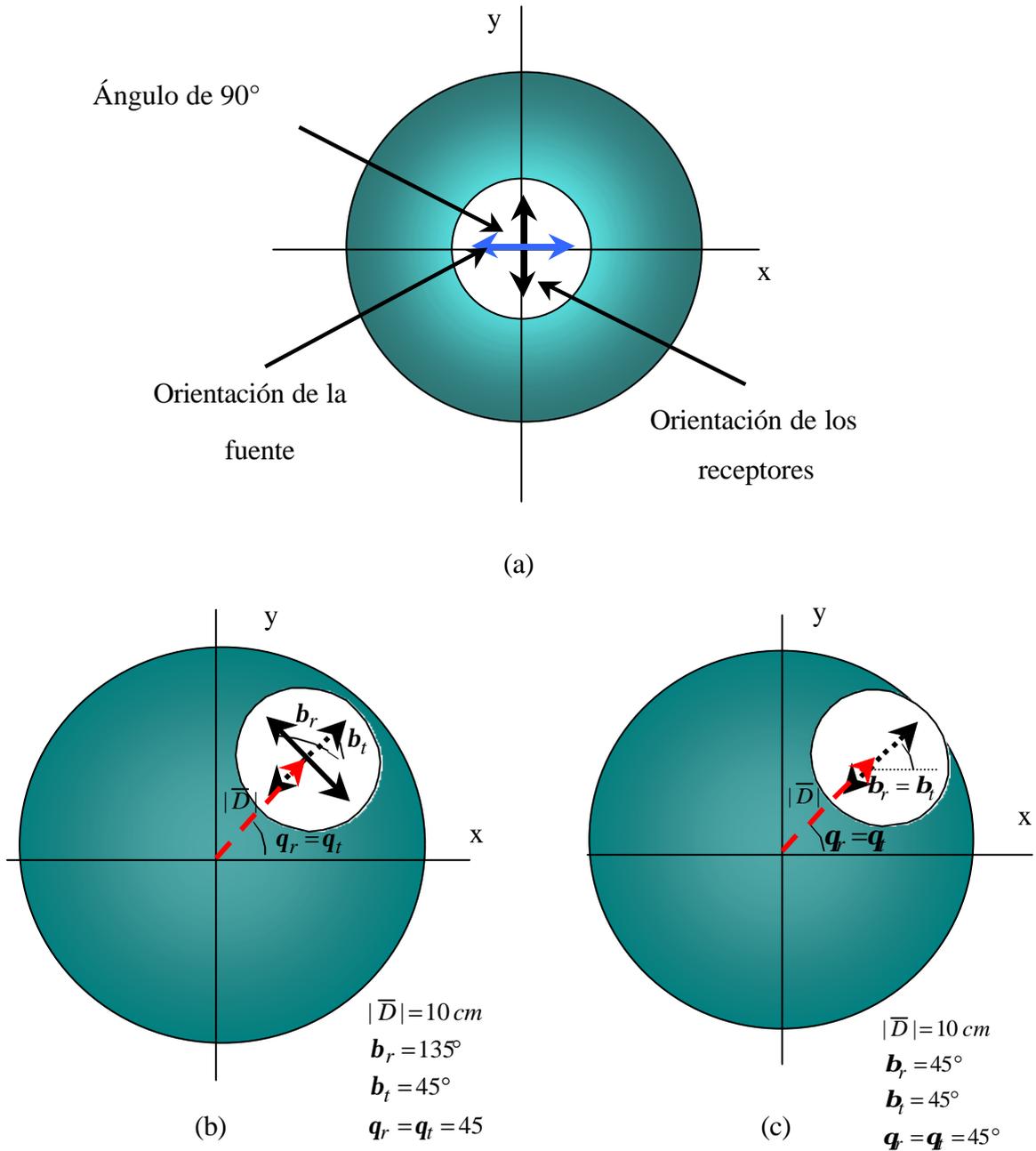


Figura 68. a) Orientación relativa de los sensores para la grabación de la señal cross-dipolar (arreglo crossline). b) arreglo in line c) arreglo cross line

En la figura 69 se despliegan las respuestas in-line ($\mathbf{b}_r = \mathbf{b}_t = 45^\circ$) y cross-line ($\mathbf{b}_r = 135^\circ$ y $\mathbf{b}_t = 45^\circ$), para sensores igualmente descentrados una distancia $|\mathbf{D}| = 10$ cm y el desplazamiento de la descentralización de los receptores y emisores orientados a un mismo ángulo igual $\mathbf{q}_r = \mathbf{q}_t = 0$ (figura 68b y 68c).

Se puede observar un fuerte tren monótono en el registro in-line, mientras que las magnitudes en el registro cross-line decrecen y no se observa el comportamiento monotónico in-line. Las amplitudes de la onda flexural son mayores cuando los receptores y el eje del vector descentralización $|\overline{D}| = 5$ cm son paralelos.

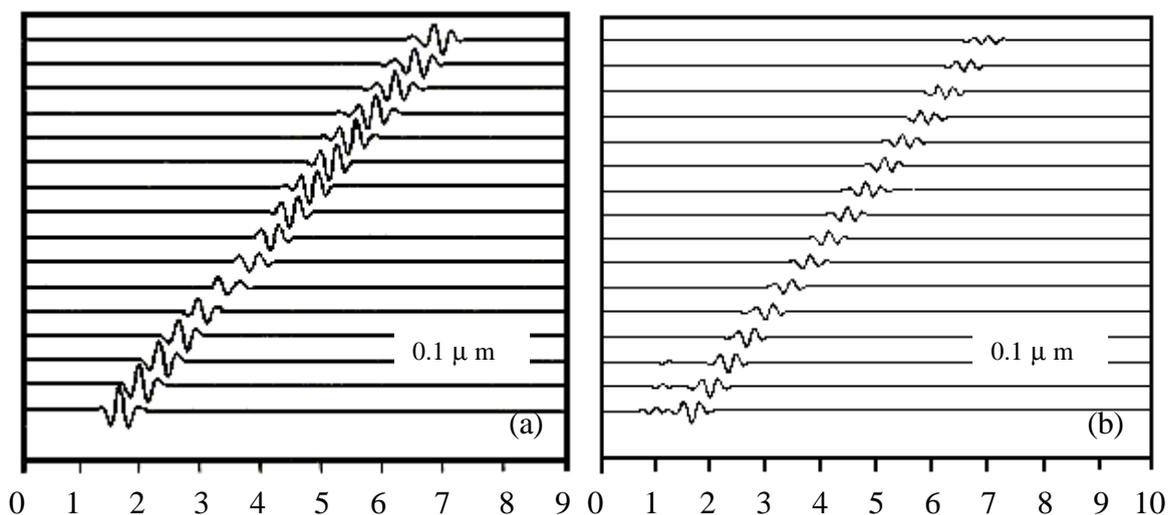


Figura 69. (a) registro para dipolos in-line descentralizados 10 cm, y rotados 45° con respecto al eje dipolar ($\mathbf{b}_r = \mathbf{b}_t = 45^\circ$ y $\mathbf{q}_r = \mathbf{q}_t = 0$). (b) registro para dipolos cruzados descentralizados 10 cm, con la fuente formando 45° con la dirección de descentralización y los receptores formando 135° con dicho eje ($\mathbf{b}_r = 135^\circ$ y $\mathbf{b}_t = 45^\circ$ y $\mathbf{q}_r = \mathbf{q}_t = 0$). La formación en ambos casos es lenta, la distancia del transmisor al primer receptor es de 1.22 cm y se incrementa en 30.48 cm por cada microsismograma (Leslie y Randall, 1990).

En la figura 70 se muestran las lentitudes obtenidas a partir del procesamiento de semblanza STC, para los casos discutidos anteriormente. La figura 70a, despliega contornos de equisemblanza en el plano de lentitud-tiempo (S,t), para dipolos centrados in-line, obtenidos utilizando la fuente A (figura 62), en el modelo de formación No. 1 (tabla 1). La llegada mas temprana apreciable está asociada con una lentitud de $1020 \mu\text{s/m}$, y la semblanza pico con una lentitud de $1060 \mu\text{s/m}$. Luego se debe aplicar una corrección del alrededor de 8%, si la lentitud de la semblanza pico es usada como un estimado de la lentitud de cizalla. En la figura 70(b), los sensores in-line están igualmente desplazados 10 cm paralelos a sus ejes. La forma de los contornos de semblanza es distorsionada, y el valor pico cae de 0.95 a 0.80. La lentitud en la semblanza pico incrementó a $1100 \mu\text{s/m}$, 12 % mayor que le valor de cizalla de la formación. Un pico local de semblanza aparece alrededor de la lentitud de cizalla real de la formación ($v_s = 984 \mu\text{s/ft}$), pero su semblanza podría ser muy baja para ser estable en la presencia de ruido.

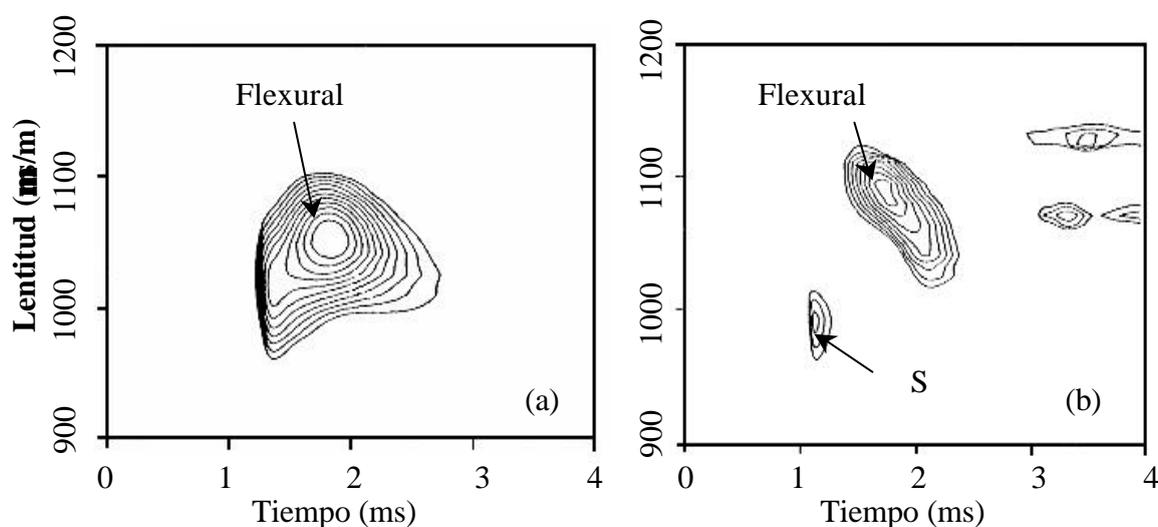


Figura 70. Contornos de equisemblanza STC, en el plano lentitud-tiempo (S,τ), para la porción de la onda flexural de los microsismogramas dipolares obtenidos con la fuente A, en la formación No. 1. Contornos cada 0.05, $\min=0.45$: (a) transductores centrados y (b) transductores descentrados 10 cm. (Leslie y Randal, 1990).

En la figura 71 se muestran las lentitudes de la onda flexural aparente, para sensores in-line con descentralización de 10 cm, para varios β_t y usando la fuente A y la fuente B. Para el caso en que se usa la fuente A y sensores descentrados, la lentitud de la onda flexural se reduce para grandes β_t , sin embargo, si la fuente está descentrada la lentitud obtenida no depende de β_t . Obsérvese también que la lentitud flexural aparente con la fuente A está mas lejos de la lentitud real de la formación. En el caso de la fuente B, la lentitud flexural aparente es más cercana a la lentitud de cizalla real de la formación, en este caso la corrección será alrededor de 5%, y es independiente de la orientación β_t , tanto para sensores centrados como sensores descentrados. Para los sensores centrados el valor que se obtiene de la lentitud flexural, con la fuente B, es de alrededor de 4% mayor que la lentitud de cizalla.

Estos resultados indican que la lentitud flexural a bajas frecuencias, estimada en las formaciones lentas usando el STC, es bastante insensible tanto a la magnitud como a la dirección de las descentralización, y por lo tanto, puede ser confiablemente corregida para obtener la lentitud real de la formación.

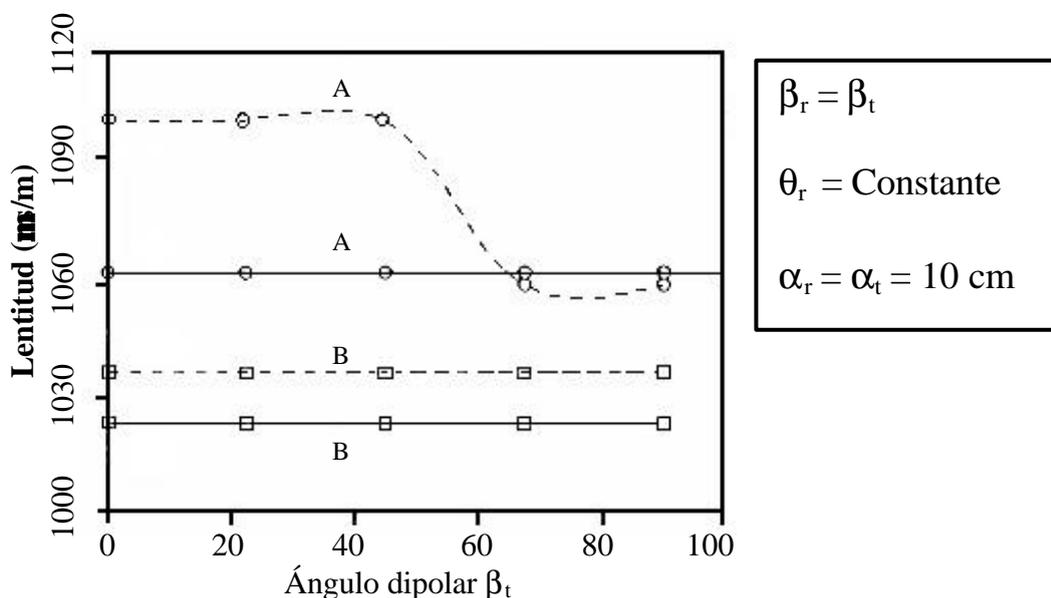


Figura 71. Lentitudes estimadas con el STC, contra el ángulo dipolar β_t , para dipolos centrados (línea sólida) y para dipolos descentrados en 10 cm (línea punteada) en una formación con velocidad de cizalla de $984 \mu\text{s/m}$ usando la fuente A (círculos) y la fuente B (cuadrados)

Leslie y Randall, (1990), también estudiaron el efecto de la descentralización considerando formaciones de diferentes lentitudes. Para ello el radio del pozo se mantuvo en 15.24 cm, la relación de lentitudes compresional a cizalla se mantuvo fija en 1.9, y se descentralizó la herramienta en la dirección del transmisor dipolar.

En las figura 72a y 72b se muestran los registros de microsismogramas in-line, usando el modelo de formación No 2 (rápida), y la fuente A, con sensores centrados y descentrados 10 cm, respectivamente. Obsérvese lo dispersivas que se ven las ondas y por lo tanto ya no es tan fácil decir donde exactamente es la primera llegada de cada modo. Esto se debe al uso de una fuente dipolar en una formación rápida. También se observa un aumento en la amplitud de la onda flexural. Sin embargo debido a que la descentralización es mucho menor que la mitad de la longitud de onda de cizalla en la formación, las características de los microsismogramas no son tan fuertemente afectadas.

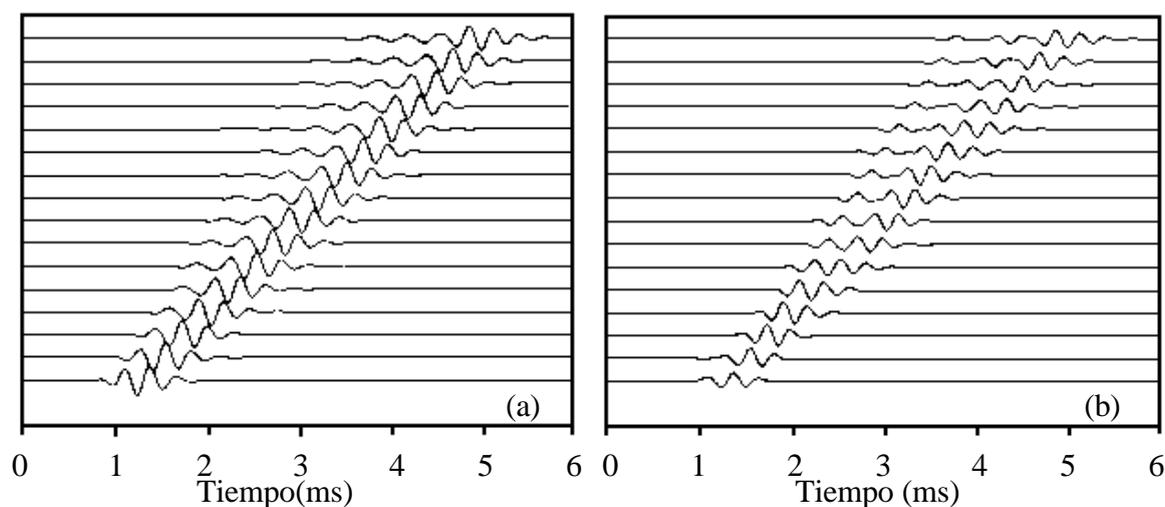


Figura 72. Microsismogramas sintéticos para dipolos in-line usando la fuente A, en un pozo de 30.48 cm de diámetro en una formación rápida y velocidad de cizalla de 492 $\mu\text{s/m}$. a) Sensores centrados y b) sensores descentrados 10 cm. Se puede observar una muy fuerte dispersión del modo flexural. (Leslie y Randall, 1990).

En las figura 73a y 73b se muestran dos registros para una formación muy lenta (formación No. 8, tabla 1). Aquí la descentralización está en el orden de la mitad de la longitud de onda de cizalla de la formación y la características de los microsismogramas es significativamente alterada. La amplitud de la onda flexural aumenta con respecto a la amplitud de la onda compresional, además de comportarse monótonamente. Obsérvese que los modos P y flexurales son definidos independientemente cuando se usa una fuente dipolar en una formación lenta.

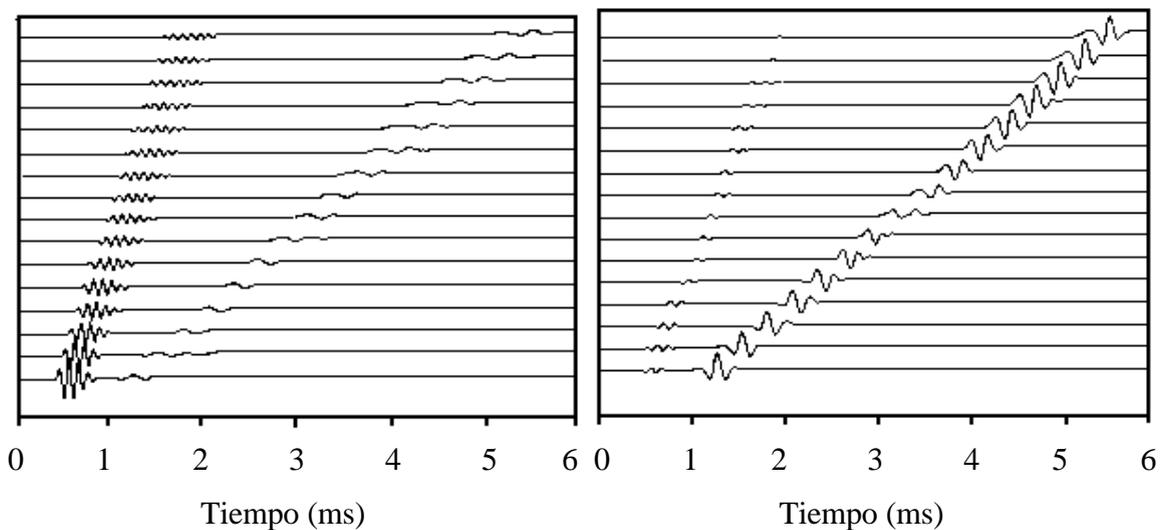


Figura 73. Microsismogramas sintéticos para dipolos in-line con la fuente A, en un pozo de 30.48 cm de diámetro en una formación lenta de lentitud de cizalla $1640 \mu\text{s/m}$. (a) fuente centrada, (b) descentralización de 10 cm. (Leslie y Randall, 1990)

Las figuras 74(a) y 74(b) resumen las observaciones de amplitud pico, para el modo flexural, cuando los receptores están separados 1.22 m, contra las lentitudes de cizalla de la formación para descentralizaciones de 0, 5, y 10 cm, usando las fuentes A y B, respectivamente. La sensibilidad de la amplitud a la descentralización es mas grande para las formaciones mas lentas. La sensibilidad con la fuente de más alta frecuencia A, es alrededor de dos veces que con la fuente B.

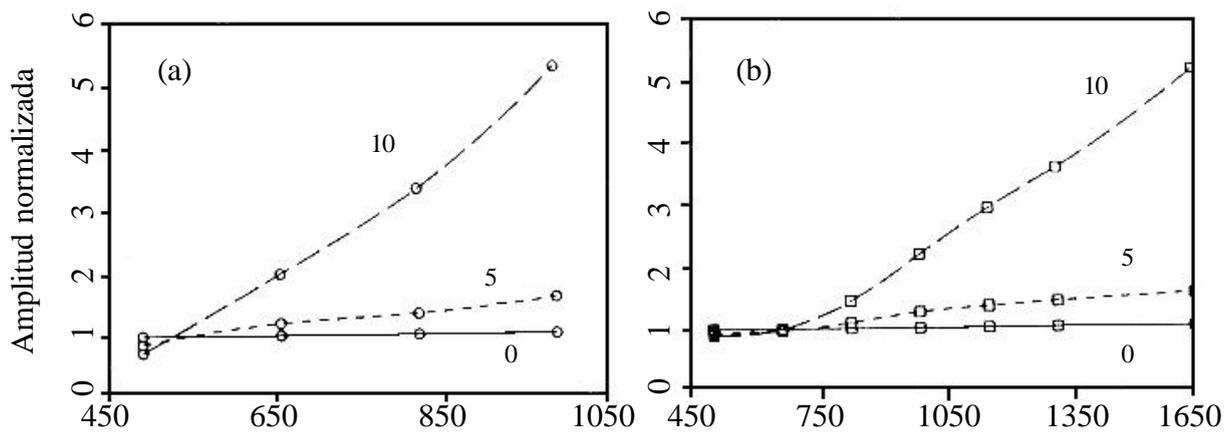


Figura 74. Amplitud normalizada del modo flexural en microsismogramas sintéticos de dipolos in-line a 1.22 m de espaciamiento en un pozo de 30.48 cm de diámetro contra la lentitud de cizalla de la formación, para descentralizaciones de 0, 5 y 10 cm (β_t). Las amplitudes a cada lentitud son normalizadas por las amplitudes centradas a la lentitud respectiva: (a) fuente A y (b) fuente (B). (Leslie y Randall, 1990).

Para los sensores centrados y la fuente A, los rangos de semblanza van de 0.74 para las formaciones mas rápidas a 0.97 para las formaciones más lentas. En formaciones muy rápidas la semblanza se reduce debido a la fuerte dispersión de la onda flexural en este tipo de formaciones.

Usando la fuente B, los rangos de semblanza son 0.975-0.985 para sensores centrados. La semblanza es mayor para esta fuente debido a su estrecho ancho de banda, y a la baja frecuencia que hace mas suave la curva de dispersión de la onda flexural. Para descentralización de 10 cm, la semblanza se reduce, los rangos van de 0.70-0.81 para la fuente A y de 0.80-0.93 para la fuente B.

Influencia del diámetro del pozo

Los resultados discutidos en las secciones previas fueron calculados con un radio de pozo fijo de 16.24 cm. Las figuras 75a y 75b despliegan amplitudes de onda flexural versus offset de receptores para sensores descentralizados in-line, usando las fuente A y B, respectivamente, en la formación lenta No.1. La descentralización es de 10 cm, y paralela a los transmisores dipolares. Las cuatro curvas corresponden a los radios de pozo de 12.7, 15.2, 20.3, y 25.4 cm, para lo cual las relaciones descentralización / radio, γ , fueron de 0.79, 0.66, 0.49, y 0.39, respectivamente. Las oscilaciones en el tren de amplitudes contra el espaciado se acentúa cuando el tamaño del pozo decrece y γ se incrementa. La sensibilidad a la descentralización se reduce en alrededor de la mitad para la fuente de mas baja frecuencia, y a su vez se excitan mas oscilaciones. También se puede observar que el comportamiento es muy similar para pozos con diámetros diferentes.

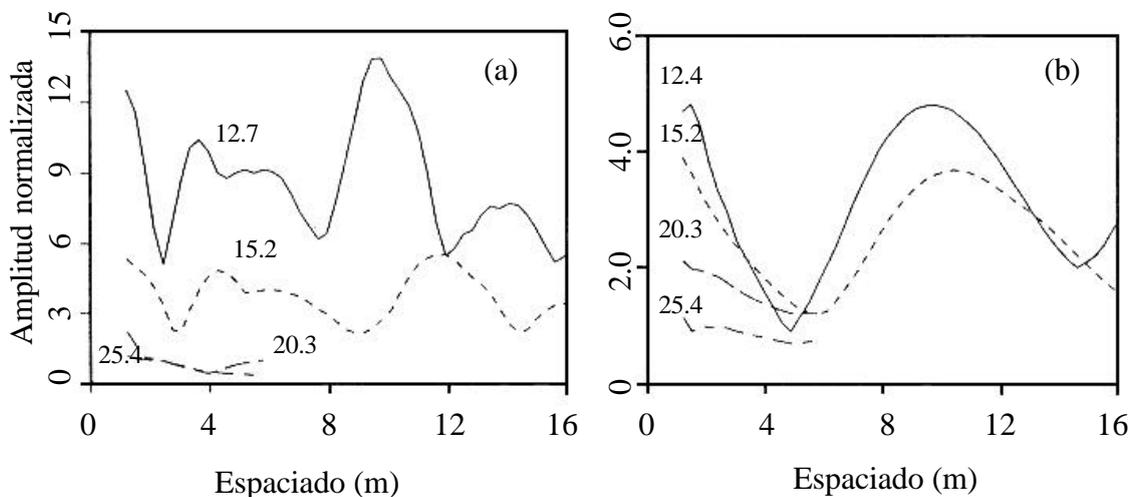


Figura 75. Amplitud flexural normalizada de microsismogramas dipolares sintéticos contra el offset con descentralización de 10 cm ($\beta_i=0^\circ$) para un radio de pozo de 12.7 , 15.2, 20.3, y 25.4 cm para la formación No. 1.: (a) fuente A y (b) fuente B. Todas las amplitudes son normalizadas por el valor a 2.43 m de offset y para el radio de pozo de 25.4 cm. (Leslie y Randall, 1990).

Capítulo 4

Técnicas de procesamiento de registros sísmicos

4.1 Introducción

El principal objetivo de la grabación de los microsismogramas, es extraer de ellos las velocidades P y S de la formación. Para ello es necesario procesar los microsismogramas obtenidos durante la corrida del registro. En este capítulo se expondrán tres de los métodos utilizados para este fin, ellos son: el *procesamiento por semblanza* (STC), descrito en Kimball y Marzetta (1984); el método de *maximun-likelihood* (MLM), descrito en Hsu, y Baggeroer, (1986); y *el apilamiento de la enésima raíz* (*Nth-root stack*), descrito en Kanasewich, et. al., (1973) y aplicado en Smith et al., (1991). El objetivo de cada uno de estos métodos es el mismo. Sin embargo, la efectividad de un método en particular dependerá de las características de los microsismogramas obtenidos.

Aunque con cualquiera de estos métodos se pueden obtener estimaciones de velocidades **P** y **S**, para un caso en particular, el método de la semblanza luce ser más efectivo, debido a su capacidad de ser aplicado en campo de una forma automática y ser capaz de realizar estimaciones de todos los eventos presentes en el microsismogramas.

4.2 Slowness-Time-Coherence (STC)

El método STC es una técnica de análisis del campo total de ondas, dirigida a encontrar todas las ondas que componen el microsismograma. Este método adopta un algoritmo de semblanza similar al usado en las aplicaciones de sísmicas de reflexión para detectar las llegadas que son coherentes a través del arreglo de receptores y estimar las velocidades.

Los microsismogramas normalmente son filtrados para remover cualquier componente no deseada o ruido, y para remover la componente DC. Para los modos dispersivos son necesarios filtros que seleccionen un rango de frecuencia angosto, donde se pueda evaluar la señal.

Esta técnica es muy robusta y da una evaluación precisa de las lentitudes mientras las diferentes componentes no estén muy juntas una de la otra o no sean dispersivas.

La base del algoritmo STC es simple. Una ventana de longitud de tiempo fija es avanzada a pasos pequeños, solapando pasos en el tiempo, a través de un rango de potenciales tiempos de llegada (figura 76). Para cada posición en el tiempo, la inclinación de la ventana va cambiando, comenzando con el moveout correspondiente a la onda más rápida esperada hasta la onda más lenta esperada. Para cada uno de estos moveout, una función de coherencia o semblanza calcula la similaridad de las ondas en la ventana. Cuando la ventana de tiempo y el moveout correspondan a una llegada de una componente en particular el microsismograma en la ventana será más idéntico, produciendo un alto valor de coherencia. Picos en valores coherentes significan llegadas coherentes en los microsismogramas. Para cada profundidad y grupo asociado de microsismogramas, un grafico de contornos de coherencia como una función de lentitud, eje Y, y tiempo, eje X, puede ser hecho, lo que se conoce como plano ST (figura 77).

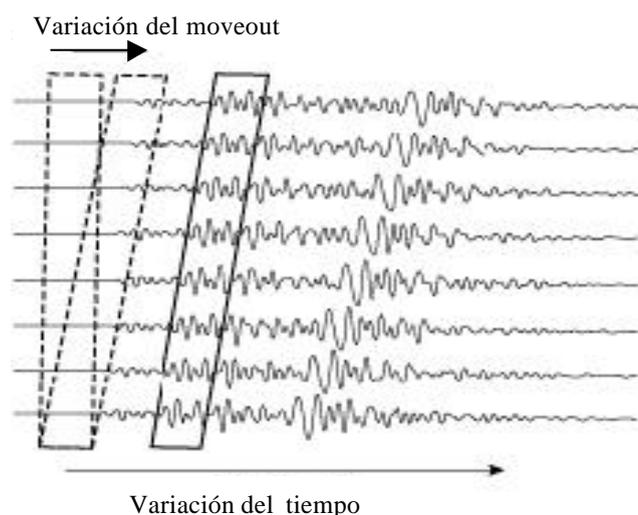


Figura 76. Desplazamiento de las ventanas sobre los microsismogramas para el cálculo de la semblanza, (Página web de Schlumberger, www.slb.com, 2000).

Las lentitudes y tiempos de llegada en cada pico coherente son comparados con las características de propagación esperadas de las llegadas que están siendo buscadas. Las que concuerden mejor con estas características son retenidas. Clasificando las llegadas de esta manera se produce un registro continuo de lentitudes de las componentes de ondas versus la profundidad (figura 77), con una resolución vertical aproximadamente igual a la longitud del arreglo (3.5 ft).

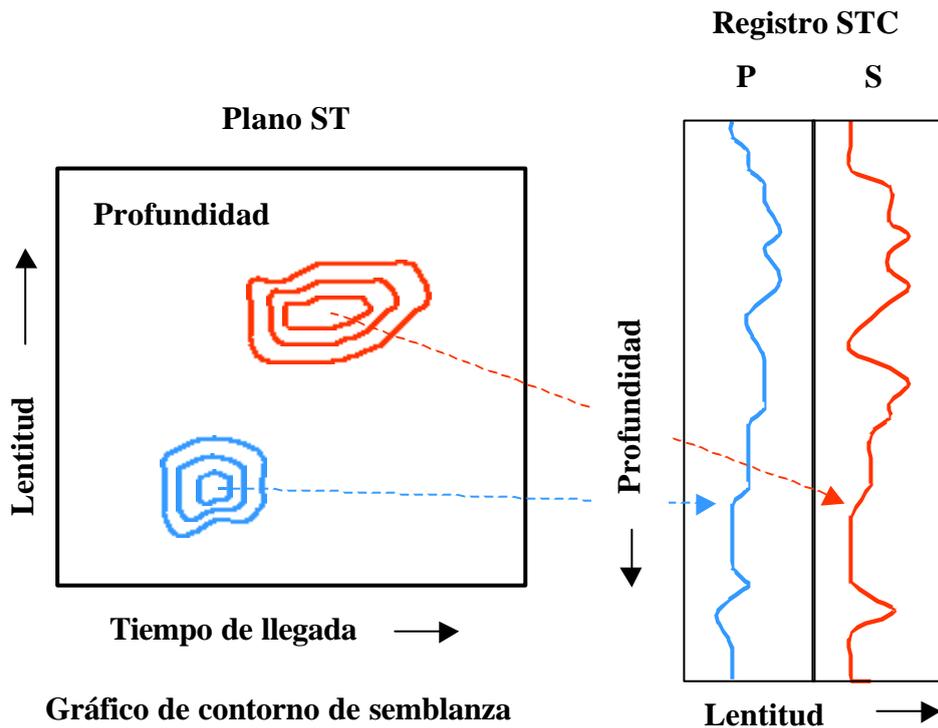


Figura 77. Gráficos de contornos STC y registros de velocidades. (Página web de Schlumberger, www.slb.com, 2000).

El método STC da resultados correctos de lentitudes cuando las ondas no son dispersivas, tales como las ondas refractadas en los microsismogramas monopoles de alta frecuencia. Como se sabe el modo flexural dipolar es dispersivo (método directo para el cálculo de la lentitud de la onda S en formaciones lentas), en consecuencia existirá un pico de coherencia STC asociado la llegada, pero su lentitud será diferente a la lentitud de cizalla real, por lo tanto, para obtener la velocidad de cizalla, es necesario la aplicación de un filtro de una

banda de paso muy angosta, que permita seleccionar las frecuencias mas bajas y una corrección precalculada a partir de modelos numéricos y físicos (figura 78). Estas correcciones permitirán corregir la influencia causada por la dispersión de la onda flexural. La cantidad de corrección depende de la fuente, de las características del filtro, del tamaño del pozo, y de la lentitud de cizalla. Esta corrección es pequeña para formaciones rápidas, pero puede alcanzar hasta 10% en formaciones muy lentas con pozos muy grandes.

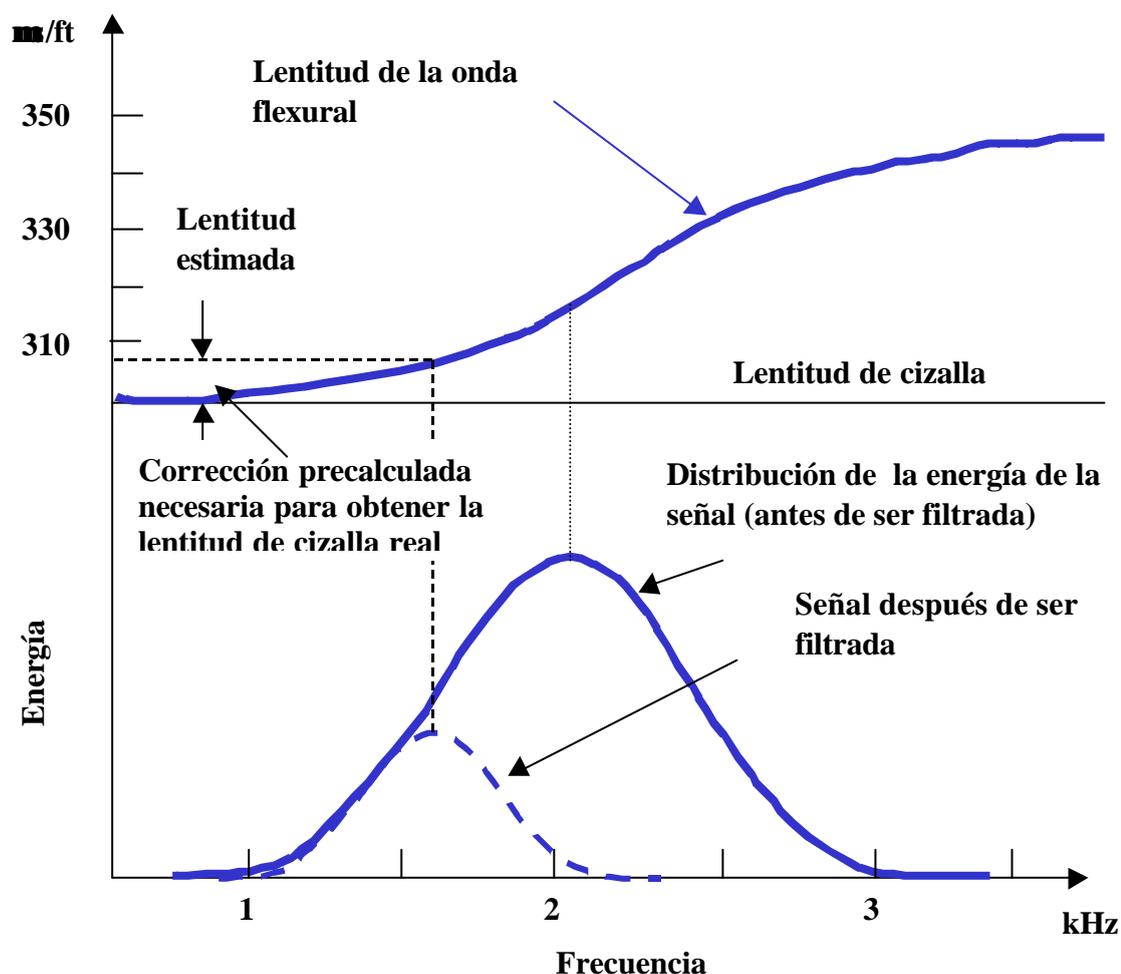


Figura 78. Corrección de la dispersión de la onda flexural mediante la aplicación de filtro de banda angosta, para posteriormente a esta corrección aplicar las tablas de correcciones obtenidas a partir de modelos numéricos y físicos (pagina de web de Schlumberger, www.slb.com).

Las tablas de correcciones son deducidas usando datos generados de modelaje numérico. Las respuesta es calculada en formaciones homogéneas e isotrópicas de diferentes lentitudes de cizalla con pozos cilíndricos de varios tamaños. Los microsismogramas obtenidos, para cada caso, son filtrados y procesados de la misma manera que los datos adquiridos con la herramienta y la diferencia entre la lentitud de la onda flexural procesada y la lentitud de cizalla de la formación modelada son usadas para construir las tablas de corrección.

Ejemplos de aplicación del STC

Pozo no entubado en una formación rápida

En las figura 79 y 80 se muestran los resultados obtenidos en un pozo de prueba. Los microsismogramas fueron grabado a la profundidad de 3080 ft, las llegadas compresional, de cizalla y Stoneley están presentes en los datos y sus lentitudes son mostradas en el registro. Este es el resultado usual para una formación rápida y se puede notar como el modo Stoneley en una formación rápida es poco dispersivo, lo que permite calcular de la velocidad con el método STC.

Pozo entubado en una formación lenta

Debido a que el método STC no hace suposiciones acerca del origen de las llegadas en el microsismograma, este puede ser aplicado a datos en los cuales otras llegadas, además de la compresional, cizalla o Stoneley aparezcan

Un ejemplo de tales llegadas ocurre en los pozos entubados. La figura 81a, despliega microsismogramas de un pozo entubado. Debido a que la formación es lenta la llegada de cizalla no está presente en los datos. Las llegadas compresional y Stoneley pueden ser observadas en los microsismogramas y aunque en los microsismogramas no se observa la llegada de la onda del tubo, la inspección de los gráficos de semblanza 81b, revela esta llegada.

El gráfico de contornos de la figura 82b, muestra una llegada compresional que tiene una lentitud que se incrementa con el tiempo de llegada. Esto sugiere que dos llegadas distintas están presentes en los datos. Modelajes numéricos (Chang y Everhart, 1982) han demostrado que tal condición puede ocurrir si el pozo se encuentra bordeado por una zona alterada de 1 ft de espesor de lentitud ligeramente mayor que la de la formación virgen.

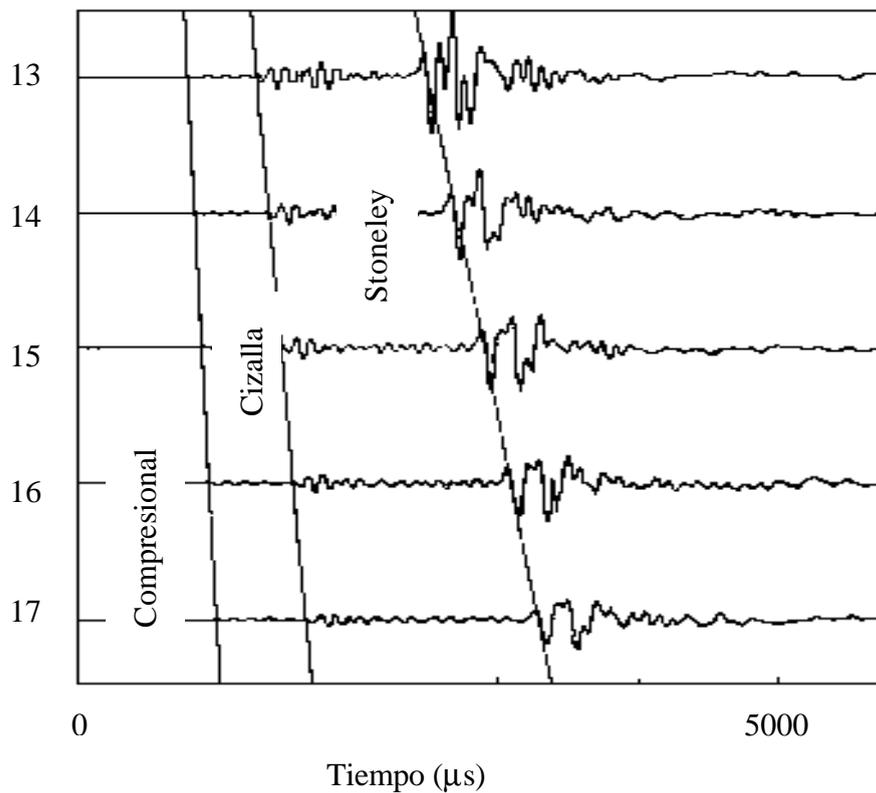


Figura 79. Microsismogramas a hoyo abierto grabados a la profundidad de 3080 ft en el pozo Blanco. (Kimball and Marzetta, 1984).

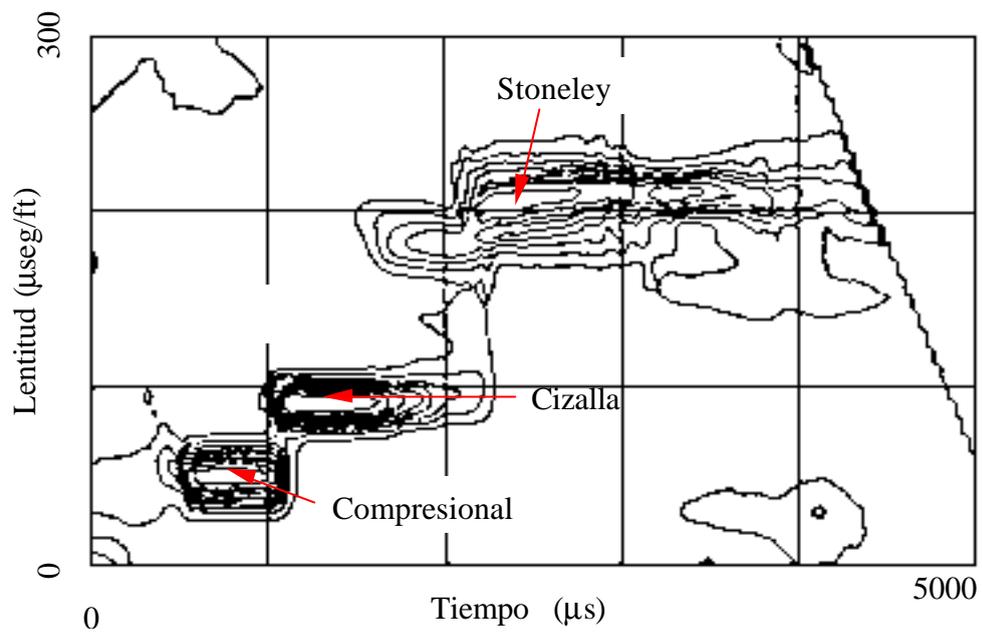


Figura 80. Gráficos de contornos de semblanza versus tiempos de llegadas y lentitudes, aplicado a los microsismogramas de la figura 79. (Kimball and Marzetta, 1984).

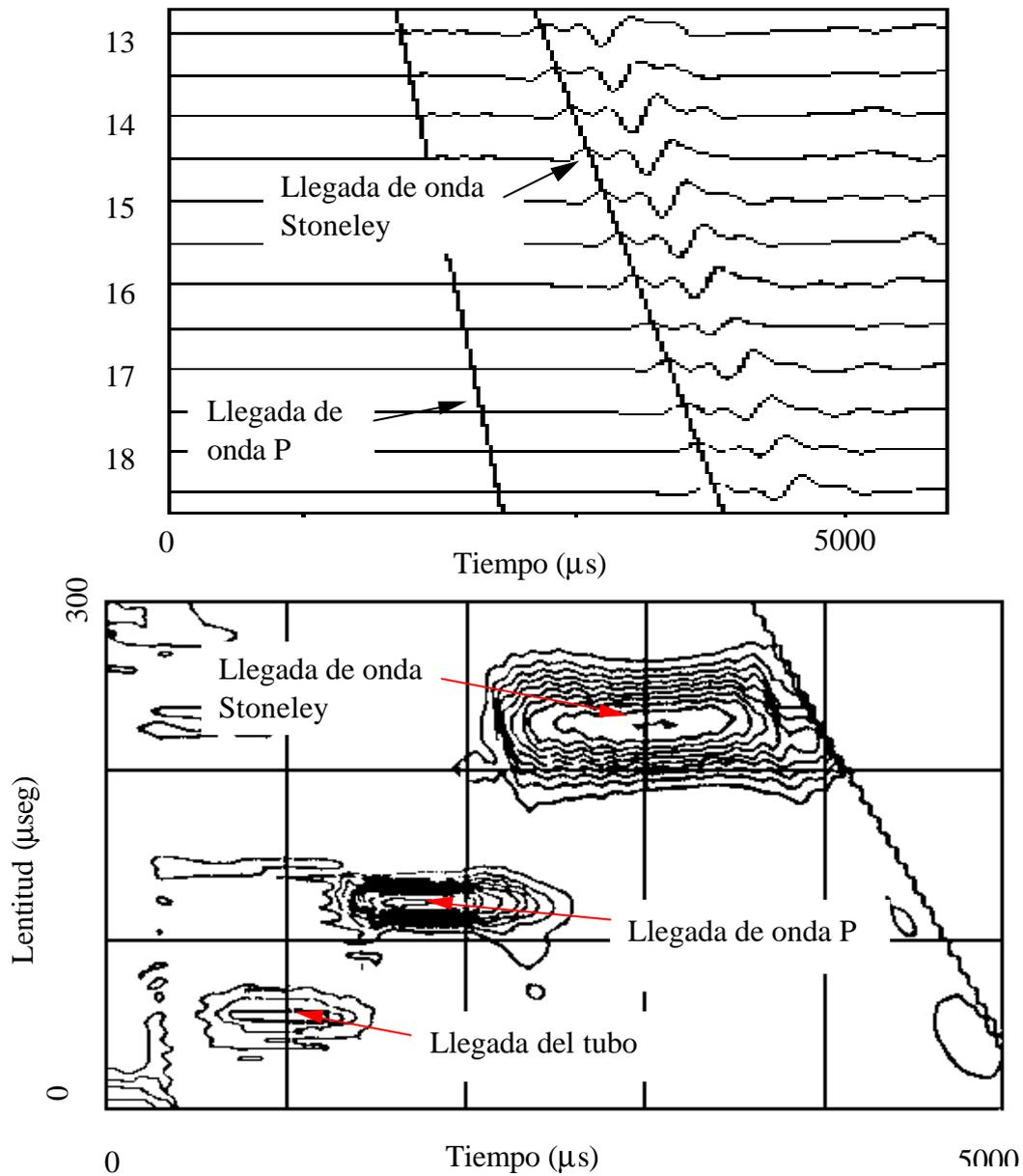


Figura 81. (a) microsismogramas grabados para un pozo entubado, en una formación lenta, a una profundidad de 6690.2 ft en Sandy Point. (b) Contornos de semblanza contra tiempos de llegada y lentitud para los microsismogramas mostrados en (a). Niveles de los contornos se incrementan en 0.1. (Kimball and Marzetta, 1984).

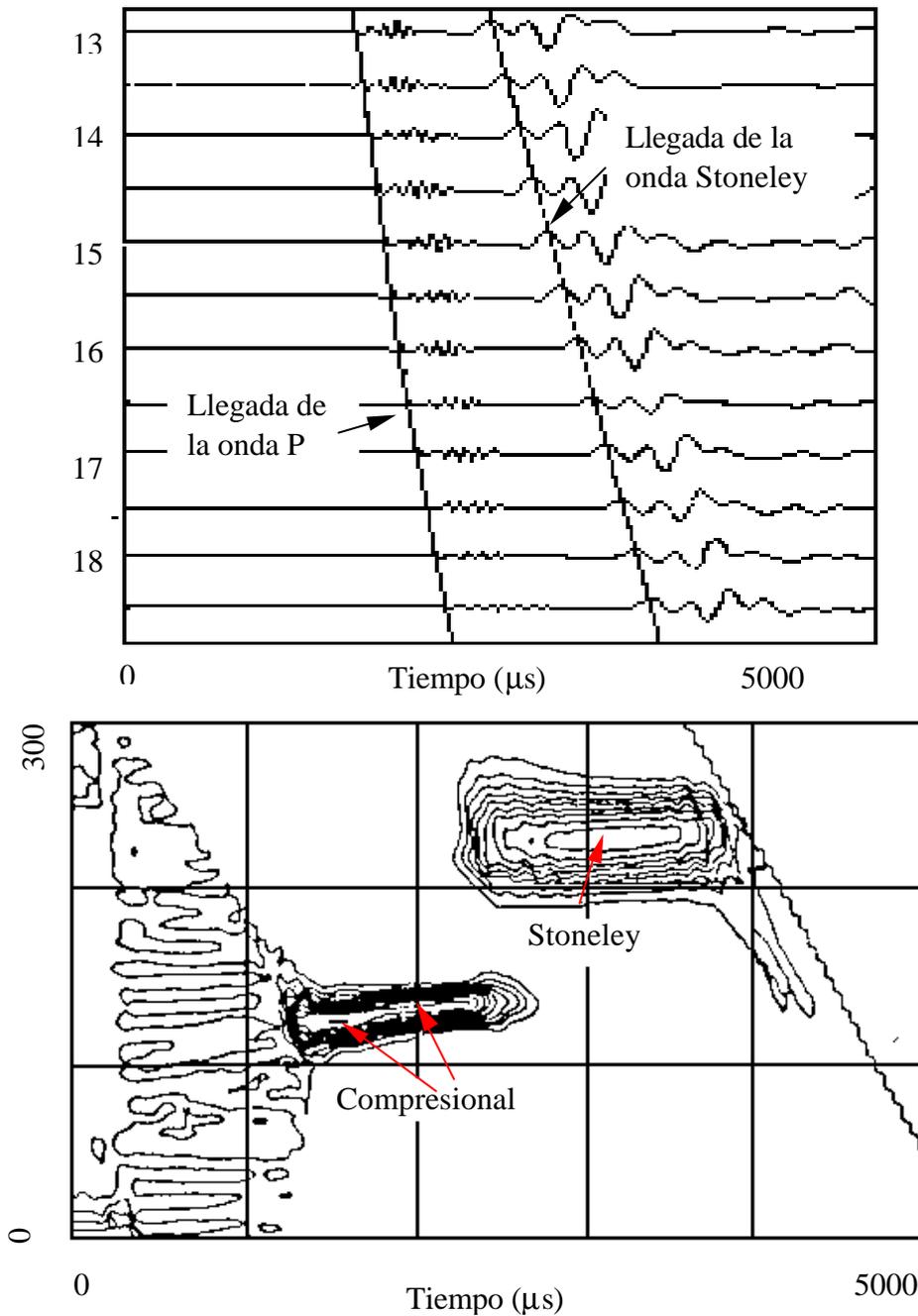


Figura 82. (a) Microsismogramas para un pozo entubado grabado a la profundidad de 6490.2 ft. (b) gráfico de contorno de semblanza contra tiempo de llegada y lentitudes para los microsismogramas mostrados en (a). Kimball and Marzetta 1984

4.3 Método de máximo – Likelihood (MLM)

Como se ha observado en los ejemplos anteriores la presencia de la llegada del revestimiento en un pozo entubado y las llegadas de ondas compresionales múltiples debido a la alteración de la formación en la vecindad del pozo añade complicaciones al análisis de los datos. Las constantes elásticas en la vecindad del pozo pueden ser alteradas por la filtración de un fluido con propiedades diferentes al fluido connato, y por los cambios en el campo de esfuerzos en la vecindad del hoyo. Esto es especialmente cierto para formaciones suaves. Estas alteraciones forman un estrato concéntrico bordeando el pozo, en el cual se generarán nuevas refracciones de ondas de cuerpo P y S. En términos del procesamiento de los microsismogramas, la nueva complicación es que estos nuevos eventos llegaran, casi al mismo tiempo que la llegada de la onda compresional proveniente de la zona virgen.

La calidad del registro de las velocidades sónicas, dependerá de la capacidad en poder resolver temporalmente todas las llegadas presentes. En un pozo revestido, es difícil estimar la lentitud compresional de la zona virgen, debido a la mayor amplitud de la llegada proveniente del revestimiento, lo mismo ocurre en el caso de la presencia de la zona invadida.

El procesamiento convencional de semblanza, frecuentemente falla al tratar de resolver dos llegadas superpuestas en tiempo.

El algoritmo **MLM** estima la fuerza de la señal para un número de onda específico, mientras simultáneamente se ajusta para minimizar el efecto de la señal para otros números de ondas. En vez de calcular la semblanza estadística, el algoritmo **MLM** estima la fuerza de la señal de las llegadas coherentes.

Ejemplos de procesamientos de datos usando el método MLM

En esta sección lo que se pretende es comparar el método **MLM** con el de semblanza. El algoritmo se prueba con varios tipos de datos:

- (1) datos grabados en laboratorio de modelos plásticos
- (2) datos provenientes de modelaje numérico (Chang y Everhart, 1982) y
- (3) datos de campo, grabados con una herramienta sónica de Schlumberger

Los resultados se muestran en gráficos de contornos estimados en el plano de lentitud-tiempo; los contornos **MLM** son escalados de los niveles de energía mas altos hasta por debajo de 30 dB., mientras que, los contornos de semblanza son escalados entre 1 y 0.

Ejemplo de datos experimentales obtenidos para un modelo físico

Los datos de este primer ejemplo provienen de un experimento con modelos elaborado con plásticos de diferentes propiedades (Hsu and Baggeroer, 1986). El tamaño del modelo es 4 veces menor que el modelo real, en las condiciones de un pozo, por lo que la frecuencia de registro fue aumentada en la misma cantidad. En la figura 83 se muestra un arreglo de 12 trazas adquiridas por un arreglo de receptores de 0.28 m de largo, con una separación entre receptores de 0.01 m. Obsérvese que la llegada compresional, cizalla, Stoneley y otros modos generados en el pozo, son observables en todas las trazas.

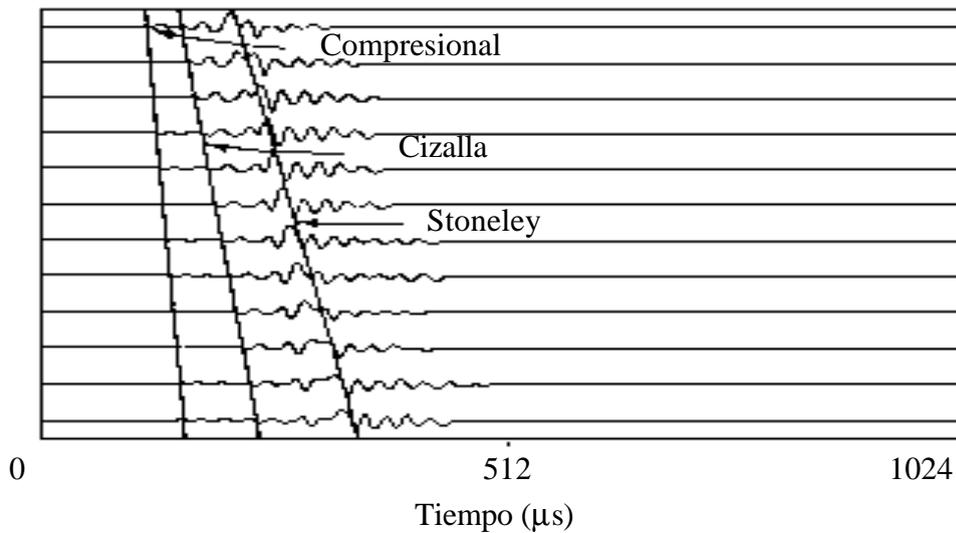


Figura 83. Microsismogramas experimentales obtenidos del modelo plástico (Hsu and Baggeroer, 1986).

En las figuras 84 y 85 se muestran los resultados obtenidos al procesar los datos experimentales usando los métodos **MLM** y de **Semblanza**, para una banda de frecuencia de 24-40 kHz, el cual es equivalente a 6-10 kHz a la geometría de la escala real en el pozo. Comparando la figura 83 con la 84, se puede observar que el método **MLM** puede resolver las lentitudes de los diferentes eventos de una manera más efectiva que el método de semblanza. Esto se debe a que el lóbulo mucho más largo en el procesamiento de semblanza tiende a disminuir la resolución de las lentitudes.

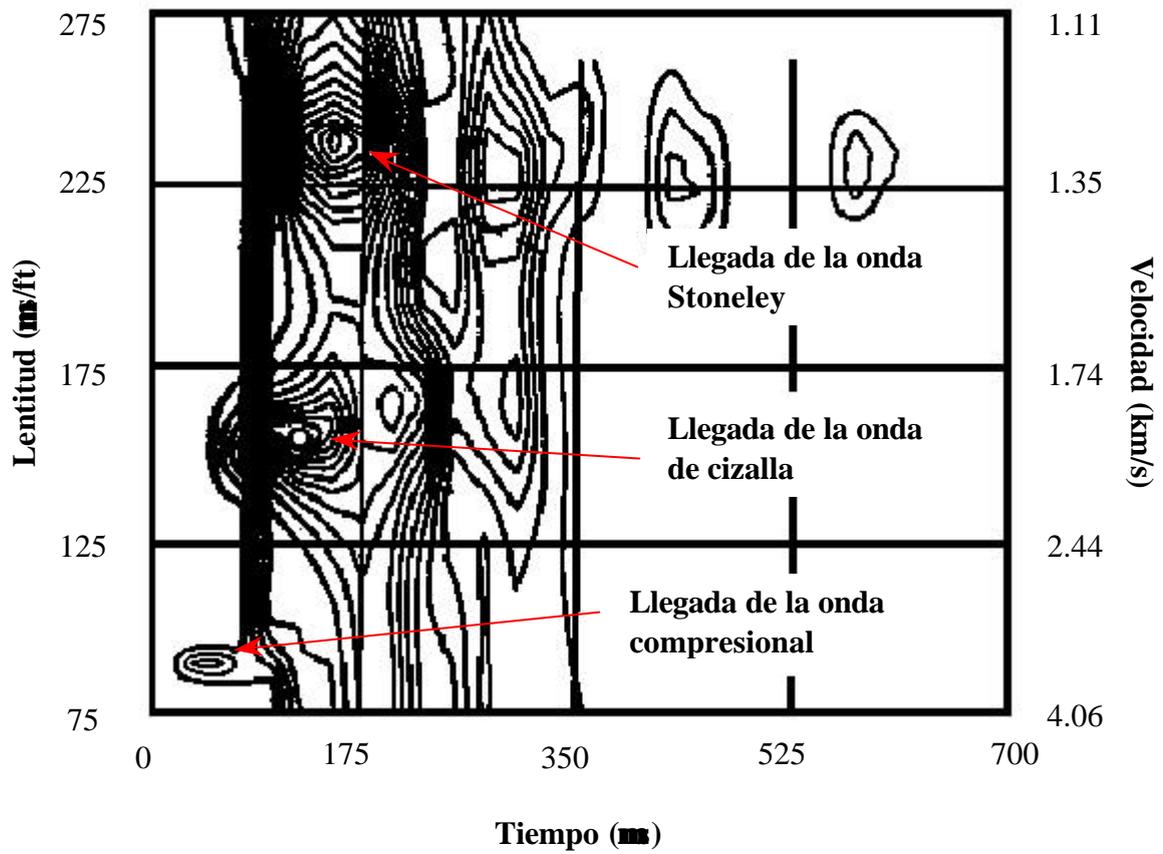


Figura 84. Contornos de MLM resultantes del procesamiento de los datos experimentales de la banda de frecuencia de 24-40 kHz (Hsu y Baggeroer, 1986).

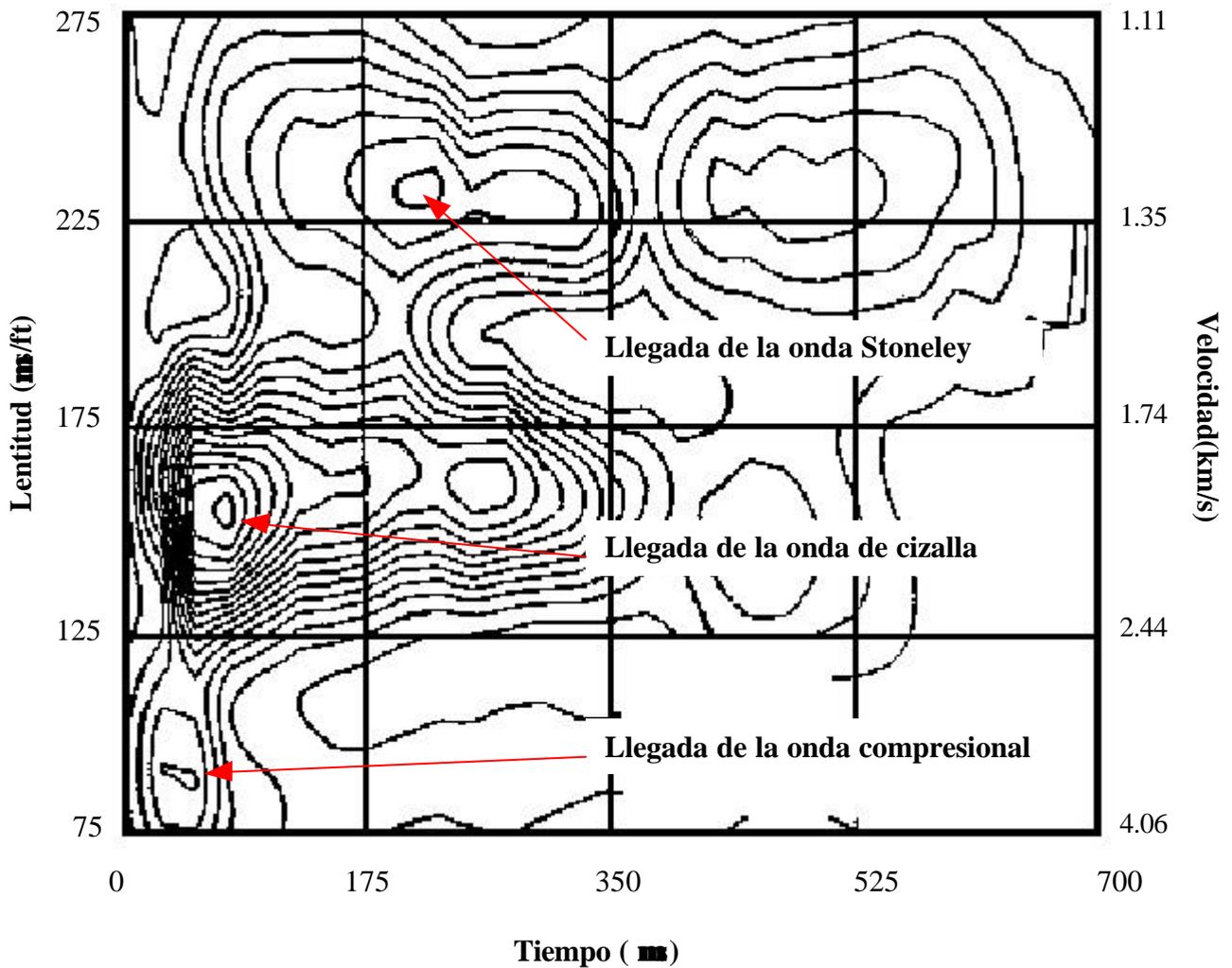


Figura 85. Contornos de semblanza resultantes del procesamiento de los datos experimentales de la banda de frecuencia de 24 - 40 kHz (Hsu y Baggeroer, 1986).

Ejemplo de datos obtenidos para un modelo numérico

Los datos usados en este ejemplo son un arreglo de microsismogramas sintéticos generado por un modelo numérico dada una zona alterada. Se supone que la formación penetrada por el pozo es una formación lenta con 0.3 m de alteración radial. Las velocidades en la zona alterada y la zona virgen 2.54 km/s y 2.82 km/s respectivamente, con la misma velocidad S para ambas zonas. El radio del pozo es 0.13 m, el espaciado entre receptores fue de 0.15 m,

y el espaciado transmisor-receptor más cercano fue de 3.35 m. La figura 86, muestra 12 microsismogramas generados por tal modelo. La onda Stoneley y un modo de pozo son vistos claramente a través de los microsismogramas, pero las llegadas compresional secundaria y primaria son difíciles de distinguir debido a que ellas se solapan en el tiempo debido a que viajan a una velocidad similar.

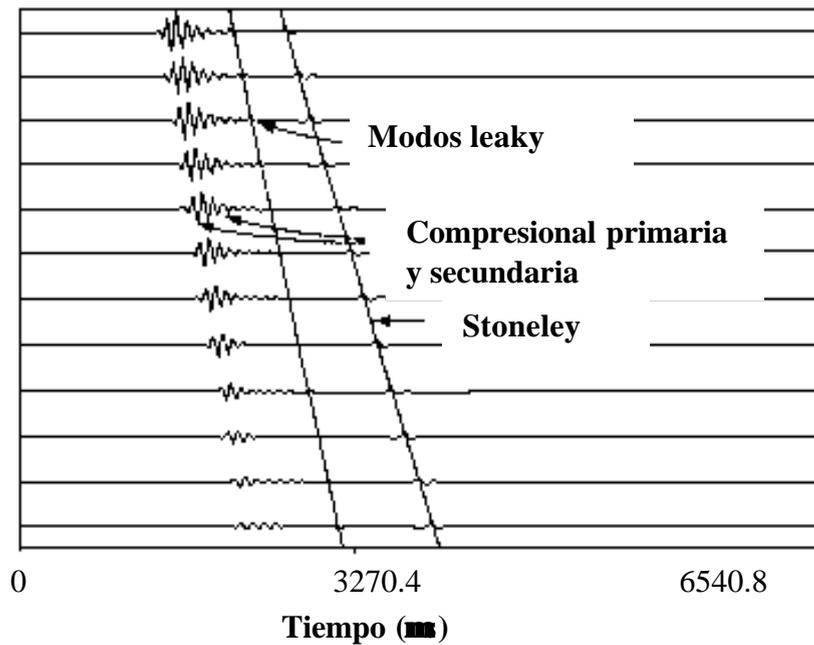


Figura 86. Microsismogramas sintéticos, obtenido a partir del modelaje de una zona alterada en una formación lenta. El modelo supone una separación fuente-receptor de 3.35 m (11 ft) y 0.15 m (6 pulgadas) de separación entre receptores (Hsu y Baggeroer, 1986).

Las figuras 87 y 88 muestran los resultados del MLM correspondientes a las bandas de frecuencias de 8-12 kHz y 12-16 kHz. Se observa que los resultados MLM en ambas bandas de frecuencia resuelven las dos llegadas de ondas P. La llegada de la onda P primaria viaja a la lentitud de la formación virgen, 2.82 km/s, en ambos casos, pero la llegada de la onda P secundaria viaja a 2.54 km/s en la banda 8-12 kHz y a 2.65 km/s en la banda de 12-16 kHz. En realidad la onda P secundaria se comporta igual que un modo de onda guiada entrampado en el estrato alterado, y así es dispersivo. De los resultados del

MLM (figuras 87 y 88), se observan otros dos resultados: (1) la onda Stoneley es ligeramente dispersiva, y (2) los modos de pozos son altamente dispersivos, su velocidad estimada cambia de 1.59 km/s a 1.64 km/s. el funcionamiento de estos modos de pozos han sido clasificado como modo híbrido.

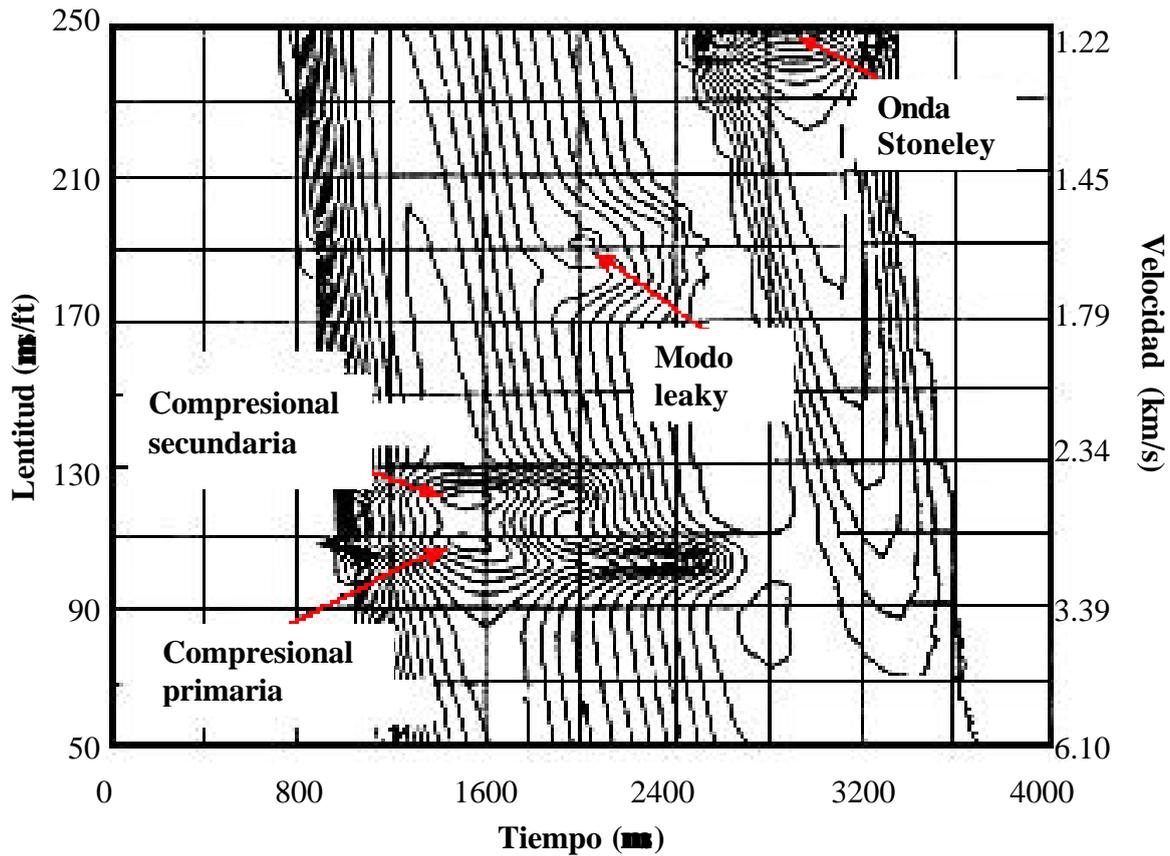


Figura 87. Gráfico de contornos **MLM** resultante del procesamiento de los datos del modelo numérico de zona alterada, en la banda de frecuencia de 8-12 kHz (figura 86). Obsérvese que las ondas P, primarias y secundarias son resueltas (Hsu y Baggeroer, 1986).

Para evaluar el funcionamiento del **MLM**, las figuras 91 muestran los resultados de semblanza para las bandas de frecuencias de 8-12. En la figura 91 las llegadas Stoneley y el modo de pozo son claramente resueltos, pero las llegadas P primaria y secundaria no son resueltas, estas aparecen como eventos de la misma lentitud. También se realizó el

procesamiento para la banda de frecuencias de 12-16 kHz, observándose una mejora en la resolución; sin embargo, los resultados no son mejores que con el método MLM.

Basándose en este ejemplo se puede concluir que el **MLM**, parece tener una mejor resolución de las lentitudes que el procesamiento de semblanza.

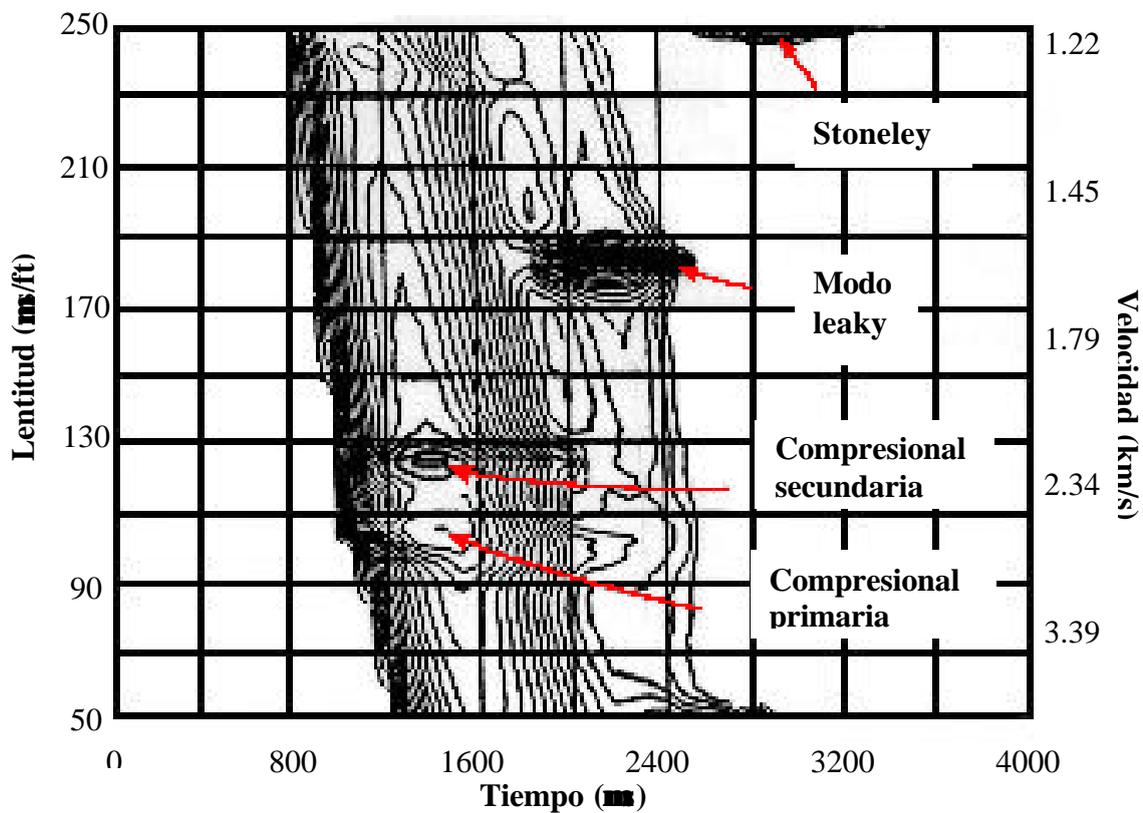


Figura 88. Gráficos de contornos **MLM** resultantes para una banda de frecuencias de 12-16 kHz para los datos de la zona alterada de la figura 86. Las ondas P primaria y secundaria son resueltas. Obsérvese que la onda P secundaria luce dispersiva (Hsu y Baggeroer, 1986).

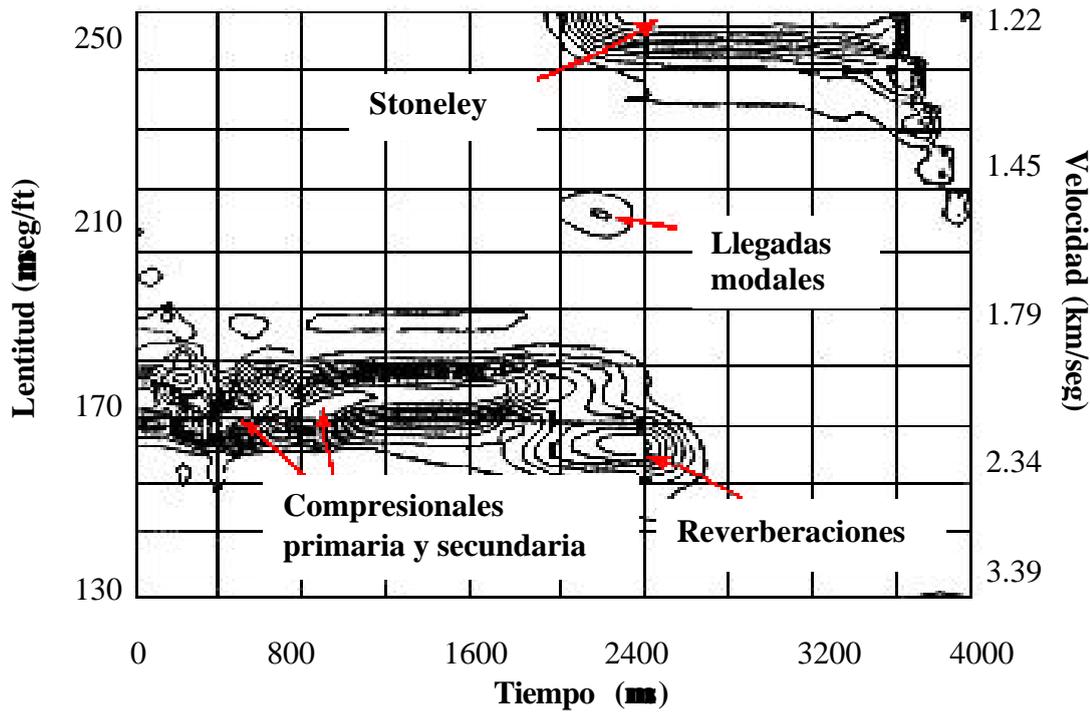


Figura 89. Gráficos de contornos de Semblanza resultantes para la banda de frecuencias de 8-12 kHz para los datos de la zona alterada de la figura 86. Obsérvese que las ondas P primarias y secundarias, no son claramente resueltas a esta banda de frecuencia (Hsu y Baggeroer, 1986).

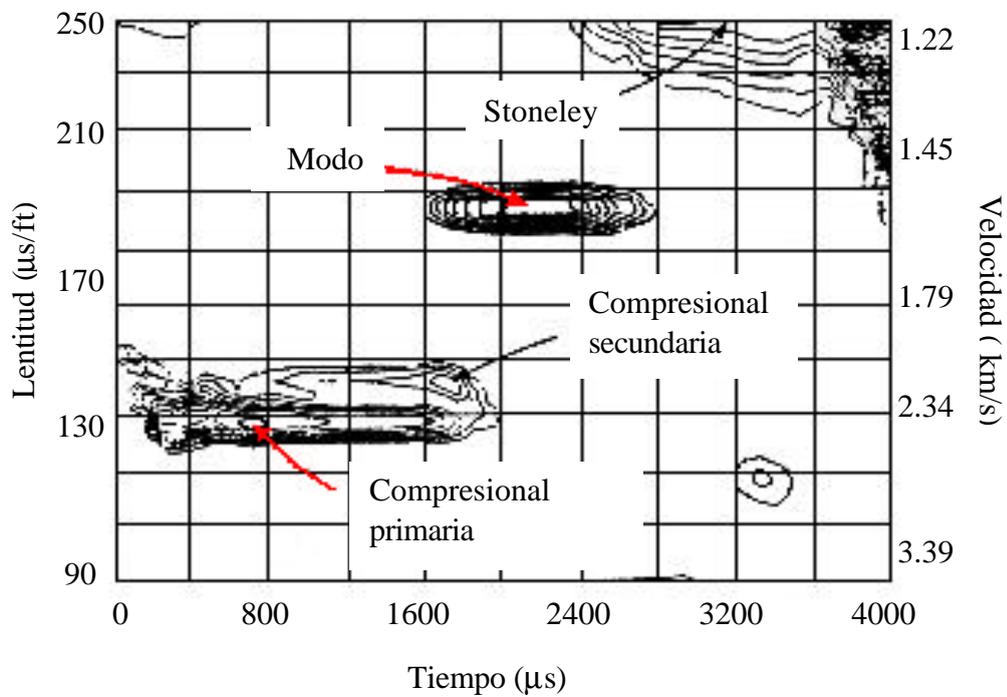


Figura 90. Gráfico de contornos de semblanza resultantes para las banda de frecuencia de 12-16 kHz, para los datos de la zona alterada de la figura 86. Esta banda de altas frecuencias comienza a mostrar las ondas P, primarias y secundarias, separadamente (Hsu y Baggeroer, 1986).

Ejemplo de datos de campo de un pozo entubado mal cementado

En este ejemplo se ha usado un grupo de datos de campo registrados en un pozo entubado mal cementado, para mostrar que el método MLM puede resolver y estimar exactamente las lentitudes P de la formación, mientras que el procesamiento de semblanza no puede. Debido a que el pozo fue registrado tanto a hueco abierto como entubado, se pudo hacer comparaciones directas de las medidas sónicas para ambos casos. La figura 93 muestra un grupo de microsismogramas grabados en una sección no cementada de un pozo entubado, donde la fuerte llegada del revestimiento indica la mala unión del cemento con el tubo, lo cual afecta también la determinación de la llegada de la onda P.

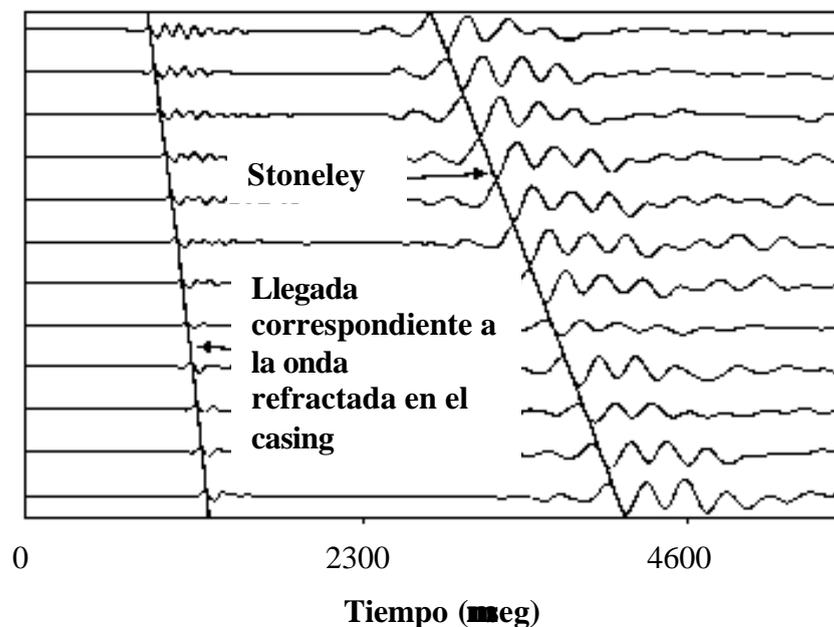


Figura 91. Microsismograma de campo, grabado por una la herramienta sónica digital de Schlumberger en un pozo entubado no cementado, obsérvese que no se registra la onda P (Hsu y Baggeroer, 1986).

Los resultados del procesamiento de los datos de la figura 91, con el método **MLM** para la banda de frecuencia de 8-12 kHz y 12-16 kHz se muestran en las figuras 92 y 93. En la

figura 92 se puede identificar el modo de pozo, la onda Stoneley y la llegada del tubo. La banda de más altas frecuencias (figura 93), aun muestra el modo de pozo, excepto la onda Stoneley. Lo más importante es que el MLM resuelve dos llegadas alrededor de los 500 μ s: una es la llegada del revestimiento a la velocidad de 5.26 km/s y la otra parece ser la llegada P de la formación a la velocidad de 3.81 km/s. Luego se han usado los resultados a hueco abierto para verificar los resultados de estas observaciones.

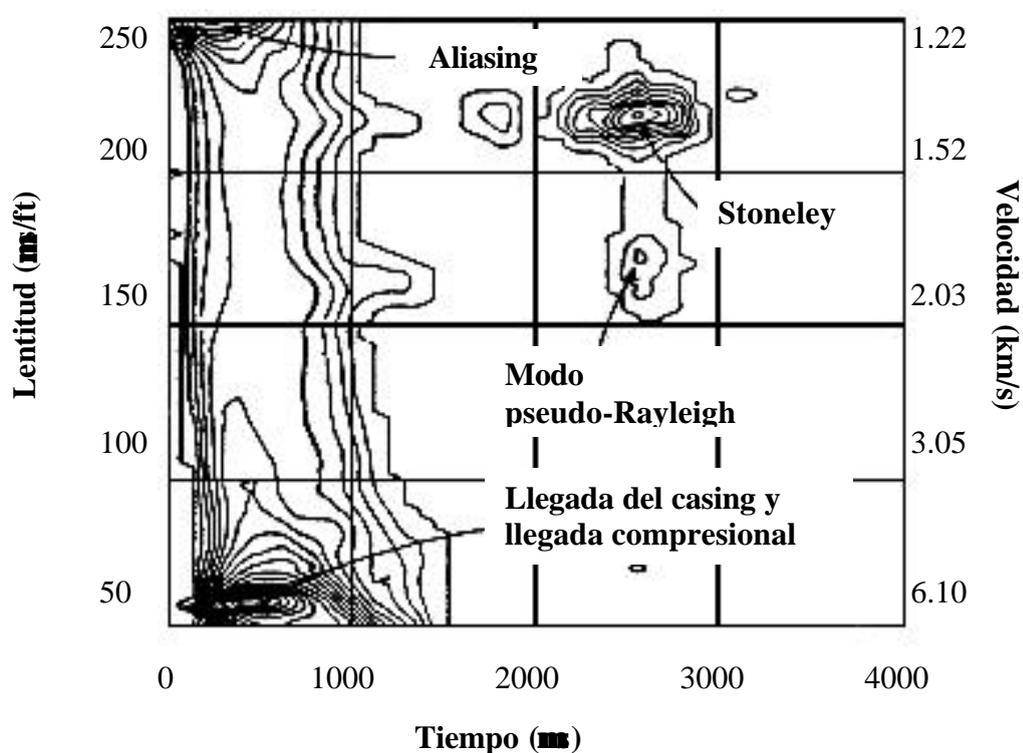


Figura 92. Contornos MLM resultantes en la banda de frecuencia de 8-12 kHz para los datos de un pozo entubado no cementado (figura 91). La primera llegada viajando a 5.08 km/s (60 μ s/ft) es detectada (Hsu y Baggeroer, 1986).

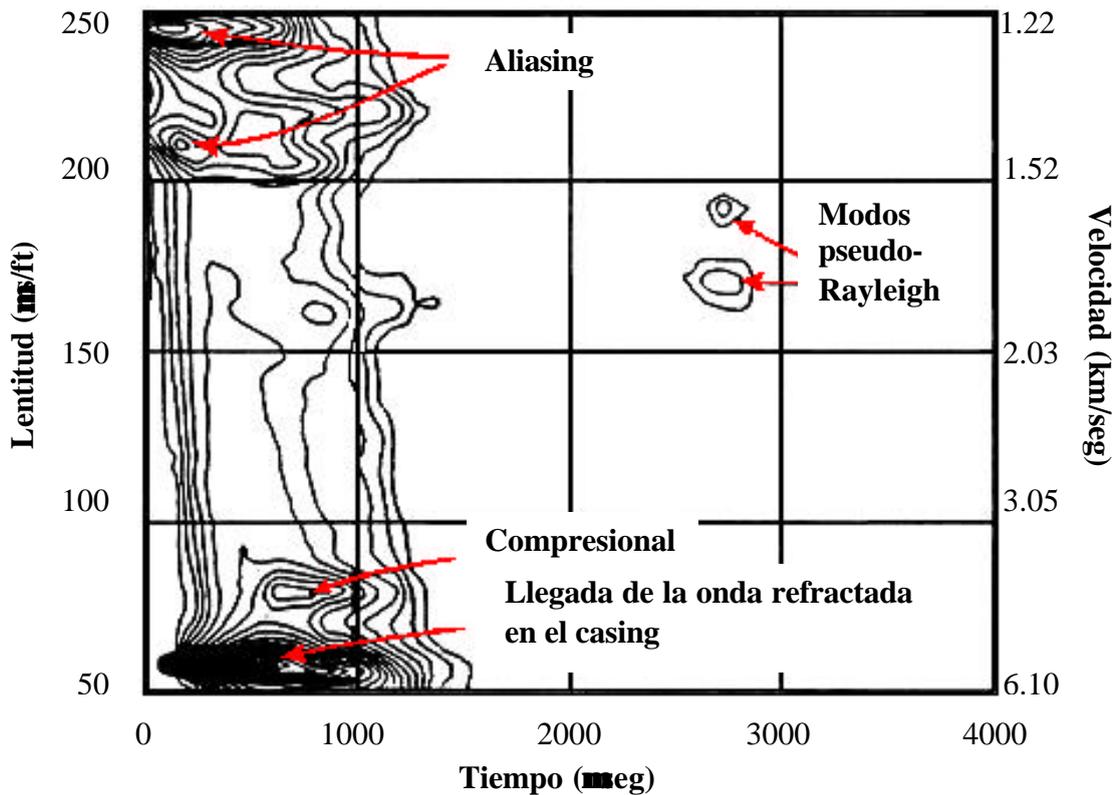


Figura 93. Contornos **MLM** resultantes para la banda de frecuencia de 12–16 kHz para los datos de un pozo entubado no cementado (figura 91). (Hsu y Baggeroer, 1986).

Las figuras 94 y 95 también muestran los resultados de semblanza para las bandas de 8-12 kHz y 12-16 kHz, lamentablemente, no resuelven la llegada de la onda P más débil, debido a la interferencia de la fuerte llegada del revestimiento. Sin embargo, el procesamiento de semblanza tiende a mejorar las llegadas más débiles, cuando no hay otras interferencias fuertes. Esto es posible gracias a la normalización de la semblanza. Si se comparan las figuras 92 y 93 con las figuras 94 y 95 se observa claramente este efecto: las señales de cizalla y Stoneley son débiles y no son detectadas usando el MLM, pero son mejoradas y vistas en el procesamiento de semblanza. La capacidad para resolver una llegada débil de la formación usando el procesamiento de semblanza es importante en el registro de la onda Stoneley en formaciones suaves donde frecuentemente se encuentra una onda Stoneley débil.

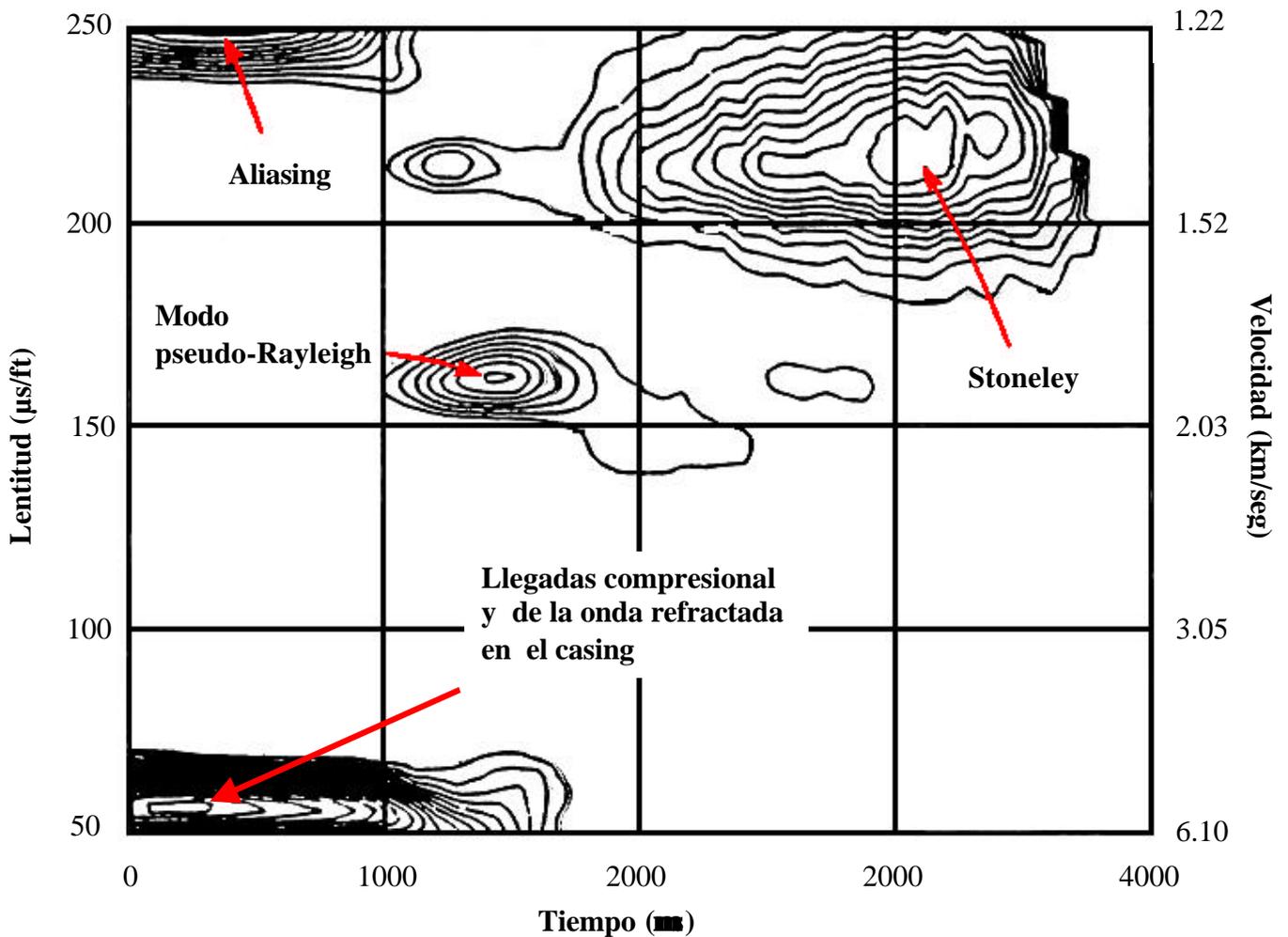


Figura 94. Resultados de los contornos de semblanza en la banda de frecuencia de 8-12 kHz para los datos de un pozo entubado no cementado (figura 91). Sólo la llegada de la onda refractada en el casing es detectada (Hsu y Baggeroer, 1986).

En las figuras 94 a la 96, se puede observar que existe aliasing en los datos. Este aliasing es causado por el contenido de altas frecuencias de la llegada del revestimiento. Para eliminar este aliasing, la cantidad de muestreo espacial debe ser incrementado en la dirección de propagación de la onda, implicando un espaciado más corto entre los receptores.

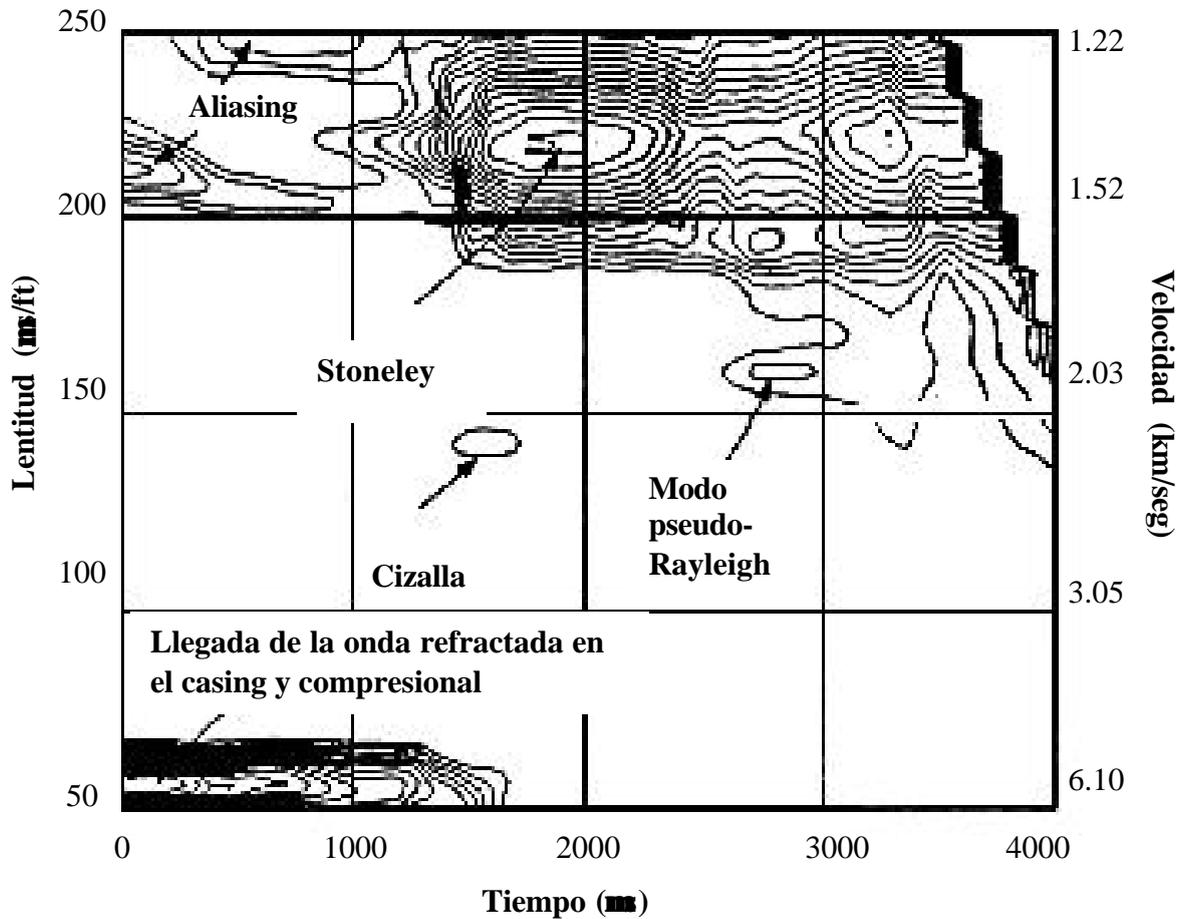


Figura 95. Contornos de semblanza a la banda de frecuencias de 12-16 kHz, para datos de un pozo entubado no cementado (figura 91). La onda P de la formación no es resuelta, pero una onda S más débil es detectada debido a la normalización de la semblanza (Hsu y Baggeroer, 1986).

En la figura 96 se muestra los microsismogramas grabados a hoyo abierto a la misma profundidad. Estos muestran claramente las llegadas de las ondas P y S, así como también la Stoneley. En la figura 97 se muestran los resultados de semblanza en la banda ancha (5 - 25 kHz) para este grupo de datos. Las velocidades P, S y Stoneley estimadas son 3.81 km/s, 2.09 km/s, y 1.38 km/s respectivamente. Estos resultados confirman las observaciones previas de las figuras 90, 91, 92 y 93.

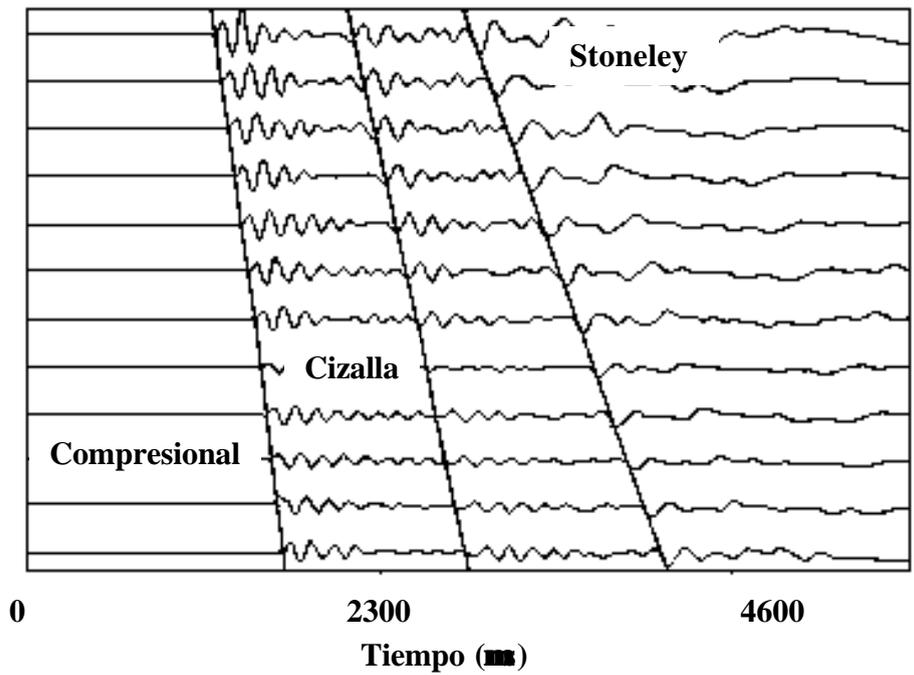


Figura 96. Microsismograma a hoyo abierto tomado a la misma profundidad que el pozo entubado, no cementado de la figura 91 (Hsu y Baggeroer, 1986).

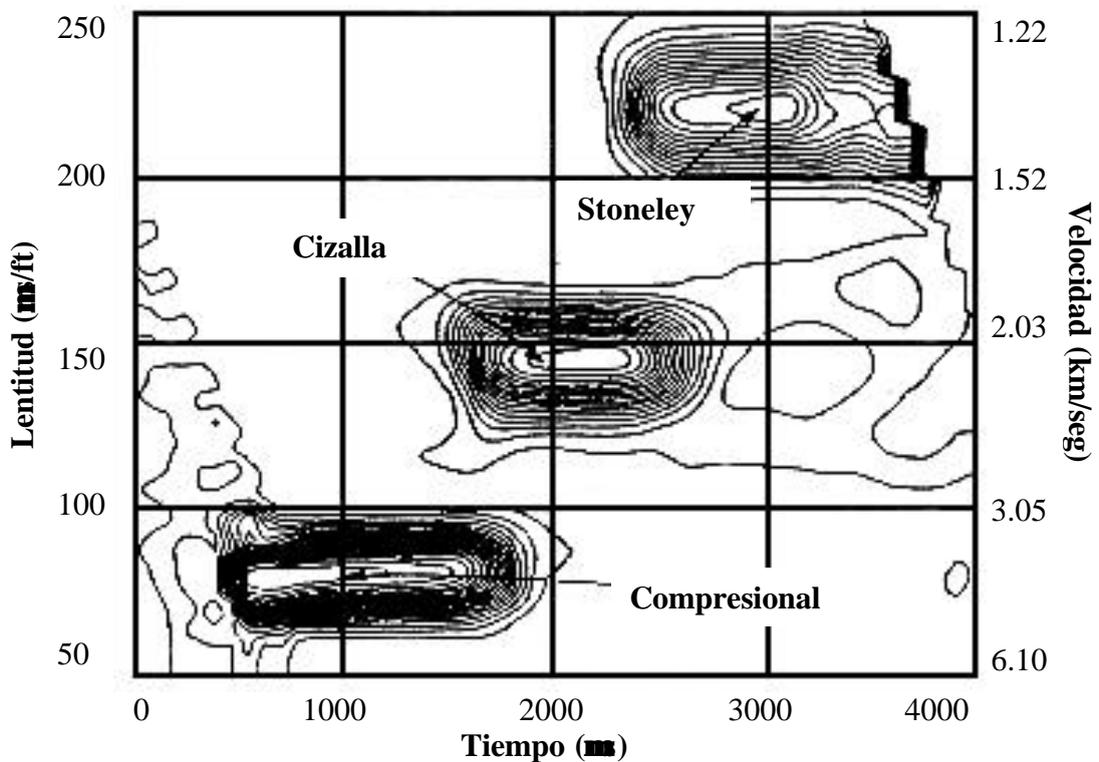


Figura 97. Los contornos de semblanza resultantes sobre una banda ancha de frecuencias (5-25 kHz) para los datos de hoyo abierto (figura 96). Los resultados confirman las observaciones de las figuras 92 a la 97 (Hsu y Baggeroer, 1986).

4.4 Algoritmo de la enésima raíz (nth-root stack) en el procesamiento de registros sísmicos

El objetivo de este método de procesamiento es detectar la presencia de las ondas refractadas compresional y de cizalla en los microsismogramas obtenidos a partir de los registros sísmicos, para estimar las lentitudes con la cual cada evento cruza el arreglo de receptores. Aunque no se muestran ejemplos de su aplicación se ha querido mostrar por la sencillez del método que se aplica.

El Shot Gather

El algoritmo opera con la unidad de dato denominada *Shot Gather o simplemente Shot*, tal como en sismica de superficie. El *shot gather* es el conjunto de trazas grabadas con el arreglo de receptores de la herramienta para un disparo dado. En el caso de registros sísmicos, el *shot gather* está generalmente formado por 8 trazas, es el equivalente a lo que en los otros métodos se denomina arreglo de microsismogramas. Si se registra una formación a un intervalo de muestreo de 0.25 ft, en un intervalo de 10 ft, entonces habrán 40 *shots*. Cada shot está sujeto a una prueba para ver si éste contiene los eventos esperados, los cuales se propagan con diferentes lentitudes. Estas pruebas son conducidas sobre un rango de lentitudes prescritas por el usuario y con un intervalo entre las lentitudes dictado por el sistema de adquisición.

En un registro típico, estas pruebas podrían ser conducidas a 39, 42, 45, 48,..., 180 $\mu\text{s}/\text{ft}$ y se realizan alrededor de 50 pruebas de lentitudes.

El abanico de ventanas

Es una colección de ventanas de tiempo-distancia con diferentes pendientes seleccionadas dentro del microsismograma. La inclinación de las ventanas define la lentitud con la que se

propagan los diferentes eventos sísmicos de refracción. El conjunto de ventanas es llamado el *abanico de ventanas*. La figura 98 muestra un *shot gather* ficticio junto con solo algunos miembros de un abanico de ventanas de procesamiento. En el abanico completo, las ventanas se solapan.

Cada ventana de un abanico tiene una lentitud asociada, definida por su pendiente a través de las trazas del arreglo de receptores. La ventana está definida en unidades de tiempo y distancia. cada ventana se caracteriza por: el ancho, origen y pendiente de la misma. El ancho debe ser igual (o un poco más grande) que la ondícula correspondiente a un evento dado.

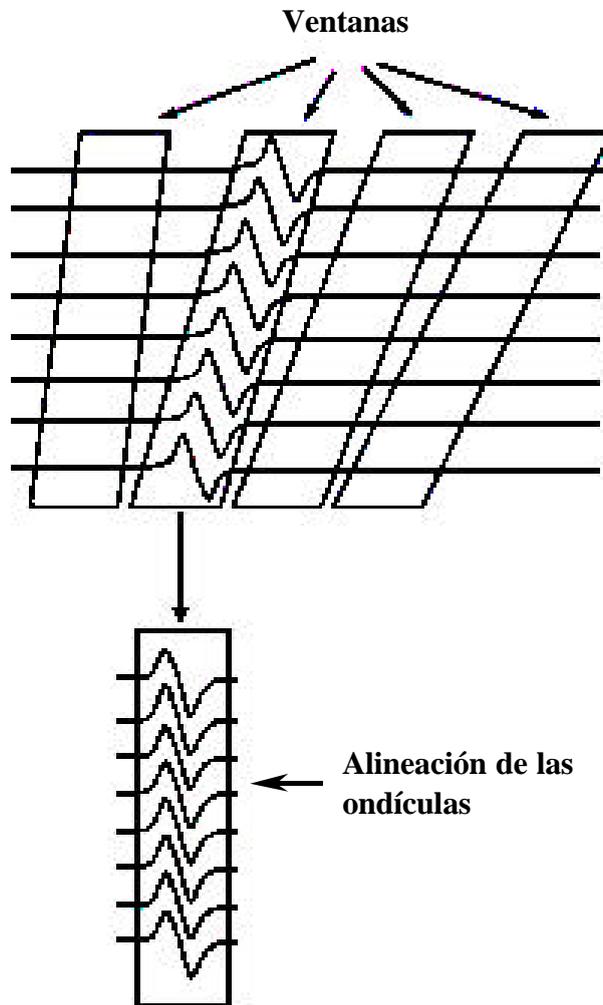


Figura 98. Algunas ventanas extraídas de un *abanico de ventanas*. Cada ventana tiene una lentitud asociada, igual a la pendiente de la ventana. Las trazas provenientes de cada ventana son apiladas. En las operaciones reales, el abanico de ventanas tiene hasta mas de 50 ventanas muy solapadas entre si (Smith, et al., 1991).

Procesamiento por ventana

Se desea producir, para cada ventana, alguna medida de sí, o no, las señales en la ventana son las mismas, relativo al comienzo de la ventana de traza a traza. Como medida se usa el apilamiento de la enésima raíz.

Apilamiento de la enésima raíz (nth-root stacking)

Imagínese que se corta la porción de las trazas abarcada por una ventana y se alinea verticalmente (figura 100). Una manera simple de procesar la porción extraída es simplemente sumar las trazas verticalmente, muestra a muestra. Esto podría producir una nueva señal promediada aritméticamente, que podría reproducir el pulso individual exactamente, solo si cada receptor tuviera la misma señal en la ventana. Esta señal resultante podría tener un valor de 0, si las señales en la ventana no fueran correlacionables de receptor a receptor. El promedio aritmético, aunque simple, no satisface las necesidades en los registros sínicos. En esta etapa se necesita diferenciar muy precisamente entre los pulsos que están muy bien alineados en las ventanas y aquellos que no lo están. Dependiendo de cuan finamente se pueda medir la *desalineación* determinará directamente cuan exactamente se podría estimar las lentitudes de los diferentes eventos.

Una técnica efectiva para medir la desalineación es promediar la señal en el dominio de la enésima raíz, donde n es un entero positivo. Se calcula la enésima raíz de cada valor muestreado, pero reteniendo su signo original. Se realiza un promedio aritmético de los nuevos valores y se eleva a la enésima potencia.

Un ejemplo numérico simple es mostrado en las tablas de la figura 99. El efecto de este proceso es medir desviación de los números, siendo promediados del valor más grande, en vez de hacer un promedio aritmético simple, el cual corresponde a tomar $n = 1$. Mientras más grande es n , el promedio enfatiza más la desigualdad en los valores muestreados.

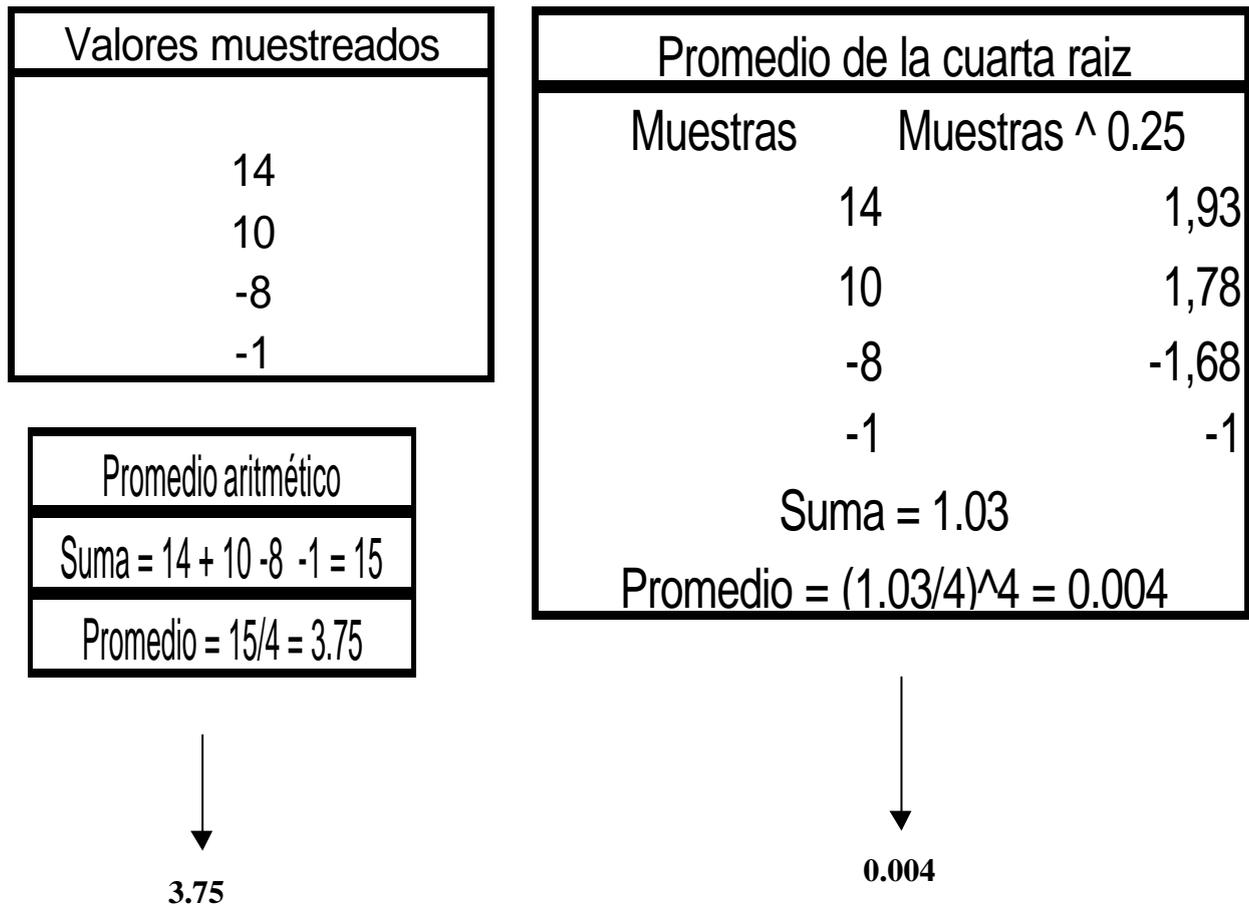


Figura 99. Una comparación del promedio lineal con el promedio de la raíz cuarta, para un grupo de valores. El promedio de la raíz cuarta es mucho mas cercano a cero que el promedio lineal (Smith, M., et al., 1991).

En la figura 99 se comparan, el promedio lineal con el de la cuarta raíz para dos grupos de pulsos diferentes. Los grupos difieren sólo en que el grupo del lado izquierdo está perfectamente alineado y el grupo del lado derecho está moderadamente desalineado. La observación mas importante es que no hay gran diferencia en magnitud entre los grupos alineados y desalineados cuando los pulsos son promediados aritméticamente. Lo que indica que el promedio aritmético no es un indicador sensitivo al desalineamiento. El promedio de la raíz cuarta, sin embargo, muestra una reducción sustancial en la amplitud para el caso desalineado. En general, la sensibilidad en la detección del desalineamiento incrementa con el incremento de n.

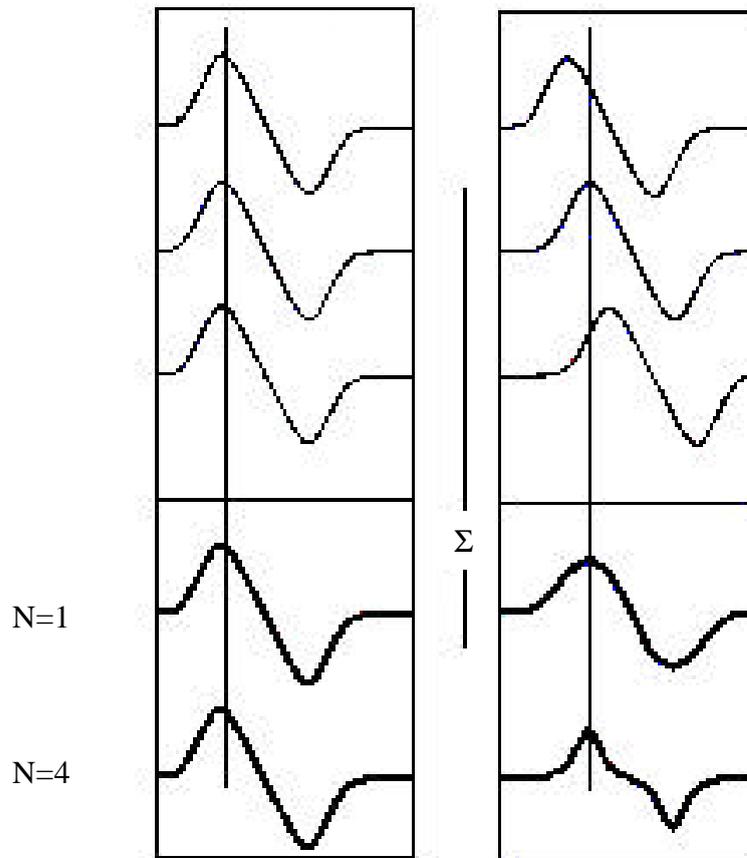


Figura 100. Resultados del apilamiento lineal y no-lineal. En un grupo de tres pulsos alineados perfectamente (izquierda) y un grupo de pulsos desalineados (derecha). Obsérvese que cuando los pulsos están perfectamente alineados, el apilamiento regresa el pulso original para todos los valores positivos de N . Cuando los pulsos están desalineados, la amplitud del pulso apilado se hará siempre más pequeña cuando n se haga más grande. El apilamiento no-lineal provee de una medida más sensible de la desalineación, que la indicada por el apilamiento lineal (Smith et. al, 1991).

Apilamiento de la enésima raíz normalizada

Al aplicar el apilamiento de la enésima raíz al contenido de una ventana se produce un pulso apilado, que se asemejará al contenido de la ventana, sólo si este contenido es de pulsos alineados muy idénticos. De otra forma este producirá algo sustancialmente más pequeño. El próximo paso en nuestro algoritmo es convertir el pulso apilado de cada ventana en un *número simple* que indique si el contenido de la ventana corresponde o no a un grupo de pulsos alineados. Esto se hace de la manera siguiente: para cada ventana se apilan las trazas después de haber calculado el valor absoluto de la raíz cuarta. El valor absoluto resultante del apilamiento es promediado aritméticamente después de hacer todas las muestras positivas. La magnitud de este cálculo es mas o menos proporcional a la señal total en la ventana.

El valor final, o bondad, para una ventana en particular es obtenido de la expresión:

$$Bondad = \frac{Señalcoherente}{Señaltotal + Estabilizador},$$

El tamaño del *estabilizador* es un número pequeño que asegura que la bondad calculada se acerque lentamente a cero.

El resultado de todo esto es que para un *shot gather*, se calcula un valor de bondad para cada una de las series de pruebas de lentitudes. La curva de *bondad versus* espectro de lentitudes es llamada un *espectro de velocidad* y a la bondad se le asigna el nombre de *amplitud de velocidad espectral*. La figura 101 explica este proceso esquemáticamente.

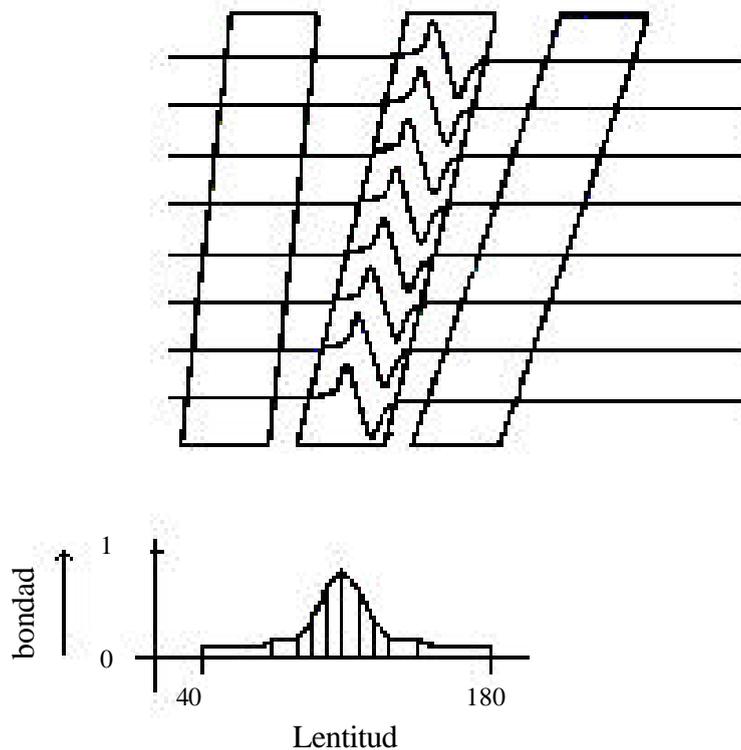


Figura 101. En la parte superior se muestra un shot, y se indican tres de las posibles ventanas de apilamiento. La parte inferior muestra la amplitud de velocidad espectral como una función de las lentitudes. Cada punto en el espectro de velocidad está asociado con una ventana de apilamiento una lentitud. Los valores de velocidad espectral cercanos a 1, indican la presencia de un evento coherente en aquella lentitud. Los valores cercanos a cero indican la carencia de un evento a aquella lentitud (Smith, et. al., 1991).

El pico en el espectro de velocidad, indica la lentitud a la cual el algoritmo detecta las llegadas coherentes. La amplitud del espectro es una medida de la calidad del evento. Como una regla empírica: los eventos para los cuales la amplitud del espectro > 0.8 son bastante buenos; los eventos para los cuales el espectro de amplitud < 0.5 son de calidad muy pobres. Obsérvese que la amplitud espectral de velocidad está normalizada, es decir, la amplitud espectral asociada con un evento es independiente de la amplitud absoluta del evento.

Despliegue tipo cascada y los registros

El despliegue tipo *cascada* consiste de espectros de velocidad a varias profundidades. La línea base de cada espectro está alineada con el punto de profundidad que le corresponde. En la figura 102, se muestran las lentitudes P y S y su cascada.

Un pico en el espectro de velocidad indica la presencia de un evento, pero no nos dice que tipo de evento está siendo detectado. Esto todavía no se ha podido automatizar, pero se ha desarrollado un editor de datos interactivo que permite a un operador etiquetar los eventos después que los datos han sido almacenados. Este editor combina el despliegue tipo cascada con el despliegue tipo *packet display*.

Despliegue tipo “*packet display*”

Un despliegue complementario al del espectro de velocidad, es el llamado *packet display* (figura 103). Este provee información más detallada a cada profundidad. Este tipo de despliegue contiene simultáneamente,

- 1) El *shot gather*
- 2) El espectro de velocidad calculado del *shot gather*
- 3) La lentitud interpolada de cada pico significativo en el espectro de velocidad y
- 4) La ventana de apilamiento asociada con cada uno de los picos significativos en el espectro de velocidad.

Con este tipo de despliegue se conecta explícitamente los picos en el espectro de velocidad con los eventos en la serie de tiempo, lo que es útil para observar los diferentes efectos al usar diferentes parámetros de procesamiento.

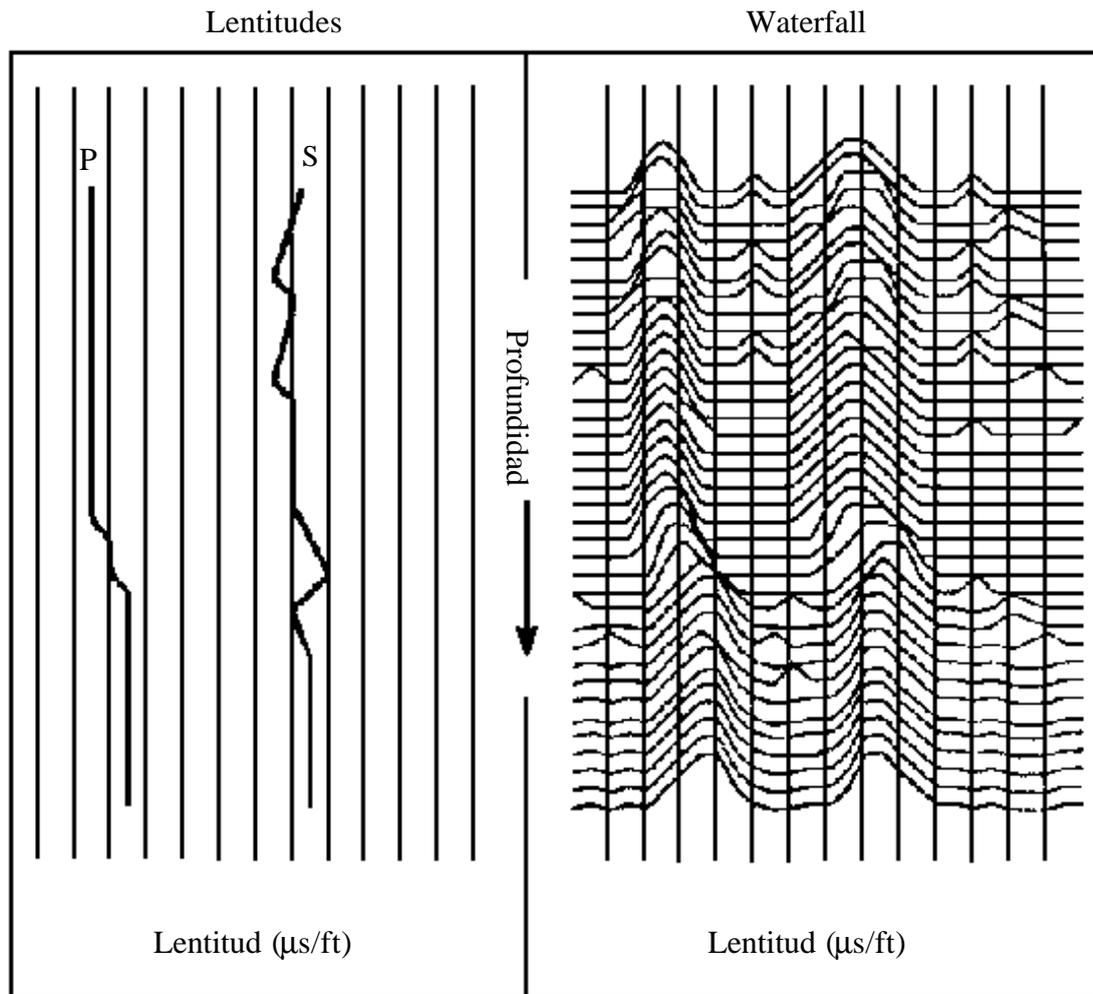


Figura 102. A la derecha se muestran los espectros de velocidad obtenidos del procesamiento de los shot gather a cada profundidad. Este despliegue es llamado waterfall. A cada profundidad, los picos ascendentes en las curvas indican la presencia de las refracciones a la lentitud indicada. Al lado izquierdo está un despliegue convencional de las lentitudes, inferidas del waterfall (Smith et al., 1991).

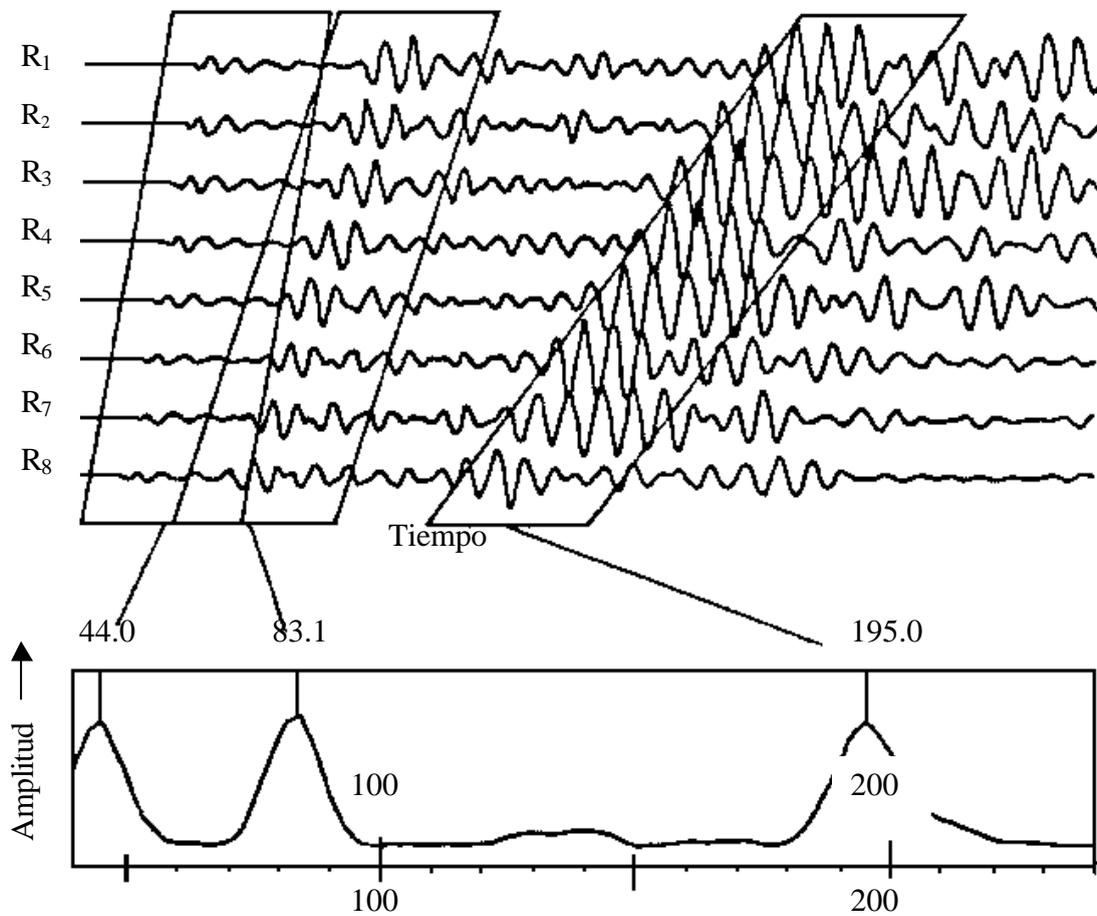


Figura 103. Despliegue simultáneo de: 1) El shot gather a una profundidad en particular, 2) el espectro de velocidad calculado del shot gather, 3) la lentitud a cada pico del espectro de velocidad, y 4) la ventana de apilamiento asociada con cada pico (Smith, et. al.,1991).

CAPÍTULO 5

Modelaje de microsismogramas sintéticos en pozos no entubados

Los registros sínicos acústicos de onda completa son controlados por la velocidad y atenuación de los diferentes modos de propagación y las amplitudes relativas de los mismos.

La mejor forma de observar el efecto combinado de cada una de los modos generados dentro del pozo, es obteniendo los microsismogramas sintéticos.

5.1 Solución de la ecuación de onda en coordenadas cilíndricas

Dado un pozo abierto de radio R , lleno de fluido y rodeado por una formación homogénea, la propagación de onda a lo largo de eje z puede ser expresada en términos de los potenciales de desplazamientos \mathbf{j} y \mathbf{y} . En coordenadas cilíndricas, el desplazamiento radial, u , y el esfuerzo radial, \mathbf{s} , vienen expresados como:

$$u = \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial r} - \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial z} \quad \text{y}$$

$$\mathbf{s} = r \left(\frac{\mathbf{u}}{1-\mathbf{u}} \right) \frac{\partial^2 \mathbf{j}}{\partial r^2} + 2\mathbf{m} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{j}}{\partial r^2} - \frac{\partial^2 \mathbf{y}}{\partial r \partial z} \right)$$

donde μ es la relación de Poisson, ρ el módulo de cizalla, y ρ es la densidad de la formación.

Las ecuaciones de movimiento se expresan como:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{j}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial r} + \frac{\partial^2 \mathbf{j}}{\partial z^2} = \frac{1}{\mathbf{a}^2} \frac{\partial^2 \mathbf{j}}{\partial t^2} \quad \text{y}$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{y}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial r} - \frac{\mathbf{y}}{r^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{y}}{\partial z^2} = \frac{1}{\mathbf{b}^2} \frac{\partial^2 \mathbf{y}}{\partial t^2}$$

donde \mathbf{a} y \mathbf{b} son las velocidades de la onda compresional y de cizalla respectivamente.

Para una geometría en particular, las soluciones de éstas ecuaciones son simplificadas considerablemente. Si se considera la condición de radiación, las soluciones para los potenciales en el sólido son:

$$\mathbf{j} = AK_o(mr)e^{ik(z-ct)} \quad \text{y}$$

$$\mathbf{y} = BK_1(mr)e^{ik(z-ct)}$$

donde k es el número de onda en la dirección z
 c es la velocidad de fase

K_i y I_i son las funciones de Bessel modificadas de orden i .

l y m son los números de onda en l dirección radial

los números de onda l y m vienen expresados como:

$$l^2 = k^2 \left(1 - \frac{c^2}{\mathbf{a}^2}\right)$$

$$m^2 = k^2 \left(1 - \frac{c^2}{\mathbf{b}^2}\right)$$

En el fluido a $r = 0$, el potencial escalar viene expresado como:

$$\mathbf{j}_f = C I_o(fr) e^{ik(z-ct)} \quad \text{y}$$

donde

$$f^2 = k^2 \left(1 - \frac{c^2}{\mathbf{a}_f^2}\right)$$

\mathbf{a}_f es la velocidad de onda compresional en el fluido y \mathbf{r}_f la densidad del fluido.

La presión, P_f , y el desplazamiento radial, u_f , en el fluido son:

$$P_f = C \mathbf{r}_f k^2 c^2 I_o(fr) e^{ik(z-ct)} = -\mathbf{s}_f \quad \text{y}$$

$$u_f = C f I_1(fr) e^{ik(z-ct)}$$

En el sólido, el desplazamiento u y el esfuerzo radial \mathbf{s} respectivamente, vienen expresados como:

$$u = (A l K'_o(lr) - i k B K_1(mr)) e^{ik(z-ct)} \quad \text{y}$$

$$\mathbf{s} = \left[\mathbf{r} \frac{\mathbf{u}}{1-\mathbf{u}} (-k^2 c^2) A K_o(lr) + 2 \mathbf{r} \mathbf{b}^2 \left(A l^2 K_o''(lr) - ikm B K_o'(mr) \right) \right] e^{ik(z-ct)}$$

En la interfase sólido-fluido ($r = R$) las condiciones de borde requieren que el desplazamiento y el esfuerzo radial sean continuo y el esfuerzo tangencial, \mathbf{t} , igual a cero en el sólido. Esta última condición se expresa como:

$$\mathbf{t} = \left\{ \mathbf{r} (-k^2 c^2) B K_1(mR) + 2 \mathbf{r} \mathbf{b}^2 \left[ik A l K_o'(lR) + k^2 B K_1(mR) \right] \right\} e^{ik(z-ct)} = 0$$

Con estas condiciones se obtiene que:

$$k^2 B K_1(mR) = \frac{2 \mathbf{b}^2}{c^2 - 2 \mathbf{b}^2} ik A l K_o'(lR)$$

Combinando las últimas cinco ecuaciones el resultado se reduce a las siguientes dos ecuaciones:

$$\frac{lc^2 K_1(lR)}{2 \mathbf{b}^2 - c^2} A - f I_1(fR) C = 0$$

$$\mathbf{r} \left\{ \frac{2 \mathbf{b}^2 - c^2}{c^2} K_o(lR) + \frac{2 \mathbf{b}^2 l m K_1(lR)}{k^2 (c^2 - 2 \mathbf{b}^2)} \left[\frac{1}{mR} + \frac{2 \mathbf{b}^2 K_o(mR)}{c^2 K_1(mR)} \right] \right\} A + \mathbf{r}_f I_o(fR) C = 0$$

Para que este sistemas de ecuaciones no tenga solución trivial, el determinante de los coeficientes A y C deben ser igual a cero. Esto da como solución la siguiente ecuación:

$$\frac{I_o(fR)}{I_1(fR)} + \frac{f \mathbf{r}}{l \mathbf{r}_f} \left\{ \left(\frac{2 \mathbf{b}^2}{c^2} - 1 \right)^2 \frac{K_o(lR)}{K_1(lR)} - \frac{2 \mathbf{b}^2 l m}{k^2 c^2} \left[\frac{1}{mR} + 2 \frac{\mathbf{b}^2 K_o(mR)}{c^2 K_1(mR)} \right] \right\} = 0$$

Resolviendo ésta ecuación, las velocidades de fase $c = \frac{w}{k}$ y de grupo $U = \frac{dw}{dk} = c + k \frac{dc}{dk}$ de las ondas guiadas pueden ser calculadas como función del número de onda k o de la frecuencia w .

5.2 Microsismograma Sintético

La respuesta de presión $\mathbf{P}(\mathbf{r}, \mathbf{z}, \mathbf{t})$ para una fuente puntual isotrópica (monopolar), en un pozo lleno de fluido, a una distancia axial \mathbf{z} , y una distancia radial \mathbf{r} , viene expresada como (Cheng et. al, 1982):

$$P(r, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(w) e^{-iwt} \left(\int_{-\infty}^{\infty} G(fR) I_o(fr) e^{ikz} dk \right) dw \quad (2)$$

Donde $S(w)$ es el espectro de Fourier de la fuente puntual isotrópica y G es igual a

$$G(fR) = \frac{gK_1(fR) - K_o(fR)}{gI_1(fR) + I_o(fR)} \text{ y}$$

$$g = \frac{f\mathbf{r}}{l\mathbf{r}_f} \left[\left(\frac{2\mathbf{b}^2}{c^2} - 1 \right)^2 \frac{k_o(lR)}{k_1(lR)} - \frac{2\mathbf{b}^2 l m}{w^2} \left(\frac{1}{mR} + \frac{2\mathbf{b}^2}{c^2} \frac{K_o(mR)}{K_1(mR)} \right) \right]$$

Los números de onda l , m y f vienen expresados como:

$$l^2 = k^2 \left(1 - \frac{c^2}{\mathbf{a}^2} \right) = \left(k^2 - \frac{w^2}{\mathbf{a}^2} \right) = (k^2 - k_c^2)$$

$$m^2 = k^2 \left(1 - \frac{c^2}{b^2} \right) = \left(k^2 - \frac{w^2}{b^2} \right) = (k^2 - k_s^2)$$

$$f^2 = k^2 \left(1 - \frac{c^2}{a_f^2} \right) = \left(k^2 - \frac{w^2}{a_f^2} \right) = (k^2 - k_f^2)$$

donde se usó $w^2 = k^2 c^2$.

IV.2 Fuente Puntual Isotrópica

Dependencia Temporal de las Fuentes de Presión

Tres de las dependencias temporales de las fuentes de presión más comúnmente usadas para simular las fuentes de los registros sísmicos son:

- 1) La fuente Tsang y Rader (Tsang y Rader, 1979)
- 2) La ondícula de Ricker (Ricker, 1977)
- 3) La fuente Kelly (Kelly, et. al, 1976)

Las expresiones de estas fuentes en el dominio del tiempo y la frecuencia son las siguientes:

Ondícula de Ricker

En el dominio de la frecuencia:

$$S(w) = \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 e^{-\left(\frac{f}{f_c} \right)^2} \quad (3)$$

$$S(f) = A(f)e^{if(f)}$$

donde $f(f) = 0 \rightarrow S(f) = S^*(f)$

En la figura 104 se muestra el espectro $S(\omega)$ en la banda de las frecuencias sónicas comúnmente usadas en registros sónicos.

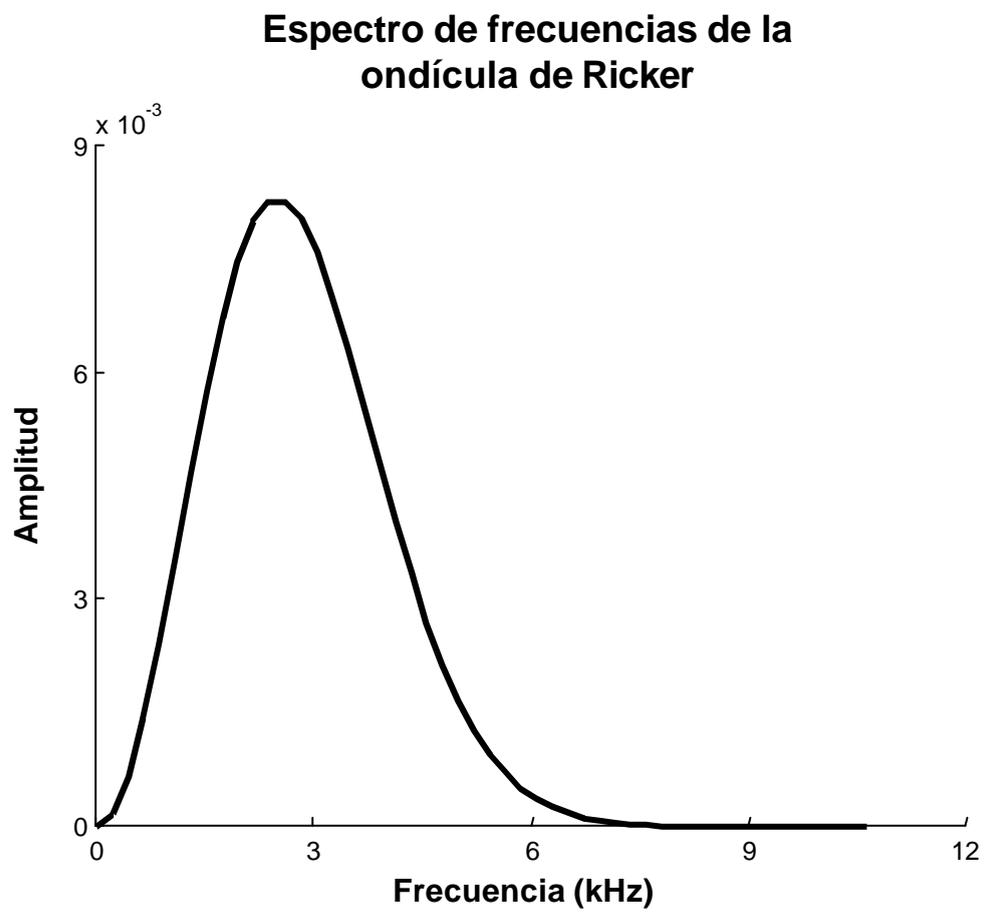


Figura 104. Espectro de frecuencia de ondícula de Ricker en la banda de frecuencias sónicas.

En el dominio del tiempo:

$$\hat{S}(t) = \frac{2}{\sqrt{p}}(1 - 2p^2 f_c^2 t^2) e^{-p^2 t^2 f_c^2} \quad (4)$$

En la figura 105 se muestra la ondícula de Ricker sónica $\hat{S}(t)$, una de las más comúnmente usada en el modelaje de microsismogramas.

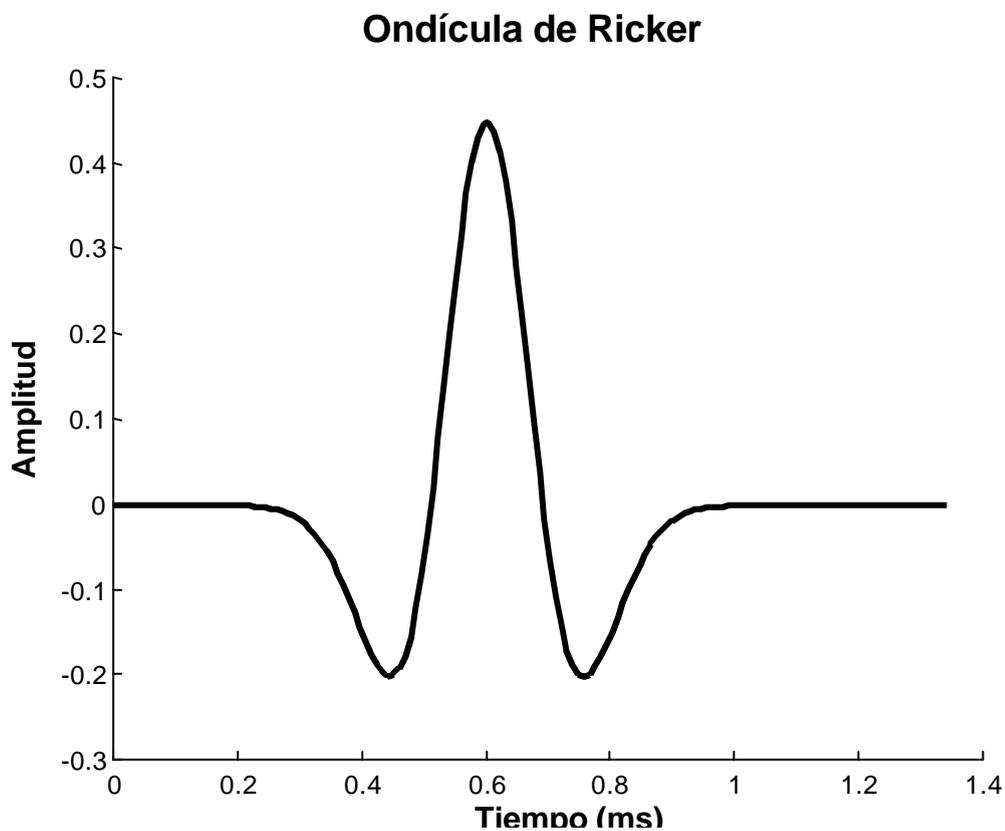


Figura 105. Ondícula de Ricker sónica en el dominio del tiempo. Obsérvese que el máximo de la amplitud no está en $t=0$, ya que tiene un corrimiento en tiempo para hacerla causal.

Fuente Tsang y Rader

En el dominio de la frecuencia:

$$S(\omega) = \frac{8a\omega_0(a - i\omega)}{[(a - i\omega)^2 + \omega_0]^2} \quad (5)$$

En la figura 106 se muestra el espectro $S(\omega)$ en el rango de frecuencias comúnmente usadas en registros sísmicos.

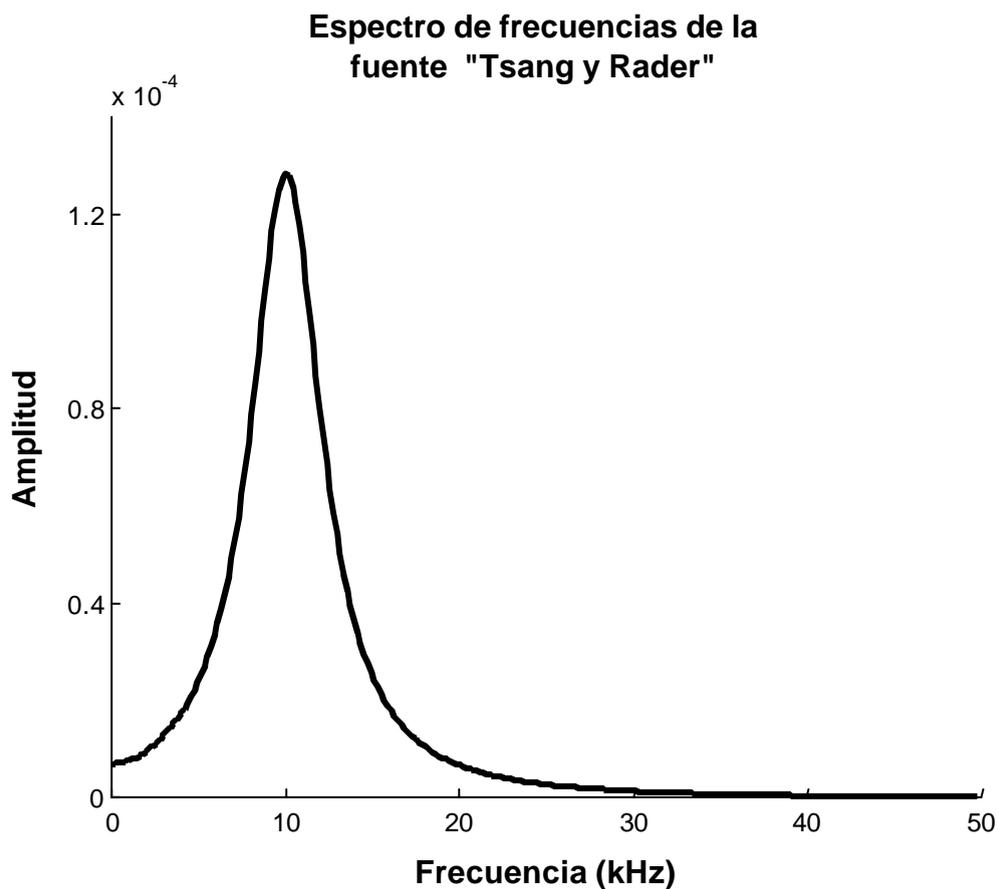


Figura 106. Espectro de frecuencia de ondícula de Ricker en la banda de frecuencias sísmicas.

En el dominio del tiempo:

$$x(t) = \left(4 a t e^{-a} \operatorname{sen}(w_o t) \right) u(t) \quad (6)$$

En la figura 107 se muestra la ondícula $S(t)$ comúnmente usada en registros sísmicos.

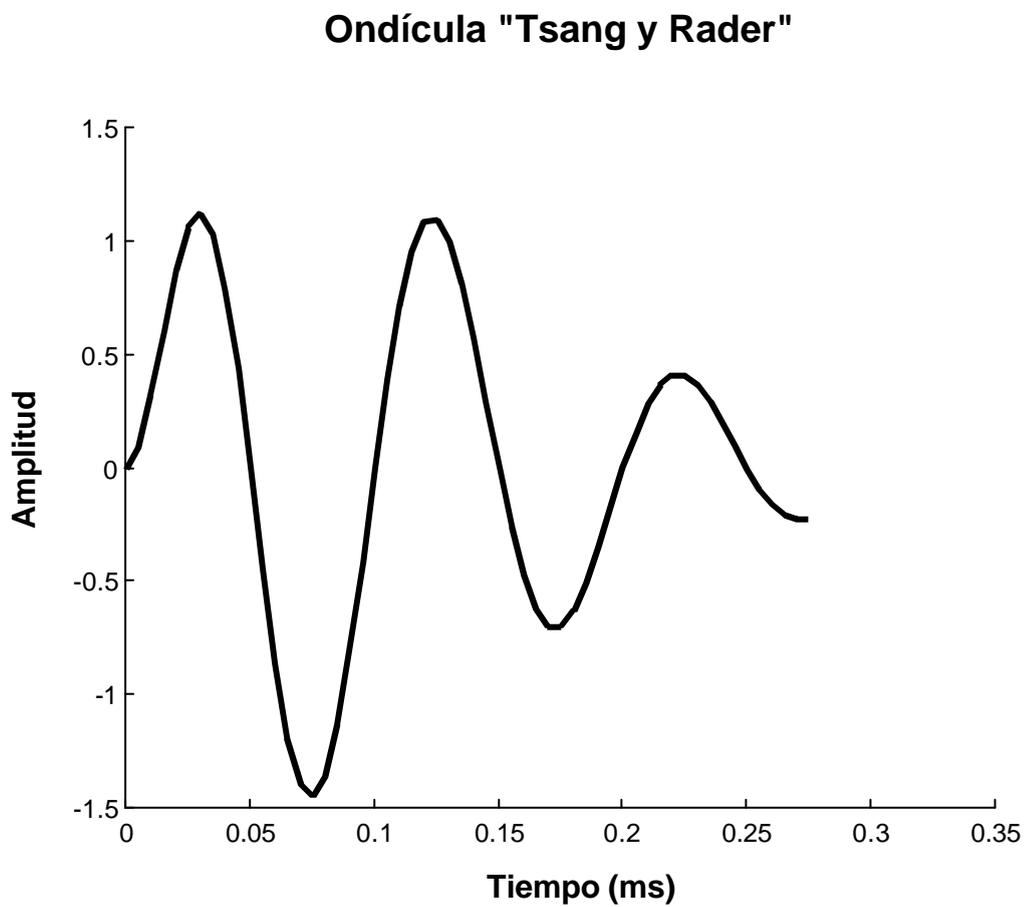


Figura 107. Ondícula Tsang y Rader en el dominio del tiempo. Obsérvese que esta ondícula muestra mas oscilaciones que la de Ricker.

Esta fuente representa una oscilación armónica a la frecuencia w_0 , modulada por una exponencial decreciente, donde especifican el ancho y el centro de la banda del espectro. Esta fuente en particular fue desarrollada como una útil aproximación a la respuesta de fuentes de pozos piezoelectricas y magnetostrictivas, donde la fuente resuena a una frecuencia en particular mientras que la energía de excitación decae en tiempo. El parámetro \mathbf{a} se usa para ajustar el ancho de banda del espectro, lo que no sucede con las ondículas de Ricker y Kelly donde el ancho de banda no puede ser ajustado independientemente de la frecuencia del centro de banda.

Fuente Kelly

En el dominio de la frecuencia:

$$S(w) = -i\sqrt{\mathbf{p}\mathbf{x}} w e^{\frac{w^2}{4\mathbf{x}}} e^{iwt_s}$$

En el dominio del tiempo:

$$s(t) = -2\mathbf{x}(t-t_s)e^{-\mathbf{x}(t-t_s)^2}$$

al igual que en la ondícula de Ricker, t_s se escoge de manera que $s(0) \cong 0$ y el parámetro gobierna el ancho del pulso.

Tanto para la ondícula de Ricker, como en la fuente de Tsang y Rader, $w_c = 2\mathbf{p}f_c$ es el centro de frecuencias de la fuente. En la fuente de Kelly, el centro de frecuencia está dado por:

$$f_{peak} = 0.39\sqrt{\mathbf{x}}$$

Ambas ondículas de Ricker, y Kelly son que son fase cero, por ello es que se le puede aplicar un corrimiento en tiempo, de manera que $s(t) \sim 0$ a $t = 0$, y sus anchos de bandas no pueden ser ajustado independientemente de la frecuencia central f_c .

La fuente de Tsang y Rader tiene la desventaja de que genera una onda Stoneley muy fuerte, si no se aplica un filtro pasa alto o un filtro pasa banda. Mientras que la ondícula Ricker y la fuente de Kelly no presentan éste inconveniente.

Otra de las ventajas de ser una ondícula fase cero es que permite que la llegada de componentes de frecuencias individuales de la fuente de energía a un receptor específico sea asociada con un específico tiempo de inicio.

5.3 Número de onda discreto

Para generar el microsismograma primero se realiza una integración en k , usando frecuencias complejas para remover los polos de la integral en el eje real k . Luego el espectro resultante de la función de transferencia se convuelve con el espectro de la fuente, $S(w)$ y después se realiza una transformada de Fourier inversa para obtener los resultados en el dominio del tiempo. White y Zechman (1968) demuestran que una integración a intervalos Δk es equivalente a una distribución infinita de fuentes separadas una de otra una distancia $L = 2p/\Delta k$ a lo largo del eje z (figura 108). Esto sugiere que la única restricción en la selección del Δk es que L sea lo suficientemente grande tal que la primera llegada de las fuentes vecinas estén fuera de la ventana de tiempo en consideración (figura 109). El límite superior de k se puede determinar usando un criterio de convergencia. (Bouchon y Aki, 1977; Bouchon, 1980).

Para sumar en k , primero tenemos que remover las singularidades sobre el eje real k . Esto se hace sumándole a la frecuencia una componente imaginaria pequeña, w_I , obteniéndose una frecuencia compleja de la forma:

$$w = w_R + iw_I, \quad w_I > 0$$

Esto es equivalente a usar un amortiguamiento en la solución igual a $e^{-w_I t}$ (figura 109). Para recuperar la solución sin amortiguamiento, se multiplica cada valor de la serie de tiempo obtenida de la transformada de Fourier inversa, por un factor $e^{w_I t}$ (figura 109). La única restricción en este método es el requerimiento de que la parte imaginaria se mantenga lo suficientemente pequeña para que los errores numéricos no sean desproporcionadamente amplificados por ésta multiplicación.

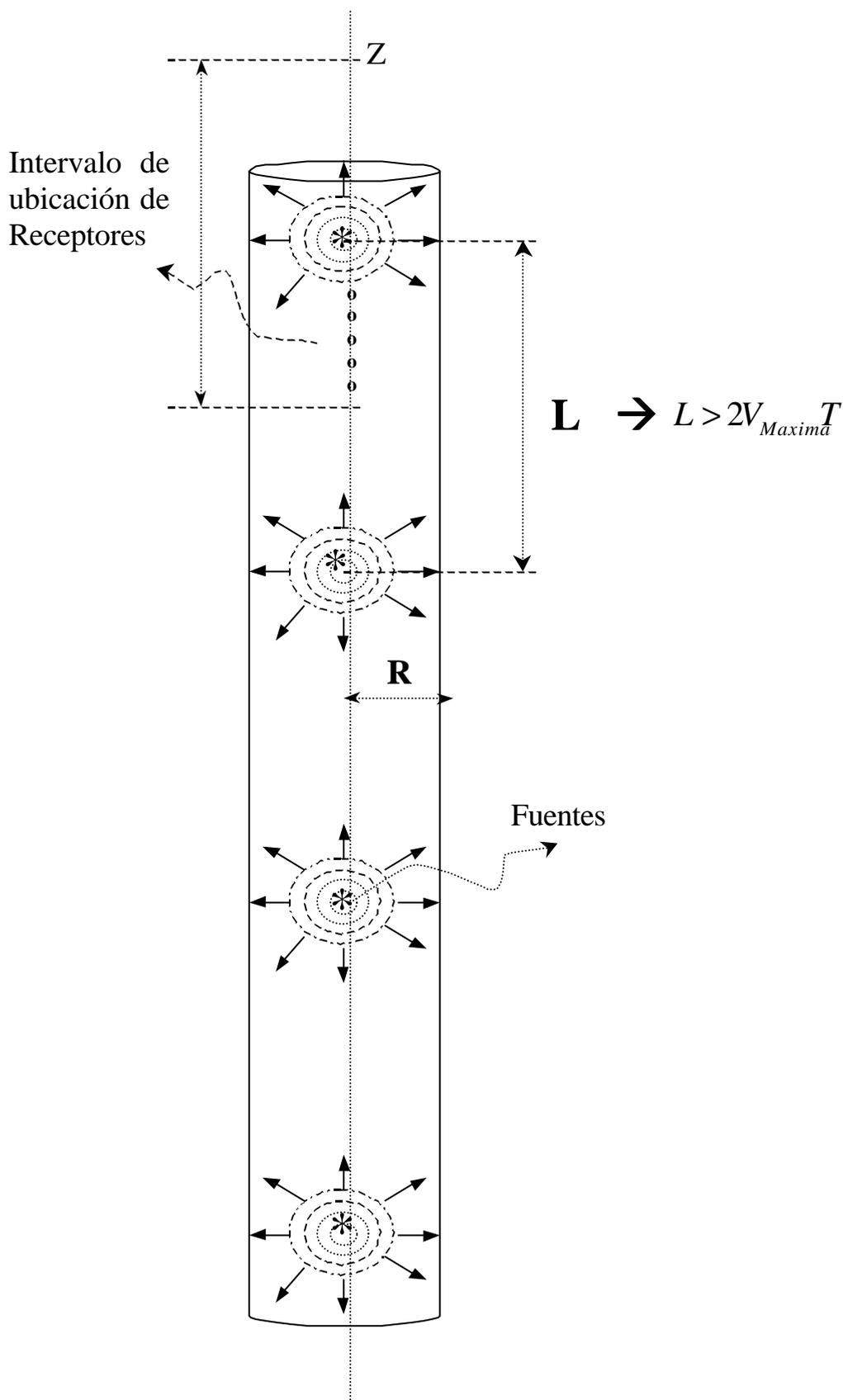


Figura 108. Fuentes distribuidas a lo largo del eje z y separadas por una distancia igual a L . Observe el intervalo de ubicación de receptores. L debe ser lo suficientemente grande, tal que la primera llegada de las fuentes vecinas estén fuera de la ventana de tiempo T en consideración

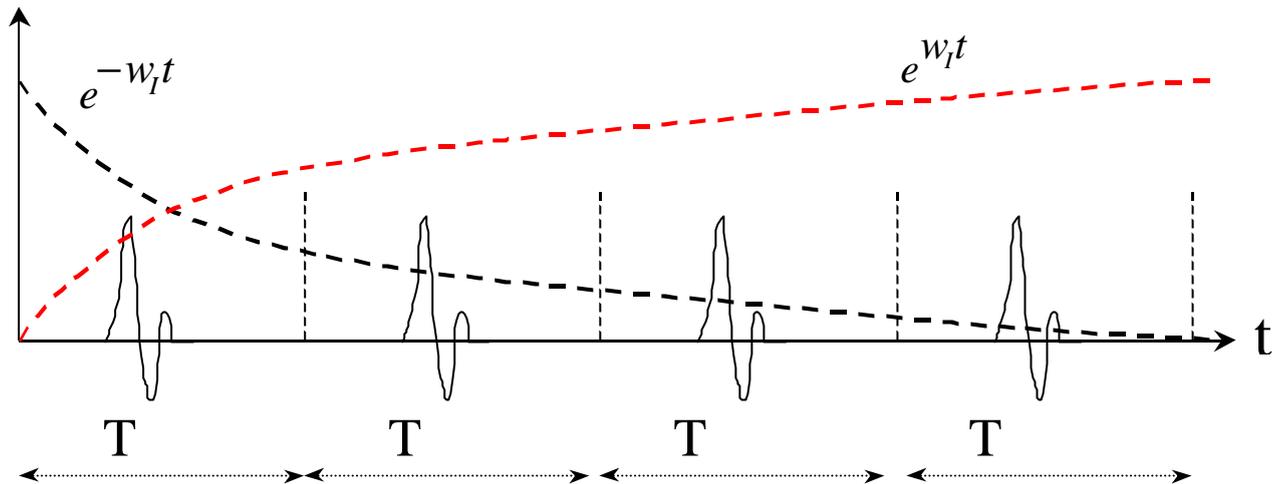


Figura 109. T indica la ventana de tiempo de grabación donde se colecta la llegada correspondiente a cada fuente. El efecto del uso de frecuencias complejas causa una atenuación exponencial decreciente en las trazas, descrita por la curva discontinua negra. Este efecto es eliminado luego, multiplicando la traza o microsismograma por la función $e^{-w_I t}$ en el dominio del tiempo.

5.3.1 Algoritmo

Corrimiento de fase en tiempo y en frecuencia de la ondícula de Ricker

Si de los espectros fuentes a utilizar, descritos anteriormente, se usa el de Ricker, entonces se puede aplicar un corrimiento de t_0 en tiempo, o en fase de la siguiente manera:

$$S(t) \longrightarrow S(t - t_0) \longrightarrow \bar{S}(f) e^{-2\pi i f t_0}$$

El corrimiento en tiempo se consigue multiplicando $S(w)$ por $e^{-2\pi i f t_0}$ en el dominio de la frecuencia.

Construcción de ondícula de Ricker de banda limitada

Antes de proceder a calcular los sismogramas a partir de la ecuación 2, se debe seleccionar una ventana de trabajo en el dominio de la frecuencia, limitando las frecuencias en el rango deseado:

$$f_I \leq f \leq f_S$$

En el caso de usar una ondícula Ricker se puede usar como límite superior $3f_c$, ya que a esta frecuencia la amplitud ha decaído casi en un 100% (figura 110). Al límite de frecuencia inferior, f_o , se le asigna una amplitud baja ($10^{-4} - 10^{-6}$), pero diferente de cero, para no tener una caída brusca en la amplitud.

$$f_o \leq f \leq 3f_c$$

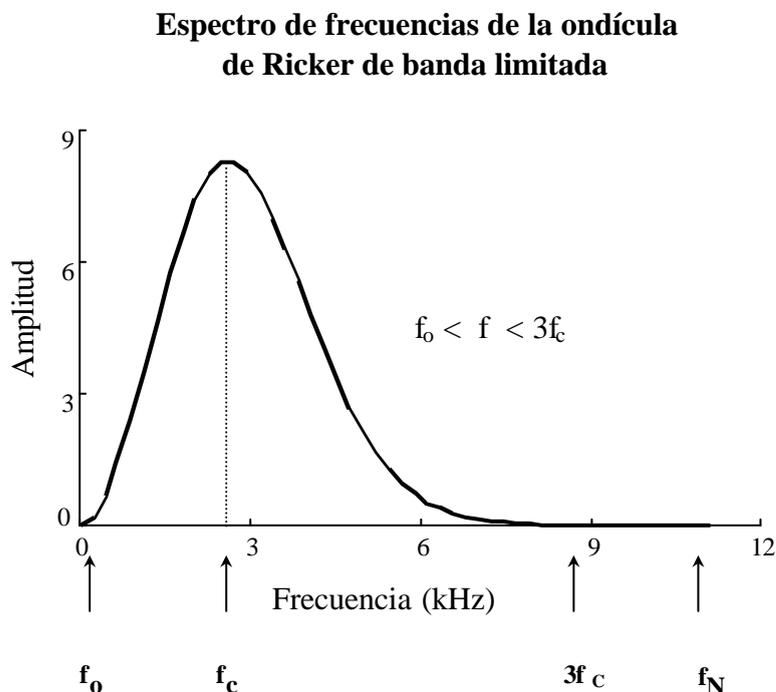


Figura 110. Ondícula de Ricker de banda limitada. La escogencia de $3f_c$ como límite superior de la banda es arbitraria. Se puede seleccionar otro valor. La amplitud a $f = f_o$, límite inferior de la banda, es escogida arbitrariamente como un valor muy pequeño entre $10^{-4} - 10^{-6}$, pero no es igual a cero.

Una vez escogida la ventana de trabajo en el dominio de Fourier, se rellena la serie con ceros, en las ventanas comprendidas entre $f = 0$ hasta f y entre f_s y la frecuencia de Nyquist F_{Nq} (figura 111).

Para obtener la ondícula de banda limitada en el dominio del tiempo, primero se requiere crear la imagen del espectro hacia las frecuencias negativas y después aplicar la transformada inversa de Fourier (figura 110).

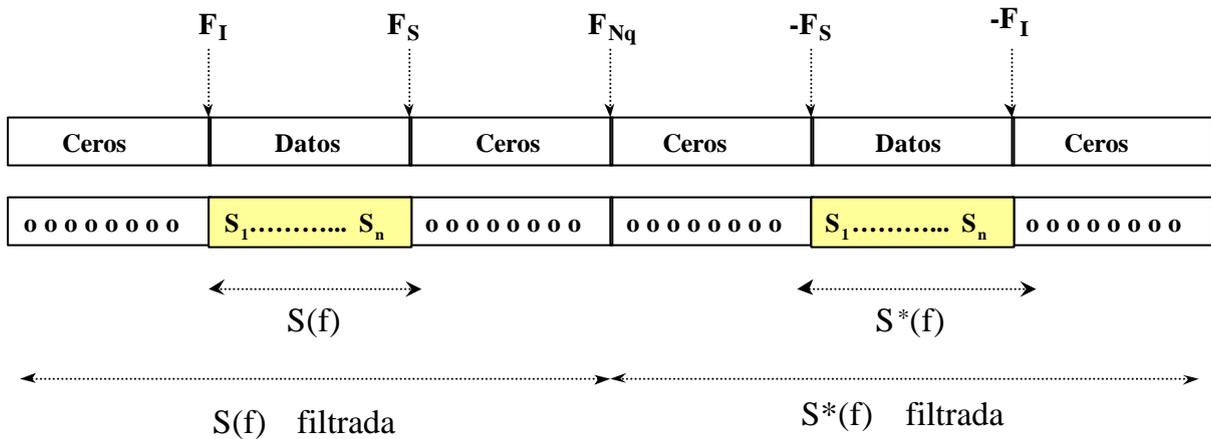


Figura 111. Construcción del espectro en frecuencias de banda limitada.

En caso de usar la ondícula de Ricker, $f_i = f_0$ y $f_s = 3f_c$. En la figura 112 se muestra como se construye el espectro de banda limitada para una ondícula de Ricker de frecuencia central 2.7 kHz y una banda comprendida entre $f_i = 0$ y $f_s = 8.1$ kHz.

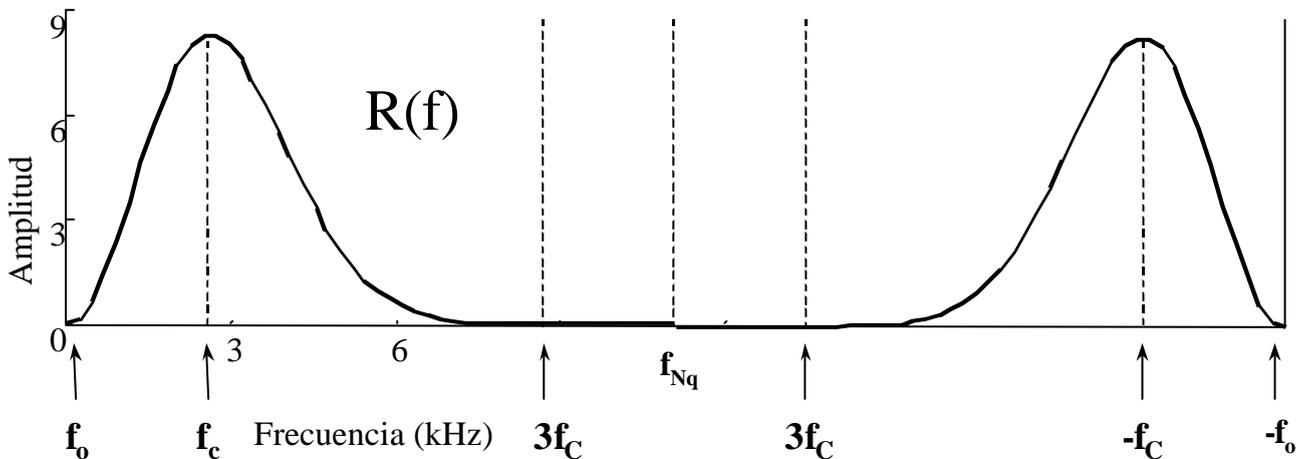


Figura 112. Espectro de frecuencia de banda limitada de la ondícula de Ricker de frecuencia central $f_c = 2.7$ kHz.

Solución numérica de la integral de la respuesta de presión $P(r,z,t)$

El primer paso en la aplicación del método de número de onda discreto es el de truncar la integral $P(r,z,t)$ (2), ahora el intervalo es vez de ser $(-\infty, \infty)$ es $(-k_0, k_0)$,

$$P(r,z,t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(w)e^{-iwt} \left(\int_{-k_0}^{k_0} G(fR)I_0(fr)e^{ikz} dk \right) dw$$

El segundo paso consiste en transformar la integral a una suma de la forma:

$$P(r,z,t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(w)e^{-iwt} \left(\sum_{-M}^M G(fR)I_0(fr)e^{ikz} \Delta k \right) dw \quad (7)$$

El tercer paso consiste en sumarle una pequeña parte imaginaria a la frecuencia w :

$$w = w_R + iw_I \quad o \quad f = f_R + if_I \quad con \quad f_I, w_I > 0$$

al substituir w en la ecuación (7), se tiene que:

$$P(r,z,t) = e^{w_I t} \int_{-\infty}^{\infty} S(w_R)e^{-iw_R t} \left(\sum_{-M}^M G((f + if_I)R)I_0((f + if_I)r)e^{ikz} \Delta k \right) dw_R \quad (8)$$

$$L > 2V_{Maxima}T$$

El cuarto paso consiste en decidir cuantos números de ondas necesitamos,

$$M = \frac{w}{\left(\frac{2P}{L}\right) V_{Mínimo}} 2 = \frac{wL}{P V_{Mínimo}} \quad (9)$$

El quinto paso es la aplicación de la transformada de Fourier Inversa para pasar al dominio del tiempo:

$$P(r, z, t) = e^{w_I t} \sum_{-N}^N S(w_R) e^{-i w_R t} \left(\sum_{-M}^M G((f + i f_I) R) I_0((f + i f_I) r) e^{i k z} \Delta k \right) \Delta w_R \quad (10)$$

Parámetros necesarios para la evaluación de P(r,z,t)

1- Es necesario definir una cierta frecuencia central f_c y una banda de frecuencia comprendida entre $f_I < f < 3f_S$ o $f_o < f < 3f_c$ en caso de usar una ondícula de Ricker.

2- N es el número de muestras de la transformada de Fourier en f

3- Intervalo de muestreo $\Delta t = \frac{1}{2F_{MAXIMA}} = \frac{1}{2(3f_c)} = \frac{1}{6f_c}$,

4- Ventana o tiempo de grabación $T = N\Delta t$

5- Intervalo de muestreo en frecuencia $\Delta f = \frac{1}{T}$

6- Frecuencia y número de onda discretos:

$$\Delta f_n = n\Delta f = \frac{1}{T} n \quad n = 1, 2, 3, \dots, N$$

$$\Delta k_m = m\Delta k = \frac{2p}{L} m \quad m = 1, 2, 3, \dots, M$$

donde N es el número de muestras a usar en la transformada discreta de Fourier de la ecuación (8) y M está definido por la ecuación (9).

7- Sumarle una pequeña parte imaginaria a Δf_n , para obtener la frecuencia compleja a substituir en la ecuación (8), de la manera siguiente :

$$\Delta f_n = \frac{1}{T}n + i\frac{p}{T} = \frac{1}{T}(n + ip),$$

esto es suponiendo que $w_I = \frac{p}{T}$ o que $f_I = \frac{1}{2T}$

Algoritmo

1) Seleccionar la ventana de frecuencia de la fuente $S(w_R)$

2) Crear el espectro de la ondícula de banda limitada (figura 111, 112, y 113a)

3) Evaluar la sumatoria $\rightarrow \sum_{-M}^M G((f + if_I)R)I_o((f + if_I)r)e^{ikz\Delta k}$ (figura 113b)

4) Realizar el producto $\rightarrow S(w_R) \times \left(\sum_{-M}^M G((f + if_I)R)I_o((f + if_I)r)e^{ikz\Delta k} \right)$ en el dominio de Fourier y verificar que pasa en $f = 0$ (figura 113c)

5) Realizar la transformada Inversa de Fourier \rightarrow

$$\sum_{-N}^N \left[S(w_R) \left(\sum_{-M}^M G((f + if_I)R)I_o((f + if_I)r)e^{ikz\Delta k} \right) \right] e^{-iw_R t \Delta w_R} \quad \text{para pasar al}$$

dominio del tiempo (figura 114).

6) Una vez que se está en el dominio del tiempo, multiplicar por el factor $e^{w_I t}$ para eliminar el efecto de atenuación introducido por el uso de frecuencias complejas (figura 114):

$$P(r, z, t) = e^{w_I t} \sum_{-N}^N S(w_R) e^{-i w_R t} \left(\sum_{-M}^M G((f + i f_I) R) I_o((f + i f_I) r) e^{i k z \Delta k} \right) \Delta w_R$$

Ondícula de Ricker de banda limitada

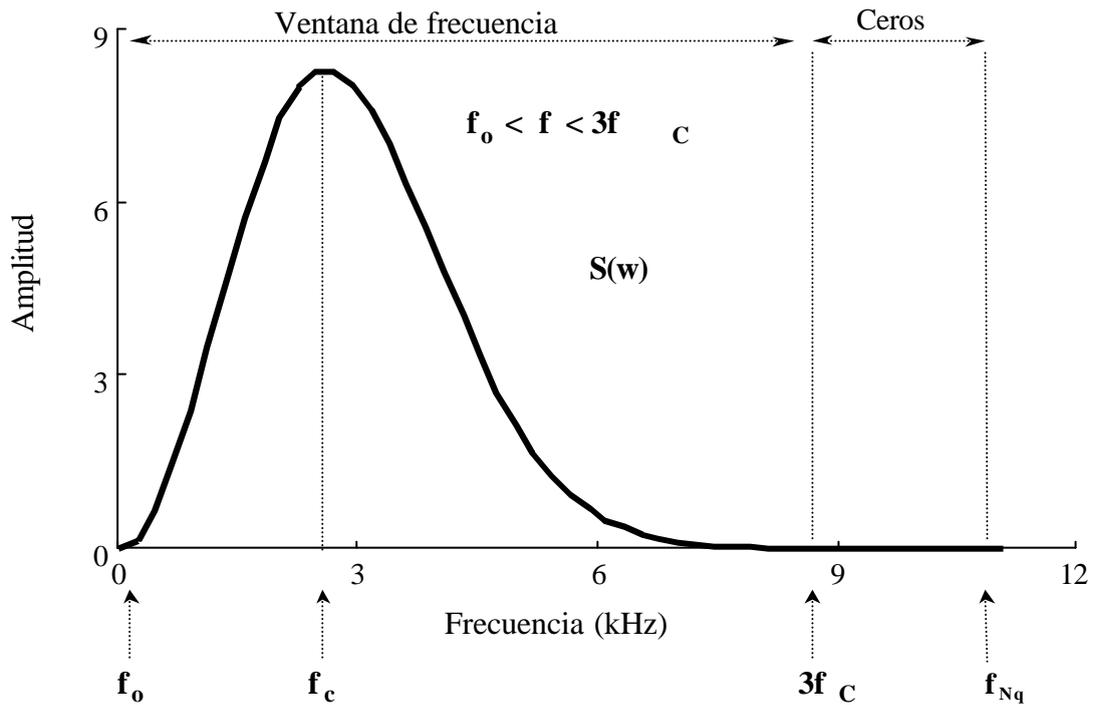


Figura 113a. Espectro de la ondícula de Ricker de banda limitada para una frecuencia central de 2.7 kHz.

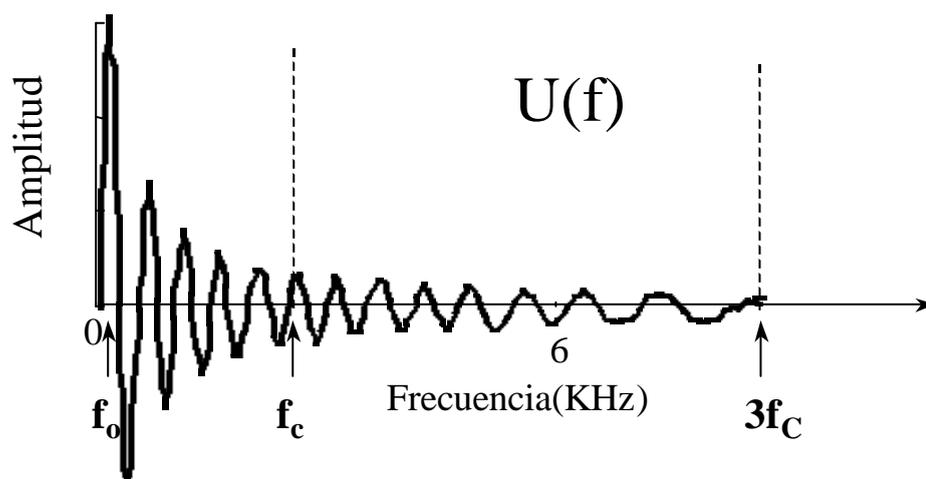


Figura 113b. Evaluación de $\rightarrow \sum_{-M}^M G((f + i f_I) R) I_o((f + i f_I) r) e^{i k z \Delta k}$ en el dominio de Fourier.

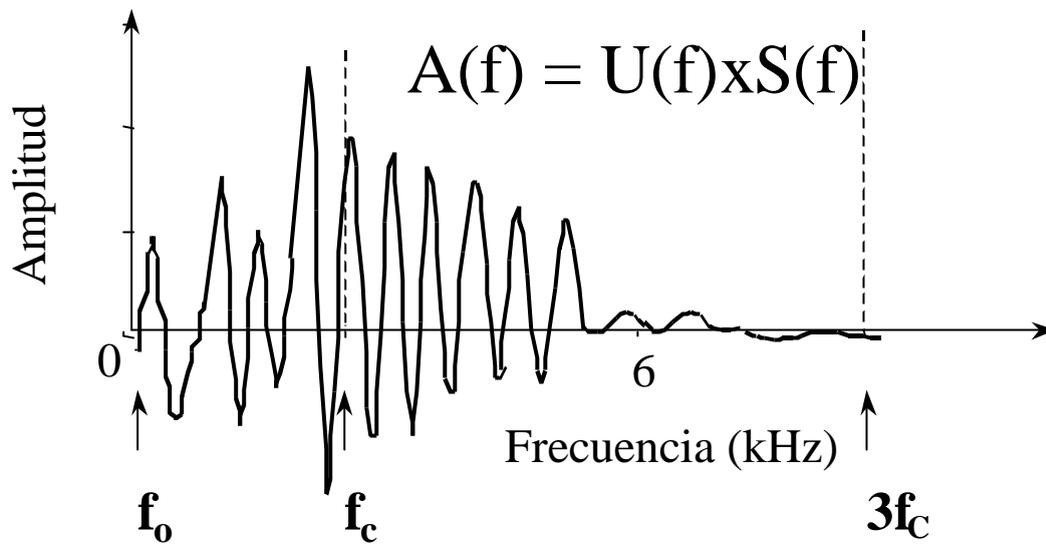


Figura 113c. Ilustración de la evaluación del producto \rightarrow
 $S(w_R) \times \left(\sum_{-M}^M G((f + if_I)R) I_o((f + if_I)r) e^{ikz \Delta k} \right)$ en el dominio de Fourier.

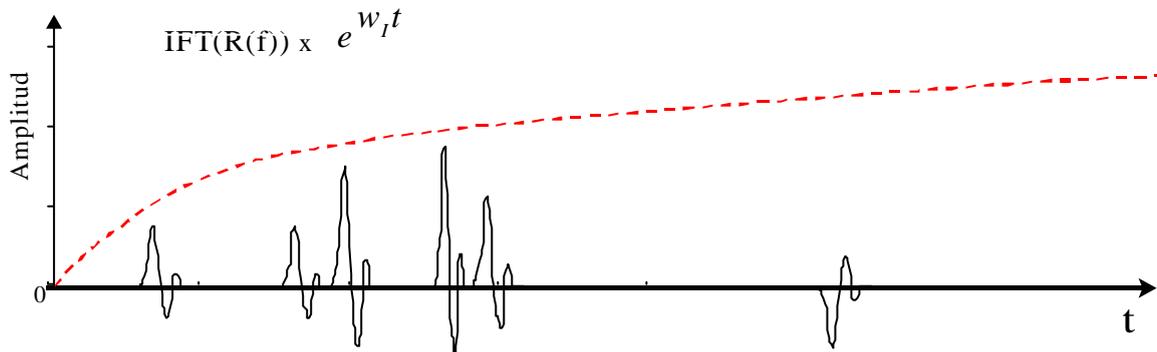


Figura 114. Ilustración del sismograma en el dominio del tiempo y la multiplicación por el factor $e^{w_I t}$, para remover el efecto de atenuación producida por el uso de frecuencias complejas.

Ejemplos de sismogramas sintéticos

Son muchos los casos que se podrían considerar al momento de realizar el modelaje de los microsismogramas sintéticos. En el modelaje realizado se consideró una formación rápida, y se obtuvieron microsismogramas para diferentes radios de pozos, el pozo esta lleno de fluido que tiene una velocidad compresional de $V_f = 1,83$ km/s, la separación fuente receptor se ha elegido de $z = 2,44$ m, la velocidad compresional se ha tomado como $V_p = 5,94$ km/s, la velocidad de cizalla de $V_s = 3,05$ km/s, y la densidad de la formación ha sido elegida como $\rho_b = 2,3$ g/cm³.

En la figura 115 y 116 se muestra la ondícula usada para la generación de los microsismogramas. Se usó una frecuencia central de $F_c = 15$ kHz y una constante de decaimiento de $a = F_c$ (Ec. 5-6). Obsérvese que el espectro está centrado en $F_c = 15$ kHz y la ventana en frecuencia considerada en el algoritmo es $0 < F < 2F_c$. Nótese que esta banda es más angosta que la que se usaría en el caso de la ondícula de Ricker (Ec. 3-4), ya que la ondícula Tsang y Rader es casi una onda monocromática y se tomó una frecuencia de Nyquist igual a $2F_c$.

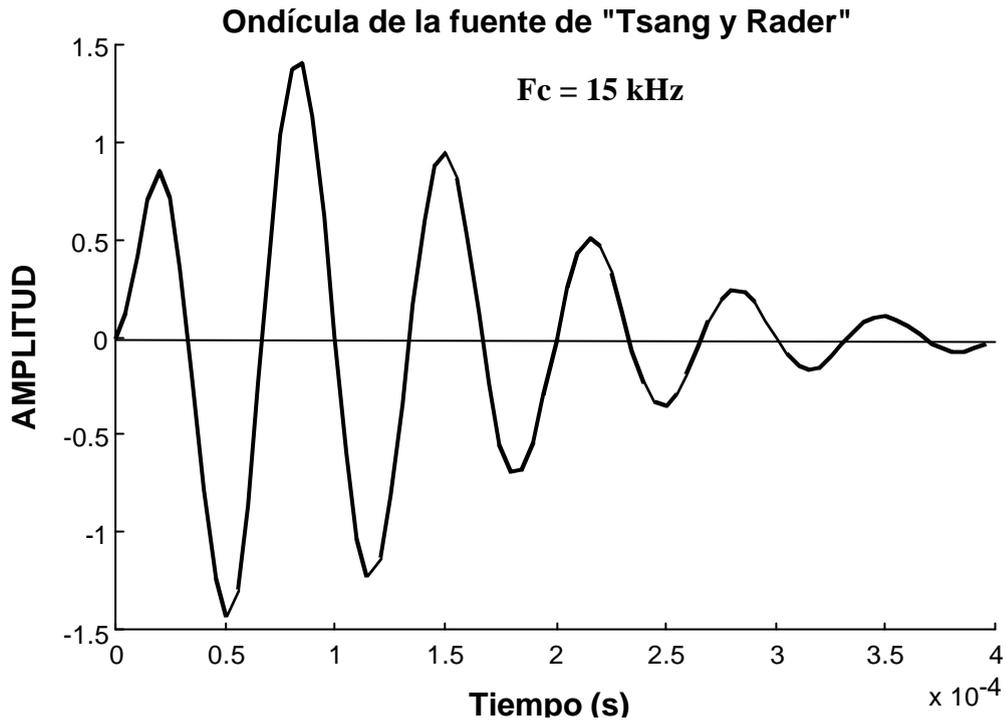


Figura 115. Ondícula Sónica de Tsang y Rader en el dominio del tiempo, con frecuencia central 15 kHz.

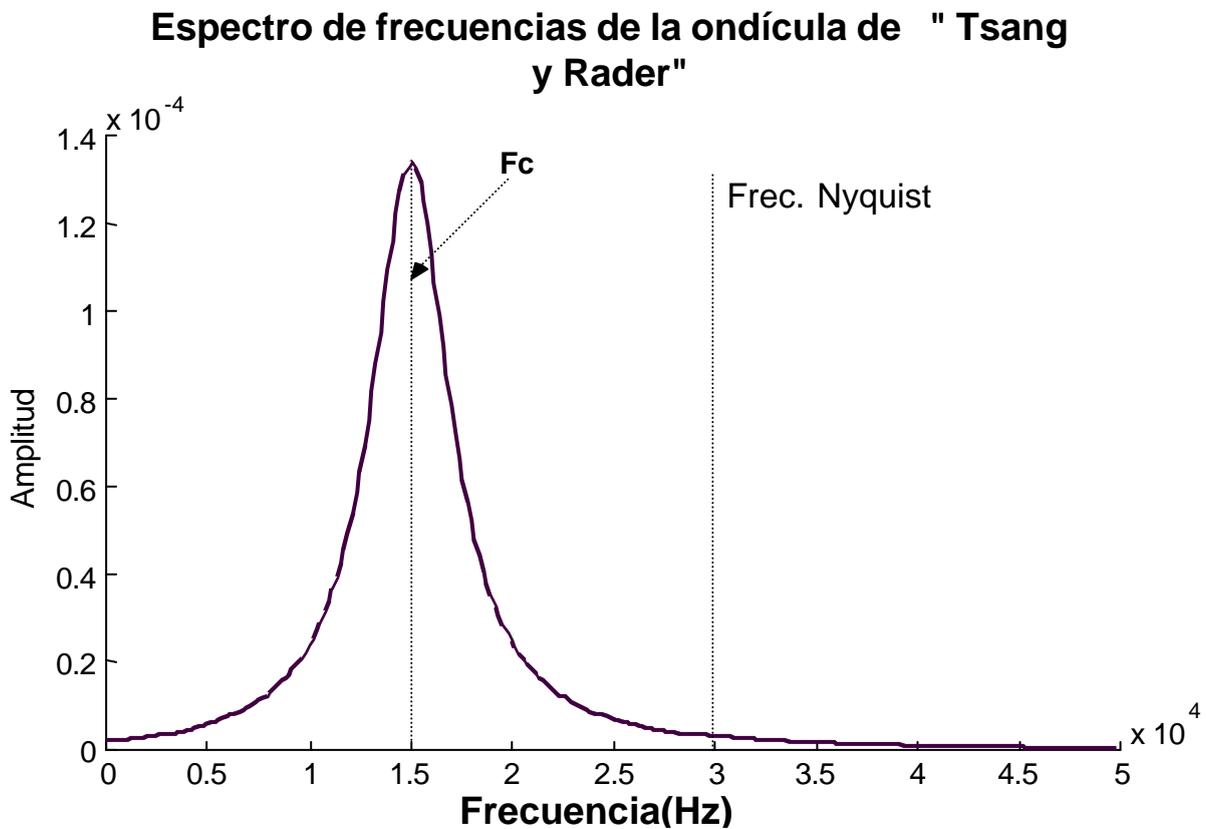


Figura 116. Ondícula sónica de Tsang y Rader en el dominio de frecuencias, con frecuencia central 15 kHz.

En la figura 117 se muestra el microsismograma obtenido cuando el radio del pozo es igual a $R = 10,2$ cm. Obsérvese como es posible identificar las llegadas correspondientes a los diferentes modos de propagación, incluyendo las ondas refractadas. La primera llegada corresponde a la onda P refractada seguidamente por el modo leaky, luego la onda S refractada coincidiendo con la llegada del modo Pseudo-Rayleigh. Ésta onda S es un poco más difícil de identificar, debido a que está afectada por las ondas que llegan antes que ella. Después de la onda S, llega un paquete de modos Pseudo-Rayleigh reflejados y la onda Stoneley llega dentro del mismo paquete. La onda Stoneley se identifica por tener un contenido de frecuencias menor y una amplitud menor que el modo Pseudo-Rayleigh (figura 117).

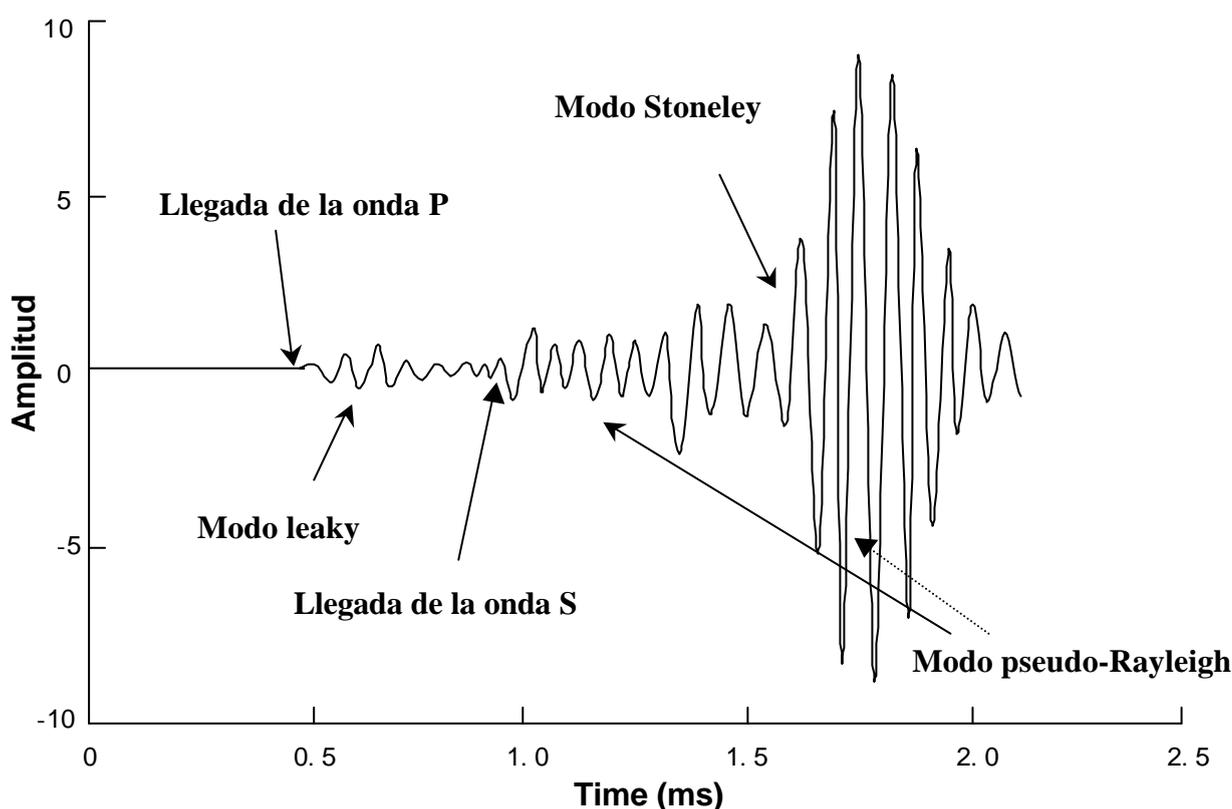


Figura 117. Microsismograma sintético para un pozo lleno de fluido de radio $R=10,2$ cm. La separación fuente receptor es de $z = 2,44$ m. Los parámetros físicos usados son: $v_s = 5,94$ km/s, $v_s = 3,05$ km/s, $v_f = 1,83$ km/s, $\rho_f = 1,2$ gr/cm³, $\rho_b = 2,3$ gr/cm³.

En la figura 118, se tiene un pozo con un radio igual a $R = 6,7$ cm. El resto de los parámetros del modelo son los mismos utilizado para la generación del microsismograma de la figura 117. Obsérvese como cambia el contenido de frecuencia del microsismograma. Los modos mas afectados son los correspondientes a las ondas pseudo-Rayleigh y el modo evanescente (leaking mode). Esto sugiere que al disminuir el radio del pozo se generan modos pseudo-Rayleigh de más altas frecuencias que en el caso anterior (figura 117).

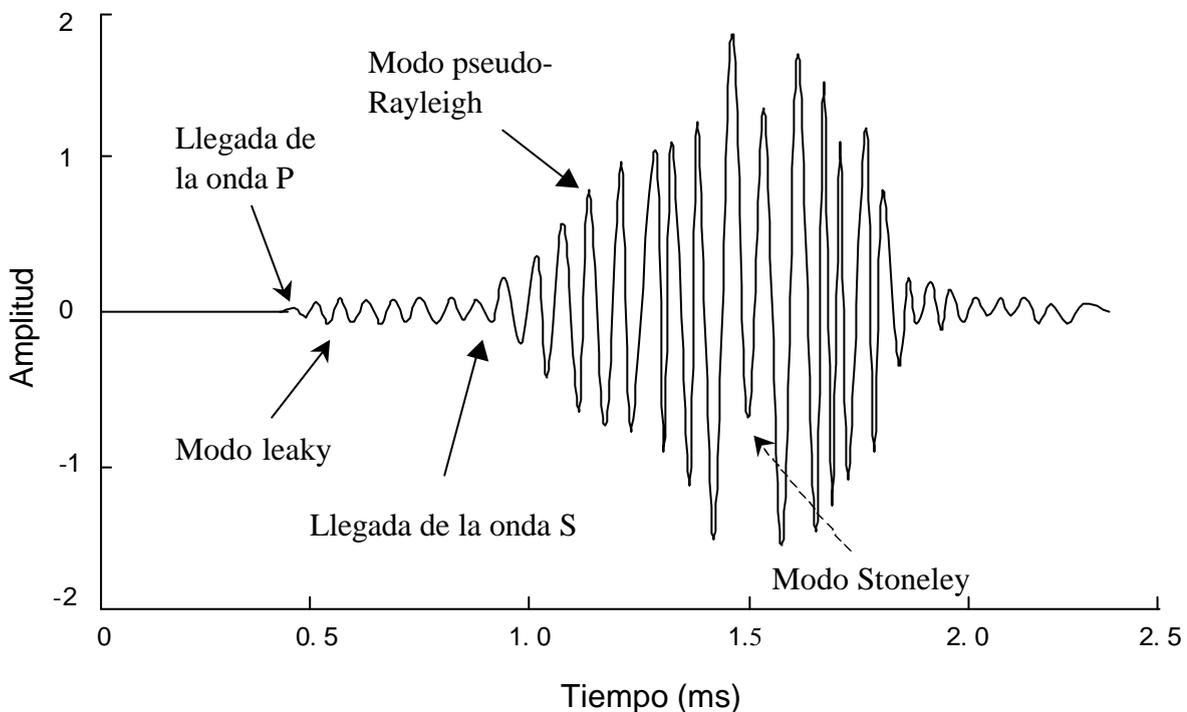


Figura 118. Microsismograma sintético para un pozo lleno de fluido de radio $R = 6,7$ cm. La separación fuente receptor es de $z = 2,44$ m. Los parámetros físicos usados son: $v_s = 5,94$ km/s, $v_s = 3,05$ km/s, $v_f = 1,83$ Km/s, $\rho_f = 1,2$ g/cm³, $\rho_b = 2,3$ g/cm³.

En la figura 119 se muestra un microsismograma sintético obtenido para un pozo de radio $R = 4,6$ cm. Obsérvese como ha variado el contenido de frecuencia del modo pseudo-Rayleigh antes de la llegada de la onda Stoneley. Después de la llegada de la onda Stoneley, se observa también otra llegada de modo pseudo-Rayleigh con mas bajo contenido de frecuencias con respecto al pozo de radio $R= 6,7$ cm. El modo leaky también ha disminuido la amplitud y el contenido de frecuencias.

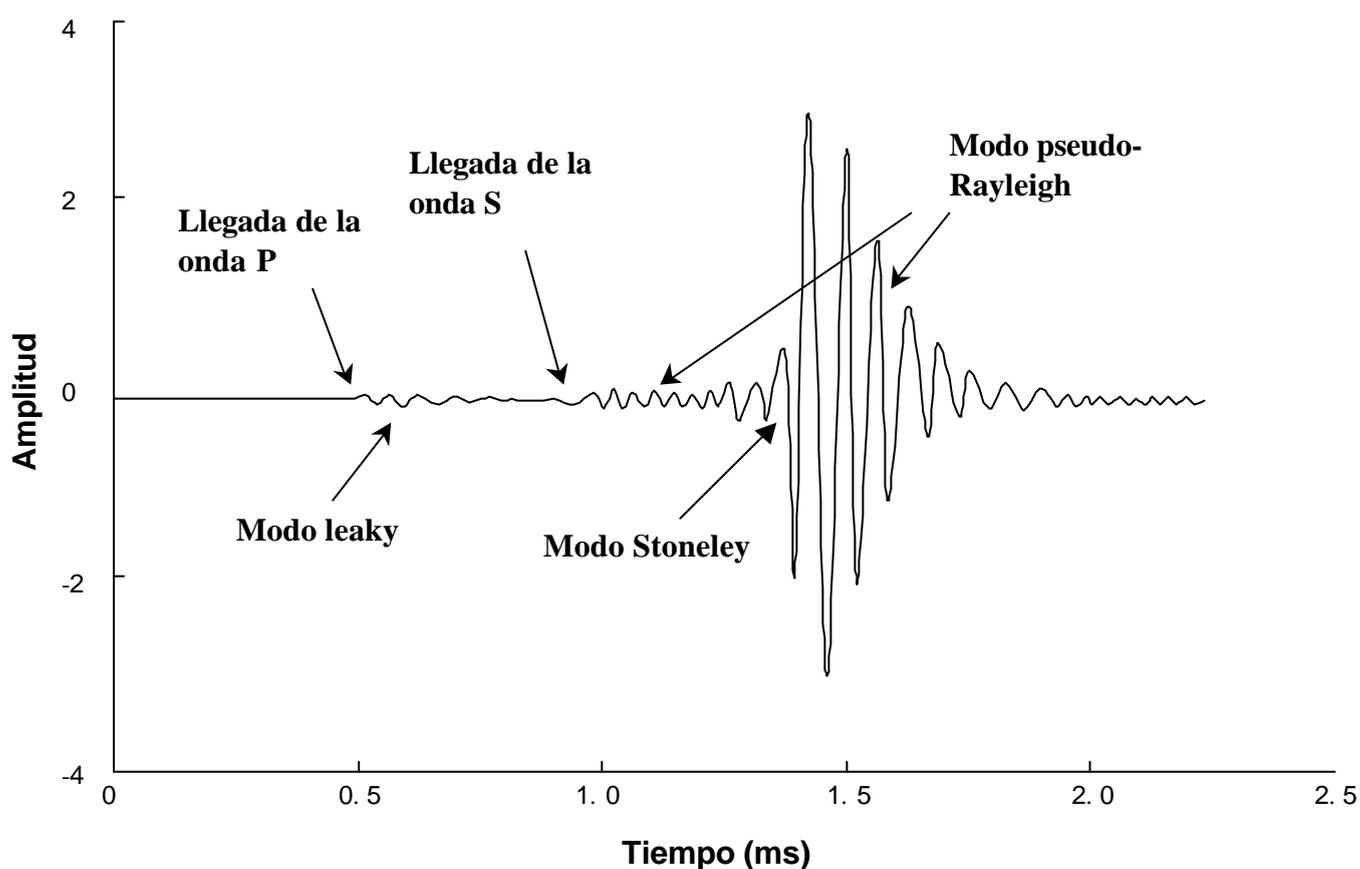


Figura 119. Microsismograma sintético para un pozo lleno de fluido de radio $R= 4,6$ cm. La separación fuente receptor es de $z = 2,44$ m. Los parámetros físicos usados son: $v_s = 5,94$ km/seg, $v_s = 3,05$ km/seg, $v_f = 1,83$ km/seg, $\rho_f = 1,2$ g/cm³, $\rho_b = 2,3$ g/cm³.

En la figura 120 se muestran una ondícula de Tsang y Rader, donde se ha variado el ancho de banda. Se mantuvo la frecuencia central en 15 kHz, pero el parámetro a ahora es igual a $2F_c$. En éste caso la frecuencia de Nyquist es mayor y se tomó igual a $4F_c$.

En la figura 121 se muestra el microsismograma usando la ondícula de la figura 120. Obsérvese que los diferentes modos de propagación son mas fácil de identificar y separar. El modo pseudo Rayleigh que llega después de la onda Stoneley se ve mas desarrollado y con una envolvente distinta.

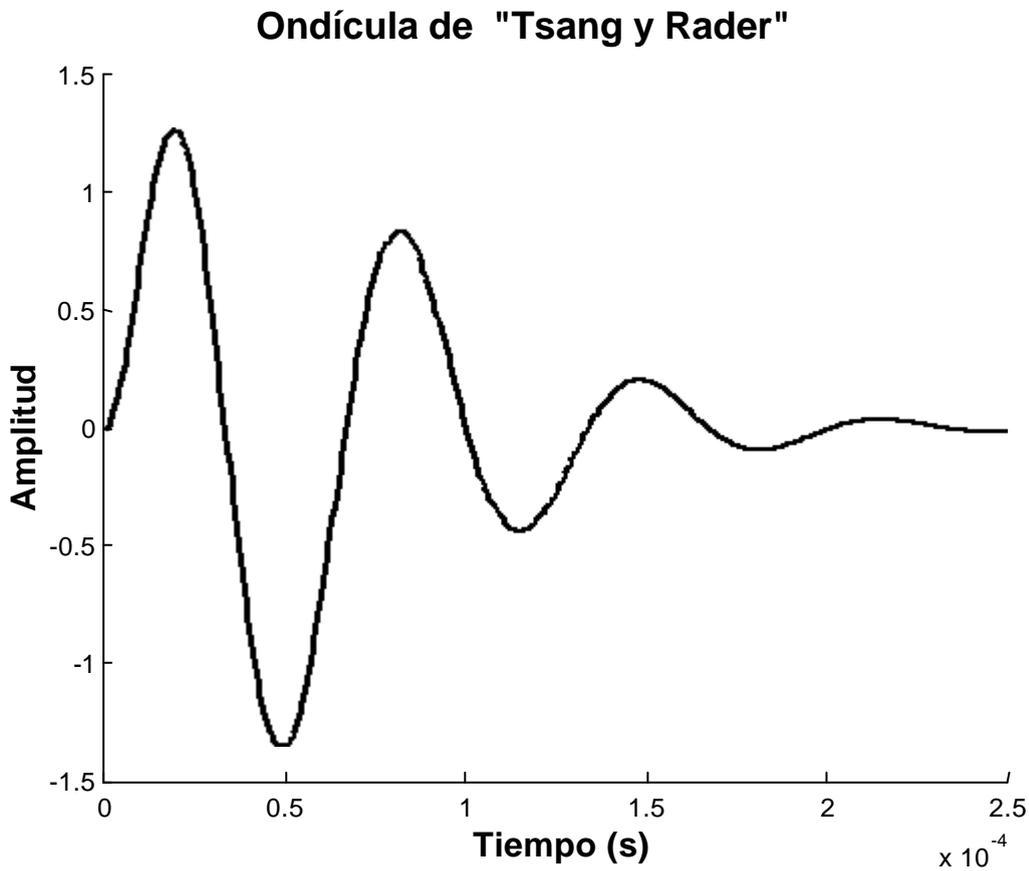


Figura 120. Ondícula Sónica de Tsang y Rader en el dominio del tiempo, con frecuencia central 15 kHz.

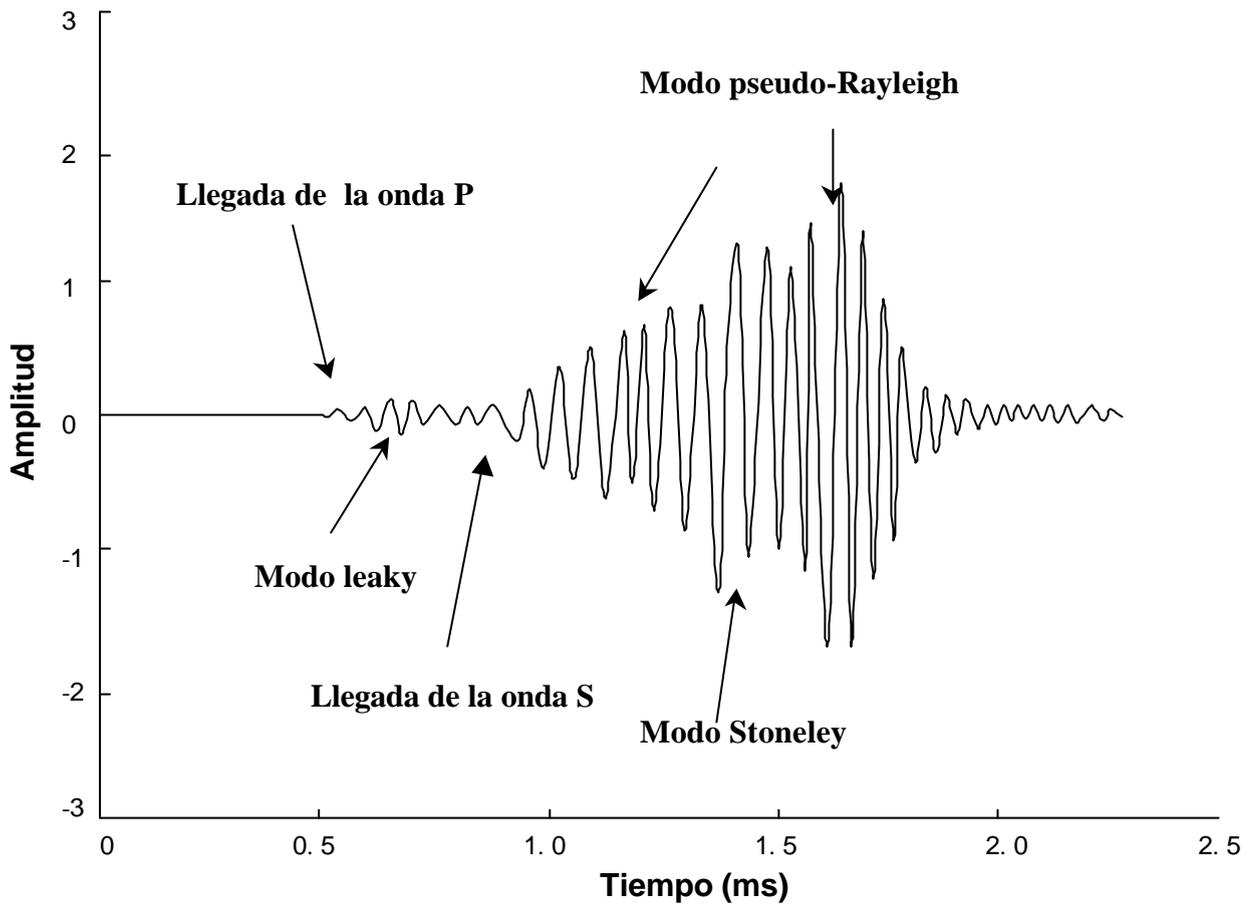


Figura 121. Microsismograma sintético para un pozo lleno de fluido de radio $R= 6,7$ cm. La separación fuente receptor es de $z = 2,44$ m. Los parámetros físicos usados son: $v_p = 5,94$ km/seg, $v_s = 3,05$ km/seg, $v_f = 1,83$ Km/seg, $\rho_f = 1,2$ g/cm³, $\rho_b = 2,3$ gr/cm³.

CAPÍTULO 6

Conclusiones

Fuentes

Una fuente monopolar permitirá generar ondas P y S refractadas en una formación rápida, y en una formación lenta, generará el modo Stoneley y ondas P refractadas.

Las fuentes dipolares y tetrapolares a frecuencias tales que la longitud de la onda de cizalla es mayor que el diámetro del pozo, excitan una onda de cizalla dominante.

Pozo no entubado

En un pozo no- entubado en una formación dura una fuente monopolar genera:

- Una onda compresional refractada
- Un modo leaky o evanescente
- Una onda de cizalla refractada
- Un modo pseudo-Rayleigh
- Un modo Stoneley
- Una onda de lodo o directa

En un pozo no-entubado en una formación lenta una fuente monopolar genera:

- Una onda compresional
- Un modo leaky o evanescente
- Un modo Stoneley

- Una onda directa

En un pozo no-entubado en una formación lenta una fuente dipolar genera:

- Una onda compresional
- Un modo leaky o evanescente
- Una onda flexural

Es decir, que en una formación dura con una fuente monopolar se podrán determinar directamente las ondas P y S; en una formación lenta, con una fuente monopolar se podrá determinar directamente sólo la onda P; por lo tanto, para deducir la velocidad de la onda S en la formación habrá que valerse del modo Stoneley. Para la determinación directa de la onda S en una formación lenta habrá que valerse de la onda flexural de baja frecuencia.

Pozo entubado

En un pozo entubado el acero y en cemento, además de añadir nuevos eventos al microsismograma, reducen la amplitud de las ondas P y S refractadas en la formación; sin embargo, las ondas P y S refractadas en la formación tendrán una amplitud mayor que las refractadas en el acero y el cemento.

El modo Stoneley dependerá esencialmente del cemento a bajas frecuencias y sólo del acero a altas frecuencias.

Pozo irregular

- En pozos irregulares en donde las variaciones son lentas pero significativas, la característica que se ve mayormente influenciada, es la amplitud; así se tiene que las amplitudes de las ondas son mayores para diámetros mayores.
- En pozos irregulares en donde las variaciones son pequeñas, se observa que la principal característica es el incremento del retraso de la onda Stoneley y Pseudo-Rayleigh con respecto a las llegadas compresionales y de cizalla, las amplitudes se mantienen similares.
- En pozos donde las variaciones son significativas y ocurren bruscamente se observa un decrecimiento de la amplitud de la onda Stoneley al ser transmitida a través de la discontinuidad. También se tendrán ondas Stoneley reflejadas por esta discontinuidad, las cuales pueden ser confundidas con reflexiones provenientes de fracturas o cambios litológicos.

Consideracion de la zona invadida

- En una zona dañada de una profundidad de seis pulgadas de invasión una herramienta de largo espaciado es capaz de registrar la llegada de la onda P refractada. La onda S refractada, aunque existe en el sismograma, es difícil de observar ya que se atenúa mucho más que la onda P, y además llega entre los múltiples generados por la onda P.
- En una zona lavada, aunque no se esperan refracciones, se podría observar la llegada de la onda P si la distancia fuente receptor es suficientemente grande con relación a la profundidad de la zona lavada. Una regla empírica en el caso de la onda P, es que si la separación fuente receptor es de n-pies, la herramienta sónica explorará n-pulgadas en la formación.

- En el caso de los modos pseudo-Rayleigh, leaky y Stoneley, éstos sólo dependen de las propiedades de la zona invadida, es decir, que si deducimos la onda S a partir de la onda Stoneley en una formación de una zona invadida muy espesa, esta onda S será la correspondiente a la zona invadida.

Centralización de la herramienta de adquisición de datos sonicos

- Para sensores in-line la descentralización de la herramienta reduce la amplitud de la onda compresional e incrementa la amplitud del modo flexural.
- Para sensores cross-dipolares la amplitud del modo flexural es significativamente menor que la obtenida con la configuración de sensores in-line.
- A bajas frecuencias, las lentitudes estimadas usando el STC son bastante insensibles a la descentralización, y por lo tanto, puede ser confiablemente corregida para obtener la lentitud real de la formación.
- La sensibilidad de la amplitud a la descentralización es mayor para las formaciones más lentas.
- Las formaciones rápidas presentan una menor semblanza usando el método STC, debido a la fuerte dispersión de la onda flexural en este tipo de formaciones, sin embargo, utilizando una fuente de baja frecuencia y con un estrecho ancho de banda, el valor de la semblanza aumentará.
- En general los valores de las lentitudes calculados utilizando el método STC se apartan más de los valores reales mientras más lenta sea la formación

- El diámetro del hoyo puede actuar como un filtro para los modos reflejados (pseudo-Reyleigh y leaky).
- La amplitud de la onda flexural varía inversamente con el radio del pozo y con el offset.
- Para fuentes de baja frecuencias (cercanas a 1 kHz), las variaciones de la amplitud con el diámetro del hoyo se hacen más pequeñas.

PROCESAMIENTO

El método STC tiene las ventajas que:

- Hace pocas suposiciones previas acerca de los datos.
- Permite detectar todas las llegadas presentes en el microsismograma
- Cuando no existe interferencia permite identificar llegadas débiles, lo cual es importante en el registro de la onda S y Stoneley en las formaciones suaves.
- Este método es el standar usado para el procesamiento de los datos obtenidos en los registros de pozo.

El método MLM tiene las ventajas que:

- Permite diferenciar las llegadas compresionales correspondientes a las zonas alteradas y zona virgen.

- Permite determinar las llegadas correspondientes a la formación cuando el pozo está mal cementado.

El método MLM tiene la desventaja que implica gran cantidad de operaciones matemáticas y aun no es comercial.

El método de **enésima raíz** tiene la ventaja de que es un método sencillo de comprender y de pocos cálculos matemáticos, lo que lo hace fácil y rápido de aplicar.

Los tres métodos estudiados tienen en común que son capaces de identificar la presencia de todos los eventos presentes en el sismograma, pero no son capaces de discernir a que onda corresponde cada evento (onda P, S, etc.), por lo tanto, es necesario que quien realice el procesamiento tenga un conocimiento preciso del comportamiento de las ondas dentro del pozo, además de un conocimiento claro, de la geología de la formaciones que atraviese el pozo. También debe hacer uso de otros registros, tales como caliper, densidad, gamma ray, etc.

Modelaje de microsismogramas

El modelaje realizado comprueba el efecto del radio del pozo y el ancho de banda de la fuente en los diferentes modos de propagación en un pozo a hueco abierto.

Recomendaciones

- Se deben comparar las velocidades obtenidas de onda S, a través de la onda Stoneley, con los obtenidos a través de la onda flexural
- Verificar los rangos de los módulos elásticos obtenidos de las velocidades de ondas P y S.
- Se debe asegurar la calidad de los registros de: densidad de lodo, velocidad del lodo, densidad de la formación, y cáliper ya que son necesarios para la obtención de la velocidad de cizalla a partir de la velocidad de la onda Stoneley.
- Se debe asegurar la aplicación de filtros apropiados para obtener buenas velocidades de ondas flexurales

- Se debe asegurar que las fuentes sónicas generen el rango de frecuencia apropiado para cada situación geológica y geométrica del pozo.

BIBLIOGRAFIA

- Biot M. A., (1952), **Propagation of Elastic Waves in a Cylindrical Bore Containing a Fluid**, *Journal of Applied Physics*, 32 (9), : 997-1005.
- Bassiouni Z., (1994), **Theory, Measurement and Interpretation of well logs**, *SPE, Texbook Series*, USA, 1994.
- Bouchon M, (1980), **Calculation of completed seismograms for an explosive sources in a layered medium**, *Geophysics*, 45(2), 197-203.
- Bouchon M. and D Schmitt., (1989), **Full-wave acoustic logging in an irregular borehole**, *Geophysics*, 54(6): 758-765.
- Bouchon M. and Aki, (1977), **Discrete wave-number representation of seismic-source wave fields**, *Bulletin of the seismological society of America*, 67(2), 259-277.
- Bostrom, A., and Burden, A., (1982), **Propagation of elastic surface waves along a cylindrical cavity and their excitation by a point force**, *J. Acoust. Soc. Am.*, 72, 998-1004.
- Baker L. J., (1984), **The effect of the invaded zone on full wavetrain acoustic logging**, *Geophysics*, 49 (6): 796-809.
- Chang, S. K. and A. H. Everhart, (1982), **A study of sonic logging in a cased borehole**, *J. Pet. Technol.*, 35: 1745.
- Cheng C. H., and Toksöz M.N., (1981), **Elastic wave propagation in a fluid –filled borehole and synthetic acoustic logs**, *Geophysics*, 46(7):1042-1053.

- Cheng C. H., and Toksöz M. N., (1982), **Generation, propagation and analysis of tube wave in a borehole**, *Society of professional well log analysts annual logging symposium, corpus cristi, TX, transactions*, paper P.
- Cheng C. H., Toksöz, M. N., y Wills, M. E., 1982, **Determination of in situ attenuation from full waveform acoustic logs**: *J. Geophys. Res.*, 87, 5477-5484.
- Cheng C. H., (1989), **Full waveform inversion of P-wave for Vs and Qp**: *J. Geophys. Res.*, 94, 15619-15625.
- Chen S. T., (1988), **Shear-wave logging with dipole sources**, *Geophysics*, 53(5): 659-667.
- Cheng C. H. and M. N. Toksoz, (1981), **Elastic wave propagation in a fluid-filled borehole and syntetic acoustic acoustic logs**, *Geophysics*, 46: 1042.
- Cheng C. H. and M. N. Toksoz, (1982), **Generation, propagation and analysis of tube waves in a borehole**, SPWLA, Twenty-third annual logging symposium
- Courtney, R. C., (1993), **Calculation of acoustic parameters by a filter-correlation methods**: *J. Acoust. Soc. Am.* 97, 1145-1154.
- Dix, C. H., (1939), **Refraction and Reflection of Seismic Waves, II: Discussion of the physics of Refraction Prospecting**, *Geophysics*, 4, 238-241.
- Gibson, R. L. and Chengbin P., (1994), **Low and high-frequency radiation from seismic sources in cased boreholes**, *Geophysics*, 59(11), 1780-1785.
- Hsu, K., y Baggeroer, A.B., (1986), **Application of the maximum-likelihood method (MLM) for sonic velocity logging**: *Geophysics*, 51(3): 780-787.

- Kanasewich, E. R., Hemmings, C.D., y Alpaslan, T., (1973), **Nth-root stack nonlinear multichannel filter**, *Geophysics*, 38(2): 327-338.
- Kraus, J. D., and Carver, K. R., (1973), **Electromagnetics: McGraw-Hill Book Co.**, 37-39.
- Kurmar, R. and Ram, S., (1969), **Flexural vibrations of a fluid-filled cylindrical cavity in an infinite solid medium**, *Acustica*, 22, 163-171.
- Kurkjian A. L. and Chang S., (1986), **Acoustic Multipole Sources in Fluid-Filled Boreholes**, *Geophysics*, 51(1): 148-163.
- Kimball C. V. and T. L. Marzetta, (1984), **Semblance processing of borehole acoustic array data**, *Geophysics*, 49(3): 274-281.
- Leslie H.D. y Randall C. J., (1990), **Eccentric dipole sources in fluid-filled Boreholes: Numerical and experimental results**, *J. Acoust. Soc. Am.*, 87(6): 2405-2421.
- Morris, C. F., Little, T. M. and Letton, W., (1984), **Soc. Pet. Eng. 59th, Ann. Fall Tech. Conf. Sept. 16-19, SPE**, number 13285.
- Muskat, M., (1933), **The theory of Refraction Shooting**, *Physics*, 4: 14-38.
- Neep, J. P., (1995), **Robust of P-wave attenuations from full waveform array sonic data**: *J. Seis. Expl.*, 4, 329-344.
- Neep, J. P., Sams, M. S., Worthington, M. H. y O'Hara-Dhand, K. A., (1996), **Measurement of seismic attenuation from high-resolution crosshole data**, *Geophysics*, 61, 1175-1188.

Paillet, F. L., (1980), **Acoustic propagation in the vicinity of fractures which intersect a fluid-filled borehole**, Society of professional well log analysts annual logging symposium, LA, *Transactions*, paper DD.

Paillet, F. L. And White, J. E., (1982), **Acoustic modes of propagations in the borehole and the relationship to rock properties**, *Geophysics*, 47: 1215.

Paillet, F., and Cheng, C. H., (1991), **Acoustic waves in borehole**: CRC Press, Inc.

Página web de Schlumberger, www.slb.com, 2000.

Peterson, E.W., (1974), **Acoustic wave propagations along a fluid-filled cylinder**, *J. Appl. Phys.*, 45: 3340.

Quan, Y., Harris, J. M., and Cheng, X. F., (1994), **Acoustic attenuation logging using centroid frequency shift and amplitude ratio methods: A numerical study**: 64th Ann. Internat. Mtg., Soc. Expl. Geophys., Expanded Abstracts, 8-11.

Rao R., (1997), Comunicación personal dada a Franklin Ruiz.

Sams, M., y Golberg, D., (1990), **The validity of Q estimations from borehole data using spectral ratios**: *Geophysics*, 55, 97-101.

Schoenberg, M., Marzetta, T., Aron, J., and Porter, R., (1981), **Space time dependence of acoustic waves in a borehole**, *J. Acoust. Soc. Am.*, 70: 1496.

Smith M. L., C.H. Sondergeld, y J.O. Norris, (1991), **The Amoco Array Sonic Logger**, *The log Analyst*, pag. 201-214.

- Somers, E.V., (1953), **Propagation of acoustic waves in a liquid fluid cylindrical hole, surrounded by an elastic solid**, *J. Appl. Phys.*, 24: 515.
- Stevens, J. L., and Day S. M., (1986), **Shear velocity logging in slow formations using the Stoneley wave**, *Geophysics*, 51(1), 137-147.
- Tang, X., (1995), **Waveform inversion of seismic P-wave attenuation from borehole compresional wave logs: 65th Ann. Internat. Mtg., Soc. Expl. Geophys.**, Expanded Abstracts, 476-479.
- Tsang, L. and Rader, D., (1979), **Numerical evaluation of transient acoustic waveform due to point source in a fluid-filled borehole**, *Geophysics*, 44: 1706.
- Tonn, R., (1991), **The determination of the seismic quality factor Q from VSP data: A comparison of different computational methods** : *Goephys. Prosp.*, 39, 1-27.
- Tubman K. M., Cheng C. H., Toksöz M. N., (1984), **Syntethetic full waveform acoustic logs in cased boreholes**, *Geophysics*, 49(7): 1051-1059.
- Thurston, R. N., (1978), **Elastic waves in rods and clad rods**, *J. Acoust. Soc. Am.*, 64, 1-37.
- Wimbow, G. A., and Rice, J. A., (1984), **Theoretical performance of multipole sonic logging tools**: Presented at the 54th Ann. Internat. Mtg., Soc. Explor. Geophys.
- Wimbow, G. A., 1985, **Compresional and Shear arrival in a multipole sonic log**: *Geophysics*, 50, 1119-1126.

White, J. E., (1983), **Underground Sound-Applications of seismic waves**, New York, Elsevier, 249.

White, J. E., (1962), **Elastic waves along a cylindrical bore**, *Geophysics*, 27: 327.

White, J. E. and C. Tongtaow., (1981), **Cylindrical waves in transversely isotropic media**, *J. Acoust. Soc. Am.*, 70: 1147.

White, J. E. and R. E Zechman, (1968), **Computed response of an acoustic logging tool**, *Geophysics*, 33: 302.

Rosenbaum, J. H., (1974), **Synthetic microsismograms: logging in porous formations**, *Geophysics*, 39: 14.

Apéndice 1

Determinación de tiempos de llegada de ondas refractadas en un medio estratificado

INTRODUCCIÓN

Cuando se genera una perturbación acústica en un medio elástico estratificado, en el cual existen cambios de propiedades en cada una de las interfaces, las ondas son reflejadas y/o refractadas en cada una de las interfaces. Estas ondas llegarán a la superficie a un determinado tiempo. El objetivo de esta sección es el de hacer una comparación de los tiempos de llegada de las diferentes ondas para diferentes modelos. La finalidad es de calcular que onda llegará primero y de esta manera comprender y poder analizar las diferentes llegadas que aparecen en los microsismogramas obtenidos de los registros sísmicos grabados en campo. Estos cálculos fueron realizados, manteniendo la misma geometría de fuentes y receptores, además de las dimensiones de las capas y radio del hoyo del pozo, cuando se usan las herramientas de adquisición convencionales.

Mecanismo de propagación de las ondas refractadas

Consideremos el caso hipotético de un subsuelo formado por capas paralelas, una de espesor Z y la otra semi-infinita. Cada una con propiedades elásticas homogéneas e isotrópicas (figura 1.A). La velocidad de las ondas sísmicas en la capa superior es V_0 y en la inferior V_1 , siendo $V_1 > V_0$. Si se genera una onda sísmica en un punto S de la superficie, la energía se transmite a partir de este punto, en forma de frentes de ondas semi-esféricos, y si se coloca un instrumento detector en un punto D , a una distancia X de S , el frente de onda que se origina en S , que se propaga horizontalmente en el medio superior solo será la

primera en llegar a **D** si **X** es pequeña. Para cierto valor de **X** (distancia crítica), la onda que se propaga siguiendo la parte superior del medio inferior alcanzará a la onda directa.

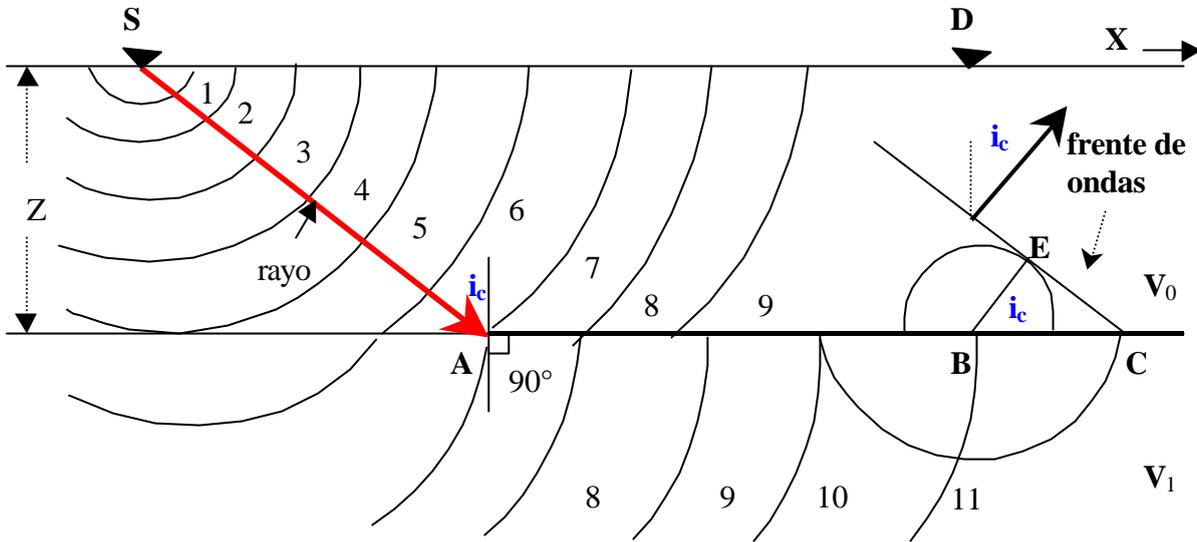


Figura 1.1. Mecanismo de transmisión de las ondas refractadas en un medio formado por dos capas (Dix, 1939).

El mecanismo físico mediante el cual la energía es transmitida de **S** a **D**, según la trayectoria ilustrada en la figura 1.1, ha sido analizado por Muskat, 1933. Dix, 1939, expone un razonamiento físico, el cual resumiremos a continuación.

Cuando el frente de onda esférico que parten de **S**, incide contra la superficie de separación, donde cambia la velocidad, la energía se refracta en el medio inferior de acuerdo con la ley de Snell. En el punto **A** del frente de onda 7 (figura 1.1), la tangente a la esfera del medio inferior es perpendicular a la superficie de separación, y el rayo, que es siempre normal al frente de onda, empieza a desplazarse a lo largo de la superficie de separación con la velocidad del medio inferior. Por tanto, por definición, el rayo **SA** incide en la superficie de separación a un ángulo crítico, i_c . A la derecha de **A**, los frentes de onda inferiores a la superficie de separación se desplazan con mayor rapidez que los superiores. En dicha superficie, el material queda sujeto a la tensión oscilatoria de debajo, y esto genera nuevas perturbaciones continuas a lo largo de la superficie de separación, y se propagan en el

medio superior con una velocidad V_o . La onda esférica que se propaga hacia la derecha a partir del punto **B** recorrerá una distancia **BC**, mientras que la esfera que se dilata en el medio superior habrá alcanzado el radio **BE**. El frente de onda resultante por encima de la superficie de separación seguirá la línea **CE** que forma el ángulo i_c con dicha superficie. En el diagrama se aprecia que:

$$\text{Sen}(i_c) \equiv \frac{BE}{BC} \equiv \frac{V_o * t}{V_1 * t} \equiv \frac{V_o}{V_1} \quad (1.1)$$

El ángulo formado por el frente de onda y la horizontal es el mismo que el formado por el rayo y la vertical, de modo que la onda volverá a la superficie formando ángulo crítico, i_c , con la vertical. Para valores de **X** mayores que la distancia crítica X_c , distancia a la cual la onda incide con ángulo crítico, puede demostrarse que la onda que requiere el menor tiempo de recorrido desde **S** a **D** llegará a la superficie de separación bajo el ángulo crítico i_c , se propagará a lo largo de la misma con la velocidad V_1 , y volverá a la superficie, atravesando la capa superior, bajo el ángulo crítico. La trayectoria está representada en la parte inferior de la figura 2.1.

Para la representación gráfica de los datos de refracción lo mas útil y conveniente es construir una curva empleando como coordenadas segmentos o eventos lineales, cuyas pendientes son el inverso de las velocidades (figura 2.1). El tiempo **T** de las primeras llegadas, y la distancia **X** fuente-receptor. En el caso de un subsuelo formado por capas homogéneas, esta curva de distancia-tiempo es muy fácil de interpretar, dado que consta de segmentos o eventos lineales, cuyas pendientes son el inverso de las velocidades (figura 2.1).

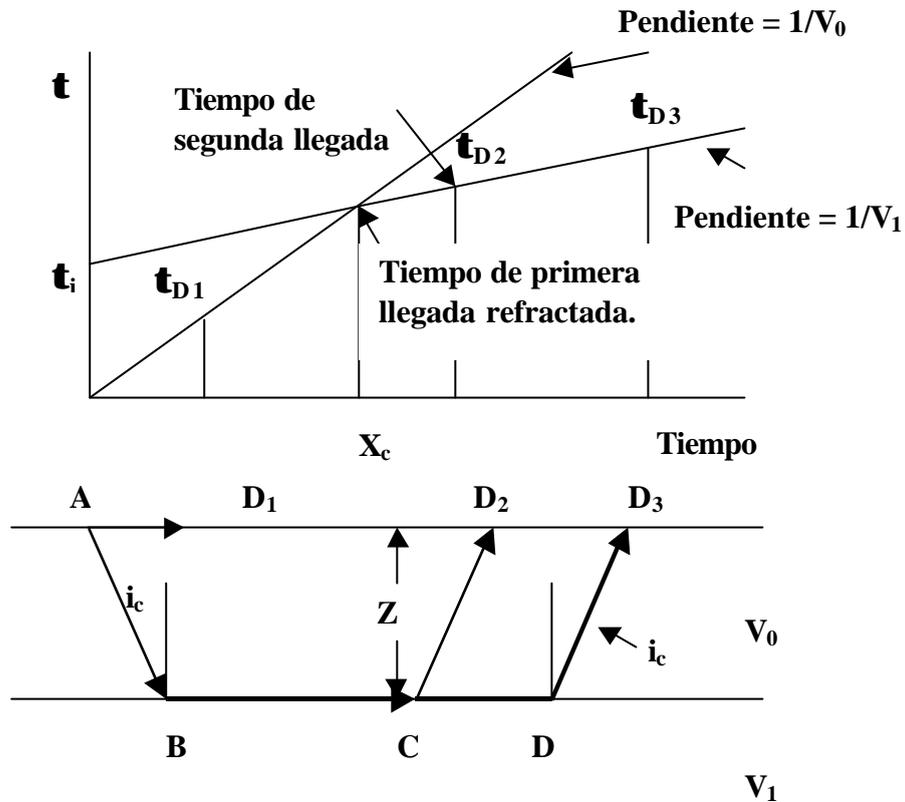


Figura 2.1. Trayectorias de los rayos de tiempo mínimo y curva camino- tiempo para dos capas separadas por una superficie horizontal

Distancia crítica X_c

A una distancia X_c , los segmentos correspondientes a las ondas directas y refractadas se cortan. A distancias menores que X_c , la onda directa que se propaga con una velocidad V_0 es la primera en llegar al detector. A distancias mayores que X_c , la onda refractada en la superficie de separación, llegará antes que la onda directa. Esta distancia X_c , se denomina distancia crítica.

Capa de baja velocidad:

El análisis hecho hasta ahora sólo es válido en los casos en que las capas que se suceden en el medio, tengan velocidades sucesivamente crecientes. Si cualquier capa de la secuencia tiene menor velocidad que la situada encima, no puede en modo alguno, ser detectada por refracción, debido a que los rayos que en ella penetran desde arriba, son siempre desviados hacia abajo, como se aprecia en la figura 3.1, y por lo tanto, no puede propagarse horizontalmente por la capa. Por consiguiente no hay segmento de pendiente inversa V_1 en la curva distancia-tiempo. Además, esto también conducirá a un error en la determinación de las profundidades de todas las superficies de separación situadas por debajo de ella, puesto que su espesor no se toma en cuenta para los cálculos.

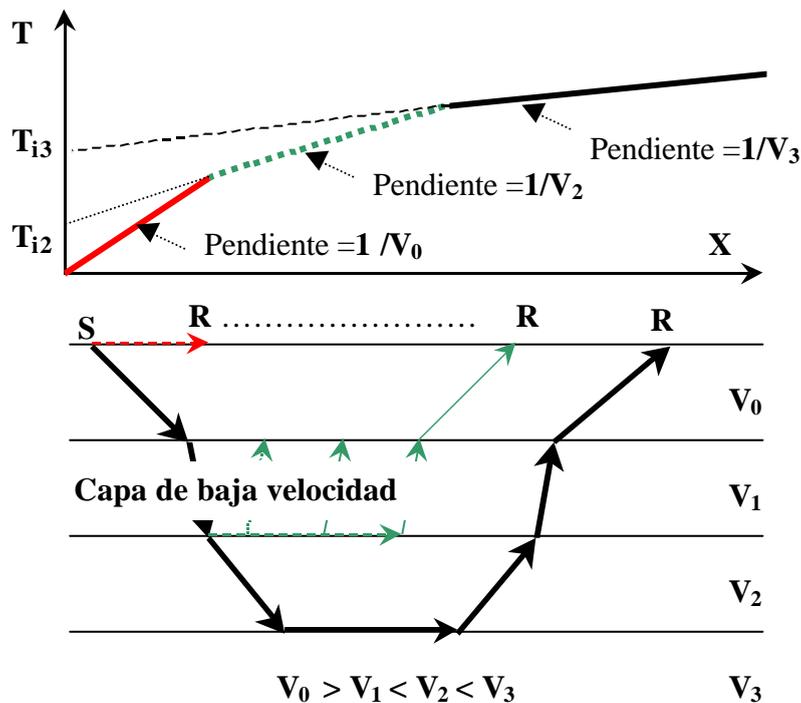


Figura 3.1. Trayectorias de tiempo mínimo y curva de tiempo-distancia cuando una capa de baja velocidad (V_1) está debajo de una capa de mayor velocidad (V_0).

Fórmula para el cálculo de los tiempos de llegada de las ondas refractadas

Supongamos un modelo como el mostrado en la figura 3.1, el cual consta de tres capas sobre un semi-espacio, de espesores h_1, h_2, h_3 y velocidades v_1, v_2, v_3 y v_4 , aumentando estas últimas con la profundidad.

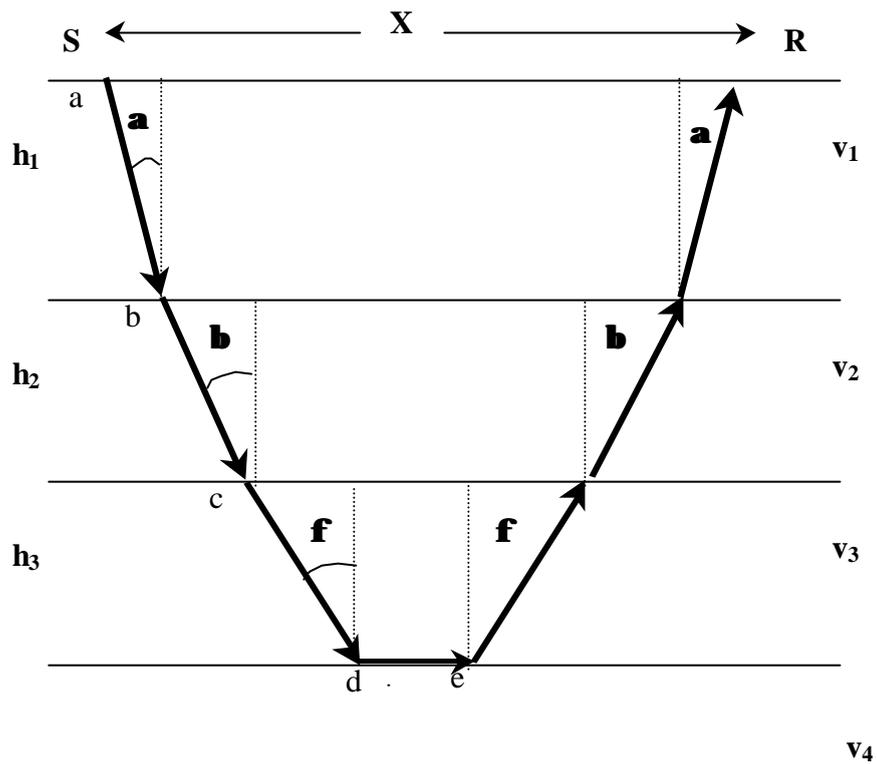


Figura 4.1. Representación del fenómeno de refracción de una onda elástica en un medio de tres capas estratificadas usando la teoría de rayo

Si se desea conocer el tiempo transcurrido desde que la onda es generada en **S** hasta que arriba a **R**, entonces se puede plantear la siguiente ecuación:

$$t \equiv 2 * \frac{Dab}{V_1} + 2 * \frac{Dbc}{V_2} + 2 * \frac{Dcd}{V_3} + \frac{Dde}{V_4} \quad (2.1)$$

Donde,

D_{ab} es el tiempo que tarda la onda en la primera capa

D_{bc} es el tiempo que tarda la onda en la segunda capa

D_{cd} es el tiempo que tarda la onda en la tercera capa

D_{de} es el tiempo que tarda la onda en la interfase

Aplicando relaciones trigonométricas:

$$\begin{aligned}
 D_{ab} &\equiv \frac{h_1}{\cos \mathbf{a}} & D_{bc} &\equiv \frac{h_2}{\cos \mathbf{b}} \\
 D_{cd} &\equiv \frac{h_3}{\cos \mathbf{f}} & D_{de} &\equiv x - 2 * \operatorname{tag} \mathbf{a} - 2 * \operatorname{tag} \mathbf{b} - 2 * \operatorname{tag} \mathbf{f}
 \end{aligned}
 \tag{3.1}$$

Sustituyendo las relaciones (3.1) en (2.1) y utilizando la Ley de Snell para simplificar y obtener la expresión en función de las velocidades obtenemos:

$$t \equiv \frac{x}{V_4} + 2 * h_1 * \sqrt{\left(\frac{1}{V_1^2} - \frac{1}{V_4^2} \right)} + 2 * h_2 * \sqrt{\left(\frac{1}{V_2^2} - \frac{1}{V_4^2} \right)} + 2 * h_3 * \sqrt{\left(\frac{1}{V_3^2} - \frac{1}{V_4^2} \right)}
 \tag{4.1}$$

La cual se puede generalizar para N capas quedando de la siguiente forma:

$$t_n \equiv \frac{x}{V_{n+1}} + 2 * \sum_{j=1}^N \left(h_j * \sqrt{\left(\frac{1}{V_j^2} - \frac{1}{V_{n+1}^2} \right)} \right)
 \tag{5.1}$$

Con la fórmula 5.1 se pueden obtener los tiempos de llegada de las ondas refractadas en la n -ésima capa de un modelo de capas planas, conociendo los espesores y las velocidades.

Deducción de la fórmula para el cálculo del tiempo de llegada de las reflexiones

Supongamos el modelo mostrado en la figura 4.1, el cual consta de tres capas paralelas de espesores y velocidades constantes $h_1, h_2, h_3, v_1, v_2,$ y $v_3,$

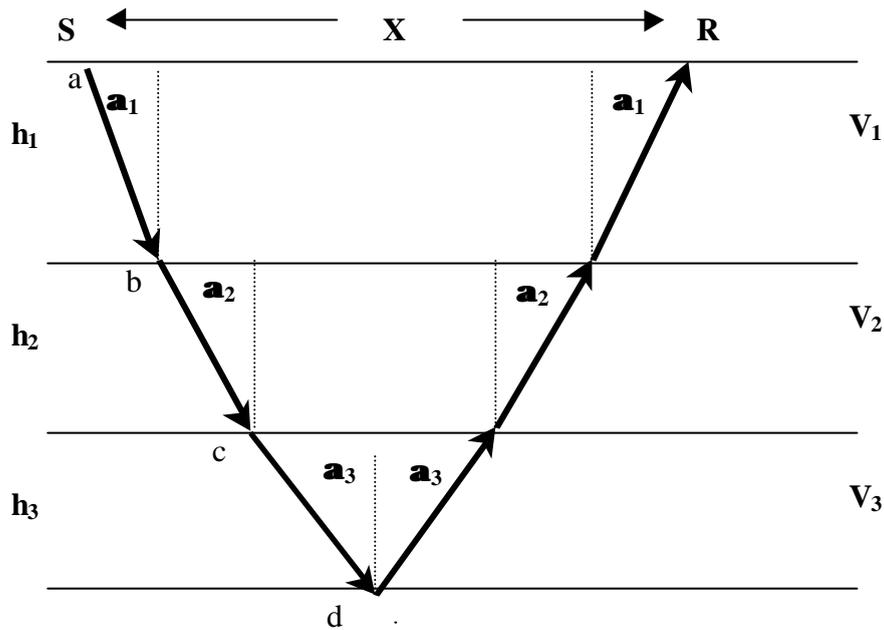


Figura 5.1. Representación del fenómeno de reflexión en tres capas estratificadas, usando teoría de rayo.

El tiempo que tarda en arribar la onda que se refleja en el punto d será el que se obtenga por la siguiente relación:

$$t = \frac{2 * Dab}{V_1} + \frac{2 * Dbc}{V_2} + \frac{2 * Dcd}{V_3} \quad (6.1)$$

Donde los numeradores representan las distancias recorridas en cada intervalo por la onda que se refleja. Estas distancias se obtienen de las siguientes relaciones,

$$Dab = \frac{h_1}{\cos(\mathbf{a}_1)}; \quad Dbc = \frac{h_2}{\cos(\mathbf{a}_2)}; \quad Dcd = \frac{h_3}{\cos(\mathbf{a}_3)}; \quad (7.1)$$

Sustituyendo las relaciones 7.1 en 6.1, se tiene:

$$t = \frac{2 * h_1}{V_1 * \cos(\mathbf{a}_1)} + \frac{2 * h_2}{V_2 * \cos(\mathbf{a}_2)} + \frac{2 * h_3}{V_3 * \cos(\mathbf{a}_3)} \quad (8.1)$$

Aplicando la Ley de Snell en la ecuación 8 se tiene:

$$t = \frac{2 * h_1}{v_1 * \sqrt{1 - \frac{v_1^2}{v_3^2} * \text{Sen}^2 \mathbf{a}_3}} + \frac{2 * h_2}{v_2 * \sqrt{1 - \frac{v_2^2}{v_3^2} * \text{Sen}^2 \mathbf{a}_3}} + \frac{2 * h_3}{v_3 * \sqrt{1 - \text{Sen}^2 \mathbf{a}_3}}$$

La cual puede ser generalizada para N capas,

$$t_N = 2 * \sum_{j=1}^N \left(\frac{h_j}{V_j * \sqrt{1 - \frac{V_j^2}{V_n^2} * \text{Sen}^2(\mathbf{a}_n)}} \right) \quad (9.1)$$

Donde N es el número de capas. Quedando el tiempo de llegada en función de los espesores y el ángulo de incidencia en la última capa.

Como se desea obtener los tiempos de viaje para diferentes distancias \mathbf{X} (figura 4.1), es necesario determinar dichas distancias. Por lo tanto, se deducirá una expresión que permita determinar las distancias dado un ángulo \mathbf{a}_n .

La distancia \mathbf{X} para el modelo de la figura 4.1 puede ser expresada de la siguiente forma:

$$X = 2 * h_1 * \text{tag}(\mathbf{a}_1) + 2 * h_2 * \text{tag}(\mathbf{a}_2) + 2 * h_3 * \text{tag}(\mathbf{a}_3) \quad (10.1)$$

Aplicando identidades trigonométricas y la Ley de Snell se transforma en:

$$X = \frac{2 * h_1 * \frac{V_1}{V_3} * \text{Sen}(\mathbf{a}_3)}{\sqrt{1 - \left(\frac{V_1}{V_3} * \text{Sen}(\mathbf{a}_3)\right)^2}} + \frac{2 * h_2 * \frac{V_2}{V_3} * \text{Sen}(\mathbf{a}_3)}{\sqrt{1 - \left(\frac{V_2}{V_3} * \text{Sen}(\mathbf{a}_3)\right)^2}} + \frac{2 * h_3 * \text{Sen}(\mathbf{a}_3)}{\sqrt{1 - \text{Sen}^2(\mathbf{a}_3)}} \quad (11.1)$$

La cual puede ser generalizada para \mathbf{N} capas como,

$$X = 2 * \sum_{j=1}^N \left(\frac{h_j * \frac{V_j}{V_n} * \text{Sen}(\mathbf{a}_n)}{\sqrt{1 - \left(\frac{V_j}{V_n} * \text{Sen}(\mathbf{a}_n)\right)^2}} \right) \quad (12.1)$$

Donde \mathbf{n} es el número de capas.

Cálculo de los tiempos de arribos para modelos con geometrías y propiedades similares a las del pozo durante la corrida de registros sínicos

A continuación se presentan los gráficos de los tiempos de llegadas versus distancias fuentes-receptores para diferentes modelos de capas estratificadas, las velocidades utilizadas en los cálculos para los materiales hallados en el pozo se muestran en la tabla 1.1.

Material	t_p (ft/s)	t_s (ft/s)
Arena 1	14632.5	7513.1
Arena 2	14632.5	12959.3
Caliza 1	18832.0	10039.4
Caliza 2	20242.9	10629.9
Calcita	21784.8	11286.1
Cuarzo	18339.8	11548.6
Acero	19488.2	10597.1
Dolomita	24081.4	12992.1
Cemento	19900.0	11000.0
Agua	4600.0	-----

Tabla 1.1. Tiempo de Transito Velocidades de ondas **P** y **S** de los materiales que se consiguen durante la corrida de Registros sínicos en Pozos

Modelo 1, pozos no entubados

Tiempos de arribo para las ondas P y S en modelo formado por una capa de agua de 1 ft y una velocidad compresional de 4600 ft/s, y una formación de calcita de espesor infinito y velocidades $V_p = 21784.8$ ft/s y $V_s = 11286.1$ ft/s, (figura 5.1).

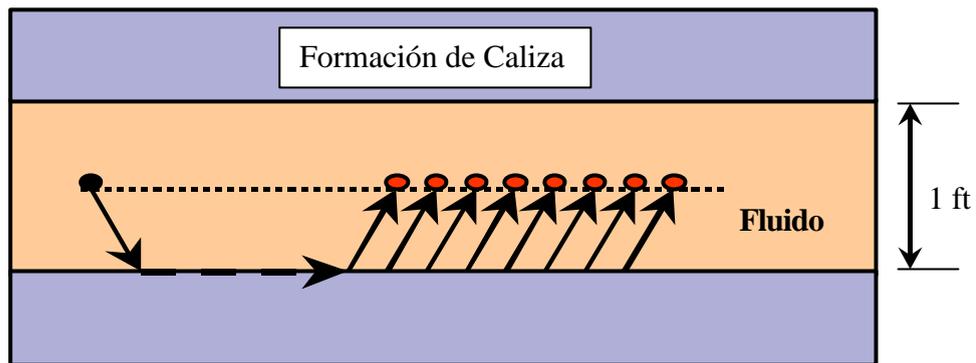


Figura 6.1. Modelo de pozo a hueco abierto, en el que se considera el lodo y la formación como dos capas estratificadas.

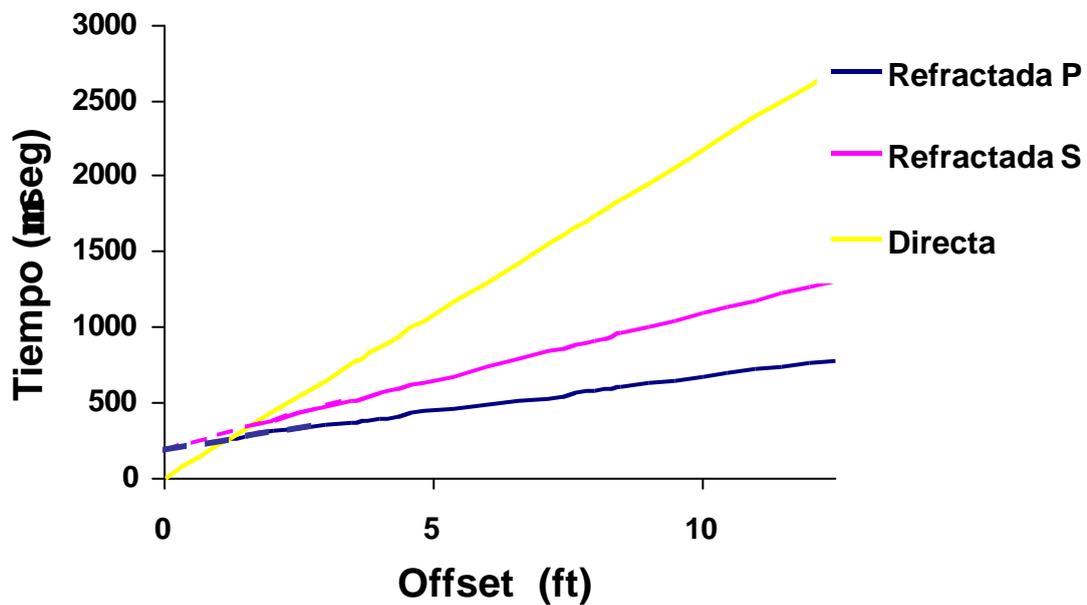


Figura 7.1. Tiempos de llegada de las ondas P y S para un modelo de pozo no entubado.

Modelo 2, pozo entubado

Tiempos de llegada de ondas P y S, en modelo de pozo entubado, con velocidad compresional del agua: 4600 ft/s; radio de pozo: 0.3397 ft; velocidades del tubo de acero: $V_p = 19488,2$ ft/s y $V_s = 10597.1$ ft/s; espesor de del tubo de acero: 0.02530ft; Velocidades del cemento: $V_p = 19900$ ft/s y $V_s = 11000$ ft/s; espesor del cemento: 0.135 ft; La formación es una calcita de espesor infinito y velocidades: $V_p = 21784.8$ ft/s y $V_s = 11286.1$ ft/s.

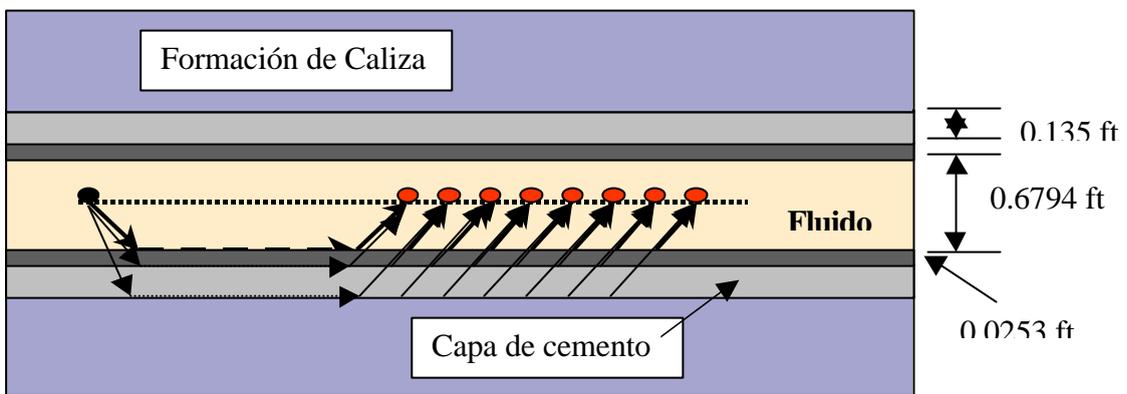


Figura 8.1. Modelo de pozo entubado, donde la primera capa es el fluido, la segunda es el acero, la tercera es el cemento y por último tenemos la formación.

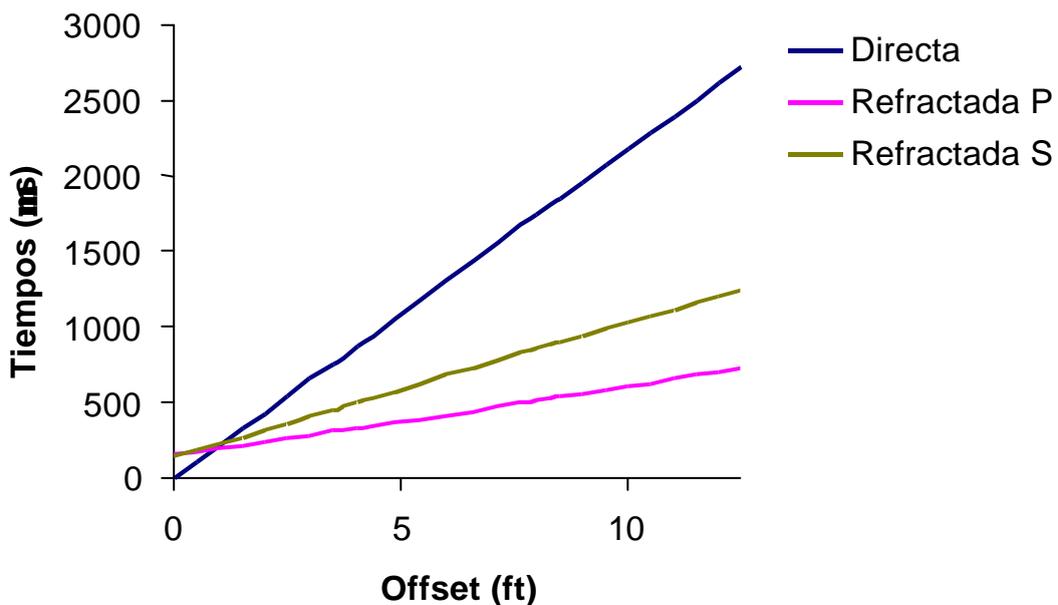


Figura 9.1. Tiempos de llegada correspondientes a la onda directa del fluido, ondas P y S refractadas en la formación para el modelo de pozo entubado.

Apéndice 2

Herramientas de adquisición sónica

Introducción

Desde la introducción de los registros sínicos, las herramientas de sondeo con que se adquieren estos datos han evolucionado continuamente con la finalidad de mejorar la calidad de los registros. Entre las herramientas mas comúnmente usadas se tienen la: herramienta *Velocity Logging Tool (VLT)*; *Borehole Compensated tool (BHC)*, *Long Spacing Sonic (LSS)* y *Array Sonic (SDT)* de la empresa Schlumberger. Todas tenían en común la generación de una perturbación o pulso monopolar en el medio, el cual poseía las mismas características en todas las direcciones. Esta tecnología es conocida como *tecnología monopolar*.

Últimamente, se han desarrollado herramientas que generan pulsos dipolares y tetrapolares. Entre ellas se tienen la: *Dipole Shear Sonic Imager (DSI)* de la empresa Schlumberger; *Cross-Multipole Array Acoustilog (XMAC)* de la empresa Baker Hughes; y **XACT** de la empresa Halliburton. Estas herramientas introducen la tecnología dipolar, la cual permite dirigir la señal que se transmite en el medio en estudio en una dirección, además de mantener simultáneamente la tecnología monopolar.

Herramienta DSI dipole shear sonic imager

Esta herramienta fue diseñada por la empresa Schlumberger, y combina la tecnología dipolar con la tecnología monopolar. En la figura 1.2 se muestra un esquema de la herramienta y en la tabla 1.2 se detallan las especificaciones de la misma.

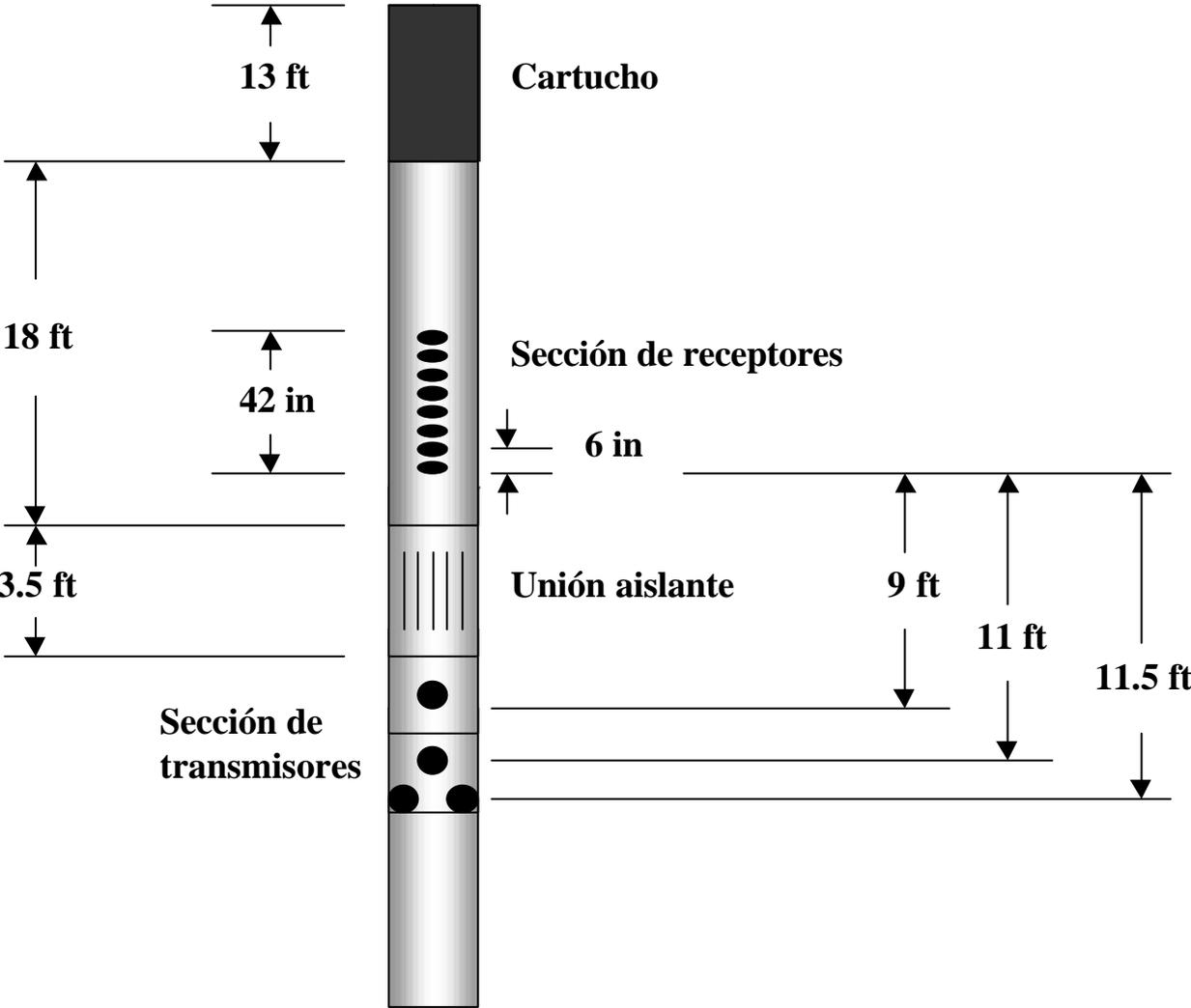


Figura 1.2. Esquema de la herramienta de adquisición sónica de la empresa Schlumberger (DSI)

Especificaciones de la herramienta	
Temperatura máxima	350 °F (175°C)
Presión máxima	20,000 Psi (138 Mpa)
Diámetro de la herramienta	3 ^{5/8} in. (9.2 cm)
Mínimo diámetro del hoyo	5 ^{1/2} in. (13.9 cm)
Máximo diámetro del hoyo	21 in. (53.3 cm)
Longitud de la herramienta	51 ft (15,5 m)
Máxima velocidad del registro:	
Un grupo de 8 receptores (modo simple)	3600 ft/hr
Los seis modos simultáneamente, Sin 6 in. Δt	1000 ft/hr
Todos los seis modos Simultáneamente con 6 in.Δt	900 ft/hr
Precisión de digitalización	12 bit
Límite de intervalo de muestreo de digitalización	Variable: de 10 32,700 μs por muestra
Límite de duración de digitalización	por encima de 15,000 muestras
Ancho de banda acústica:	
Dipolar y Stoneley	80 Hz a 5 kHz
Monopolar	8 a 30 kHz

Tabla 1.2. Especificaciones de la herramienta DSI de Schlumberger

Descripción de los componentes de la herramienta DSI

Sección de transmisores

La sección de transmisores contiene tres elementos: 1) transmisores, 2) transductor de cerámica monopolar; 2) dos transductores unidireccionales de banda ancha orientados perpendicularmente uno con respecto al otro.

Unión aislante

La unión aislante es un filtro mecánico que permite que la señal transmitida directamente a través de la herramienta sea captada por los receptores solamente después que las ondas refractadas en la formación han llegado a los receptores.

Sección de receptores

La sección de receptores contiene 8 receptores espaciado 6 in, en un tendido de 3.5 ft, cada posición contiene un par de hidrófonos: uno orientado en línea con el transmisor dipolar superior y otro orientado en línea con el transmisor dipolar inferior. Las salidas de cada par son diferenciadas para la recepción dipolar y sumadas para la recepción monopolar.

Cartucho de adquisición (acquisition cartridge)

El cartucho de adquisición contiene los circuitos para realizar: el control de ganancia automático; digitaliza las ocho trazas por separado simultáneamente; apila o suma las trazas para mas de un disparo y luego transmite estas señales a superficie.

Profundidad de investigación

La profundidad de investigación de los dispositivos sónicos depende de: tipo formación; lentitud de las ondas; separación transmisor-receptor; longitud de onda considerada; tipo de onda (refractada o dirigida); frecuencia de la fuente; y del tipo de señal.

La frecuencia y la velocidad de la onda, en la formación, determinan la longitud de onda según la siguiente relación:

$$V_P = \frac{10^6}{\Delta t_P} = I_P * F ,$$

$$V_S = \frac{10^6}{\Delta t_S} = I_S * F$$

La profundidad de investigación de la herramienta es determinada por la longitud de onda. En la tabla 2.2, se muestran algunos ejemplos.

Δt ($\mu\text{seg/ft}$)	Para 1 kHz <i>I</i> (ft)	2 kHz <i>I</i> (ft)	5 kHz <i>I</i> (ft)	10 kHz <i>I</i> (ft)
50				2
100		5	2	1
200	5	2.5	1	0.5
400	2.5	1.25	0.5	

Tabla 2.2. Valores de lentitud y su relación con la frecuencia y longitud de onda, dentro del rango de tiempos de transito de onda P y S en los registros sónicos convencionales.

Modos de operación de la herramienta DSI

La herramienta **DSI** tiene varios modos de operación para adquirir los datos, algunos de los cuales pueden ser combinados.

Modo de dipolo inferior y superior

Se adquieren ocho trazas dipolares de disparos de cualquiera de los transmisores. Se graban 40 μ seg por muestra y 512 muestras por trazas.

Modo de dipolo cruzado

En la adquisición standar con este modo se adquiere un total de 32 trazas, en dirección inline y cross-line de ambos transmisores.

Modo Stoneley

Se adquieren ocho trazas producidas por un pulso monopolar de baja frecuencia. Se graban 40 μ seg por muestra y 512 muestras por traza.

Modo P y S

Se adquieren ocho trazas monopolares de disparos del transmisor monopolar, producidos por un pulso de alta frecuencia. Se graban 10 μ s por muestra y 512 muestras por traza.

Modo first-motion

Se determinan ocho comienzos de cruce de los datos monopolares correspondientes a disparos de alta frecuencia, para la determinación de las primeras llegadas.

Herramienta XMAC cross-multipole array acoustilog

Esta herramienta fue diseñada por la empresa Baker Hughes, y al igual que la **DSI** combina la tecnología monopolar con la tecnología dipolar. En la figura 2.2, se muestran algunas de las características de esta herramienta, en la cual se pueden notar algunas diferencias con respecto a la **DSI**. Entre las más importante se tiene que la **XMAC** posee dos transmisores monopolares mientras que la **DSI** posee sólo uno.

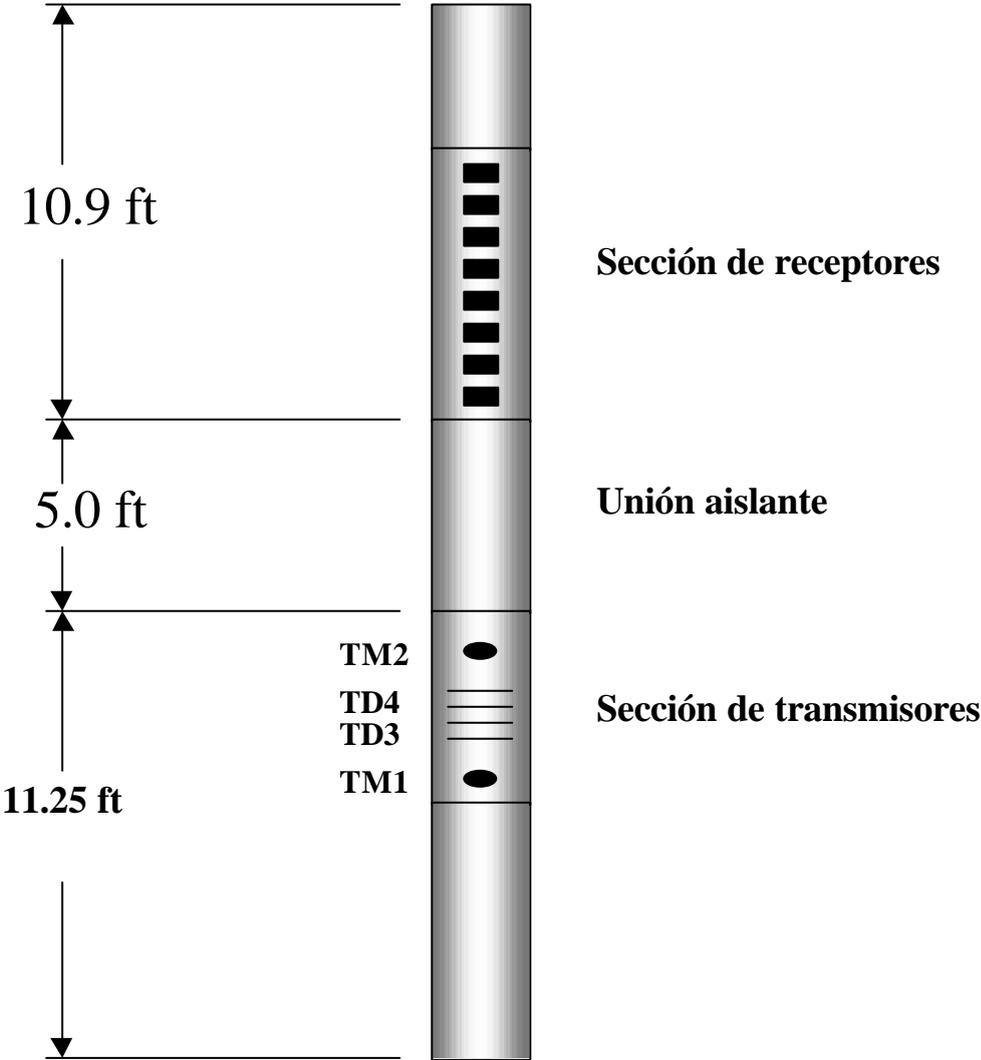


Figura 2.2. Esquema de la herramienta XMAC de la empresa Baker Hugues

Especificaciones de la herramienta

Descripción física

Diámetro	3.88 in. (98.6 mm)
Longitud	35.0 ft (10.7 m)
Peso	721 lbm (327 Kg)
Número de receptores.....	8 espaciados 6 in
Receptores tipo 1678MA.....	8x4 elementos piezoeléctricos ortogonales
Rango dinámico.....	96 db
Secuencia de transmisión de disparos.....	cada 50 ms
Conversión A/D.....	12 bit

Transductores	Dipolar	Monopolar
Transmisores		
Cantidad	2	2 (ortogonales)
Espaciado	30 in (762 mm)	12 in (305 mm)
No. de receptores	8	8
Separación entre Receptores	6 in (152.4 mm)	6 in (152.4 mm)
Espaciado T₁R₁	11.0 ft (3.2 m)	10.25 ft (2.9 m)

Tabla 3.2. Distribución de receptores y transmisores de la herramienta **XMAX**

Condiciones ambientales

Máxima presión.....	20.000 psi (137.9 Mpa)
Máxima temperatura de operación.....	400 ° F (204 °C)
Mínimo diámetro del hueco.....	4.5 in.
Máximo diámetro del hueco.....	17.5 in.
Esfuerzo compresivo.....	35000 lbs. (15625 kg)
Esfuerzo extensivo.....	35000 lbs. (15625 kg)

Muestreo

Velocidad de registro recomendada

Adquisición de Δt	100 ft/min (30 m/min)
Fullwave (monopolar/ dipolar) y Δt	25 ft/min (7.6 m/min)
Cross-Dipole y Δt	21 ft/min (6.4 m/min)
Resolución vertical	3.5 ft para semblanza 1.0 ft por detección de primeros quiebres.
Muestreo de la traza.....	5-45 μs por muestra.
Longitud de la grabación.....	por encima de 40 ms.

Mediciones

Monopolar.....	Fullwave	(40-250 μs /ft)
Dipolar.....	Fullwave	(80-1000 μs /ft)
Stoneley.....	Fullwave	(1801000 μs /ft)
Cross dipole..... profundidad)	Fullwave	(receptores a igual

Monopole ΔTDe corto espaciado
optimiza la adquisición monopolar.

Discusión

La descripción de las herramientas **XMAC**, **DSI** y **XACT** ha permitido observar los cambios que se han introducido en estas herramientas no solo con la finalidad de mejorar los datos obtenidos, sino también la disposición de datos con mayor cantidad de información, por la incorporación de la tecnología dipolar.

Referencias

- Pagina WEB de Schlumberger, www.schlumberger.com
- Pagina WEB de Baker Hughes, www.BakerHughes.com
- Página WEB de Halliburton, www.Halliburton.com
- Información de catálogos suministrados por las empresas Halliburton, Schlumberger, y Baker Huges.